

ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 44

НОЯБРЬ, 2001

ВЫПУСК 4

- СПЕКТР PV Сер И GM1-29 (RNO125) В 1976-1997гг.
Т.Ю.Магакян, Т.А.Мовсисян 515
- ПЯТНА И АКТИВНЫЕ ОБЛАСТИ НА ЭМИССИОННОЙ
ЗВЕЗДЕ VY Ait
И.Ю.Алексеев, О.В.Козлова 529
- ИЗМЕНЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ИЗЛУЧЕНИИ α ANDROME-
DAE И LZ SERNEI
Т.А.Полякова 543
- ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮ-
ДЕНИЯ ЗВЕЗДЫ SN ЛЕБЕДЯ
М.А.Ерицян 553
- ГАЗОПЫЛЕВЫЕ ОБОЛОЧКИ ВОКРУГ НЕКОТОРЫХ ЗВЕЗД
РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ С ИК-ИЗБЫТКОМ
(ЭМИССИЕЙ)
Р.Х.Оганесян, Е.Р.Оганесян 559
- О ЗВЕЗДЕ - ПРАРОДИТЕЛЕ ПУЛЬСАРА В КРАБОВИДНОЙ
ТУМАННОСТИ
Т.Мдзинаришвили, Р.Дзигвашвили 571
- К ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ ПУЛЬСАРОВ В ВРАЩАЮЩИХСЯ
СИСТЕМАХ
Д.М.Седракян, Р.А.Крикорян 579

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Գ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան)
Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Գ.Գորբաչյկի (Ռուսաստան), Է.Ե.Նաչկյան (Հայաստան)
Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Բալլոդյան (Հայաստան)
Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Ի.Գ.Վարաչենյև (Ռուսաստան), Դ.Կուլևա (Ֆրանսիա), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան), Է.Ս.Պարամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սարգսյան (Վրաստան), Ե.Թ.Կրյուկ (ՄՄ)։

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракан (Армения)
Заместители главного редактора: В.Г.Горбачкий (Россия), Э.Е.Хачикян (Армения)
Ответственный секретарь: А.Т.Каллоглян (Армения)
Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), А.А.Боярчук (Россия), В.П.Гринин (Россия-Украина), В.В.Иванов (Россия), И.Д.Караченцев (Россия), Д.Кунт (Франция), А.Г.Никогосян (Армения), Э.С.Парсямян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Е.Терзян (США)

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

"ԱՍՏՐՓԻԶԻԿԱ"-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 րևագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, սապյարանտների և բարձր 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

УДК: 524.3-355

СПЕКТР PV Сер И GM1-29 (RNO125) В 1976-1997ГГ.

Т.Ю.МАГАКЯН, Т.А.МОВСЕСЯН .

Поступила 28 марта 2001

Принята к печати 25 июля 2001

Рассмотрены основные спектральные характеристики PV Сер, звезды типа Т Тау, и связанной с ней переменной туманности GM1-29. Описаны их изменения на протяжении 1976-1997гг. по наблюдениям на 6-м телескопе и литературным данным. В период максимального блеска (1977-1979гг.) звезда обладала развитым эмиссионным спектром, характерным для классических звезд типа Т Тау, с ярко выраженными P Cug - компонентами в линиях H_{α} и H_{β} , сильными абсорбциями NaD, смещенными в синюю сторону, а также хорошо выраженной флуоресценцией в эмиссиях FeI. После завершения последней эрупции спектр звезды остается более или менее в стабильном состоянии; эмиссионные линии заметно ослабли. Выброшенное вещество продолжает наблюдаться в виде смещенных компонентов в эмиссионных линиях. Кроме того, есть указания на возможность существования видимого коллимированного потока длиной 1.5-2" в непосредственных окрестностях звезды. Хорошо виден также HN215 P1 - первый HN-сгусток в гигантском потоке, исходящем из PV Сер. В эпоху максимальной яркости объекта в спектре туманности имелись четкие признаки спектральной асимметрии звездной оболочки, вызванной направленным истечением, проявляющиеся в изменении профилей и интенсивностей бальмеровских линий. Тем самым PV Сер и GM1-29 оказываются еще одним объектом, где наблюдается подобный феномен, впервые замеченный у R Mon и NGC2261.

1. *Введение.* Объект GM1-29 [1] представляет собой прекрасный образец переменной кометарной туманности. Изменения формы и яркости GM1-29 были замечены в 1976г., почти сразу же после обнаружения объекта на картах Паломарского атласа. Ядром туманности оказалась очень активная Т Тау-звезда, получившая обозначение PV Сер [1-3]. Как показали поиски в архивах фотопластинок, повышения блеска туманности имели место и ранее (см. подробное обсуждение в работах [4,5]).

Дальнейший анализ переменности и морфологии туманности в период последнего повышения яркости приводится в статьях [6-11]. Впоследствии по направлению оси туманности были открыты HN-объекты [9,10], которые, как выяснилось в ходе дальнейших исследований, являются частью гигантского HN-потока [12,13]. Яркая кометарная туманность вблизи PV Сер наблюдалась только в 1977-1978гг., после чего блеск как звезды, так и туманности довольно быстро снизился. Подобное поведение звезды, как и ее спектр в максимуме позволяют отнести ее к классу эксоров [14].

Мы получили некоторое количество спектров звезды и туманности (когда последняя еще была доступна для наблюдения), которые демонстрируют ряд интересных особенностей этого объекта, указывающих как на спектральную переменность звезды, так и на некоторые аномалии в спектре

туманности, связанные, по-видимому, с наличием коллимированного истечения.

2. *Наблюдения и результаты.* Спектральный материал, имеющийся в нашем распоряжении, практически весь был получен на 6-м телескопе БТА САО РАН с помощью самой разнообразной аппаратуры (см. табл.1).

За исключением первых спектрограмм 1978г., зарегистрированных на фотопленке, все данные были получены в цифровом виде. Для оцифровки фотографических спектров мы использовали автоматический микроденситометр PDS Бюраканской обсерватории. При наблюдении со сканнерами производилась одновременная регистрация спектров объекта и фона неба. Калибровка по длинам волн производилась по спектрам He + Ar + Ne, которые при наблюдениях с телевизионными системами счета фотонов регистрировались отдельно до и после наблюдения объекта, чтобы учесть

Таблица 1

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ RV Сер НА БТА

Дата	Аппаратура	Общая эксп. (с.)	Диапазон (Å)	Дисперсия (Å/пиксел)
5.07.78	A	420	4800-6150	65Å/мм
5.07.78	A	1500	4800-6150	65Å/мм
24.08.78	A	1500	3500-4900	65Å/мм
24.08.78	A	900	5700-7100	65Å/мм
26.08.78	A	3600	5700-7100	65Å/мм
26.08.78	A	2520	3500-4900	65Å/мм
27.07.81	B	1200 (звезда)	5800-7150	2.7
27.07.81	B	1200 (тум. 7" к N)	5800-7150	2.7
28.07.81	B	720 (звезда)	4700-6100	2.7
28.07.81	B	720 (тум. 7" к N)	4700-6100	2.7
28.07.81	B	1200 (тум. 7" к N)	3800-5150	2.7
21.10.82	B	1200 (звезда)	5800-7000	2.7
24.10.82	B	1200 (звезда)	4700-6000	2.7
24.10.86	C	3654 (звезда)	5850-6800	1.0
8.06.91	D	5400	3500-7000	1.3
27.05.92	E	3300	5800-6900	1.7
27.05.92	E	1800	5800-6900	1.7
3.12.95	F	180	6150-6900	1.3
3.12.95	F	1800	6150-6900	1.3

A - спектрограф первичного фокуса СП-160 с ЭОП.

B - ТВ-сканнер со счетом фотонов в первичном фокусе, на 512 каналов.

C - ТВ-сканнер со счетом фотонов в фокусе Нэсмита, на 1024 канала.

D - эшелный спектрограф ZEBRA в фокусе Нэсмита с системой счета фотонов в 512x512 каналах.

E - мультизрачковый спектрограф в первичном фокусе (безволоконный вариант) с системой счета фотонов в 512x512 каналах.

F - спектрограф UAGS в первичном фокусе с ПЗС 530 x 580 элементов (щель была ориентирована в направлении север-юг).

Кроме того, 6, 9 и 25.07.1978 были получены три спектра на телескопе ЗТА-2.6 Бюраканской обсерватории с телевизионным сканнером ОМА.

аппаратурные нестабильности.

Первичная обработка большинства сканнерных спектров была проведена по принятой в САО методике [15], включающей основные коррекции искажений, вносимых аппаратурой. При обработке данных, полученных с эшелльным и мультизрачковым спектрографами, мы использовали для оптимальной экстракции спектров пакет программ, специально разработанный в САО РАН [16]. Затем индивидуальные спектры калибровались и выравнивались при помощи программных процедур, разработанных нами для широко известной системы обработки астрономических изображений МИДАС, созданной в Европейской Южной Обсерватории. Эта же система использовалась для обработки длиннощелевого спектра, а также для построения дисперсионных кривых, приведения к относительным интенсивностям и других стандартных редуций. После этого мы определили эквивалентные ширины и лучевые скорости наиболее интересных для последующего сравнения линий.

Для сопоставления спектров, полученных в различных условиях, мы выполнили их передискретизацию к единой шкале длин волн, а также нормирование к континууму. Как показал анализ полученных результатов, внутренняя точность калибровки по длинам волн, как правило, не хуже трети одного канала, т.е. порядка 0.5 и 1 Å при использовавшихся дисперсиях. Точность спектрофотометрии мы оценили в 20-30%, однако на многих спектрах континуум из-за малого времени накопления довольно слаб, и это затрудняет получение реалистических оценок эквивалентных ширин.

Поскольку нас интересовала прежде всего переменность спектральных характеристик объекта, мы рассмотрим наши данные в хронологическом порядке, используя также сведения о спектре PV Сер и туманности, приведенные в работах [3,6,10,17].

Первым по времени получения, по-видимому, является спектр PV Сер от 1.12.1976, когда звезда уже приближалась к максимальному блеску, показанный в статье [3]. В нем на фоне очень красного континуума видны эмиссии H_{α} , H_{β} , FeII, а также [OI] и, кроме того, хорошо заметная абсорбция NaD. Эмиссионный бальмеровский декремент очень крутой ($I(H_{\alpha})/I(H_{\beta}) > 200$). Спектральный класс был весьма условно оценен как A5V.

Вслед за этим той же группой и с той же аппаратурой было получено еще несколько десятков сканов PV Сер, охватывая период декабрь 1977 - апрель 1980; все с разрешением порядка 7 Å. В основном все они рассмотрены и частично представлены в статье [6]. Общий вывод авторов следующий: спектр PV Сер переменный, с сильными эмиссиями, характерными для звезд типа ГТтау и сильным покраснением; колебания эквивалентных ширин эмиссий в целом согласуются с изменениями блеска (с падением блеска звезды эмиссионный спектр усиливается). Абсорбции NaD ведут себя более произвольным образом; впрочем, они явно формируются в расширяющейся

оболочке. Важной особенностью является также наличие сильных абсорбций типа P Cуг у H_{α} и H_{β} в период максимального блеска звезды (см. также работу [18]) и большая общая ширина эмиссии H_{α} .

Рассмотрим, как с этим согласуются наши спектры. Те из них, что были получены на БТА с ЭОП 24.8.1978 и 26.8.1978, имеют значительно лучшее разрешение по сравнению с наблюдениями в Ликской обсерватории [6] и демонстрируют весьма богатый набор эмиссий, характерных для классических звезд типа T Tau (см. подробное отождествление в работе [4]). Видны также линии [O I] и заметно смещенная в синюю сторону абсорбция NaD. Среди важных моментов отметим: наличие сильной эмиссии K Ca II при отсутствии линии H и согласующееся с этим присутствие хорошо заметных флуоресцентных линий Fe I; ярко выраженные P Cуг-компоненты в бальмеровских линиях H_{α} и H_{β} (дальнейшие линии серии видны только в абсорбции). Также необходимо указать на явное присутствие абсорбционных линий известного "зеленого" триплета Mg I, которые могут, вообще говоря, относиться к спектру собственно звезды, а не оболочки. Сравнение эквивалентных ширин некоторых основных линий [4] с графиками, приведенными в работе [6], показывает превосходное согласие. Как показывает кривая блеска PV Ser, полученная в той же работе [6], этот спектр соответствует почти максимальному блеску звезды. В то же время скан от 25.7.1978 [4,19], полученный на телескопе ЗТА с системой ОМА, заметно отличается: в синей области спектра PV Ser (короче 4500\AA) довольно хорошо виден спектр поглощения, соответствующий классу примерно G8-K0; линии H и K в абсорбции, флуоресценция Fe I не наблюдается. Судя по кривой блеска, этот момент почти точно соответствует локальному минимуму, когда блеск PV Ser снизился почти на две величины. Таким образом, нельзя исключить, что этот абсорбционный спектр соответствует реальному спектральному классу звезды. Этот факт мы хотим отметить специально, так как с тех пор эта область спектра PV Ser не наблюдалась, и наши спектры этого периода являются практически единственными из всего опубликованного материала, дающими хоть какое-то представление о спектре звезды в области короче H_{β} .

Далее мы располагаем спектрами звезды, полученными со сканнером БТА 27-28.7.1981, 21.10.1982 и 24.10.1982. В 1981г. удалось получить также спектр туманности, к чему мы еще вернемся. Отношение сигнал/шум на спектрах 1981г. невысокое, но эффективное разрешение неплохое (5\AA). В спектре PV Ser можно видеть сильную эмиссию H_{α} , очень слабую - H_{β} , а также различимы самые сильные из линий Fe II и Fe I. Кроме того, очень заметны линии [O I] при почти теряющихся в шумах [S II]. Абсорбции NaD и какие-либо другие практически не различаются. Также определенно отсутствуют P Cуг-компоненты у H_{α} и H_{β} . Примерно подобный же вид имеет спектр звезды в октябре 1982, с той, однако, разницей, что линия H_{α} выглядит расщепленной, с компонентами $+96$ и -364 км с^{-1} , а поглощение в линиях NaD выражено намного

лучше. Эти данные очень любопытно сопоставить с наблюдениями [17], относящимися к 21.8.1982 и 30.8.1984. Как видим, всего за два месяца до наших наблюдений спектр PV Сер отличался довольно низкими значениями эквивалентных ширин как H_{α} , так и [OI], сопоставимыми с данными [6], относящимися к периоду максимального блеска. Однако, несмотря на несколько меньшее разрешение этих сканов по сравнению с нашими (но такое же, как в [6]), можно все же утверждать, что хорошо выраженные P Cug-компоненты в бальмеровских линиях не наблюдаются. В 1984г. спектр PV Сер выглядел характерным для минимального блеска звезды, с сильными линиями H_{α} , [OI] и [SII]. Фотометрические оценки, приведенные в той же работе, действительно показывают некоторое повышение блеска звезды в первом случае.

Следующий период в спектральной эволюции PV Сер отражают спектры, приведенные в работе [10] (для которых странным образом в статье не указано время их получения, но, по-видимому, они относятся к 1985г.), и наш спектр от 24.10.1986г. Все они характеризуются большой интенсивностью запрещенных линий и, главное, появлением как в этих линиях, так и в H_{α} , хорошо выраженных компонентов с заметным отрицательным смещением. Это состояние, как показывают наши более поздние спектры, относящиеся к 1991 и 1995г., продолжается практически до настоящего времени. Тем не менее, несмотря на общее сходство спектров этого периода, анализ профилей запрещенных эмиссий показывает довольно любопытные особенности их компонентов (см. далее). Кроме того, несколько неожиданным исключением являются наши спектры от 27.05.92, полученные с мультиспектральным спектрографом, на которых видна только линия H_{α} (с явными признаками двугорбой структуры), а эмиссии [SII] и [OI] в спектре звезды и ее непосредственных окрестностях практически неразличимы. Объяснить это можно, в принципе, низким уровнем отношения сигнал/шум, но нельзя исключить и резкого их ослабления, наподобие того, что произошло в августе 1982г. Поскольку быстрое рассеяние и последующее появление протяженной оболочки вокруг звезды достаточно маловероятно, это ослабление (если оно реально) скорее можно объяснить повышением яркости звезды в 1992г.

В следующем разделе вышеописанные изменения спектральных характеристик объекта обсуждаются более детально.

3. Обсуждение. Звезда PV Сер. Описанные выше спектральные характеристики PV Сер указывают, что по спектру она является классической звездой типа T Tau и в максимуме блеска была довольно сходна с V350 Сер [20], которую, как и PV Сер, относят к эксорам. В частности, у обеих звезд была ярко выражена флуоресценция в линии K CaII; отметим также слабость линий [SII].

С целью более удобного сопоставления всех данных мы построили графики изменения эквивалентных ширин некоторых спектральных линий, взяв за основу

аналогичные диаграммы из статьи [6] и дополнив их данными из других работ и наших наблюдений (рис.1.). Заключение, сделанное в работе [6], о своеобразной антикорреляции между яркостью звезды и силой эмиссионных линий в спектре вполне подтверждается. Из рис.1 видно, что после резкого максимума видимости эмиссионного спектра в первой половине 1979г. и следующего за ним кратковременного спада, вызванного, скорее всего, вторичным повышением блеска звезды, наступило более спокойное состояние. Можно заметить еще

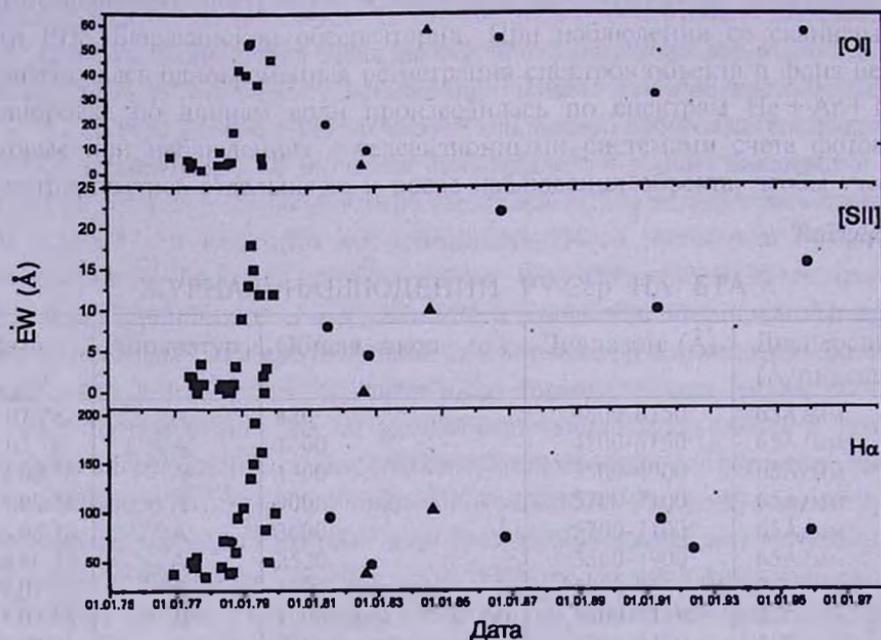


Рис.1. Изменения эквивалентных ширин эмиссионных линий H_{α} , λ 6716+6731 [SII] и λ 6300 [OI] в спектре PV Сер со временем. Квадратики - данные Козна и др. [6]; кружки - наши данные; треугольники - данные из [17].

один спад к концу 1982г., и фотометрические данные [17], как уже говорилось выше, дают основание думать о некотором поярчании звезды в этот период. К сожалению, спектральные данные за последующие годы не столь полны, а фотометрические практически отсутствуют. Отметим еще одно интересное обстоятельство: эмиссия H_{α} более ни разу не достигает таких больших эквивалентных ширин, как в максимуме 1979г., оставаясь примерно вдвое слабее. Для запрещенных эмиссий это не так; поэтому отношение $H_{\alpha}/[SII]$ стало существенно меньше.

Сравнивая профили линий в наших спектрах, а также со статьей [10], мы можем видеть из рис.2, что после того, как в спектре PV Сер появились хорошо выраженные многокомпонентные запрещенные линии, их структура остается более-менее стабильной. Складывается также впечатление, что в 1985г. в линиях [OI] и [SII] высокоскоростные (т.е. имеющие большее синее смещение) компоненты были сильнее низкоскоростных, а в 1986г. такая

картина сохранялась только в линиях [OI]. Для более позднего периода, к сожалению, данные по [OI] отсутствуют или имеют недостаточное разрешение, но по линиям [SII] ситуация та же - низкоскоростные компоненты сильнее высокоскоростных. Кроме того, можно предполагать некоторые колебания

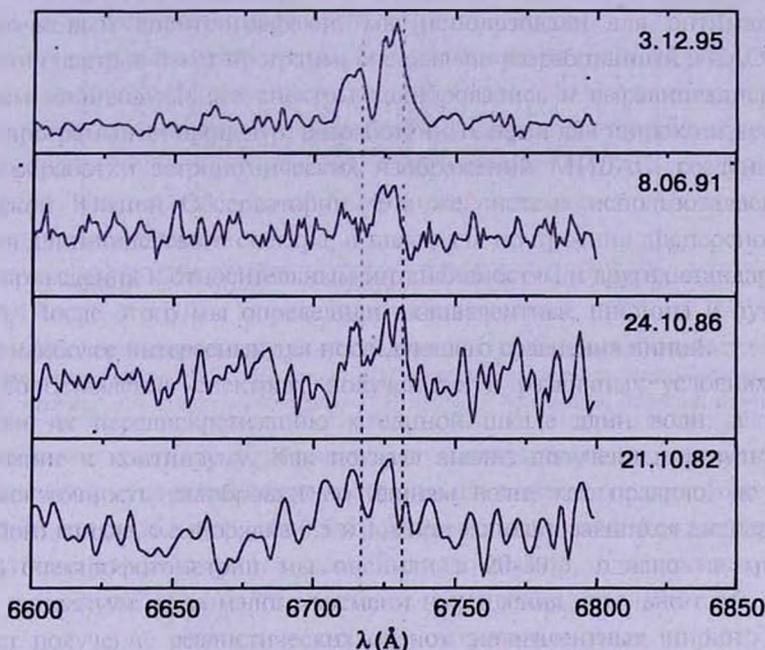


Рис.2. Изменения профилей линий [SII] в спектре PV Сер со временем. Указаны даты наблюдений. Все спектры для удобства нормированы к континууму. Пунктирные линии соответствуют лабораторной длине волны.

электронной плотности. Таким образом, вполне логичным представляется заключение, что в ходе последней эрупции PV Сер, имевшей место в 1976г, звездой был выброшен ряд сгустков, которые теперь мы наблюдаем в запрещенных линиях. Это подтверждается также данными спектроскопии в ближнем ИК-диапазоне в 1988г. [21,22], согласно которым разрешенные эмиссии CaII и OI в спектре PV Сер имеют практически нулевую лучевую скорость, а запрещенные линии [FeII] сильно смещены в синюю сторону (до -300 км с^{-1}) и имеют широкие сложные профили, по виду схожие с профилями [OI]. Очень возможно, что с течением времени физические параметры сгустков изменяются, что отражается и на характеристиках запрещенных линий, но к настоящему моменту объем данных достаточного разрешения недостаточен для каких-либо определенных выводов такого рода.

Коллимированный поток. Существование биполярного направленного истечения из PV Сер в настоящее время общеизвестно. Поток имеет направление примерно север-юг, явные признаки прецессии и в целом простирается на 2.6 пк [12]. Однако в непосредственных

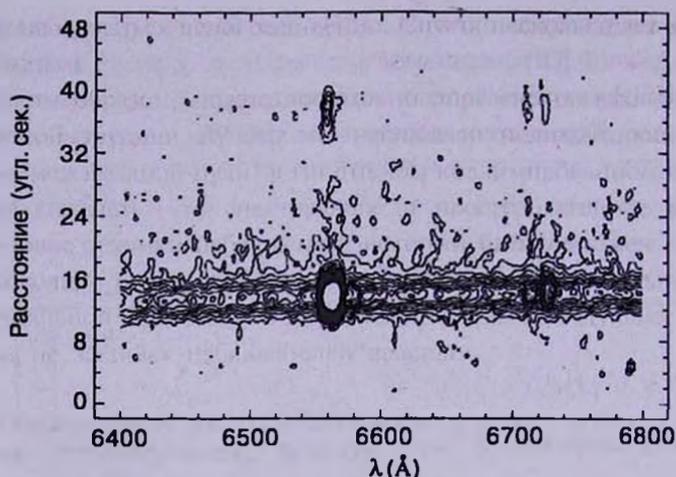


Рис.3. Изолинии области H_{α} и λ 6716,6731 [SII] (длиннощелевой спектр от 3.12.95г.). Север сверху. Хорошо заметен эмиссионный HH-сгусток HH215 P1, а также следы отражательной туманности и слабой рассеянной эмиссии H_{α} к северу от непрерывного спектра звезды.

окрестностях звезды признаки оптического потока пока не наблюдались. Тщательное рассмотрение нашего длиннощелевого спектра, казалось бы, подтверждает это заключение, так как все основные эмиссии пространственно не превосходят 6-7" вокруг непрерывного спектра звезды, и, кроме того, нет каких-либо заметных признаков изменения лучевых скоростей от северной стороны звезды к южной.

Однако сравнение изображений объекта в эмиссии H_{α} и континууме, построенных по мультиспектральным спектрам, показывает некоторое различие между

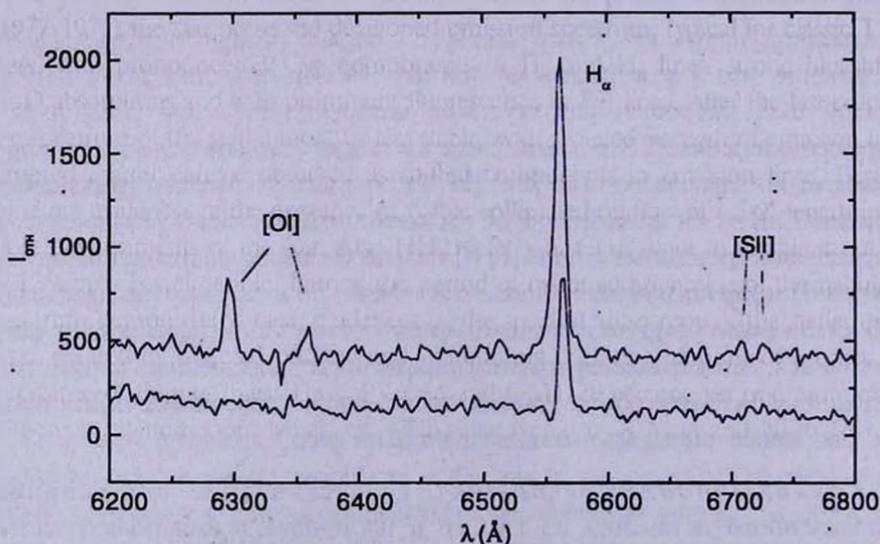


Рис.4. Спектры PV Сер (верхняя линия) и участка туманности на 7" к северу (нижняя линия) от 27.7.81 в условных интенсивностях. Хорошо заметно изменение профиля H_{α} и общее ослабление эмиссионных линий.

ними. А именно, в континууме PV Сер является чисто точечным объектом, в то время как в H_{α} звезда выглядит удлиненной и даже как бы расщепленной на два компонента на расстоянии примерно 1.5-2" друг от друга (рис.5). Такая картина наблюдается на обоих наших спектрах, что и дает основание считать ее реальной. Это явление может быть интерпретировано как крошечный эмиссионный джет, исходящий из звезды. Дополнительное подтверждение этому дает анализ профилей H_{α} : помимо основного, в них можно усмотреть наличие дополнительных смещенных компонентов, интенсивность которых меняется по разные стороны от звезды. Разумеется, окончательно сделать вывод о существовании "микроджета" вблизи PV Сер можно будет только после проведения дополнительных наблюдений.

Кроме того, на нашем длиннощелевом спектре хорошо заметен HН-сгусток, описанный впервые в [10] и впоследствии обозначенный в [12] как HН215 P1. Он проявляется в виде резкого усиления линий H_{α} , [SII] и [OI] на расстоянии 20" к северу от звезды и имеет размеры 6".5 (см. рис.3). Это в точности соответствует положению и размерам объекта HН215 P1 на прямом изображении, приведенном в статье [12]. Интересно, что каких-либо заметных колебаний физических параметров в этом сгустке не видно. Лучевая скорость его по линиям [SII] получается -265 км с^{-1} , что несколько больше значения -225 км с^{-1} ,

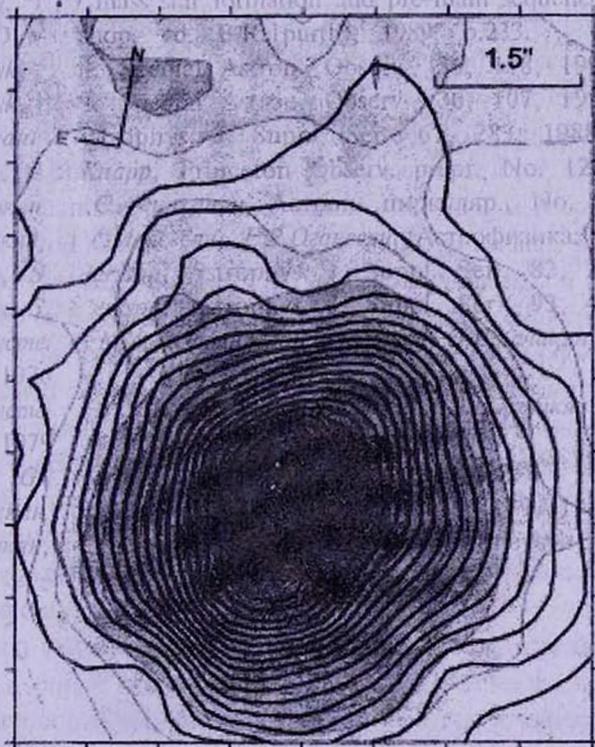


Рис.5. Изображения объекта в эмиссии H_{α} (изолинии) и красном континууме (полутона), восстановленные по мультизрачковому спектру от 27.5.92. Туманность видна только в континууме.

приводимого в [10]. По H_{α} скорость несколько меньше: -185 км с^{-1} . Есть еще одна особенность: линия H_{α} в спектре HH215 P1 выглядит одиночной, а не расщепленной на компоненты с положительным и отрицательным смещением, как в работе [10]. Этому есть простое объяснение: очевидно, что компонент H_{α} с положительной лучевой скоростью происходит от рассеяния звездного спектра в отражательной туманности. Между тем, яркость туманности с 1985г. до 1995г. снизилась довольно существенно, и, таким образом, роль отраженных компонентов в спектре также сильно упала. Электронная плотность сгустка HH215 P1, оцененная по линиям [SII], составляет около 300 см^{-3} .

Туманность GM1-29. Как хорошо известно, получение детальных спектров слабых отражательных туманностей даже сейчас представляет собой непростую наблюдательную задачу. Тем более трудным делом это было несколько десятилетий назад. Поскольку же туманность GM1-29 морфологически очень напоминает знаменитую кометарную туманность NGC2261 (см, в частности, рис.1 в статье [11]), крайне интересно было сравнить эти объекты и на предмет спектральной асимметрии, столь ярко выраженной у NGC2261 [23-25].

Впервые заключение о различии между спектрами PV Cep и GM1-29 и его объяснение с точки зрения спектральной асимметрии было сделано в статье [6]. Действительно, в мае 1979г. в спектре туманности, на $15''$ к северу от звезды, при общем сходстве со спектром звезды, были заметно ослаблены эмиссии H_{α} и H_{β} и практически отсутствовали запрещенные линии [SII], [OI], очень сильные в спектре PV Cep.

Наши ранние фотографические спектры дают примерно ту же картину - в спектре туманности хорошо заметны эмиссионные линии H_{α} и H_{β} , а также различимы самые сильные из линий FeII и абсорбции NaD. Более далеко идущих сравнений они, к сожалению, сделать не позволяют. Однако сканы от 27-28 июля 1981г., имеющие, несмотря на общее ослабление блеска объекта к этому периоду, более хорошее отношение сигнал/шум, довольно четко подтверждают существование спектральной асимметрии. А именно, помимо полного отсутствия запрещенных линий, в спектре туманности, уже на расстоянии всего $7''$ к северу от звезды, у линии H_{α} не только резко снижается интенсивность и эквивалентная ширина (с $90-100\text{\AA}$ до 40\AA), но и профиль становится заметно уже и, главное, в нем появляется несомненный компонент типа P Cug с лучевой скоростью до -400 км с^{-1} (из-за невысокого спектрального разрешения и по другим причинам это значение следует считать лишь оценочным). Все это хорошо видно из рис.4. Подобная особенность делает GM1-29 поразительно сходной с туманностью Ver 48, рассмотренной в статьях [26,27].

Общее качество мультизрачковых спектров 1992г., к сожалению, не позволяет детально изучить профили линий в спектре туманности. Однако построенные по ним карты объекта в континууме и H_{α} -эмиссии подтверждают

построенные по ним карты объекта в континууме и H_{α} -эмиссии подтверждают факт резкого ослабления эмиссионной линии в туманности. Действительно, как видно из рис.5, эмиссия H_{α} практически сконцентрирована в звезде, в то время как на карте в континууме видны и звезда, и туманность, и отделяющая ее от звезды темная полоса, хорошо заметная на прямых изображениях. Вид туманности, в общем, согласуется с прямыми изображениями, относящимися к 1993г. [13] (напомним, что туманность переменная и ее форма и ориентация относительно центральной звезды меняются год от года).

Что же касается нашего длиннощелевого спектра, то к 1995г. яркость туманности, как уже указывалось выше, настолько снизилась, что о ее спектре можно судить весьма приблизительно. Интегральный спектр участка между PV Сер и HH215 P1 показывает очень слабый континуум и следы эмиссий H_{α} и [SII] (см. рис.3). Скорее всего, это рассеянный спектр звезды, так как приблизительные оценки лучевых скоростей эмиссионных линий дают сходные значения.

Подводя итоги, мы можем сделать следующие выводы. В спектре GM1-29 в эпоху повышенной яркости действительно присутствовали признаки спектральной асимметрии, происходящей вследствие коллимированного истечения из центральной звезды, и проявляющиеся в первую очередь в изменении интенсивностей и профилей бальмеровских линий. Ослабление же в туманности запрещенных эмиссий означает, главным образом, отсутствие наблюдаемого оптического коллимированного джета в непосредственных окрестностях звезды. Подобное явление характерно и для ряда других кометарных туманностей. В то же время существование спектральной асимметрии делает GM1-29 одним из немногих объектов, для которых открывается возможность изучения спектральных характеристик расширяющейся оболочки звезды под разными углами к коллимированному потоку благодаря туманности, играющей роль зеркала.

4. *Заключение.* Рассматривая вместе все явления, наблюдавшиеся в системе PV Сер за последние 25 лет, мы видим, что они довольно четко вписываются в общую картину очередного цикла звездной активности. Вначале наблюдалось сильное повышение блеска звезды в непрерывном спектре, сопровождающееся заметной спектральной переменностью и четко выраженными признаками значительной потери массы. Затем темпы потери массы постепенно снижаются, плотность расширяющейся оболочки начинает уменьшаться. Позднее появляются хорошо заметные компоненты запрещенных линий, имеющие большую отрицательную лучевую скорость, согласующуюся со скоростью HH-объектов в направленном потоке PV Сер. Вполне очевидно, что эти компоненты принадлежат новому HH-сгустку (или сгусткам), который еще не удалился от звезды на достаточное расстояние,

чтобы наблюдаться непосредственно. Спустя несколько лет это должно стать возможным.

Таким образом, можно достаточно определенно заключить, что в ходе очередной эрупции PV Cep мы наблюдали полный процесс образования новой "межзвездной пули" в гигантском коллимированном потоке. Остается только сожалеть, что спектральное и пространственное разрешение при том уровне техники наблюдений, который был возможен в конце 70-х гг., не позволило более подробно исследовать эту замечательную систему при максимальной яркости. Можно надеяться, что следующее повышение ее блеска не застанет наблюдателей врасплох.

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

SPECTRUM OF PV Cep AND GM1-29 (RNO125) IN 1976-1997

T.Yu.MAGAKIAN, T.A.MOVSESIAN

Basic spectral features of the T Tau star PV Cep and of related with it variable nebula GM1-29 are described. Their changes on the 1976-1997 time span are studied by observations on 6-m telescope and literature. In the period of maximal brightness (1977-1979) the star possessed developed emission spectrum, typical for classic T Tau stars, with pronounced P Cyg components in H_{α} and H_{β} lines, strong blueshifted NaD absorptions and with prominent fluorescence in FeI lines. After the last eruption the spectrum of the star is more or less stable, with reduced strength of emission lines. Erupted matter can be observed as shifted components in emission lines. Besides, there are evidences of the existence of visible collimated outflow of 1.5-2" length in the close environments of the star. Also HH215 P1 - first HH-knot in the giant outflow of PV Cep - is well visible. During the period of maximal brightness of the nebula its spectrum demonstrated clear evidences of the spectral anisotropy of the stellar envelope, created by directed outflow and manifesting itself as variations of profiles and intensities of Balmer lines. Thus, PV Cep and GM1-29 became yet one more object with such phenomenon, which was firstly discovered in R Mon and NGC2261.

ЛИТЕРАТУРА

1. *А.Л.Гюльбудагян, Т.Ю.Магакян*, Письма в Астрон. ж., **3**, 113, 1977.
2. *А.Л.Гюльбудагян, Т.Ю.Магакян, А.С.Амирханян*, Письма в Астрон. ж., **3**, 162, 1977.
3. *M.Cohen, L.V.Kuhi, E.A.Harlan*, *Astrophys. J. Lett.*, **215**, 127, 1977.
4. *Т.Ю.Магакян*, "Исследование кометарных туманностей и их ядер", Кандидатская диссертация, Бюракан, 1979.
5. *Т.Ю.Магакян*, Письма в Астрон. ж., **7**, 398, 1981.
6. *M.Cohen, L.V.Kuhi, E.A.Harlan, H.Spinrad*, *Astrophys. J.*, **245**, 920, 1981.
7. *R.M.Levreault, C.B.Opal*, *Astron. J.*, **93**, 669, 1987.
8. *T.M.Gledhill, R.F.Warren-Smith, S.M.Scarrott*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **229**, 643, 1987.
9. *T.P.Ray*, *Irish. Astron. J.*, **18**, 21, 1987.
10. *T.Neckel, H.J.Staude, M.Sarcander, K.Birkle*, *Astron. Astrophys.*, **175**, 231, 1987.
11. *S.M.Scarrott, C.D.Rolph, C.N.Tadhunter*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **249**, 131, 1991.
12. *B.Reipurth, J.Bally, D.Devine*, *Astron. J.*, **114**, 2708, 1997.
13. *M.Gomez, S.J.Kenyon, B.A.Whitney*, *Astron. J.*, **114**, 265, 1997.
14. *G.H.Herbig*, "Low mass star formation and pre-main sequence objects" (Proceed. ESO workshop, ed. B.Reipurth), 1989, p.233.
15. *V.V.Vlasyuk*, *Bull. Special Astron. Observ.*, **36**, 118, 1993.
16. *V.V.Vlasyuk*, *Bull. Special Astron. Observ.*, **36**, 107, 1993.
17. *R.M.Levreault*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **67**, 283, 1988.
18. *R.K.Ulrich, G.R.Knapp*, *Princeton Observ. prepr. No. 120*, 1984.
19. *Т.Ю.Магакян, А.С.Амирханян*, Астрон. циркуляр., No. 1038, **5**, 1979.
20. *Т.Ю.Магакян, Т.А.Мовсесян, Е.Р.Оганесян*, *Астрофизика*, **42**, 165, 1998.
21. *F.Hamann, S.E.Persson*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **82**, 285, 1992.
22. *F.Hamann, S.E.Persson*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **93**, 485, 1994.
23. *Дж.Л.Гринстейн, М.А.Казарян, Т.Ю.Магакян, Э.Е.Хачикян*, *Астрофизика*, **12**, 587, 1976.
24. *Дж.Л.Гринстейн, М.А.Казарян, Т.Ю.Магакян, Э.Е.Хачикян*, *Астрофизика*, **15**, 615, 1979.
25. *V.F.Jones, G.H.Herbig*, *Astron. J.*, **87**, 1223, 1982.
26. *Т.Ю.Магакян, Э.Е.Хачикян*, *Астрофизика*, **28**, 139, 1988.
27. *Т.Ю.Магакян, Т.А.Мовсесян*, 2001 (готовится к печати).

УДК: 524.3-62

ПЯТНА И АКТИВНЫЕ ОБЛАСТИ НА ЭМИССИОННОЙ ЗВЕЗДЕ VY Aгi

И.Ю.АЛЕКСЕЕВ, О.В.КОЗЛОВА

Поступила 5 июня 2001

Принята к печати 31 августа 2001

Проведены квазисовременные фотозлектрические и спектральные наблюдения активной запятненной звезды VY Aгi, показавшие возрастание эквивалентной ширины чистой эмиссии в линии H_{α} с понижением блеска звезды. Такое возрастание указывает на связь активных областей в хромосфере с холодными фотосферными пятнами. Фотометрическая переменность VY Aгi полностью описывается в рамках зональной модели. Запятненные области занимают до 41% полной поверхности звезды при разности температур спокойной фотосферы и пятна в 1300 К. Пятна локализованы в средних и низких широтах.

1. *Введение.* Запятненность - очень распространенное явление среди холодных звезд низкой светимости. Осевое вращение такой неравномерно запятненной звезды и медленные, с характерным временем порядка нескольких месяцев, изменения конфигурации пятен вызывают фотометрическую переменность типа BY Dra - вращательную модуляцию блеска и медленные изменения среднего блеска звезды. В настоящее время известно более 112 объектов этого типа [1]. Все эти звезды известны как хромосферно активные и имеют в спектрах эмиссионные линии, прежде всего водорода (H_{α}) и кальция.

Звезда VY Aгi (Gl 113.1 = HD 17433 = BD + 30°448) - яркий компонент спектрально - двойной системы типа SB1 спектрального класса K3 + 4Ve [2] - скорее является не звездой типа BY Dra, а переменной типа RSCVn или PMS звездой. Ее фотометрическую переменность обнаружил Чугайнов [3]. Позднее звезду наблюдали Итон и По [4], Бопп и др. [5], Штрассмайер и Бопп [6], Алексеев [7], Штрассмайер и др. [8,9]. Бопп и др. [5], исследовав VY Aгi спектрально в оптике и ультрафиолете, показали, что это одна из наиболее хромосферно активных двойных систем.

Целью данной работы является единообразное построение моделей запятненности VY Aгi по всему массиву существующих фотометрических наблюдений и выявление связи запятненных областей с активными образованиями, излучающими в линии H_{α} .

2. *Наблюдения и результаты.* 2.1. *Фотометрия.* Все фотометрические наблюдения проводились И.Ю.Алексеевым на 1.25 - метровом эффлекторе АЗТ-11 Крымской обсерватории, оснащенном UBVRi фотометром поляриметром Пииролы [10-13]. В качестве звезды сравнения мы

использовали SAO 55886 (G_0 , $V=7^m.93$, $U-B=0^m.31$, $B-V=0^m.74$, $V-R=0^m.58$, $V-I=1^m.05$, наша привязка), а в качестве контрольной - Gl 112.0 (K2IV, $V=7^m.88$, $U-B=0^m.48$, $B-V=0^m.83$, $V-R=0^m.63$, $V-I=1^m.13$ [14]). В каждую ночь мы проводили по три цикла измерений SAO 55886 - VY A1 - Gl 112.0 - SAO 55886. При каждом наведении на звезду снималось по 4 отсчета в пяти полосах одновременно, время накопления одного отсчета составляло 10 секунд. Ошибки определения блеска переменной и ее показателей цвета не превышают при такой методике $0^m.01$. Предварительные результаты наблюдений VY A1 опубликованы в работах [7,15-17].

Наблюдения VY A1 регулярно проводились с 1992г. по 2000г. На рис.1 приведены построенные нами кривые блеска звезды, свернутые по эфемериде Штрассмайера и Боппа [6]:

$$JD_{\min} = 2446489.02 + 16.42E. \quad (1)$$

В сезоны 1992, 1993, 1995 и 1999 годов кривая блеска была почти синусоидальной, а в 1994г. существенно отличалась от синусоиды. О кривых блеска в 1996, 1997, 1998 и 2000 годах мы ничего сказать не можем, так как в эти сезоны перекрытие по фазе было недостаточным. Фаза минимума блеска за этот период плавно изменилась от 0.6 в 1992г. до 0.0 в 1995г.

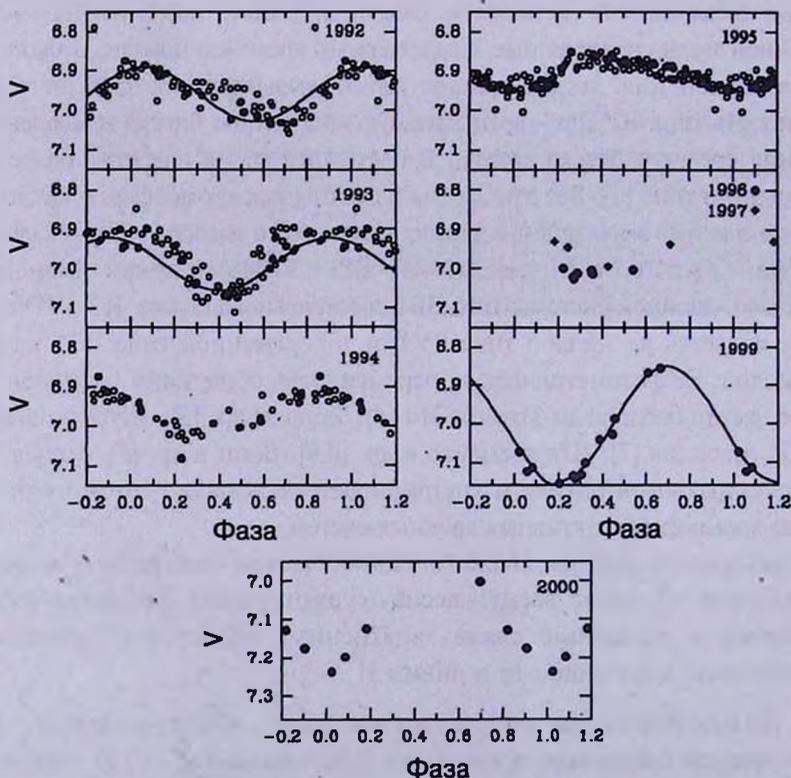


Рис.1. Кривые блеска VY A1 в полосе V. Точки - наши наблюдения, открытые кружки - данные Штрассмайера и др. [8].

Штрассмайер и др. [8] интерпретируют это как неточность в определении периода и приводят его новое значение: $P_{rot} = 16^d.200 \pm 0^d.002$. Результаты наших наблюдений VY Aг1 приведены в табл. I.

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ UBVR I - НАБЛЮДЕНИЙ VY Aг1

Эпоха	Число ночей	$\langle V \rangle$	ΔV	U-B	B-V	V-R	V-I	Фаза
1992.7	9	6.96	0.14	0.65	0.96	0.80	1.44	0.60
1993.7	8	6.99	0.14	0.65	0.97	0.80	1.44	0.44
1994.8	6	6.93	0.21	0.64	0.94	0.77	1.43	0.23
1995.9	7	6.90	0.10	0.63	0.94	0.76	1.41	0.00
1996.9	7	7.01	0.03	0.66	0.95	0.78	1.45	
1997.8	4	6.98	0.09	0.64	0.94	0.78	1.43	
1998.8	1	6.94		0.65	0.95	0.78	1.42	
1999.9	13	7.00	0.30	0.67	0.96	0.80	1.46	0.20
2000.9	6	7.12	0.24	0.68	0.97	0.81	1.49	0.05

На рис.2 приведена сводная кривая блеска VY Aг1 в полосе V. Амплитуда вращательной модуляции блеска звезды изменялась от $0^m.02$ в 1974г. и 1987г. до $0^m.28-0^m.30$ в 1988-1989 и 1999 годах. Средний блеск звезды изменяется от сезона к сезону на $0^m.27$. Из рисунка следует, что эти изменения возможно цикличны с характерным временем $P_{cyc} = 14 - 15$ лет. Впервые цикличность блеска звезды отметили Штрассмайер и др. [8] и Ола и др. [18]. Наибольший блеск звезды $V_{obs} = 6^m.68 \pm 0^m.01$ достигался в 1986г. [6]. Мы будем принимать эту величину за яркость спокойной фотосферы.

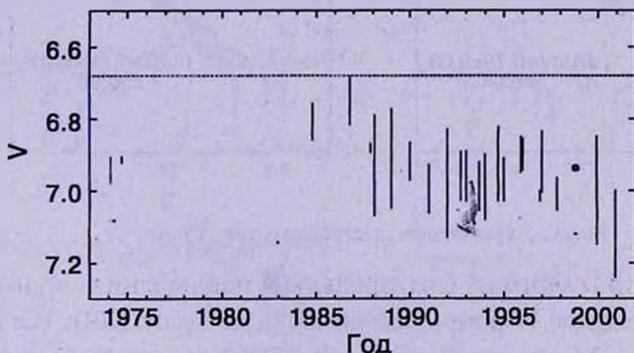


Рис.2. Сводная кривая блеска VY Aг1 в полосе V.

Показатели цвета звезды, полученные нами из наблюдений и взятые из литературы, изменялись незначительно. На рис.3 показаны изменения блеска VY Aг1 в полосах UBRI в зависимости от блеска в полосе V, построенные по нашим наблюдениям в разные годы.

Из рисунка видно, что эти изменения линейно зависят от блеска в полосе V, что характерно для переменных типа BY Dra. Соответствующие угловые коэффициенты линейной регрессии равны: $dU/dV = 1.27 \pm 0.04$, $dB/dV = 1.11 \pm 0.02$, $dR/dV = 0.79 \pm 0.03$, $dI/dV = 0.64 \pm 0.01$. Линейность

отношений между изменением блеска в разных полосах позволяет нам при моделировании запятненности рассматривать кривые блеска звезды только в одном фильтре (V) и использовать отношения dB/dV , dR/dV и dI/dV как входные параметры. Принимая значение $V_{abs} = 6^m.68 \pm 0^m.01$, мы можем оценить также и показатели цвета незапятненной фотосферы VY Aгi: $U - B = 0^m.60 \pm 0^m.01$, $B - V = 0^m.92 \pm 0^m.01$, $V - R = 0^m.72 \pm 0^m.01$, $V - I = 1^m.33 \pm 0^m.01$.

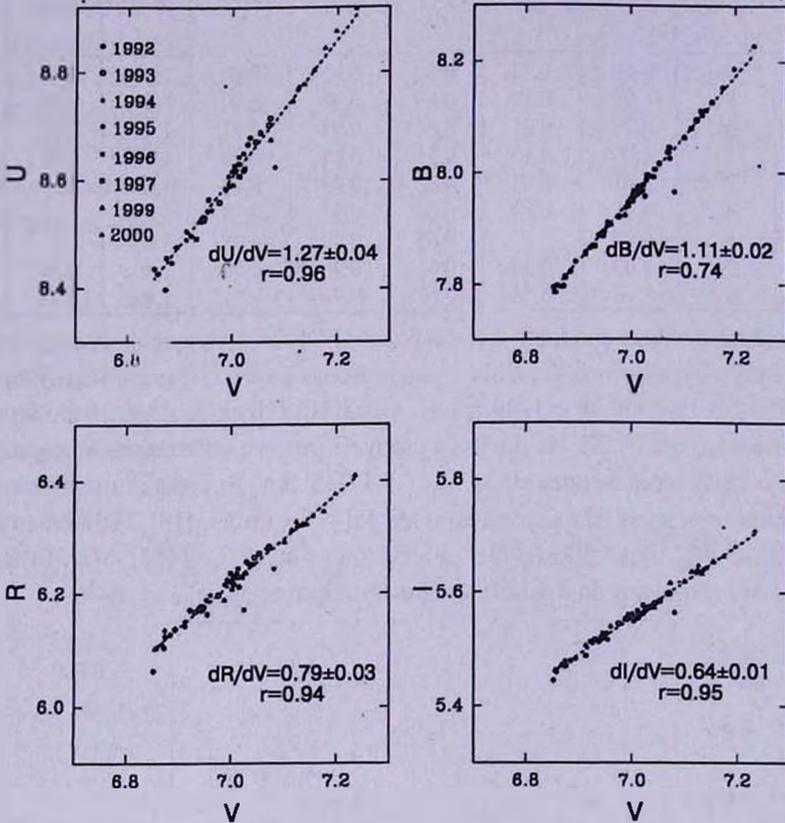


Рис.3. Двухцветные диаграммы для VY Aгi.

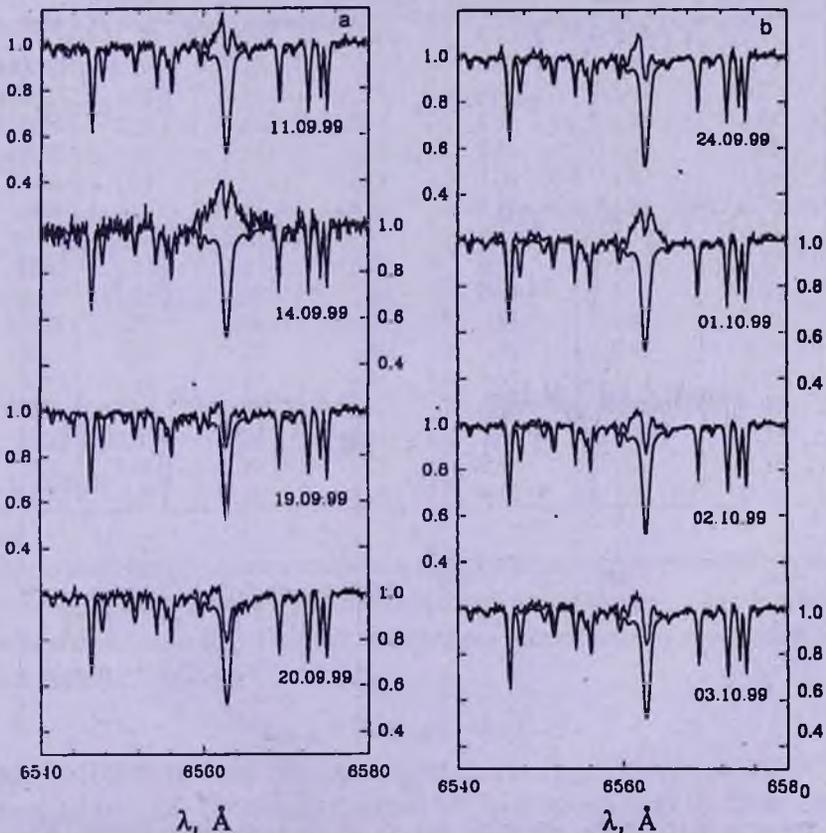
2.2. Спектроскопия. Спектральные наблюдения проводились О.В.Козловой в течение 17 ночей с осени 1999г. по весну 2001г. Все спектры были получены на 2.6-метровом телескопе ЗТШ Крымской обсерватории с разрешением $R=20000$ с помощью кудэ-спектрографа и ПЗС-камеры в области линии H_{α} . В сентябре - октябре 1999г. (8 ночей) и в декабре 2000 - январе 2001г. (5 ночей) использовалась матрица 1024×256 пиксел с используемым диапазоном длин волн 60 \AA . С января по октябрь 2000г. использовалась матрица 576×385 пиксел с диапазоном 30 \AA . Общие сведения о полученных спектрах даны в табл2.

Полученные с помощью ПЗС-камеры изображения спектров очищались от космических частиц, а затем корректировались за плоское поле. Обработка

Таблица 2

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ VY Aг1

сод	HJD	Экспозиция	Фаза	S/N
49011	51410.4995	10:00	0.725	105
49040	51411.4878	19:00	0.785	110
49223	51415.4769	20:00	0.028	
49821	51433.4010	05:00	0.119	120
49893	51436.3935	12:00	0.302	50
51444	51453.4125	20:00	0.338	175
51479	51454.4066	20:00	0.399	200
51515	51455.4185	15:00	0.460	200
52640	51549.1574	18:00	0.768	112
52665	51552.1628	25:00	0.352	130
52678	51553.1657	25:00	0.413	100
58527	51849.2793	20:00	0.447	35
59413	51880.2794	20:00	0.335	70
59631	51904.2180	40:00	0.793	96
59990	51934.1532	15:00	0.616	140
60025	51935.1694	15:00	0.678	130
60057	51936.1592	25:00	0.738	114

Рис.4а,б. Профили линии H_{γ} для VY Aг1 а) в сентябре 1999г., б) в сентябре-октябре 1999г.

самых спектров (вычитание фона неба, нормировка и др.) проводилась с помощью разработанной С.Г.Сергеевым программы SPE [19], являющейся для КрАО общепринятой. Все обработанные спектры были скорректированы за движение Земли вокруг Солнца. Для учета атмосферной воды мы использовали наблюдения яркой звезды сравнения с широкими линиями поглощения (например, $\xi Aq1$, $V = 2^m.99$, $Sp = B9Ve$, $V \sin i = 330$ км/с).

На рис.4а, б приведены нормированные спектры VY Aг в области линии H_α и синтетические профили поглощения этой линии, рассчитанные нами по программам Н.Е.Пискунова SYNTH и ROTATE [20] с использованием данных из Венской базы атомных параметров спектральных линий VALD [21,22] для моделей атмосферы со следующими характеристиками: $T_{eff} = 4750$ К, $\log g = 3.5$, $V \sin i = 10.2$ км/с, $V_{micro} = 0.5$ км/с, $V_{macro} = 2.0$ км/с. Данные о скорости

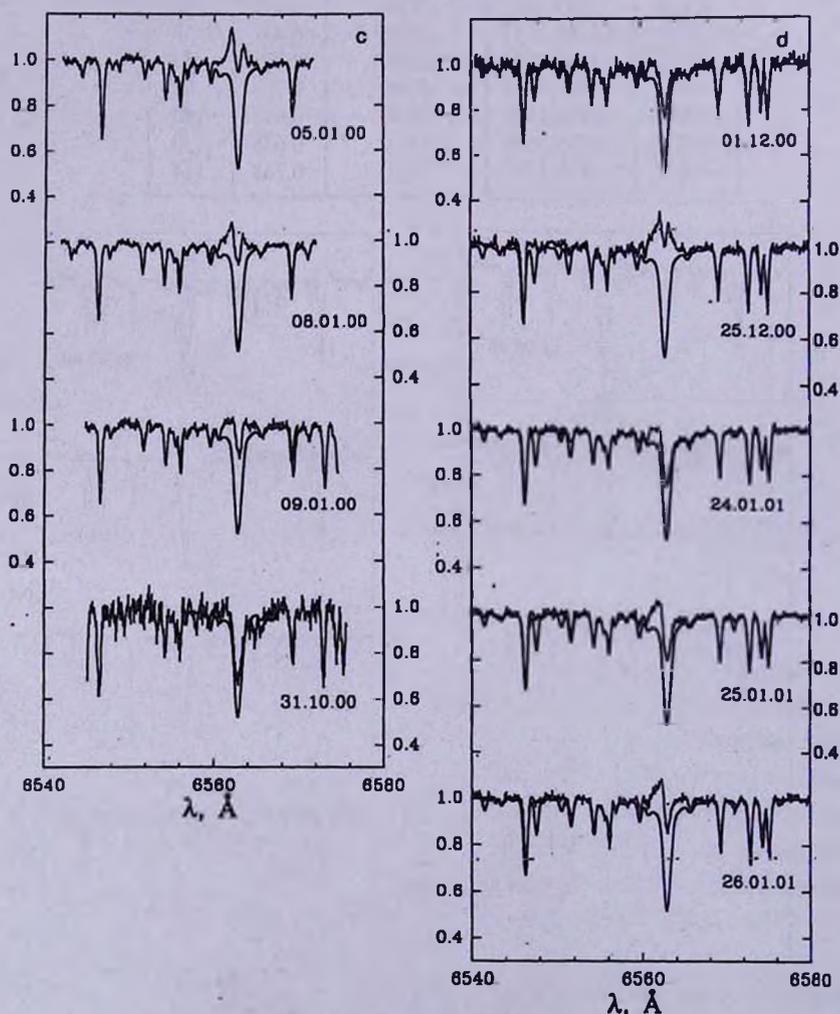


Рис.4с и d. Профили линии H_α для VY Aг с) в январе и октябре 2001г., d) в декабре 2000г. и январе 2001г.

вращения и скорости макротурбулентности для VY A1 взяты нами из работы Фекела [23].

Как видно из рисунка, на всех спектрах ядро линии находится в эмиссии, при достаточно протяженных абсорбционных крыльях. В центре линии наблюдается абсорбционная деталь, вполне характерная для активных красных карликовых звезд, которая вызвана самопоглощением в оптически толстой хромосфере. Такой характер спектров полностью согласуется с результатами прошлых наблюдений [5,24-26]. В табл.3 приведены характеристики линии H_{α} для полученных спектров: отношения потоков F_{max}/F_{cont} для исходного профиля и для чистой эмиссии, расстояние между эмиссионными пиками исходного профиля $\Delta\lambda_{peak}$ (в ангстремах), отношение интенсивностей его компонентов F_{red}/F_{blue} , ширина профиля чистой эмиссии FWHM и значения ew эквивалентной ширины в линии H_{α} .

Таблица 3

ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛИНИИ H_{α} ЗВЕЗДЫ VY A1

ccd	F_{max}/F_{cont} исходный профиль	F_{max}/F_{cont} чистая эмиссия	$\Delta\lambda_{peak}$ исходный профиль	F_{red}/F_{blue} исходный профиль	FWHM чистая эмиссия	EW чистая эмиссия
49011	1.13	1.32	1.12	0.93	1.49	0.59
49040	1.24	1.29	1.12	0.96	1.59	0.52
49223	1.04	1.39	1.78	0.96	1.41	0.73
49821	1.03	1.44	1.58	0.91	1.29	0.84
49893	1.10	1.58	1.78	0.92	1.55	1.60
51444	1.14	1.51	1.19	1.00	1.47	1.09
51479	1.07	1.36	1.32	0.96	1.58	0.76
51515	1.07	1.32	1.65	0.94	1.58	0.68
52640	1.14	1.42	1.40	0.94	1.68	0.83
52665	1.08	1.38	1.30	0.95	1.50	0.69
52678	1.03	1.36	1.57	0.99	1.33	0.60
58527	0.96	1.19	1.84	0.99	0.95	0.24
59413	1.02	1.27	1.98	0.99	1.31	0.42
59631	1.15	1.50	1.06	0.96	1.37	0.98
59990	1.01	1.24	2.04	1.00	1.32	0.39
60025	1.06	1.28	1.53	0.98	1.56	0.58
60057	1.09	1.36	1.65	1.03	1.47	0.75

Мы можем приближенно оценить физические условия в активной области с помощью простой модели изотермической хромосферы, разработанной Крэмом и Маллэном [27]. Оптическая глубина хромосферы в изотермическом приближении составляет

$$\ln\tau_{chrom} = (\Delta\lambda_{peak} / 2\Delta\lambda_D)^2, \tag{2}$$

где доплеровская ширина линии составляет для $T_{chrom} = 10000$ К около 0.28\AA . Таким образом, для активных областей VY A1 она меняется от 55 до 24000. Электронную концентрацию можно оценить из соотношения

$$n_e = 1.67 \cdot 10^{14} (F_{max}/F_{cont}) (B(T_{eff})/B(T_{chrom})) \tau_{chrom}^{-1}, \quad (3)$$

и она составляет от 10^9 до $4.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Эти значения хорошо согласуются с нашими оценками физических условий в хромосфере другой активной звезды - V775 Her [28].

3. *Моделирование запятненности.* Холодная запятненная область на поверхности одиночной звезды создает дефицит потока излучения на длине волны λ , определяемый по формуле

$$\Delta m_\lambda = -2.5 \log \left(1 - (a_\lambda I + b_\lambda J) / (1 - u^{ph}/3) \right). \quad (4)$$

В это соотношение входят два температурных параметра

$$a_\lambda = 1 - u_\lambda^{ph} - (1 - u_\lambda^{sp}) \cdot \beta_\lambda, \quad (5)$$

$$b_\lambda = u_\lambda^{ph} - u_\lambda^{sp} \beta_\lambda, \quad (6)$$

и два геометрических - выраженная в долях видимого диска звезды площадь проекции пятен на картинную плоскость I :

$$\pi I = \int \cos \alpha \sin \theta d \theta d \phi \quad (7)$$

и средний косинус углового расстояния α между геометрическим центром тяжести пятна и центром диска звезды J :

$$\pi J = \int \cos^2 \alpha \sin \theta d \theta d \phi. \quad (8)$$

Интегрирование в соотношениях (9) и (10) ведется по видимой части запятненной поверхности (θ и ϕ - полярный угол и долгота точки), u_λ - коэффициенты потемнения к краю, β_λ - отношение яркостей пятна и спокойной фотосферы. Разность величин Δm_λ отсчитывается от уровня блеска незапятненной фотосферы.

Для нахождения площади и температуры запятненной области нам необходимо знать блеск незапятненной фотосферы и соотношения между значениями Δm в различных длинах волн (оцениваются из наблюдений), а также мы должны сделать изначальное предположение о конфигурации запятненных областей.

Алексеев и Гершберг [15,29] показали, что совокупность запятненных областей на холодной звезде можно представить с достаточной степенью точности двумя симметричными относительно экватора поясами запятненности, которые занимают области с широтами от $\pm \phi_0$ до $\pm (\phi_0 + \Delta \phi)$ с линейной по долготе плотностью заполнения пятнами от единицы до некоторого числа f_{min} , причем $0 < f_{min} < 1$. Эта зональная модель была применена к ряду запятненных карликовых звезд со спектральными классами от G2 до M4.5 и скоростями вращения до 25 км/с [15,28,30] и показала качественное согласие с картиной солнечной запятненности.

При расчете запятненности по зональной модели используются две переменные: амплитуда вращательной модуляции блеска ΔV и разность

максимального блеска звезды в данный сезон и блеска незапятненной фотосферы ΔV_{max} , и пять определяемых параметров звезды - отношения dB/dV , dR/dV и dI/dV , угол наклона оси вращения к направлению на наблюдателя i и температура фотосферы T_{phot} .

Таблица 4

МОДЕЛИ ЗАПЯТНЕННОСТИ VY A₁

Эпоха	ΔV_{max}	ΔV	ϕ_0	$\Delta\phi$	f_{min}	β_V	S_{max}	S_{min}	Литература
1993.0	0.20	0.14	11	19	0.48	0.12	14.5	10.1	[8]
1994.0	0.22	0.18	7	22	0.44	0.11	15.8	10.7	[8]
1994.8	0.144	0.207	11	21	0.27	0.12	13.9	7.7	[15-17]
1995.0	0.23	0.12	10	19	0.57	0.12	14.8	11.2	[8]
1995.9	0.17	0.10	22	17	0.53	0.16	11.4	8.4	[16,17]
1996.0	0.17	0.09	22	18	0.54	0.13	13.4	9.9	[8]
1996.9	0.32	0.03	6	17	0.89	0.11	14.2	13.4	[16,17]
1997.0	0.25	0.17	22	30	0.48	0.11	21.4	14.9	[9]
1997.8	0.29	0.09	6	19	0.70	0.11	15.4	12.9	[16,17]
1999.9	0.27	0.30	17	37	0.35	0.09	25.2	15.4	наст. иссл
2000.9	0.32	0.24	7	30	0.49	0.13	21.7	15.3	наст. иссл

Первые расчеты запятненности VY A₁ в рамках зональной модели описаны в работе [15]. Результаты дальнейших расчетов приведены в табл.4.

Представленные в [15] расчеты запятненности VY A₁ мы дополнили расчетами по данным Штрассмайера и др. [8,9] и нашим наблюдениям 1994-2000 годов. Температура звезды $T_{phot} = 4750$ K оценена нами из цветов звезды по калибровке Джонсона [31] и по совпадению синтетического спектра с наблюдаемым. Оценка

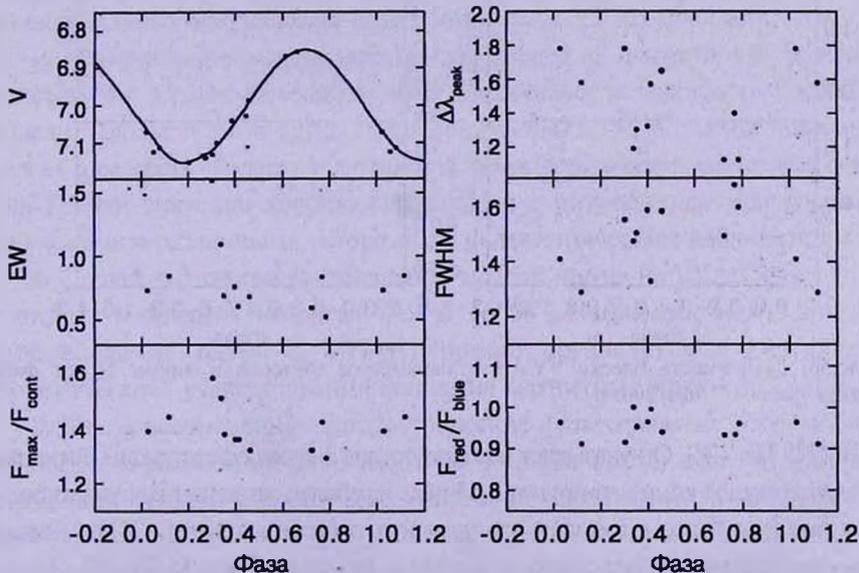


Рис.5а. Зависимость блеска VY A₁ и параметров эмиссии в линии H_α от фазы вращения звезды. 1999/2000г.

угла наклона $i = 60^\circ$ взята у Штрассмайера и Боппа [6]. С учетом расчетов [15], для описания фотометрической переменности VY Aг больше всего подходит четырехпараметрическая модель со значением параметра ϕ_0 от 6 до 22 градусов, шириной пояса запятненности $\Delta\phi$, которая изменяется от 11 до 37° , параметром f_{max} от 0.00 до 0.91. При этом максимальная степень запятненности достигает 40.6 % полной поверхности звезды. Контраст пятен $\beta_V = 0.09 + 0.16$ соответствует разности температур в 1260 + 1410К. В работе [15] было проведено сравнение наших расчетов с результатами расчетов Штрассмайера и Боппа по иерархической модели [6] и показано хорошее согласие в величинах полной площади и температуры запятненных областей.

4. *Связь пятен с активными областями.* На рис.5а, б приведены кривые блеска VY Aг в 1999 и 2000 годах и зависимость параметров чистой эмиссии в линии H_α от фазы вращения звезды. Мы видим, что минимальный блеск звезды, который соответствует наиболее запятненной стороне, сопровождается ростом эквивалентной ширины чистой эмиссии. Такой рост происходит прежде всего из-за усиления относительной интенсивности линии, что в рамках теории изотермичной хромосферы соответствует увеличению электронной плотности. Аналогичный эффект был отмечен нами для активной

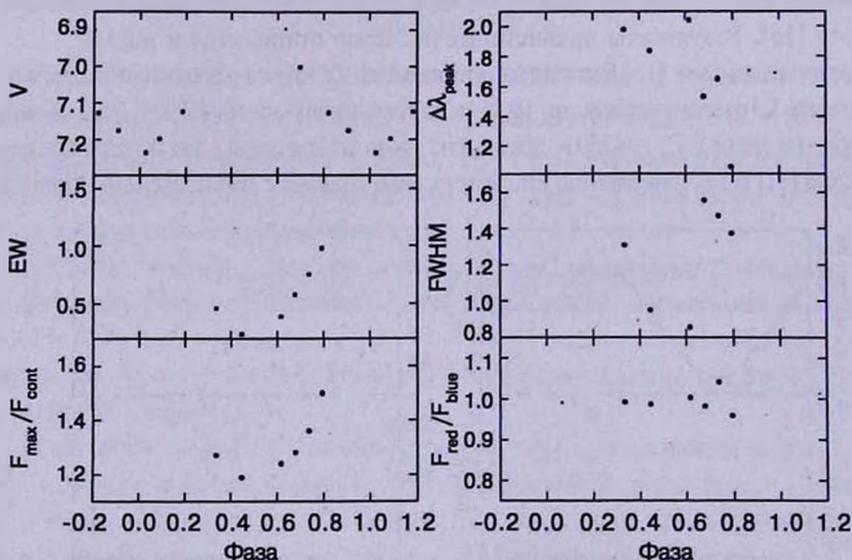


Рис.5б. Зависимость блеска VY Aг и параметров эмиссии в линии H_α от фазы вращения звезды. 2000/2001г.

звезды V775 Her [28]. Он указывает на присутствие в хромосфере звезды активных областей, которые концентрируются вблизи наиболее запятненных участков.

На рис.6 мы рассматриваем зависимость эмиссии в линии H_α от блеска звезды по нашим наблюдениям и данным из литературы [5,24-26].

Величина V на левой панели рисунка откладывается от наиболее яркого

состояния звезды (блеска спокойной фотосферы). Как следует из рисунка, при сильной фотометрической переменности эквивалентная ширина чистой эмиссии в линии H_{α} практически не изменяется. На правой панели рисунка мы сравниваем энергию, излучаемую хромосферой звезды в линии H_{α} с болометрическим дефицитом потока энергии ΔL_{bol} , создаваемым пятнами. Мы видим, что для VY Aг1 наблюдается рост величины $\log L(H_{\alpha})$ с ростом $\log \Delta L_{bol}$, и при этом хромосферное излучение $L(H_{\alpha})$ составляет 0.04-0.11% от создаваемого пятнами дефицита излучения ΔL_{bol} , что аналогично звезде

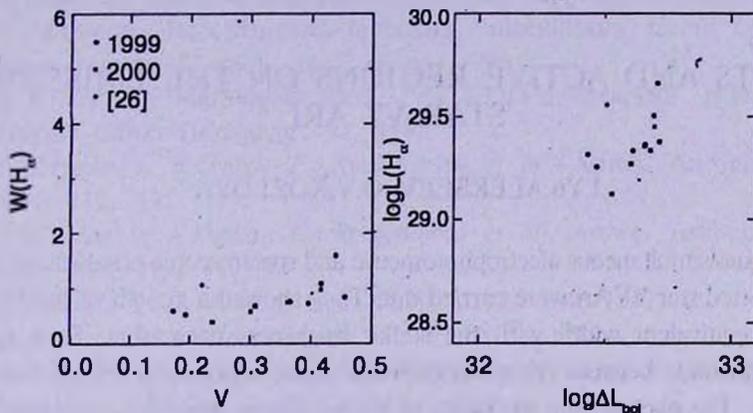


Рис.6. Зависимость эмиссии в линии H_{α} от блеска звезды.

V775 Her [28]. Полное излучение хромосферы - от 0.39 до 1.10% от болометрического дефицита энергии.

5. **Заключение.** Таким образом, проведенные нами фотометрические и спектральные наблюдения активной звезды VY Aг1 показали, что:

1. Фотометрическая переменность звезды с достаточной точностью описывается в рамках разработанной Алексеевым и Гершбергом зональной модели. Площади запятненных областей доходят до 41% полной поверхности звезды, а разность температур спокойной фотосферы и пятна составляет порядка 1300 К. Эти значения хорошо согласуются с результатами моделирования, проведенным различными авторами по фотометрическим наблюдениям [5].

2. Согласно расчетам по зональной модели, пятна на VY Aг1 локализируются в низких и средних широтах - от 6 до 54°. Найденное нами широтное распределение пятен у VY Aг1 хорошо согласуется с результатами теоретического моделирования вспышки магнитных трубок [32,33].

3. Квазиодновременные фотометрические и спектральные наблюдения VY Aг1 показали возрастание эквивалентной ширины чистой эмиссии в линии H_{α} в фазе пониженного блеска. Такое возрастание происходило за счет увеличения электронной плотности и указывает на то, что активные области на звезде концентрировались по долготе к наиболее запятненным участкам поверхности.

4. Из сопоставления результатов моделирования запятненности и

опубликованных спектральных наблюдений следует, что светимость в линии H_{α} растёт от $1.8 \cdot 10^{29}$ до $4.6 \cdot 10^{29}$ эрг/с с ростом площади запытенных областей от 8 до 40% полной поверхности звезды.

Крымская астрофизическая
обсерватория, Украина

SPOTS AND ACTIVE REGIONS ON THE EMISSION STAR VY ARI

I.Yu.ALEKSEEV, O.V.KOZLOVA

The quasisimultaneous electrophotometric and spectroscopic observations of the active spotted star VY Ari were carried out. They showed a growth of the H_{α} pure emission equivalent width with the stellar brightness decreasing. Such growth shows connection between the chromospheric active regions and the photospheric cool spots. The photometric variability of VY Ari can be described completely by a zonal spottedness model. The spotted regions occupy up to 41% of the total stellar surface and the temperature difference between the quiet photosphere and the spot is about 1300 K. Starspots are localized on middle and low latitudes.

ЛИТЕРАТУРА

1. И.Ю.Алексеев, Астрон. ж., 77, 784, 2000.
2. K.G.Strassmeier, D.S.Hall, F.C.Fekel, M.Scheck, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 100, 173, 1993.
3. П.Ф.Чугайнов, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 55, 85, 1976.
4. J.A.Eaton, C.H.Poe, Inform. Bull. Var. Stars., 2846, 1986.
5. B.W.Bopp, S.H.Saar, C.Ambruster et al., Astrophys. J., 339, 1059, 1989.
6. K.G.Strassmeier, B.W.Bopp, Astron. Astrophys., 259, 183, 1992.
7. И.Ю.Алексеев, Астрон. ж., 73, 86, 1996.
8. K.G.Strassmeier, J.Bartus, G.Cutispoto, M.Rodono, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 125, 11, 1997.
9. K.G.Strassmeier, E.Serkowitsch, Th.Granzer, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 140, 29, 1999.
10. V.Pirola, Observ. Astrophys. Lab. Univ. Helsinki Rep., 6, 151, 1984.
11. V.Pirola, in: "Polarized radiation of circumstellar origin", eds, G.V.Coyne,

- A.M.Magalhaes, A.F.J. Moffat et al., Vatican observ., 735, 1988.
12. С.Ю.Калмин, Кинемат. физ. небесн. тел., 11, No 3, 82, 1995.
 13. С.Ю.Калмин, Д.Н.Шаховской, Кинемат. физ. небесн. тел., 11, No3, 85, 1995.
 14. G.Rosselló, R.Calafat et al., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 59, 339, 1985.
 15. И.Ю.Алексеев, Р.Е.Гершберг, Астрофизика, 39, 67, 1996.
 16. И.Ю.Алексеев, Труды IV съезда ЕААО, М., 1998, стр.110.
 17. И.Ю.Алексеев, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 95, 83, 1999.
 18. K.Oláh, Z.Kolláth, K.G.Strassmeier, Astron. Astrophys., 356, 643, 2000.
 19. С.Г.Сергеев, "Переменность широких эмиссионных линий в активных ядрах галактик", канд. дисс., Киев, 1999.
 20. Н.Е.Пискунов, Магнетизм звезд, Ред. Ю.Л.Глаголевский, И.И.Романюк, Наука, Санкт-Петербург, 92, 1992.
 21. N.E.Piskunov, F.Kupka, T.A.Ryabchikova et al., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 112, 525, 1995.
 22. N.E.Piskunov, F.Kupka, T.A.Ryabchikova et al., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 138, 119, 1999.
 23. F.C.Fekel, Publ. Astron. Soc. Pacif., 109, 514, 1997.
 24. W.Herbst, J.R.Mullan, Astron. J., 97, 891, 1989.
 25. K.G.Strassmeier, F.C.Fekel, B.W.Bopp et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 72, 191, 1990.
 26. D.J.Montes, M.J.Fernández-Figueroa, E.De.Castro, M.Comide, Astron. Astrophys., 294, 165, 1995.
 27. L.E.Cram, D.J.Mullan, Astrophys. J., 234, 579, 1979.
 28. И.Ю.Алексеев, О.В.Козлова, Астрофизика, 43, 339, 2000.
 29. И.Ю.Алексеев, Р.Е.Гершберг, Астрон. ж., 73, 579, 1996.
 30. И.Ю.Алексеев, Р.Е.Гершберг, Астрон. ж., 74, 240, 1997.
 31. H.L.Johnson, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 4, 193, 1966.
 32. M.Schüssler, P.Caligari, A.Ferriz-Mas, S.K.Solanki, M.Stix, Astron. Astrophys., 314, 503, 1996.
 33. Th.Granzer, M.Schüssler, P.Caligari, K.G.Strassmeier, Astron. Astrophys., 355, 1087, 2000.

УДК: 524.3-6/7

ИЗМЕНЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ИЗЛУЧЕНИИ о ANDROMEDAE И LZ CEPHEI

Т.А.ПОЛЯКОВА

Поступила 20 апреля 2001

Принята к печати 30 июня 2001

Представленные результаты наблюдений поляризации Ве-звезды о And вполне удовлетворительно согласуются с результатами, полученными Арсениевич, Винс и Кубичела в 1974-1977 годах. Вместе все эти наблюдения подтверждают предположение Харманека о том, что усиления околозвездной оболочки о And происходят при прохождении периастра ее спутником, движущимся по вытянутой орбите с периодом в 8.5 лет. Результаты поляриметрических наблюдений LZ Cep говорят о том, что небольшая переменная собственная ее поляризация, возможно, возникает, как в большинстве полуразделенных систем, при рассеянии излучения этих звезд на частицах материи, истекающей из компонента, заполняющего свою полость Роша.

1. *Введение.* В излучении горячих звезд очень не просто обнаружить ту небольшую долю света, которая поляризуется при рассеянии на частицах околозвездной среды. Однако, когда количество околозвездной материи увеличивается из-за взаимодействия компонент в звездных системах и, кроме того, геометрические факторы при движении компонент вызывают изменения видимости рассеивающих свет образований, тогда шансы обнаружить переменную собственную поляризацию даже на фоне излучения таких звезд возрастают.

В этой статье приводятся и обсуждаются результаты наблюдений поляризации двух звездных систем, состоящих из горячих звезд.

Одна из них - яркая Ве-звезда о And (HD 217675, $\bar{V} = 3^m.62$, V6IIIpre). Она находится от нас примерно в 100 пк, является одной из самых быстро-вращающихся звезд (вращается со скоростью ~ 360 км/с [1]) и имеет радиус $4.7 R_{\odot}$ [2]. Наблюдают ее уже более 100 лет, произведено огромное количество наблюдений, однако полученные результаты часто противоречивы, особенно в отношении короткопериодических изменений блеска. При изменениях с $P = 1^d.57$ амплитуда блеска колеблется от $0^m.06$ до $0^m.15$, беспорядочно сдвигаются фазы минимумов и изменяется форма кривой блеска [3], кроме того находили и период $1^d.02$ [4]. В результате этих противоречий в последнем издании ОКПЗ [5] о And отнесена к классу переменных типа γ Cas (эруптивные неправильные переменные), а не β Lyr, как было в прежнем издании.

При спектральных наблюдениях о And временами обнаруживается появление и усиление околозвездной оболочки. Четкой периодичности в

этих явлениях тоже окончательно не установлено, но из всех предлагавшихся периодичностей интервал в 8.5 лет привлек наибольшее внимание исследователей [6,7]. Дело в том, что у *o*And имеется спутник α (sp A2p) с периодом обращения 3100^d , открытый еще Вильсоном [8] и переоткрытый в работе Блезит и др. [9], позже его наблюдали со спеклинтерферометром [10]. Кроме того, оказалось, что *o*And является спектроскопической двойной с периодом $33^d.085$, и этот спутник класса В слабее главной звезды примерно на одну звездную величину [11].

Вторая звезда - спектроскопическая двойная LZ Cep (14 Cep, HD209481, $\bar{V} = 5^m.6$, O8.5III + O9.5V [12]). Затмения у нее не наблюдаются, так как наклонение орбиты $i = 52^\circ.6$ [13]. Наблюдаемые изменения блеска (около $0^m.1$) происходят из-за эллипсоидальной формы звезд в тесной системе, которая имеет период $3^d.070507$. Последние определения масс и радиусов компонент дают следующие результаты [13]: $15.1M_\odot$, $9.0R_\odot$ и $6.3M_\odot$, $7.5R_\odot$. При этом меньший компонент заполняет свою полость Роша [13,14] и естественно ожидать, что в системе происходит перетекание вещества в полость Роша более массивной звезды.

2. *Наблюдения.* Наши наблюдения поляризации *o*And и LZ Cep были выполнены на 48 см телескопе АЗТ-14 Бюраканской наблюдательной лаборатории Астрономического института С.-Петербургского университета в 1991-1993 годах. А в 1997-2000 годах наблюдения были продолжены на 9-дюймовом телескопе в Петербурге. И в том, и в другом случае они проводились в полосе *V* с одноканальным поляриметром и содержали обычно по четыре определения параметров *q* и *u*. Измерения длились около 20 мин, из них выводились средние

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ *o*And

Дата	JD	$p, (\%)$	θ°	<i>n</i>	<i>q</i> (%)	<i>u</i> (%)
1991 09 23	2448523.40	0.47 ± 0.05	99.7 ± 3.3	4	-0.44	-0.15
23	.49	0.66 ± 0.02	100.6 ± 0.8	5	-0.62	-0.24
24	8524.44	0.43 ± 0.05	96.7 ± 3.2	3	-0.42	-0.10
24	.53	0.37 ± 0.04	98.7 ± 3.3	4	-0.35	-0.11
1993 10 29	9290.38	0.42 ± 0.04	117.4 ± 2.7	4	-0.24	-0.34
29	.41	0.40 ± 0.03	129.9 ± 2.1	4	-0.07	-0.39
1999 09 01	2451423.50	0.43 ± 0.06	99.2 ± 4.0	4	-0.41	-0.13
09	1430.56	0.44 ± 0.07	110.1 ± 4.6	4	-0.34	-0.28
11 07	1490.29	0.59 ± 0.06	95.2 ± 2.9	4	-0.58	-0.11
30	1513.27	0.62 ± 0.08	103.8 ± 3.7	3	-0.55	-0.29
2000 08 29	1785.53	0.47 ± 0.14	105.5 ± 10.2	4	-0.40	-0.24
09 06	1794.40	0.46 ± 0.09	108.6 ± 5.6	3	-0.37	-0.28
09 07	1795.39	0.35 ± 0.08	113.6 ± 6.6	4	-0.24	-0.26
09 24	1814.34	0.63 ± 0.06	116.1 ± 2.7	5	-0.39	-0.50
10 01	1819.43	0.53 ± 0.07	120.5 ± 3.9	5	-0.25	-0.45
10 18	1836.45	0.49 ± 0.08	102.7 ± 4.7	4	-0.44	-0.21

значения параметров и определялись среднеквадратичные ошибки. Результаты приведены в табл.1 и 2, где использованы общепринятые наименования столбцов.

3. *Обсуждение наблюдений.* 3.1. *о And.* Поляризационные наблюдения *о And* не проводились сколько-нибудь продолжительно и регулярно до 1974г., когда она была включена в программу югославских наблюдателей Арсениевич, Винс и Кубичела [15], которые наблюдали ее поляризацию в полосе *V* в 1974-1977 годах. Они усреднили свои наблюдения по годам и получили 4 точки на диаграмме (*q*, *u*), демонстрирующие изменения поляризации со временем. Эти авторы отмечали, что наблюдаются не только изменения параметров поляризации с годами, но также имеются быстрые изменения от ночи к ночи и даже в

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ LZ Cep

Дата	JD	$p(\%)$	θ°	n	Фаза
1992 07 20	2448824.51	1.75±0.08	65.1±1.3	3	0.83
21	25.37	1.65±0.07	65.0±1.3	4	0.11
21	25.41	1.61±0.07	65.0±1.2	4	0.12
21	25.46	1.57±0.04	66.1±0.6	4	0.14
22	26.26	1.82±0.04	62.2±0.6	4	0.43
22	26.45	1.70±0.06	62.7±1.0	4	0.46
23	27.39	1.72±0.04	67.0±0.7	4	0.76
23	27.46	1.66±0.07	66.4±1.2	4	0.79
24	28.46	1.40±0.07	66.6±1.4	4	0.11
25	29.40	1.89±0.03	62.4±0.5	4	0.42
25	29.48	1.80±0.06	62.9±1.0	4	0.44
26	30.47	1.73±0.05	65.8±0.9	4	0.77
08 01	36.24	1.49±0.03	63.8±0.5	4	0.65
01	36.44	1.57±0.04	66.7±0.8	3	0.71
02	37.27	1.77±0.05	63.6±0.7	3	0.98
02	37.38	1.59±0.06	63.3±1.1	5	0.02
02	37.49	1.46±0.06	64.9±1.1	4	0.06
03	38.49	1.69±0.08	64.1±1.3	4	0.38
04	39.36	1.40±0.04	65.2±0.8	4	0.66
04	39.53	1.68±0.05	66.8±0.8	4	0.72
10	45.31	1.56±0.06	62.8±1.1	3	0.60
1993 05 04	9112.53	1.68±0.07	64.6±1.3	4	0.63
1997 03 07	2450515.31	1.65±0.09	63.9±1.6	4	0.49
14	0522.50	1.86±0.07	63.7±1.1	4	0.83
04 16	0555.52	1.71±0.14	63.7±2.4	3	0.58
11 04	0757.44	1.80±0.07	67.1±1.0	4	0.34
1998 12 23	1171.25	1.41±0.06	66.2±1.1	4	0.11
1999 01 08	1187.21	1.70±0.09	68.0±1.5	4	0.31
02 10	1220.25	1.70±0.07	63.4±1.1	4	0.07
2000 02 24	1599.23	1.65±0.12	63.8±2.2	3	0.49
10 01	1819.53	1.58±0.07	68.9±1.3	4	0.24
18	1836.42	1.70±0.07	68.3±1.2	4	0.74
20	1838.32	1.89±0.13	63.2±2.0	4	0.36
11 27	1876.25	1.77±0.10	67.0±1.6	4	0.71

течение одной ночи. Тем не менее, мы сочли, что наблюдений достаточно много, чтобы позволить провести их усреднение по месяцам и увидеть более постепенные изменения (рис.1), причем наблюдения за сентябрь 1977г. мы усреднили для каждой ночи (см. табл.3).

Таблица 3

ПАРАМЕТРЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ σ_{And} ИЗ РАБОТЫ [15],
УСРЕДНЕННЫЕ ПО МЕСЯЦАМ ИЛИ ЧИСЛАМ

Год	Месяц	Число	$q(\%)$	$u(\%)$	n
1974	8		-0.29	-0.04	8
	11		-0.47	-0.24	15
1975	1		-0.59	-0.34	2
	10		-0.42	-0.15	5
	11		-0.42	-0.36	11
1976	12		-0.39	-0.35	3
	8		+0.03	-0.44	6
	9		-0.21	-0.39	8
1977	9	8	-0.17	-0.08	10
		12	-0.08	-0.24	10
		14	-0.12	-0.19	16
		15	-0.08	-0.12	23

В табл.4 собраны некоторые результаты, полученные другими авторами, которые мы также приводим на рис.1. Койн [16] отмечал, что поляризация в эмиссионной линии H_{α} не отличалась от поляризации в континууме и, хотя эти измерения относятся к красной области, усредненные параметры дали на диаграмме (q , u) точку, близкую к средней годовой за 1974г. из [15]. А у Кларка и Брукса [17] мы взяли только параметры поляризации для континуума.

Диаграмма (q , u), построенная по всем этим наблюдениям, показала, что вектор поляризации σ_{And} примерно за 8 лет, с 1974г. по 1982г., описал некий эллипс. Только точка, полученная за одну январскую ночь 1975г. [15] и наблюдение Холла за 1950г. [18] заметно уклоняются от этого эллипса. Такой результат наводит на мысль, что изменения поляризации

Таблица 4

ПАРАМЕТРЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ σ_{And} , ПОЛУЧЕННЫЕ ДРУГИМИ
НАБЛЮДАТЕЛЯМИ

$q(\%)$	$u(\%)$	n	Год	Месяц	Авторы
-0.42	-0.13	6	1974	10	Coyne [16]
-0.59	-0.26	2	~1950	02	Hall [18]
-0.37	-0.03	4	1981	11	Clark, Brooks [17]
-0.34	-0.03	4	1982	09	
-0.19	+0.05		1979	за 9 месяцев	Hayes, [19] Terrans

у *o*And могут быть связаны, как и усиления оболочки, с движением спутника *o*, имеющего период в 8.5 лет.

Когда мы нанесли на ту же диаграмму результаты наших наблюдений, усредненные по годам, то заметили, что они приблизительно повторяют изменения поляризации за рассмотренный выше период. После наблюдений в августе-ноябре 1974г. [15], через два периода по 8.5 лет аналогичная фаза была в сентябре 1991г. и в марте 2000г. Следовательно, можно было ожидать, что наши результаты за сентябрь 1991г. и за конец 1999г. окажутся близки к точке за 1974г. из [15], что и наблюдается (рис.1). А через два периода от 1976г. такая же фаза наступила в 1993г., и результаты за эти годы тоже близки друг к другу, хотя в этом случае, к сожалению, мы имеем наблюдения всего за одну ночь 1993г.

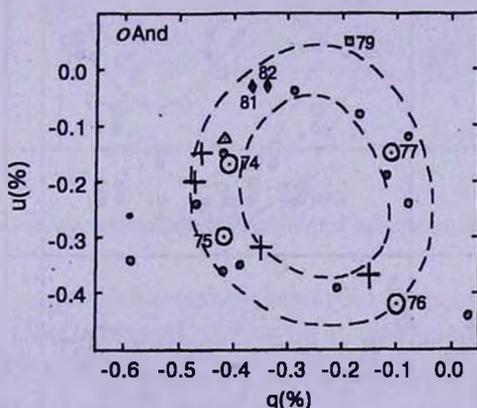


Рис.1. Результаты поляриметрии *o* And. Большие кружки - средние значения поляризации за каждый год из [15]. Маленькие кружки - средние значения за месяц для 1974-1976гг., а для 1977г. - средние за каждую ночь из [15]. Большие крестики - средние значения поляризации по годам из наших наблюдений, точка - значение из каталога Холла [18], треугольник - поляризация из работы Койна [16], ромбики - поляризация из [17] и квадрат - поляризация из [19].

В 1975-1976 годах спутник *o* наблюдался на расстоянии $0''.05-0''.06$ от главной звезды и при этом позиционный угол сильно изменялся от года к году [9]. В это же время усиливалась оболочка [7] и, как показывает рис.1, возрастала поляризация и изменялся угол θ . А в 1977-1978 годах этот спутник был на расстоянии $0''.33-0''.34$ [10], так как он движется по очень вытянутой орбите. Оболочка в это время ослабла [7] и поляризация уменьшалась вплоть до межзвездного значения, которое составляет около 0.2% при θ примерно $80^\circ-90^\circ$ [19].

Для того, чтобы сравнить изменения поляризации с развитием оболочки у *o*And, мы сопоставили их с фазой периода в 3100^d (рис.2). При этом за нулевую фазу следовало выбрать эпоху, когда спутник *o* находился на малом расстоянии от главной звезды, то есть вблизи его периастра. Такой эпохой послужила дата $1975.7809 = JD2442698$, когда,

по наблюдениям Блэзит и др. [9], положение спутника определялось следующим образом: 45° , $0''.046$.

Данные о развитии оболочки были взяты по ссылкам из [7]. Можно отметить, что из всех приведенных наблюдений спектра *o*And (21 точка с 1893г. по 1983г.) только одна точка за 1946г. резко выпадает из общей картины поведения оболочки. В целом же графики на рис.2 вполне наглядно показывают, что возрастания степени поляризации и усиления оболочки тесно связаны с прохождением периастра спутником α . Однако следует еще заметить, что, так как периоды 3100^d и $33^d \cdot 085$ не кратны друг другу, то спутник *o* при каждом прохождении периастра будет заставлять

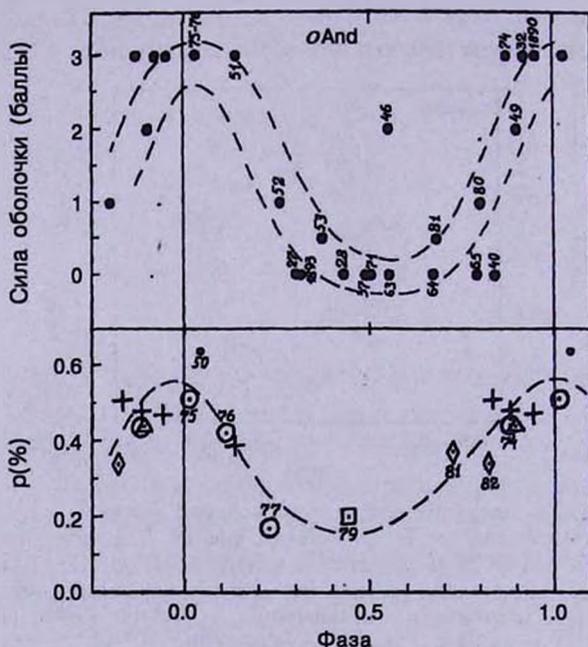


Рис.2. Распределение степени поляризации и силы оболочки *o* And по фазам периода в 3100^d . Сила оболочки по спектральным наблюдениям обозначена, как и в [7], следующим образом: 0 - нормальный спектр В-типа; 0.5 - очень слабая водородная оболочка; 1.0-1.5 - водородная оболочка средней мощности; 2.0 - сильная водородная оболочка, но без металлических линий; 2.5-3.0 - оболочка с металлическими линиями. В случаях, когда для времени наблюдения был указан только год, фаза вычислялась для середины года. Года XX века указаны только двумя последними цифрами.

спектроскопическую двойную при разных фазах ее периода. Вероятно, это обстоятельство может проявиться в несколько различном усилении оболочки, а, следовательно, и поляризации, от периода к периоду, и на изменения с периодом в 8.5 лет может наложиться другая периодичность.

3.2. *LZ Ser.* Параметры поляризации *LZ Ser* мы расположили на рис.3 в соответствии с фазами, вычисленными от элементов [13]:

$$T_{\min I} = \text{JD}2441897.9787 + 3^d.070507 E.$$

Период LZ Cep почти в точности равен трем суткам, что затрудняет перекрытие наблюдениями всех фаз периода. Полученные нами 34 точки распределились по фазам не очень равномерно. Но все же они позволяют провести от руки средние кривые изменений параметров поляризации с двумя небольшими пробелами у фаз 0.2 и 0.9, где кривые были проэкстраполированы и с них были сняты значения параметров q и u через промежутки в 0.05 периода.

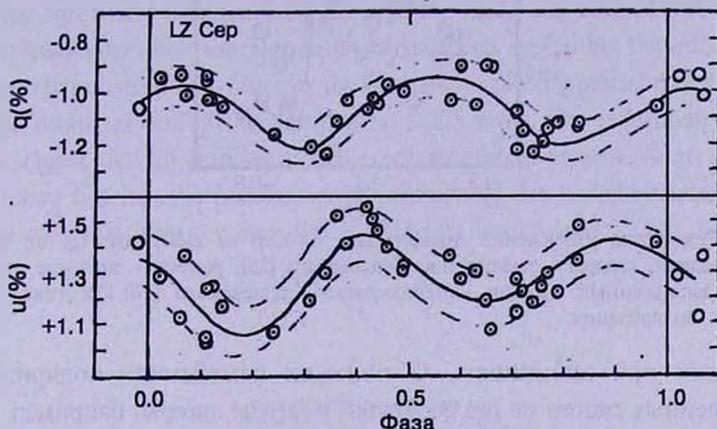


Рис.3. Распределение наблюдаемых параметров поляризации LZ Cep по фазам периода $3^d.070507$.

Определить межзвездную поляризацию без дополнительных наблюдений в данном случае было не просто. Наблюдения поляризации звезд в окрестности ассоциации Cep OB2 мы обнаружили только в каталогах Холла [18] и Хильтнера [20]. Однако они не позволили нам определить межзвездную составляющую по окрестным звездам, так как даже в область радиусом 2° вокруг LZ Cep попадает только 5 звезд с измеренной поляризацией. Одна из них расположена примерно в градусе от LZ Cep, но имеет модуль расстояния $11^m.6$ [20] и поляризацию больше 4%, в то время как для LZ Cep модуль равен $9^m.6$ [13], то есть она расположена на переднем крае ассоциации Cep OB2 [13], имеющей средний модуль расстояния $9^m.9$ [21].

Оценить границы для степени межзвездной поляризации можно по ее зависимости от избытка цвета [22]. Для LZ Cep $E(B - V) = 0^m.32$ [13], что дает $2.7\% > p > 0.6\%$ и $p \sim 1.65\%$. Можно применить также способ, использованный прежде для цефеид [23]. На рис.4 приведены все наблюдавшиеся для LZ Cep параметры поляризации, в том числе полученные Бэром [24], Серковским (30 августа 1963г.) [25] и Крушевским [26]. Оценками параметров межзвездной поляризации могут служить координаты точки, взятой у основания получившейся "розетки" (области, занимаемой точками на плоскости (q, u)): $q = -0.9\%$ и $u = +1.3\%$, то есть $p = 1.6\%$ и $\theta = 62^\circ$. Полученные параметры были вычтены из значений, снятых со средних кривых изменений наблюдаемой поляризации. Изменения собственной поляризации приведены на рис.5, из которого видно, что поведение поляризации LZ Cep характеризуется увеличением степени

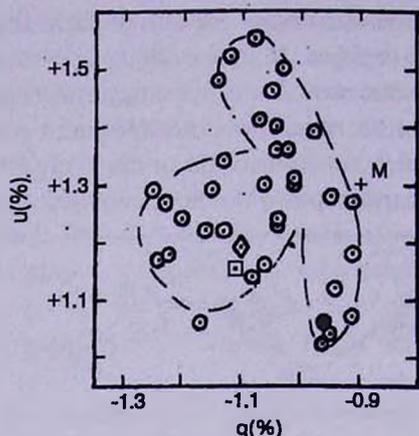


Рис.4. Результаты наблюдений поляризации LZ Cep на диаграмме (q, u): кружки - наши наблюдения, квадрат - наблюдение Серковского [25], ромбик - значение из каталога Бэра [24], заполненный кружок - наблюдение Крушевского [26]. Крестиком указана межзвездная поляризация.

поляризации при элонгациях. О подобных изменениях поляризации у полуразделенных систем не раз сообщали и другие авторы, например, [27,28].

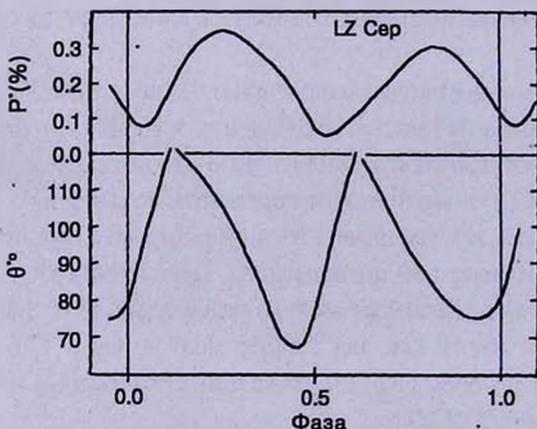


Рис.5. Изменения собственной поляризации LZ Cep.

4. **Заключение.** В отношении *o* And можно сделать вывод, что поляризационные наблюдения поддерживают гипотезу Харманека [6] о том, что усиления оболочки связаны с прохождением спутником *o* через периастр его вытянутой орбиты. А LZ Cep может служить еще одним примером полуразделенных систем, у которых обнаружена переменная собственная поляризация. И вполне вероятно, что, несмотря на неустойчивость процесса перетекания материи в незаполненную полость Роша, большинство полуразделенных систем могут показывать подобную поляризацию.

THE POLARIZATION VARIATIONS OF σ ANDROMEDAE
AND LZ CEPHEI

T.A.POLYAKOVA

We present results of polarimetric observations of Be-star σ And that are in satisfactory agreement with those by Arsenijevic, Vince and Kubicela in 1974-1977. All the available data confirm Harmanec's hypothesis explaining the intensifications of circumstellar envelope of σ And by the companion passing periastron of its elongated orbit. The orbital period of this companion is 8.5 years. The polarimetry results of LZ Cep suggest that an intrinsic variable polarization is present. As in some other semidetached systems, the polarization is presumably due to light scattering on the matter flowing out from the star that is filling its Roche lobe.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.Slettebac, *Astrophys. J.*, **115**, 573, 1952.
2. T.P.Show, *IAU Symp.* **98**, 379, 1981.
3. J.R.Percy, A.Attard, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **104**, 1160, 1992.
4. E.H.Olsen, *Astron. Astrophys.*, **20**, 167, 1972.
5. П.Н.Холонюк и др., *Общий Каталог Переменных Звезд*, Наука, М., 1985.
6. P.Harmanec, *Inform. Bull. Var. Stars*, N2506, 1984.
7. P.Koulsky, *Inform. Bull. Var. Stars*, N2584, 1984.
8. R.H.Wilson, *Astron. J.*, **55**, 153, 1950.
9. A.Blazit, D.Bonneau, L.Koechlin, A.Labeyrie, *Astrophys. J.*, **214**, L79, 1977.
10. H.A.McAlister, F.C.Fecel, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **43**, 327, 1980.
11. P.Harmanec, G.M.Hill, G.A.H.Walker, N.Dinsham, S.Jang, *Publ. Astron. Inst. Czechoslovak Acad. Sci.*, N70, 115, 1987.
12. P.S.Conti, W.R.Alschuler, *Astrophys. J.*, **170**, 325, 1971.
13. T.J.Harries, R.W.Hilditch, G.Hill, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **295**, 386, 1998.
14. I.D.Howarth, D.J.Stickland, R.H.Koch, R.J.Pfeiffer, *Observatory*, **111**, 167, 1991.
15. J.Arsenijevic, I.Vince, A.Kubicela, *Publ. Astron. Observ. Beograd*, **26**, 125, 1979.
16. G.V.Coyne, *Astron. Astrophys.*, **49**, 89, 1976.
17. D.Clarke, A.Brooks, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **211**, 737, 1984.
18. J.S.Hall, *Publ. Naval. Observ.*, XVII, Pt.VI, 1958.
19. D.P.Hayes, T.N.Terrance, *Publ. Astron. Soc. Pacif.* **92**, 89, 1980.
20. W.A.Hiltner, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **2**, 289, 1956.
21. C.D.Garmany, R.E.Stencel, *Astron. Astrophys.*, **94**, 211, 1992.
22. K.Serkowski, D.S.Mathewson, V.L.Ford, *Astrophys. J.*, **196**, 261, 1975.

23. *Т.А.Полякова*, Письма в Астрон. ж., **10**, 749, 1984.
24. *A.Behr*, Veroff. Gottingen, **126**, 199, 1959.
25. *K.Serkowski*, Acta. Astron. **15**, 79, 1965.
26. *A.Kruszewski*, Acta. Astron. **12**, 234, 1962.
27. *О.С.Шулов, Е.Н.Конацкая*, Труды АО ЛГУ, **31**, 146, 1975.
28. *R.J.Rudy, J.C.Kemp*, Astrophys. J., **207**, L125, 1976.

УДК: 524.3:520.627

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЗВЕЗДЫ СН ЛЕБЕДЯ

М.А.ЕРИЦЯН

Поступила 7 февраля 2001

Принята к печати 29 августа 2001

Представлены результаты фотометрических и поляриметрических наблюдений звезды Сн Лебедя в В, V, R фильтрах. Приведены изменения блеска и показателя цвета в зависимости от времени наблюдения. Обнаружен довольно иррегулярный характер, как в изменениях блеска, так и в изменениях показателей цветов. Наблюдения поляризации показали, что поляризация света Сн Лебедя является собственной.

1. *Введение.* Звезда Сн Лебедя является сходным с симбиотической звездой объектом с иррегулярными изменениями блеска. Блеск изменяется в пределах $V = 6^m.2 - 8^m.5$.

Согласно [1-4], звезда Сн Лебедя двойная, состоящая из гиганта М6 III и горячего субкарлика, окруженного оболочкой или аккреционным диском, или же она представляет собой холодную звезду М6 III, окруженную плотной оболочкой. Наблюдения показывают, что у этой звезды, возможно, имеются два периода изменения блеска в 700 и 100 дней [1,3,6]. Выяснилось также, что в максимуме блеска ($V = 6^m.2$) звезда подвергается быстрым (10-15 мин) изменениям блеска с амплитудой примерно $0^m.1$. В это время звезда находится в активной фазе [1,8].

Вблизи минимума ($V = 8^m.5$) быстрые колебания блеска исчезают. В этом случае звезда находится в неактивной фазе [4].

О существовании газопылевых оболочек вокруг звезды можно судить не только по спектральным наблюдениям с поглощением в далеком ультрафиолете или наличию инфракрасного излучения, но и по поляриметрическим наблюдениям в оптическом диапазоне. Собственная поляризация света звезд чаще всего связывается с рассеянием их излучения в околос звездных газопылевых оболочках [16], а переменность поляризации при рассеянии в околос звездной оболочке объясняется процессами роста и разрушения пылевых частиц, обусловленными температурными изменениями на поверхности звезды [17,18]. Как показали наблюдения, газопылевые оболочки существуют как вокруг звезд поздних типов (от F до M)[16], так и вокруг звезд ранних типов (O-B) [25,26]. Поэтому у многих звезд, вокруг которых существуют пылевые оболочки, наблюдается собственная поляризация [16-25]. В работе [24] приведены результаты поляриметрических наблюдений 10 симбиотических звезд спектральных классов

М0-М5. У четырех из них, как отмечено в [24], впервые наблюдается собственная поляризация. В 1988г. с помощью многоканального поляриметра проведены поляриметрические наблюдения звезды СН Лебеда в *UBVRI*-цветах [23]. Из этих наблюдений получена корреляция между параметрами поляризации и длиной волны, а также и от временных наблюдений. Предполагается [23,24], что механизм образования собственной поляризации у симбиотических звезд связан с пылевыми частицами вокруг звезды, а изменения параметров поляризации со временем - с изменением плотности пылевых оболочек. Однако, несмотря на большое количество фотометрических [1-11] и спектральных наблюдений [1,4-6,12,13] звезды СН Лебеда, характер ее переменности еще продолжает оставаться предметом дискуссий.

С этой точки зрения представляют определенный интерес синхронные поляриметрические и фотометрические наблюдения этой звезды, которые дают дополнительные аргументы в пользу существования оболочки вокруг звезды СН Лебеда. Настоящая работа преследовала эту цель.

2. Наблюдения. Поляриметрические и электрофотометрические *BVR*-наблюдения звезды СН Лебеда проводились с 23 по 28 августа 2000г. на 0.5-м телескопе АЗТ-14 системы Кассегрена Бюраканской обсерватории с помощью электрополяриметра в режиме усиления постоянного тока. В качестве светоприемника использован ФЭУ-79. В качестве звезды сравнения служила звезда BD+49 2994 спектрального типа B8 I-II с $V = 6^m.57$, $B - V = -0^m.08$, $V - R = 0^m.00$. Разница моментов фотометрических и поляриметрических

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ И ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ ЗВЕЗДЫ СН ЛЕБЕДА

JD 2451...	<i>V</i>	<i>V - R</i>	<i>B - V</i>	<i>P</i> %	θ°	Фильтр
780.298	8.42	3.04	-	1.00	106	<i>R</i>
				1.90	103	<i>V</i>
781.313	8.35	2.95	1.41	0.91	101	<i>R</i>
				0.94	101	<i>V</i>
				1.20	105	<i>B</i>
				1.70	101	<i>R</i>
782.347	-	-	-	1.82	120	<i>V</i>
				1.56	101	<i>R</i>
783.300	8.18	2.91	1.75	1.65	125	<i>V</i>
				1.76	120	<i>B</i>
				1.75	101	<i>R</i>
784.313	8.21	2.86	1.71	1.33	106	<i>V</i>
				2.80	101	<i>B</i>
				1.10	93	<i>R</i>
				1.60	102	<i>V</i>
785.284	8.47	3.17	1.58	3.33	111	<i>B</i>
				0.80	110	<i>R</i>
				1.80	120	<i>V</i>
786.300	8.15	2.97	1.63	2.94	112	<i>B</i>

измерений блеска звезды Сн Лебедя во время наших наблюдений составила всего несколько минут и поэтому можно эти наблюдения считать квазиодновременными. Во время фотометрических измерений поляририд был снят с пучка света. Сводка результатов наших наблюдений представлена в табл.1, где приводятся: время наблюдений в юлианских днях (JD), блеск звезды в полосе V , показатели цвета ($V-R$) и ($B-V$), степень поляризации P в процентах, позиционный угол поляризации θ в градусах и использованные светофильтры. По данным табл.1 построены графики, показывающие зависимость блеска звезды и степени поляризации от даты наблюдений и от блеска звезды (рис.1, 2).

Однако в период наших наблюдений в первую ночь звезда в фильтре B не наблюдается, а в третью ночь выполнена только поляриметрия. Как видно из табл.1, блеск звезды Сн Лебедя в фильтре V колебался в пределах

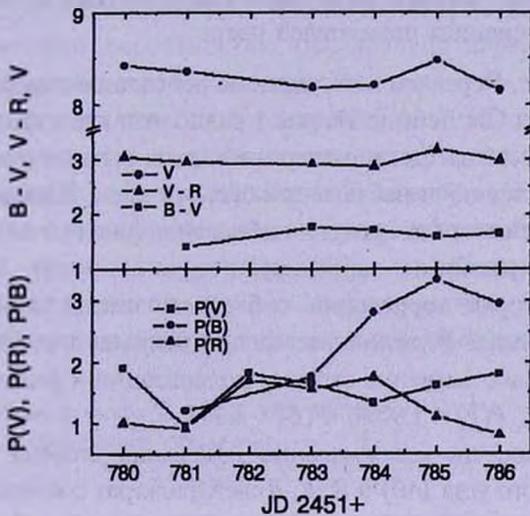


Рис.1. Зависимость блеска, показателей цветов и степени поляризации от времени наблюдений.

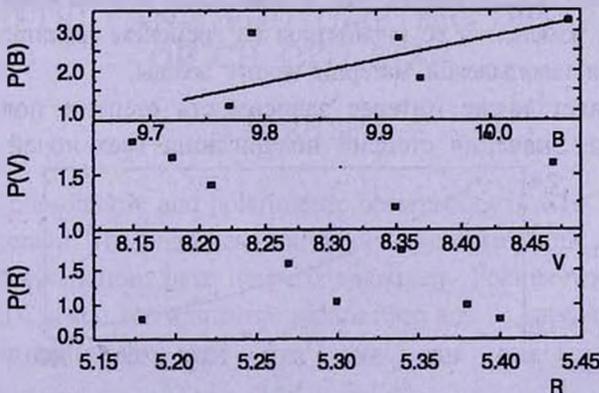


Рис.2. Зависимость степени поляризации от блеска звезды Сн Лебедя в фильтрах B , V , R .

$V = 8^m.15 + 8^m.47$, т.е. в период наших наблюдений она была в минимуме, в неактивной фазе. В таких случаях, как отмечено в работе [6], быстрые колебания блеска не наблюдаются. Аналогичный результат был получен и во время наших наблюдений, то есть быстрые колебания блеска также не были обнаружены нами.

В интервале времени JD 2451780-2451783 яркость звезды в фильтре R снизилась, а в фильтре V , наоборот, возросла. Относительно быстрые изменения блеска (подъем) были во всех фильтрах (R , V , B) в интервале времени JD 2451785-2451786, они соответственно равны $0^m.13$, $0^m.33$ и $0^m.27$. Из рис.1 также видно, что в интервале времени JD 2451783-2451786 блеск звезды во всех фильтрах изменяется почти синхронно. В этом же интервале времени показатели цвета указывают на обратную корреляцию от времени ($V - R = 2^m.90 + 3^m.60$, $B - V = 1^m.75 + 1^m.58$). Таким образом, во время этих наблюдений обнаружен довольно иррегулярный характер как в изменениях блеска звезды, так и в изменениях показателей цвета.

3. *Обсуждение.* Перейдем к обсуждению результатов поляриметрических наблюдений звезды СН Лебедя. Из рис.1 видно что, как в фотометрии, так и в поляриметрии этой звезды характер изменения степени поляризации во всех фильтрах и во все ночи наблюдений был различен. Изменения степени поляризации в зависимости от времени наблюдения (рис.1) и от блеска звезды в фильтрах R , V (рис.2) не коррелируют друг с другом. В фильтре B наблюдается некоторая корреляция с блеском звезды, притом степень поляризации в фильтре B увеличивается при уменьшении яркости звезды (рис.2). Максимальное значение степени поляризации в фильтрах R , V и B было $P(R) = 1.75\%$, $P(V) = 1.90\%$, $P(B) = 3.33\%$.

Из табл.1 видно, что максимальные изменения степени поляризации (ΔP) и позиционного угла ($\Delta\theta$) в R , V , B светофильтрах соответственно были $\Delta P_R = 0.84\%$, $\Delta P_V = 0.96\%$, $\Delta P_B = 2.13\%$ и $\Delta\theta_R = 9^\circ$, $\Delta\theta_V = 24^\circ$, $\Delta\theta_B = 19^\circ$, что значительно превосходит ошибки измерений ($\sigma_P \leq 0.2\%$, $\sigma_\theta \leq 2^\circ$). Поэтому можно предположить, что наблюдаемая поляризация света звезды СН Лебедя и изменения ее параметров со временем являются результатом существования газопылевой материи вокруг звезды.

Представляет также интерес зависимость степени поляризации от длины волны. Значения степени поляризации всех ночей наблюдений

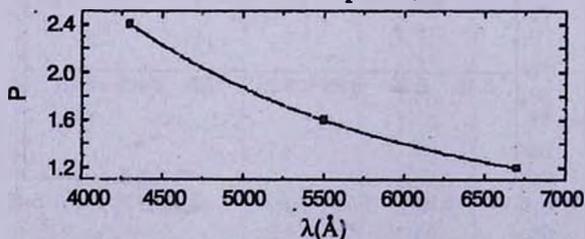


Рис.3. Зависимость степени поляризации от длины волны для звезды СН Лебедя.

в фильтрах R , V , B соответственно усреднены. Из рис.3 видно, что существует явная корреляция между степенью поляризации и длиной волны, которая свидетельствует о том, что поляризация света звезды СH Лебеда является собственной.

Таким образом, наблюдения собственной поляризации у звезды СH Лебеда и характер ее изменения от блеска звезды и от времени наблюдения говорят в пользу того, что звезда СH Лебеда окружена оболочкой, и характер изменения поляризации обусловлен характером изменения оболочки.

4. *Заключение.* Результаты фотометрических и поляриметрических наблюдений звезды СH Лебеда приводят к следующим выводам.

1. Блеск и показатели цвета звезды СH Лебеда, как у других наблюдателей [1-4], так и во время наших наблюдений, показывают иррегулярные изменения.

2. Иррегулярность изменения блеска и показателей цвета звезды СH Лебеда с большой вероятностью обусловлена характером изменения физических параметров оболочки звезды.

3. Наблюдаемая линейная поляризация света звезды СH Лебеда является собственной и характер ее изменения в зависимости от блеска звезды и от времени наблюдений также обусловлен изменениями оболочки.

Дальнейшее продолжение таких наблюдений дало бы дополнительный материал для объяснения природы оболочки звезды СH Лебеда.

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

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

POLARIMETRIC AND PHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF CH CYG STAR

M.A.ERITSIAN

Results of photometric and polarimetric observations of CH Cyg in B , V , R bands are presented. The brightness and color indices variations are given. It is found that these variations have irregular characters. Polarimetric observations reveal that CH Cyg star has a intrinsic polarization and its variations are caused by variations in surrounding shell.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Л.Лууд*, *Астрофизика*, **16**, 443, 1980.
2. *М.Т.Мартел-Соссат*, I.A.U., Circ. №2027, 1967.
3. *А.Д.Деутч*, I.A.U. Circ., №2020, 1967.
4. *Г.Уоллерштейн*, *Observatory*, **88**, 964, 1968.
5. *Л.Лууд*, *Я.Веиник*, *М.Пехк*, *Письма в Астрон. ж.*, **4**, 87, 1978.
6. *М.Миколажевски*, *И.Миколажевска*, *Т.Н.Худякова*, *Astron. Astrophys.*, **235**, 219, 1990.
7. *В.Т.Дорошенко*, *А.К.Магницкий*, *Астрон. циркуляр.*, №1207, 1982.
8. *Л.Лууд*, *М.Рузфлени*, *Т.Кууск*, *Публ. Тартуской АО*, **39**, 106, 1970.
9. *М.Н.Словак*, *И.Африано*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **185**, 591, 1978.
10. *И.Миколажевска*, *IBVS*, №1846, 1980.
11. *М.А.Ерицян*, *Сообщ. Бюраканской обсерв.*, **50**, 98, 1989.
12. *А.Скопал*, *М.Ф.Боуде*, *Н.М.Лиойд*, *Н.Дреchsel*, *Astron. Astrophys.*, **331**, 179, 1998.
13. *Н.И.Бондар*, *Н.И.Шаховская*, *Астрофизика*, **44**, 57, 2000.
14. *Т.Ииджима*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **297**, 77, 1998.
15. *Д.Котинк-Каруза*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **131**, 229, 1998.
16. *Н. М. Шаховской*, *Изв. Крымской обсерв.*, **39**, 11Б 1969.
17. *К.Серковски*, *Astrophys. J.*, **160**, 1083 1970.
18. *Т.А.Полякова*, *Перемен. звезды*, **20**, 523; 1978.
19. *Т.А.Полякова*, *Астрофизика*, **16**, 491, 1980.
20. *Р.А.Варданян*, *Сообщ. Бюраканской обсерв.*, **54**, 27, 1983.
21. *Г.В.Абрамян*, *Сообщ. Бюраканской обсерв.* **52**, 24, 1980.
22. *Р.Е.Шулте-Ладберк*, *А.М.Магалхас*, *Astron. Astrophys.*, **181**, 213, 1987.
23. *В.Пириола*, *Polarized Radiation of Circumstellar Origin*, Univ. Arizona, press, 1988, p.433.
24. *Е.Бранди*, *Л.Г.Гарика*, *В.Пириола et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **145**, 197, 2000.
25. *Р.Х.Оганесян*, *М.А.Ерицян*, *Астрофизика*, **43**, 353, 2000.
26. *Р.Х.Оганесян*, *Р.А.Епремян*, *Астрофизика*, **41**, 410, 1998.

УДК: 524.312-62

ГАЗОПЫЛЕВЫЕ ОБОЛОЧКИ ВОКРУГ НЕКОТОРЫХ ЗВЕЗД РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ С ИК- ИЗБЫТКОМ (ЭМИССИЕЙ)

Р.Х.ОГАНЕСЯН, Е.Р.ОГАНЕСЯН

Поступила 22 ноября 2000

Принята к печати 25 августа 2001

Представлены результаты исследования ИК (IRAS) наблюдений для 58 O-B-A-F звезд разных классов светимости, которые, в основном, являются членами различных ассоциаций. Определены показатели цветов этих звезд и построены двухцветные диаграммы. Сравнены также величины избыточных эмиссий (E_{12} и E_{25}) на 12 и 25 мкм с величиной поглощения УФ-излучения ΔA_{1640} . Сделано заключение, что 24 звезды (из исследуемых 58) являются дисковыми системами "типа Веги", к которым относятся и Вега = N 53. Более того для сравнения на рисунках приведены также 8 известных звезд "типа Веги". Остальные 34 звезды, возможно, являются газопылевыми оболочечными и/или оболочечно-дисковыми. Избыточная ИК-эмиссия 34 исследуемых и 11 звезд сравнения (8 из них являются Ве-Ае звезды, по-видимому, обусловлена как тепловым излучением пылинок, так и излучением свободнo-свободных переходов электронов, находящихся в газопылевых оболочках этих звезд.

1. Введение. Согласно [1,2], образование газопылевой материи происходит как на ранних, так и на поздних этапах эволюции. Там же отмечено, что пыль образуется из газа во внешних слоях газовых оболочек. Образующиеся пылинки, поглощая некоторую долю излучения из ультрафиолетовой (УФ) и видимой частей спектра звезды, переизлучают ее в инфракрасную область спектра (ИК).

Исходя из работ [1,3-6] и приведенных там литературных ссылок, по-видимому, можно сказать, что газопылевые оболочки (диски) существуют вокруг всех типов звезд, как горячих, так и самых холодных. С другой стороны, результаты исследования пространственного распределения примерно 580 звезд ранних типов и поглощающей материи в направлении 14-и известных ОВ-ассоциаций [7,8] по наблюдениям на космическом телескопе "Глазар" [9] на 1640 А показали, что пылевая материя, в основном, распределена неравномерно и клочковато. Как отмечено в этих статьях, у некоторых звезд поглощение вызвано не только межзвездной средой, но также и околзвездной пылевой материей.

По результатам этих исследований нами выявлены 73 звезды спектральных классов O-B-A-F с газопылевыми оболочками, 46 из которых являются IRAS источниками ИК-излучения [1,10]. Кроме этих звезд, в статье исследованы 12 звезд типов В-А из УФ-каталогов [11,12], которые по данным [1] являются ИК-источниками. Так как звездные

величины этих звезд получены с помощью космического телескопа ANS на длинах волн 1550, 1800, 2200, 2500 и 3300 Å, то звездные величины на длине 1640 Å были определены путем интерполяции.

Таким образом, в данной статье для исследования представлены 58 звезд O-B-A-F спектральных классов и разных классов светимостей, находящихся на разных галактических широтах. Среди них имеются 17 звезд с эмиссионными линиями, список которых и некоторые данные о них приведены в разделе 2 (табл.1). Методы вычисления ИК-параметров на длинах волн 12, 25 и 60 мкм обсуждаются в разделе 3. Сопоставление ИК-избыточных эмиссий (E_{12} и E_{25}) на 12 и 25 мкм (в звездных величинах) и величины поглощения УФ-излучения (ΔA_{1640}) со стороны газопылевых оболочек (дисков) рассматриваются в разделе 4. В разделах 5 и 6 обсуждаются результаты и делаются некоторые выводы.

2. *Данные наблюдений и некоторые параметры исследуемых звезд.* Список исследуемых 58 звезд, а также некоторые данные о них представлены в табл.1. В первом столбце таблицы приведены порядковые номера звезд. Во втором указаны HD номера, в третьем столбце представлены спектральные классы [1,7,8,11,12], а в последнем столбце приведены расстояния до исследуемых звезд, вычисленные нами по значениям величин M_V , соответствующих спектральных классов, взятых из [13,14] и по V -величинам. При этом принималось $A_V = 3.3 E_{B-V}$, согласно [15].

Таблица 1

СПИСОК ИССЛЕДУЕМЫХ ЗВЕЗД

№	HD	Спектр	d (пк)	№	HD	Спектр	d (пк)	№	HD	Спектр	d (пк)
1	3191	B1IVnn	1020	21*	35520	A1Vp	70	40*	58350	B5Ia(p)	620
2	4180D	B5IIIe	190	22	36917	B9Vp	190	41	61209	B5V	270
3*	6811D	B7IIIe	140	23	37061	B0V	700	42*	61555/6	B3.5V	120
4*	8538D	A5III	54	24	37303	B1V	650	43	61672	B8V	150
5	10516	B2Vep	130	25	37411	A0.5V	510	44	63462	B0Vpe	360
6*	12303	B8V	40	26	37699	B3V	590	45*	73634	A6II	160
7*	14433	B9Ia	1390	27	37806	B7.5V	240	46*	74371	B5.5Iabe	1210
8*	14489D	A0Ia	1300	28	37903	B1.5V	860	47*	75063	A0III	120
9*	14818	B1Iae	1400	29	38087	B3V	780	48	75860	B0Iab	1670
10*	17081	B7V	90	30	38120	B9Ve	480	49	76534D	B2Vnpe	660
11*	20041	A0Ia	1310	31	39777	B1.5V	680	50	150093	B4III/IIe	640
12	2089D	B2III	770	32	41614	B5V	820	51	151932	WN7	2000
13	21455D	B7V	140	33*	42087D	B2.5Ibe	1050	52	152408	B0.5Ia	1470
14*	23408	B8III	95	34*	46300	A0Ibe	780	53*	172167	A0V	8.1
15*	33646	F5III+sd?	85	35	259431	B1Vpe	1260	54*	192640D	A0III	75
16*	34503D	B5III	130	36	51479	B7V	610	55	193237	B1Iae	660
17	34921	B0IVpe	1110	37	51480	B0Vpe	580	56	193576D	O6+WN5	860
18*	35007D	B3V	260	38	52112	B2.5V	1240	57	219634	B0.5III	740
19*	35039	B2V	220	39	53035	B4.5V	870	58*	220102D	F0I+sdB?	1000
20	35345	O9.5Vpe	1080								

* Порядковые номера звезд "типа Веги".

3. IRAS показатели цвета и двухцветные диаграммы для исследуемых звезд. Для 58 исследуемых звезд по значениям IRAS

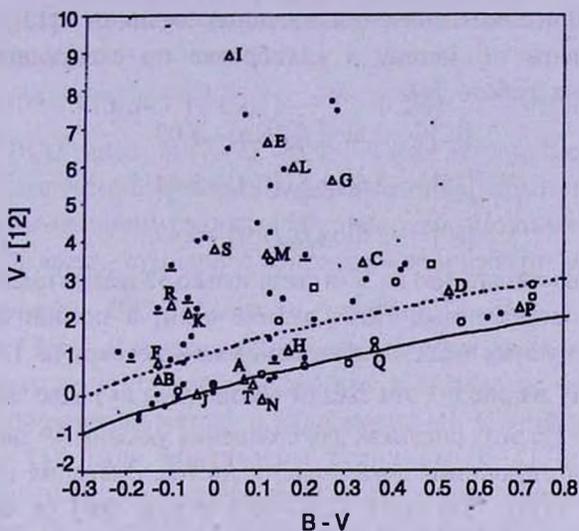


Рис.1. Расположение 58 звезд спектральных классов O-B-A-F на диаграмме $(V - [12])$. Сверхгиганты (I-II-III) отмечены кружками, карлики (III-V) - точками, а 19 звезд сравнения - треугольниками. Сплошная линия представляет зависимость местоположения цветовых индексов $V - [12]$ от фотосферного излучения $B - V$ исследуемых звезд, соответствующего уравнению (4). Пунктирная линия разделяет дисковые звезды от оболочечных и/или оболочечно-дисковых.

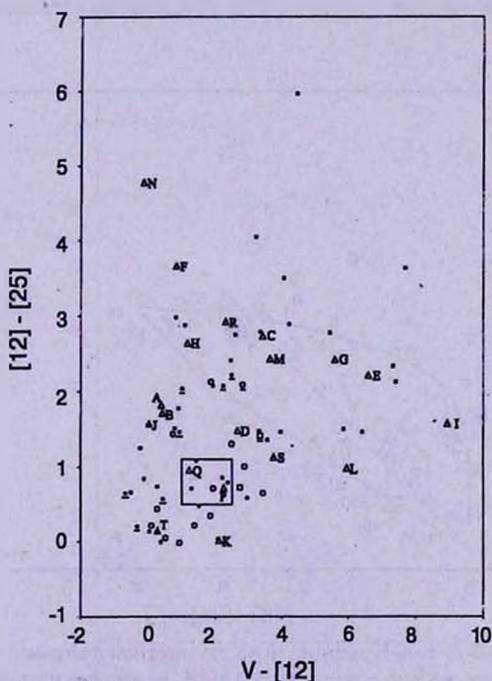


Рис.2. Диаграмма цвет-цвет $[12] - [25]$ и $V - [12]$ 58 звезд. Обозначения для карликов и сверхгигантов, а также звезд сравнения такие же, как и на рис.1. Квадратик указывает местоположение тех Be-звезд, ИК-эмиссия которых обусловлена только газовой составляющей.

плотностей потоков на 12, 25 и 60 мкм [1,10,16] по методу [1] вычислены показатели цвета V - [12], [12] - [25], [12] - [60] и [25] - [60] и представлены на рис.1-3. При этом значения звездных величин ([12], [25] и [60]) были определены по методу и калибровке по следующим формулам, приведенным в работе [1]:

$$[12] = -2.5 \log f_{12}(\text{Ян}) + 4.03, \quad (1)$$

$$[25] = -2.5 \log f_{25}(\text{Ян}) + 2.44, \quad (2)$$

$$[60] = -2.5 \log f_{60}(\text{Ян}) + 0.49. \quad (3)$$

Можно уверенно сказать, что из 58-и звезд только 32 звезды имеют нормальные потоки на вышеуказанных IRAS длинах волн, а потоки 26-и звезд не корректны, т.е. у этих звезд ошибки измерений потоков на 12, 25 и /или 60 мкм больше 3σ , на рис.1-3 эти звезды обозначены (\circ). Две звезды типа WR обозначены \square . На этих рисунках для сравнения указаны 19 звезд-стандартов IRAS с соответствующими показателями цветов. Значения их показателей цвета B - V , V - [12], [12] - [25], [12] - [60] и [25] - [60] (в виде цвет-цвет диаграмм) представлены на рис.1-3 в виде треугольника - Δ .

На рис.1 представлена двухцветная диаграмма по данным наблюдений цветовых индексов V - [12] и B - V для 58-и звезд. При этом, если звезды не имеют избыточного излучения околосредного характера на IRAS (12 мкм или других волн), то их излучение на этой длине волны обусловлено только фотосферным излучением.

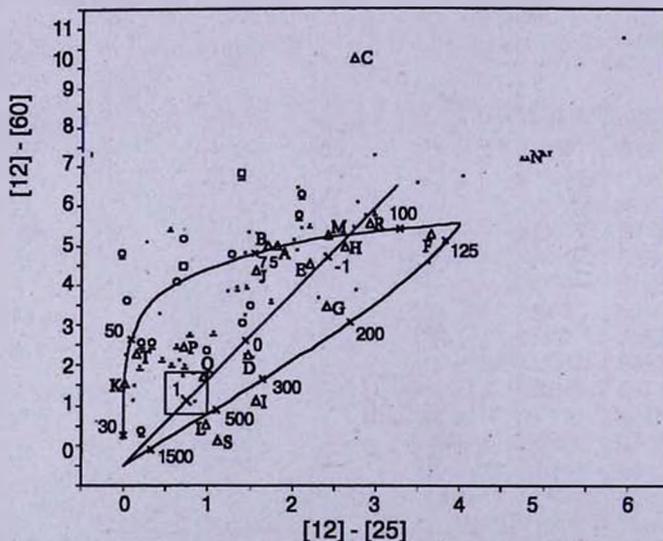


Рис.3. Расположение 58 O-B-A-F звезд на IRAS двухцветной диаграмме. Сплошная линия соответствует излучению черного тела с температурой 10^4 K, на которое накладывается излучение черного тела более холодного компонента. Отмечены некоторые значения температур холодного компонента на этой кривой. Пунктирной линии соответствует положение F_ν от ν^α , где некоторые из значений α (1, 0, -1) отмечены. Остальные обозначения такие же, как и на рис.1 и 2.

Согласно [17], если звездная величина на 12мкм - фотосферная (обозначим [12]р), тогда зависимость между цветовыми индексами $V - [12]p$ и $B - V$ представляется одной кривой (сплошная линия на рис.1), которая имеет следующий вид:

$$V - [12]p = 0.05 + 3.13(B - V) - 1.26(B - V)^2 + 0.29(B - V)^3 + 0.16(B - V)^4. \quad (4)$$

Но среди IRAS звезд на 12, 25, 60 и 100 мкм встречаются объекты, на фотосферное излучение которых накладывается избыточная эмиссия, вызванная околосредной газопылевой материей. Поэтому наблюдаемое излучение таких звезд - суммарное (фотосферное и избыточное) (см. рис.1).

4. Сравнение ИК-избытков излучения E_{12} и E_{25} с УФ-поглощением (ΔA_{1640}). Для некоторых исследуемых звезд величины E_{12} и E_{25} заимствованы из [1], а если эти данные в литературе отсутствуют, то они определены нами по методу и калибровке [1]. С этой целью сначала из уравнения (4) были определены величины $V - [12]p$ для каждой звезды по значениям $B - V$, затем по V величинам вычислены значения [12]р. Согласно [1], $[12]p = [25]p$, а звездные величины избытков излучения E_{12} и E_{25} соответственно равны разностям фотосферных и наблюдаемых звездных величин, т.е. $E_{12} = [12]p - [12]$, а $E_{25} = [25]p - [25]$.

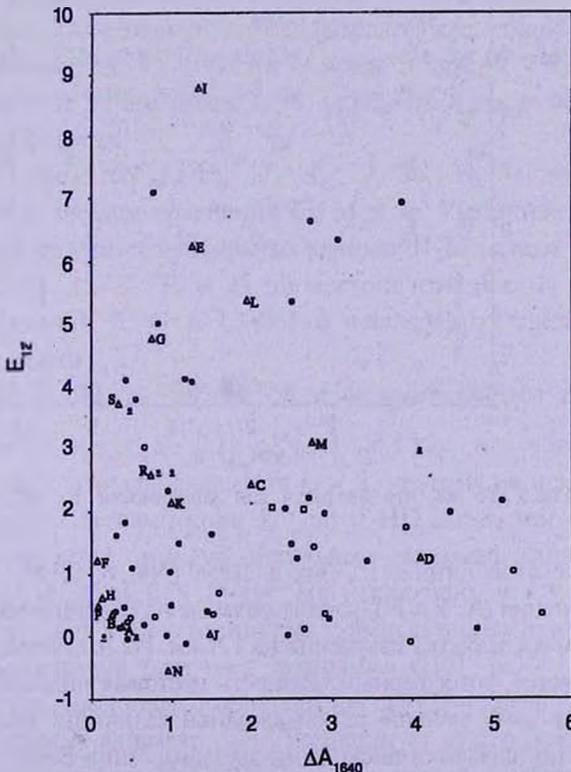


Рис.4. Расположение 58 звезд на диаграмме избыточной ИК-эмиссии E_{12} против поглощения ΔA_{1640} УФ-излучения. Обозначения те же, что на рис.1.

Сопоставления ИК-избытков излучения E_{12} на 12 мкм и E_{25} на 25 мкм с поглощением (ΔA_{1640}) УФ-излучения в околосветных пылевых оболочках на 1640 А рассматриваемых звезд соответственно приведены на рис.4 и 5. Для сравнения в качестве стандартных отмечены (Δ) 17 звезд. При этом, данные УФ-поглощения звезд сравнения были взяты из ANS-каталогов [11] и [12].

5. *Обсуждение.* Из рис.1 видно, что 34 звезды и 11 звезд сравнения, имеющие относительно большие цветовые индексы V -[12], располагаются выше прерывистой линии, разделяющей маленькие цветовые индексы (V -[12]) от больших, 24 звезды (N3, 4, 6-11, 14-16, 18, 19, 21, 33, 34, 40, 42, 45-47, 53, 54 и 58) и 8 звезд сравнения (A, B, H, J, N, P, Q и T)

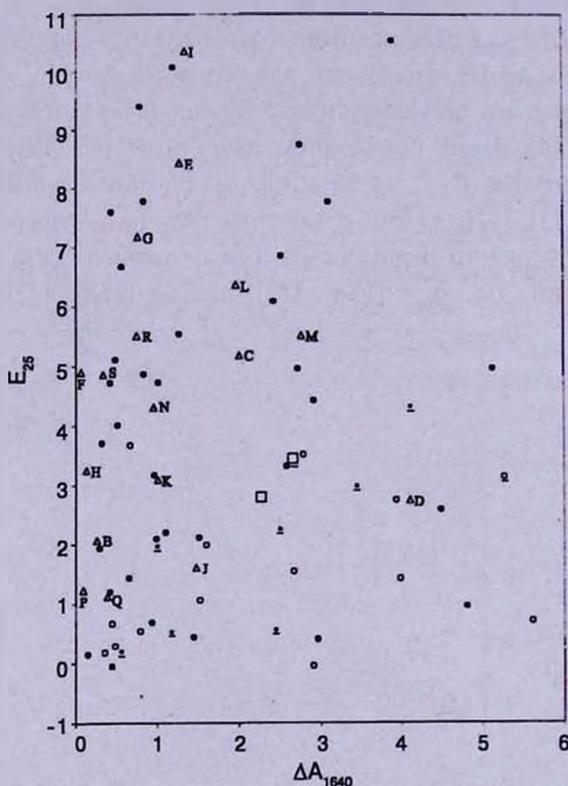


Рис.5. То же, что на рис.4 для зависимости E_{25} от ΔA_{1640} .

находятся ниже этой линии, из них 8 звезд (N4, 6, 9, 16, 19, 42, 53, 54) и 3 звезды сравнения (A, T и N), расположенные на сплошной кривой или чуть ниже нее, не имеют избытка излучения на 12 мкм. Их излучение на 12 мкм, по-видимому, является фотосферным. Разность цветовых индексов $\Delta(V$ -[12]) на 12 мкм для этих звезд меньше одной звездной величины. Все указанные 24 звезды, возможно, являются дисковыми звездами "типа Веги". При этом, как видно из рис.1, звездные величины на 12 мкм пяти звезд (N20, 26, 31, 38 и

39) нельзя считать уверенными, т.к. их ошибки измерения $>3\sigma$. Звездами сравнения на рис.1 ниже прерывистой кривой указаны известные звезды "типа Веги" - A = HD 9672 (A3 V), B = HD 16908 (35 A₁, B3 V), H = HD 39060 (β Pic, A5 V), J = HD 57821 (B7 IV), P = HD 128400 (G5 V), Q = HD 135153 (A0 V), T = HD 216 956 (α Ps A, A3V)). Остальные 34 звезды, возможно, являются оболочечными и/или оболочечно-дисковыми, для которых использованы 11 звезд сравнения: C = HD 17706 (B5V), D = HD 22298 (B2V_{np}e), E = HD 31293 (AB Aur, B9V_{np}eSh), F = HD 34989 (B1V), G = HD 35187D (A2/3IV/V), I = HD 45677 (B2I_{vep}8h), K = HD 60606 (B3V_{ne}); L = HD 62623 (A2Iae), M = HD 96042 (B1V_{np}e), R = HD 141569 (A0Ve) и S = HD 158643 (51 Oph, B9.5Ve). При этом, спектральные классы звезд A, B и G были заимствованы из работы [19], а спектральный класс звезды N - из работы [20]. Согласно [21], HD 141569 расположена на окраине комплекса L134/L134N темного облака.

На рис.2 приведена двухцветная диаграмма ([12] - [25]) - (V - [12]). Из этого рисунка видно, что дисковые звезды "типа Веги" расположены в нижней части полосы $[12] - [25] \leq 0^m.5$ и вдоль абсциссы V - [12], а также с левой стороны рисунка в полосе $V - [12] \leq 1^m.0$ и вдоль ординаты $[12] - [25] > 0^m.5$. Эти звезды - N4, 7, 8, 15, 16, 34, 40, 45, 46, 47 и 53 в нижней полосе ($\leq 0^m.5$) и N3, 6, 9, 10, 14, 18, 19, 21, 33, 42, 43 и 54 в полосе левого края. В указанных полосах находятся следующие стандартные звезды (для сравнения): A, B, F, H, J и N в левом крае, K и T - в нижнем. Звезды N2, 5, 13, 41 и 58, возможно и 44, находятся в пределах квадратика для классических Ве-звезд.

Группа из 11 звезд (N 1, 12, 17, 26, 29, 36, 39, 48, 49, 52 и 57), возможно, подобна звездам сравнения C, M и R. Указанные звезды все, кроме R, являются звездами спектральных классов B1-B7 разных светимостей.

Звезды N 22, 23, 25, 27, 30 и 35 по местоположению на рис.2 схожи со звездами сравнения E, G и L. Все 6 исследуемых звезд связаны с диффузными облаками.

Звезды N 11, 20, 32, 37, 38, 50, 55 и 56 расположены в интервалах $2^m.5 \leq V - [12] \leq 4^m.5$ и $0^m.5 \leq [12] - [25] \leq 1^m.5$, где находятся и ИК-известные стандарты - звезда сравнения D и S, поэтому не исключено, что эти звезды являются звездами типа 51 Oph и HD 22298, тем более, что 6 звезд из 9 являются эмиссионными, остальные - звездами типа A0Ia (N11), B5V (N32), B2.5V (N38) и B5V (N41). Не исключено, что и эти звезды, согласно [5], могут быть ИК-источниками с эмиссионными линиями.

На рис.3 представлена цвет-цвет диаграмма ([12] - [60]) - ([12] - [25]). Согласно [1], звезды, имеющие показатели цвета $[12] - [25] < 0^m.4$ и $[12] - [60] < 0^m.7$, на этой диаграмме занимают очень компактную область, где температуры излучения в ИК-области больше 1700 К. Температуры таких звезд обусловлены фотосферным ИК-излучением. Звезды, имеющие цветовые индексы

[12] - [25] > 0^m.4 и [12] - [60] > 0^m.7, согласно [1], окружены газопылевыми оболочками (дисками), избыточная ИК-эмиссия в спектрах которых обусловлена тепловым излучением пылинок и, возможно, свободно-свободными переходами электронов газовой составляющей, находящихся при температурах, меньших 1700 К, т.е. по распределению указанных цветовых индексов эти звезды находятся правее точки Релея-Джинса, разделяющей оболочечно-дисковые звезды от звезд, не имеющих газопылевых оболочек (дисков).

На диаграмме [12] - [60], [12] - [25] (рис.3) исследуемые нами 58 звезд распределяются следующим образом:

Большинство исследуемых звезд "типа Веги" (N4, 7, 8, 15, 16, 19, 34, 40, 42, 45, 46, 47, 50, 53 = Vega, 54 и 58) расположено в левой части вдоль сплошной линии цветовых индексов чернотельного ИК-излучения околосозвездной газопылевой материи. Здесь же распределены известные звезды сравнения "типа Веги" - сама Вега = N53, К (OW Pup) и Т (α Ps A). Другая часть звезд "типа Веги" (N10, 11, 14 и 21) расположена в верхней части сплошной линии (кривой) вместе с оболочечными и оболочечно-дисковыми звездами (N50, 51, 22, 26, 31, 35, 39, 48, 52, 57, 17, 24, 1, 36, 12 и 29), среди которых находятся и звезды сравнения - А, В, Е, (AB Aur), Н(β Pic), J, М и R (Herbig Be). В этом же участке, чуть дальше, расположена F, а еще дальше - N = HR4796 (HD 109573).

На нижней ветви сплошной линии находятся следующие звезды: N5, 18, 23, 25, 30, которые, возможно, подобны "типу Веги". Соответственно с этими звездами расположены и звезды сравнения D, G, I, L и S.

Надо отметить, что 24 звезды (N1, 2, 3, 5, 9, 12-14, 17, 19, 24, 26, 27, 29, 30-33, 35, 36, 39, 43, 49 и 55), расположены вблизи линии степенного распределения цветовых индексов, согласно $F_{\nu} \sim \nu^{\alpha}$, при фиксированных α [17]. Некоторые значения α (-1, 0, +1) отмеченные на рис.3 (пунктирная линия), обусловлены, кроме теплового излучения околосозвездных пылинок, еще и свободно-свободным излучением электронных переходов в околосозвездной ионизированной плазме. При этом, из 24 звезд 10 являются звездами типа Ве, а 14 - типа В1 - В8 III-IV, поэтому среди этих 14 звезд, возможно, имеются Herbig ИК Ве звезды [5]. Здесь надо отметить, что около этой линии расположены звезды сравнения D, E, H, M, Q, R. Несколько дальше расположены I, L и S. Только звезды с эмиссией, вследствие свободно-свободных переходов электронов, группируются в квадратики (N2, N5, 55 и Q), где $\alpha = +1$ [28]. В остальных случаях вдоль этой линии могут находиться звезды с эмиссионными линиями, имеющие газопылевые оболочки.

Звезда N6 расположена очень близко от нас, на расстоянии около 40 пк. Вместе с тем, у нее имеется очень большое поглощение (около 4^m.9) на λ 1640 А. Сравнимое с этим поглощение имеется у шести звезд, простирающихся в близости N6, но расположенных на больших расстояниях от нее. По всей видимости, такое большое поглощение, согласно [24],

обусловлено околозвездной пылевой оболочкой самой звезды, с радиусом около 3700 а.е., определенным нами.

Звезда N41, как и N40, 42 и 44, исследована в работе [25], согласно которой эти звезды расположены относительно нас на расстояниях 270, 620, 120 и 360 пк соответственно. Они имеют больше поглощения, чем звезды в их окрестности, находящиеся гораздо дальше. Согласно [25], указанные звезды имеют околозвездные пылевые оболочки, радиусы которых, найденные нами, равны соответственно ~1900, 600, 900 и 1200 а.е.

По расположению на рис.3 звезды N6, 41 и 42, как и звезда сравнения P, похожи на звезды "типа Веги".

Из рис.4 видно, что дисковые звезды системы "типа Веги" расположены в нижней полосе, вдоль ΔA_{1640} с шириной $E_{12} \leq 1^m.0$ по ординате и заметно дальше от остальных. Сопоставление рис.1 и 4 показывает, что они согласуются между собой, т.е. на рис.1 дисковые звезды находятся между прерывистой и сплошной кривыми с шириной между ними $\leq 1^m.0$ вдоль абсциссы $B - V$.

Картина приблизительно такая же, как и на рис.5, с той разницей, что на рис.5 ширина полосы дисковых звезд $- E_{25} \leq 2^m.1$. Таким образом, из сопоставления рис.1, 4 и 5 видно, что 24 звезды из 58 исследуемых являются дисковыми системами "типа Веги". Из них 9 - звезды спектральных классов A0-A6 разных классов светимости, 2 - типа F0 I и F5 III, а остальные 13 являются звездами B0-B9 III-V (8) и B0-B9 Ia, Iab, Ib (5) спектральных классов. Остальные 34 звезды (N1, 2, 5, 12, 13, 17, 20, 22-32, 35-39, 41, 43, 44, 48-52, 55, 56 и 57) и 11 звезд сравнения (C, D, E, F, G, I, K, L, M, R и S) являются оболочечными и/или оболочечно-дисковыми газопылевыми системами разных мощностей.

То обстоятельство, что на рис.1 у звезд N4, 6, 9, 16, 19, 42, 53 и 54, а также у звезд сравнения N и T величины цветовых индексов ($V - [12]$, $B - V$) располагаются на сплошной кривой и чуть ниже нее, говорит, во-первых, об отсутствии избытков излучения на 12 мкм у этих звезд и, во-вторых, о фотосферном происхождении цветовых индексов $V - [12]$. В этом аспекте, на рис.4 у звезд N16, 19, 53 и 54 величины избытков излучения на 12 мкм (E_{12}) равны нулю, а звезды N4, 9, 42 и звезда сравнения N имеют отрицательные значения. На рис.5 на 25 мкм избытки излучения (E_{25}) отрицательны только у двух, N4 и 8, а у остальных звезд значение E_{25} - положительное. Кроме этого, рис.4 и 5 указывают, что у 15 исследуемых звезд и 5 сравнения B, F, H, P и S величины УФ-поглощения на 1640 А маленькие - $\Delta A_{1640} \leq 0^m.5$, т.е. пылинки маленьких размеров вокруг этих звезд слишком малочисленны. Поэтому избыточная эмиссия на 12 и 25 мкм, возможно, в основном обусловлена либо тепловым излучением пылинок больших размеров, радиусы которых больше 5 мкм [26-28], либо ионизированной плазмой - излучением переходов свободно-свободных

электронов в случае В-звезд ранних спектральных классов, а также Ве-Ае звезд.

Так как большинство из исследованных нами 58 звезд (О-В-А типов) принадлежат той или иной звездной ассоциации [7,8,24,25] и являются молодыми и нестационарными звездами [29,30], вокруг которых во время их эволюционного пути образовались газопылевые оболочки (диски) благодаря истечению вещества из звездных фотосфер [1,2], то возраст газопылевых оболочек, возможно, составляет не более нескольких миллионов лет.

6. *Выводы.* Анализ результатов исследования 58 звезд позволяет сказать следующее:

1. Установлено, что 24 звезды (N3, 4, 6-11, 14-16, 18, 19, 21, 33, 34, 40, 42, 45-47, 53 (Вега), 54 и 58) являются дисковыми системы "типа Веги". Остальные 34 звезды являются оболочечными и/или оболочечно-дисковыми системами, ИК-излучения на IRAS длинах волн (12, 25 и 60 мкм) которых обусловлены как переходами свободно-свободных электронов, так и тепловым излучением пылевых частиц, находящихся в их газопылевых оболочках (дисках).

2. У некоторых дисковых звезд, возможно, ИК-избытки излучения обусловлены пылинками больших размеров ($a > 5$ мкм).

3. Большинство исследуемых звезд являются членами звездных ассоциаций, что говорит об их сравнительной молодости.

Авторы выражают благодарность Г.В.Абрамяну за обсуждение результатов и рецензенту за внимательное прочтение рукописи.

2E-

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

GAS AND DUST SHELLS AROUND SEVERAL EARLY SPECTRAL TYPE STARS WITH IR-EXCESSES

R.KH.HOVHANNESIAN, E.R.HOVHANNESIAN

The results of investigation of the IR (IRAS) observation for 58 O-B-A-F stars with different luminosity classes, which mainly are members of different stellar associations are presented. The colour indexes of these stars are calculated and two-colour diagrams are constructed. The IR emission excesses (E_{12} and E_{25}) and UV absorbing excess (ΔA_{1640}) at 1640 Å of these stars are compared. The conclusion is made that 24 stars (out of 58) are "Vega-type" disk-systems. For comparison the well known "Vega-type" 8 stars are also presented. The other 34 stars may be enumerated

from the stars with circumstellar gas-dust envelopes or gas-dust disk system. The IR emission excesses of 34 investigated stars and 11(8 of them are Be-Ae stars) comparison stars can be explained by both reemission of dust and gas envelope of these stars.

ЛИТЕРАТУРА

1. *R.D.Oudmaijer, W.E.C.J. van der Veen, L.B.F.M.Waters, N.S.Trans, C.Waelkens, E.Engelsman*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **96**, 625, 1992.
2. *A.P.Jones, A.G.G.M.Telens*, "The Cold Universe" (XIIIth Moriond Astrophys. Meetngs, Les Arcs, Sowoie, France) March 13-20, eds Th.Montemerle, Ch.J.Lada, I.F.Mirabel, J.Tran Thanh Van. Eds Frontieres, 1993, p.35.
3. *P.M.Williams, K.A. van der Hucht, P.S.The*, Astron. Astrophys., **182**, 91, 1987.
4. *S.R.Potasch, M.Parthasarathy*, Astron. Astrophys., **192**, 182, 1998.
5. *K.Malfait, E.Bogaert, C.Waelkens*, Astron. Astrophys., **331**, 211, 1998.
6. *P.M.Veen, K.A. van der Hucht, P.M.Williams et al.*, Astron. Astrophys., **339**, L45, 1998.
7. *Г.М.Товмасян, Р.Х.Оганесян, Р.А.Епремян, Д.Югенен*, Астрон. ж., **70**, 451, 1993.
8. *Н.М.Товмасыан, Р.Кх.Новханнессян, Р.А.Епремян, Д.Хугуенин*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **266**, 337, 1994.
9. *Г.М.Товмасян, Ю.М.Ходжоянц, М.Н.Крмоян и др.*, Письма в Астрон. ж., **14**, 291, 1989.
10. IRAS Catalogs and atlases, 2-6, 1988.
11. *P.R.Wesselius, R.J. van Duinen, A.R.W. de Jance, J.W.A.Alders, W.Luinge, K.J.W.Wildeman*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **49**, 427, 1982.
12. *B.D.Sowage, D.Massa, M.Meade, P.R.Wesselius*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **59**, 397, 1985.
13. *D.M.Gottlieb*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **38**, 287, 1987.
14. *P.S.Conti, A.B.Underhill*, "O-stars and WR-stars", NASA, 1988.
15. *C.A.Allen*, Astrophys. Quant., Athlone Press, London, 1973.
16. *Н.М.Товмассян, S.G.Navarro, G.H.Товмассян, L.J.Corral*, Astron. J., **113**, 1888, 1997.
17. *L.B.F.M.Waters, J.Cote, Н.Н.Ауман*, Astron. Astrophys., **172**, 225, 1987.
18. *Р.Х.Оганесян, Р.А.Епремян*, Астрофизика, **41**, 409, 1998.
19. *R.J.Sylvester, C.J.Skinner, M.J.Barlow, V.Mannings*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. **279**, 915, 1996.
20. *M.Jura, M.Malken, R.White et al.*, Astrophys. J, **505**, 897, 1998.
21. *A.J.Weinlger, E.E.Beclin, G.Shneider, B.A.Smith, R.J.Terile*, Astrophys. J. Let., **525**, L53, 1999.
22. *J.Cote, L.B.F.M.Waters*, Astron. Astrophys., **176**, 93, 1987.
23. *Г.М.Товмасян, Р.Х.Оганесян, Р.А.Епремян, Д.Югенен*, Астрофизика, **33**,

329, 1990.

24. *H.M.Tovmassian, R.Kh.Hovhannessian, R.A.Epremian et al.*, *Astrophys. Space Sci.*, **188**, 217, 1992.
25. *T.Chini, E.Krugel, E.Kreysa*, *Astron. Astrophys.*, **227**, L5, 1990.
26. *R.Chini, E.Krugel, B.Shustov, A.Tutukov, E.Kreysa*, *Astron. Astrophys.*, **252**, 220, 1991.
27. *N.S. van der Blik, P.Prusti, L.B.F.M.Waters*, *Astron. Astrophys.*, **285**, 229, 1994.
28. *В.А.Амбарцумян*, "Эволюция звезд и астрофизика", Ереван, 1947.
29. *В.А.Амбарцумян*, *Астрон. ж.*, **26**, 3, 1949.

УДК: 524.354.4

О ЗВЕЗДЕ - ПРАРОДИТЕЛЕ ПУЛЬСАРА В КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ

Т.МДЗИНАРИШВИЛИ, Р.ДЗИГВАШВИЛИ

Поступила 18 апреля 2001

Принята к печати 31 августа 2001

Рассмотрено пространственное расположение наиболее молодых пульсаров, характеристический возраст которых меньше 12000 лет. Все пульсары, кроме пульсара в Крабовидной туманности, находятся в группировках молодых ОВ-звезд. Допускается гипотеза, что прародителем пульсара в Крабовидной туманности была быстролетящая массивная ОВ-звезда. Указана группировка молодых массивных звезд, откуда была выброшена быстролетящая звезда. Оценки возраста прародителя пульсара в Крабовидной туманности и возраста группировки молодых звезд, откуда была выброшена быстролетящая звезда, свидетельствуют в пользу принятой гипотезы. Сделан вывод, что быстролетящая звезда должна была приобрести высокую скорость вследствие динамической эволюции молодой звездной группировки.

1. *Введение.* В современной литературе существует общепринятое мнение, что прародителями радиопульсаров являются массивные звезды типа О и В, которые в ходе эволюции вспыхивают как сверхновые II типа. Проверке гипотезы о принадлежности прародителей радиопульсаров к массивным звездам типа О и В было посвящено несколько работ [1-4], в которых по распределению молодых пульсаров в Галактике было найдено, что радиопульсары должны рождаться в спиральных рукавах Галактики, в звездных ассоциациях и молодых звездных скоплениях. После вспышек сверхновых II типа образуются пульсары и туманности. Остатки взрывов-пульсары в большинстве случаев получают пекулярные пространственные скорости порядка 100 км/с. Для объяснения больших пространственных скоростей пульсаров было предложено два механизма: 1) вследствие асимметричности взрыва одиночной звезды [5] и 2) вследствие распада тесных двойных систем при взрыве одного компонента [6,7]. В стадии разработки находится еще один механизм - т.н. "электромагнитный эффект" [8]. Следует отметить, что этим выводам несколько противоречат данные о самом молодом из известных пульсаров - пульсаре в Крабовидной туманности PSR B0531+21. Известно, что пульсар является остатком сверхновой, вспыхнувшей в 1054г. и имеет большую тангенциальную составляющую пространственной скорости. Прародителем пульсара была одиночная звезда, и взрыв сверхновой имел симметричный характер. Остаток взрыва - Крабовидная туманность имеет форму довольно правильного эллипсоида, в центре которого расположен пульсар [5]. При данной пространственной скорости, за прошедшее после взрыва время, пульсар должен был удалиться незначительно от места рождения. Данные о

местоположении пульсара указывают, что вспышка произошла сравнительно высоко от галактической плоскости и в момент вспышки звезда-прародитель пульсара не являлась членом известной ассоциации или рассеянного скопления.

Целью настоящей работы является интерпретация указанного противоречия на базе современных данных.

2. *Анализ данных.* По каталогу Тейлора, Манчестера и Лайна [9] пульсар PSR B0531+21 имеет период $P=33.403$ миллисекунд, характеристический возраст $(\tau = P(t)/(2 \cdot P'(t)))$ 1240 лет; координаты: $\alpha(2000) = 5^{\text{h}}34^{\text{m}}31^{\text{s}}.973$, $\delta(2000) = +22^{\circ}00'52''.26$; $l = 184^{\circ}.6$, $b = -5^{\circ}.8$; расстояние: $d = 2.0 \pm 0.5$ кпк; составляющие собственного движения (миллисекунд дуги год⁻¹):

$$\mu_{\alpha} = \alpha'(t) \cos \delta = -12 \pm 3, \quad (1)$$

$$\mu_{\delta} = \delta'(t) = 5 \pm 4. \quad (2)$$

Отметим, что новые данные, полученные в работе [10], незначительно отличаются от данных, приведенных в каталоге [9].

Для проверки принадлежности пульсаров к известной ассоциации или молодому рассеянному скоплению был использован следующий критерий: пульсар считается геометрически принадлежащим к ассоциации или скоплению, если его координаты лежат в пределах ассоциации или скопления, а расстояние - между наибольшим и наименьшим расстояниями членов рассматриваемой звездной группировки. Сопоставление координат пульсара PSR B0531+21 с данными каталогов звездных ассоциаций Хемфрис [11] и рассеянных звездных скоплений Джейнса и Адлера [12] показало, что пульсар в Крабовидной туманности не принадлежит ни одной из известных группировок молодых массивных звезд.

Вычислим высоту z от галактической плоскости

$$z = d \sin b = 200 \pm 50 \text{ пк}. \quad (3)$$

Таким образом, пульсар в Крабовидной туманности находится сравнительно высоко от плоскости Галактики (по принятым в литературе оценкам, большинство пульсаров рождаются при $|z| \leq 100$ пк [13]).

Вычислим тангенциальную составляющую пространственной скорости по формуле

$$V_t = k \mu d \approx 120 \text{ км/с}, \quad \mu^2 = \mu_{\alpha}^2 + \mu_{\delta}^2,$$

где $k = 4.74 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, μ (миллисекунд дуги год⁻¹) - собственное движение, d (кпк) - расстояние.

В пределах ошибок эту величину можно считать пекулярной составляющей тангенциальной скорости, так как из-за дифференциального вращения Галактики пульсар в Крабовидной туманности имеет тангенциальную относительно Солнца составляющую скорости всего лишь $\approx 9 \text{ км/с}$ [13].

Как известно, для пульсаров невозможно измерить радиальную скорость

V_r . Однако, если допустить, что Крабовидная туманность и пульсар в ней имеют одинаковую скорость, то по измерениям доплеровского смещения волокон Крабовидной туманности можно оценить V_r . В работе [14] указано, что туманность в целом имеет $V_r \approx -5$ км/с, и если учесть эффект селекции измерений, то V_r может иметь и небольшое положительное значение.

Большую peculiarную скорость и значительное удаление от галактической плоскости пульсара в Крабовидной туманности можно объяснить допущением, что звезда-прародитель сама была до вспышки быстролетящей звездой. Это предположение было сделано Минковским в работе [14], где допускается, что быстролетящая звезда была выброшена из ассоциации Gem OBI приблизительно $4 \cdot 10^6$ лет тому назад. Однако автор сам же отвергает эту гипотезу, так как Крабовидную туманность он не считает остатком сверхновой II типа, и, следовательно, звезда-прародитель не могла быть массивной OВ-звездой. Отметим также, что если допустить, что быстролетящая звезда действительно была выброшена из ассоциации Gem OBI, расстояние до которой ≈ 1.5 кпк, а расстояние до Крабовидной туманности ≈ 2.0 кпк, то туманность должна иметь большую положительную радиальную скорость, что не согласуется с наблюдениями.

В последнее время установлено, что Крабовидная туманность представляет собой остаток вспышки сверхновой II типа. В пользу этого вывода говорят ее сравнительно большая масса ($1 - 2 M_{\odot}$) и линии излучения ее газовых волокон, которые состоят в основном из H_{α} , а также включают и другие линии ([N II], [O I], [O II], [O III], [S II], [Ne III], He I и He II). Химический состав туманности близок к солнечному, за исключением аномального богатства гелием. Последнее обстоятельство указывает на то, что звезда-прародитель перед взрывом прошла существенную часть своего эволюционного пути [5,15]. Современные оценки первоначальной массы звезды, вспыхнувшей в 1054г. как сверхновая, дают значение $\approx 10 M_{\odot}$ [5,16].

Интересно рассмотреть расположение в пространстве наиболее молодых пульсаров из списка Лайна и Грехема-Смита [15], характеристический возраст которых меньше 12000 лет.

Первым в списке является пульсар в Крабовидной туманности.

Второй из списка самых молодых пульсаров - PSR B1509-58 с характеристическим возрастом 1560 лет, находится в ассоциации PIS 20. Это указывает на то, что прародителем пульсара была массивная звезда.

Третий пульсар PSR B0540-69 с характеристическим возрастом 1650 лет, расположен в Большом Магелановом Облаке. В литературе его часто именуют "близнецом" пульсара в Крабовидной туманности. Пульсар находится вблизи центра туманности, остатка сверхновой, размеры которой сравнимы с размерами Крабовидной туманности. По каталогу Люкке и Ходжа OВ-ассоциаций в Большом Магеллановом Облаке [17] нами было установлено, что пульсар PSR B0540-69 находится, по классификации авторов, в т.н.

"звездном облаке" OB-звезд S1 106. Таким образом, с большой вероятностью можно предполагать, что прародителем "близнеца" пульсара Краба являлась OB-звезда.

Четвертый пульсар PSR B1610-50 с характеристическим возрастом 7500 лет расположен на расстоянии 4-5 кпк от центра Галактики. В этом случае из-за большого межзвездного поглощения невозможно точно указать звездную группировку, в которой находится пульсар, однако известно, что эта область исключительно богата молодыми объектами [18]. И в этом случае можно предполагать, что прародителем пульсара была массивная OB-звезда.

Пятый, известный пульсар PSR B0833-45 с характеристическим возрастом 11000 лет составляет группу с крайне молодыми звездами, одна из которых типа WR, а вторая - O [19].

Таким образом, из рассмотренных пяти самых молодых пульсаров 4 находятся в группировках молодых OB-звезд, а пульсар в Крабовидной туманности стоит особняком.

Попытаемся определить месторождение быстролетающей звезды, приняв гипотезу, что прародителем Крабовидной туманности и пульсара в ней была быстролетающая OB-звезда и что взрыв сверхновой (вследствие ее симметричности) незначительно изменил ее пространственную скорость.

Рассмотрим картину пространственного распределения OB-звезд по работе Кларе и Некеля [20]. На рис.1 показано распределение пространственной плотности молодых массивных OB2-звезд в плоскости Галактики. Нарастание плотности штриховки квадратов (каждому из которых соответствует площадь $(0.2 \text{ кпк})^2$) соответствует нарастанию пространственных плотностей звезд в трех диапазонах: 1) $<15 \text{ звезд}/(0.2 \text{ кпк})^2$; 2) $15-19 \text{ звезд}/(0.2 \text{ кпк})^2$ и 3) $>20 \text{ звезд}/(0.2 \text{ кпк})^2$. Крестиком обозначен пульсар в Крабовидной туманности. Из рисунка видно, что пульсар находится близко от одного уплотнения пространственной плотности в сторону антицентра Галактики, другое уплотнение, которое

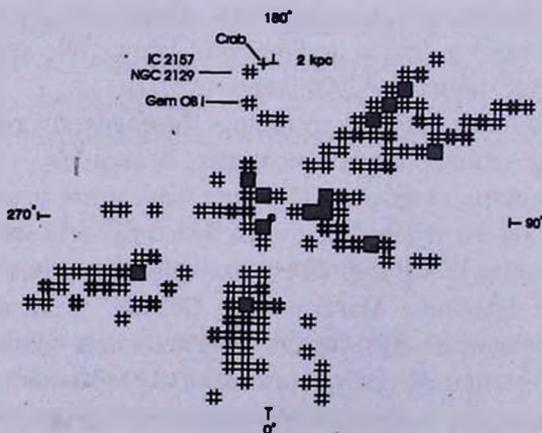


Рис.1. Распределение пространственной плотности молодых массивных OB2-звезд в плоскости Галактики.

содержит ассоциацию Gem OB I, находится сравнительно далеко.

Теперь рассмотрим картину распределения молодых звездных скоплений и ОВ-ассоциаций по работе Хемфрис [21]. На рис.2 и 3 показано распределение этих объектов в Галактике; точками обозначены рассеянные скопления, а кружочками ОВ-ассоциации, крестиком обозначен пульсар в Крабовидной туманности. Как видно из рис.2, в проекции галактической плоскости пульсар расположен близко от двух молодых скоплений. По каталогу Джейнса и Адлера

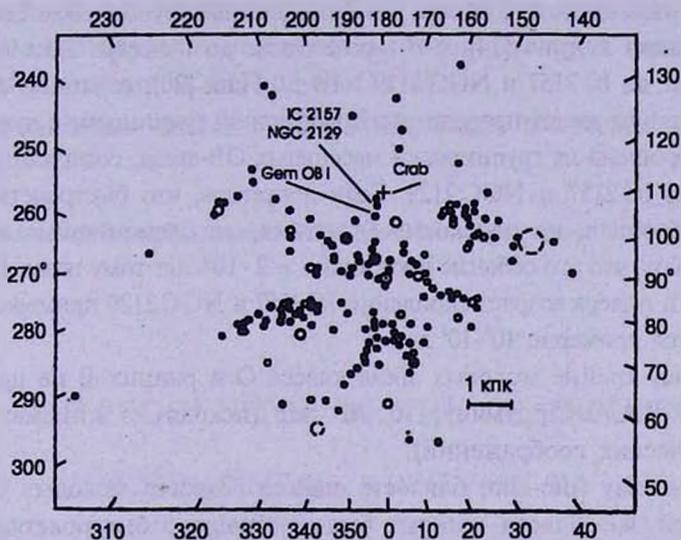


Рис.2. Распределение молодых звездных скоплений и ОВ-ассоциаций в проекции галактической плоскости.

эти скопления - IC 2157 и NGC 2129. Их местоположение как раз соответствует указанному уплотнению ОВ-звезд в работе Кларе и Некеля, тогда как ассоциация Gem OB I находится сравнительно далеко. На рис.3 показано распределение молодых звездных скоплений и ОВ-ассоциаций в картинной плоскости. Вектор показывает направление собственного движения пульсара $\mu_b/\mu_l \approx 1.2$ [13]. Заштрихованная область на рис.3 соответствует изученной области распределения молодых звезд в работе [22], где было установлено, что в направлении с центром $l = 186^\circ.6$ и $b = +0^\circ.1$ и радиусом $2^\circ.4$, кроме уплотнений пространственной плотности ОВ-звезд, которые соответствуют расположению ассоциации Gem OB I, скоплений IC 2157 и NGC 2129, имеется и другое

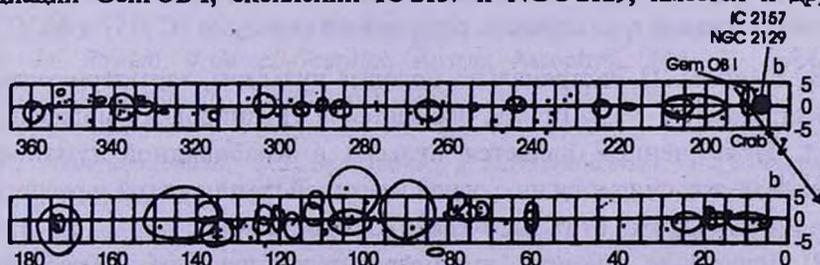


Рис.3. Распределение молодых звездных скоплений и ОВ-ассоциаций в картинной плоскости.

уплотнение, которое имеет пик на расстоянии 2.5 кпк и является возможным продолжением рукава Персея.

Нами установлено, что направление вектора собственного движения; в пределах ошибок (1) и (2), проходит близко от всех вышеуказанных проекций повышенной концентрации ОВ-звезд.

Установление того, из какой именно звездной группировки была выброшена быстролетящая звезда, зависит от знания радиальной скорости V_r пульсара и от точности расстояния до пульсара и до этих звездных группировок. Если принять, что V_r близка к нулю [14], а d - расстояние до пульсара 2.0 ± 0.5 кпк [9] и расстояние до IC 2157 и NGC 2129 - 1.9 ± 0.1 кпк [20], то можно считать, что быстролетящая звезда-прародитель Крабовидной туманности и пульсара в ней была выброшена из группировки массивных ОВ-звезд, содержащих молодые скопления IC 2157 и NGC 2129. Если допустить, что быстролетящая звезда была выброшена из плоскости Галактики, то элементарные вычисления показывают, что это событие произошло $\approx 2 \cdot 10^6$ лет тому назад. По каталогу Джейнса и Адлера возраст скоплений IC 2157 и NGC 2129 примерно одинаков и равняется примерно 10^6 - 10^7 лет.

Возраст крайне молодых звезд класса О и ранних В не превосходит, согласно В.А.Амбарцумяну, 10^5 - 10^6 лет (исходя из кинематических и энергетических соображений).

По нашему мнению, близость оценки возраста молодых рассеянных скоплений, из области которых была выброшена быстролетящая звезда, и оценки возраста прародителя пульсара Крабовидной туманности убедительно свидетельствует в пользу гипотезы, что прародителем пульсара была быстролетящая звезда, выброшенная из области молодых массивных звезд, содержащих скопления IC 2157 и NGC 2129.

В литературе известны два механизма происхождения быстролетящих звезд [23]: 1) вследствие динамической эволюции звездных группировок [24], впервые предложенный В.А.Амбарцумяном [25] и 2) вследствие взрыва сверхновой в двойных системах, предложенный Блау [26]. Во втором случае быстролетящая звезда должна иметь спутником остаток сверхновой [13]. В нашем случае, как показывают наблюдательные данные (прародитель пульсара в Крабовидной туманности - одиночная звезда), быстролетящая звезда должна была приобрести высокую скорость вследствие динамической эволюции молодой звездной группировки, содержащей скопления IC 2157 и NGC 2129.

3. *Выводы.* 1) Экстремально молодые пульсары, характеристический возраст которых $< 1.2 \cdot 10^4$ лет, находятся в группировках молодых ОВ-звезд. Исключением является пульсар в Крабовидной туманности, который не ассоциируется ни с одной известной группировкой и расположен сравнительно далеко от галактической плоскости.

2) Допущение гипотезы, что прародителем пульсара в Крабовидной

туманности была быстролетящая массивная OB-звезда, которая после вспышки в виде сверхновой II типа мало изменила первоначальную скорость, указывает на наличие группировки молодых звезд, откуда была выброшена быстролетящая звезда.

3) Близость оценок возраста прародителя пульсара в Крабовидной туманности и возраста группировки молодых звезд, откуда была выброшена быстролетящая звезда, свидетельствует в пользу принятой гипотезы.

4) Быстролетящая звезда должна была приобрести высокую скорость вследствие динамической эволюции молодой звездной группировки, содержащей скопления IC 2157 и NGC 2129.

Авторы выражают благодарность В.Гварамадзе и О.Чедия за ценные замечания.

Абастуманская астрофизическая обсерватория, Грузия

ON THE PROGENITOR OF THE CRAB PULSAR

T.MDZINARISHVILI, R.DZIGVASHVILI

The space distribution of the young pulsars with characteristic ages less than 12000 years is considered. All pulsars, except Crab pulsar, are located in young OB stellar groups. The hypothesis that the progenitor of the Crab pulsar was a runaway massive OB star, is assumed. The group of young stars, the runaway star was ejected from, is indicated. Estimations of the age of the Crab pulsar's progenitor and of the age of the young stellar group testify to the accepted hypothesis. The runaway star had to get high velocity as a result of dynamical evolution of young stellar group.

ЛИТЕРАТУРА

1. *A. del Romero, J.Gomez-Gonzales*, *Astron. Astrophys.*, **104**, 83, 1981.
2. *H.Schild, A.Maeder*, *Astron. Astrophys.*, **143**, L7, 1985.
3. *Т.Г.Мдзинаришвили*, *Астрофизика*, **40**, 61, 1997.
4. *Т.Г.Мдзинаришвили, Т.М.Борчхадзе, Р.М.Дзигвашвили, Н.Г.Когошвили*, *Астрофизика*, **41**, 245, 1998.
5. *И.С.Шкловский*, *Звезды: их рождение, жизнь и смерть*, Наука, М., 1984, с.384.

6. *A.G.Масевич, А.В.Тутуков*, Эволюция звезд: теория и наблюдения, Наука, М., 1988, с.280.
7. *R.Hoogerwerf, J.H.J. de Bruijne, P.T. de Zeeuw*, *Astron. Astrophys.*, **365**, 49, 2001.
8. *D.Lai, D.F.Chernoff, J.M.Cordes*, *Astrophys. J.*, **549**, 1111, 2001.
9. *J.H.Taylor, R.N.Manchester, A.G.Lyne*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **88**, 529, 1993.
10. *P.A.Caraveo, R.P.Mignani*, *Astron. Astrophys.*, **344**, 367, 1999.
11. *R.Humphreys*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **38**, 304, 1978.
12. *K.Janes, D.Adler*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **49**, 429, 1982.
13. *J.E.Gunn, J.M.Ostriker*, *Astrophys. J.*, **160**, 979 1970.
14. *R.Minkowski*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **82**, 470, 1970.
15. *A.G.Lyne, F.Graham-Smith*, *Pulsar Astronomy*, Cambridge Univ. Press, 1998, p.261.
16. *J.Sollerman, C.Kozma, P.Lundqvist*, *Astron. Astrophys.*, **366**, 197, 2001.
17. *P.B.Luke, P.W.Hodge*, *Astron. J.*, **75**, 171, 1970.
18. *D.Mihalas, J.Binney*, *Galactic Astronomy*, W.H.Freeman and Co. San Francisco, 1981, p.597.
19. *B.Reipurth*, *Astron. Astrophys.*, **117**, 183, 1983.
20. *T.Neckel, G.Klare*, *Mitteil. Astron. Gesell.*, **57**, 249, 1982.
21. *R.Humphreys*, *IAU Symp.*, **84**, 93, 1979.
22. *Н.Б.Каландадзе, Л.Н.Колесник*, *Астрометр. Астрофиз.* **34**, 19, 1978.
23. *R.Hoogerwerf, J.H.J.de Bruijne, P.T.de Zeeuw*, *Astrophys. J.*, **544**, L133, 2000.
24. *D.Gies, C.Bolton*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **61**, 419, 1986.
25. *В.А.Амбарцумян*, *Уч. зап. ЛГУ*, **22**, 19, 1938.
26. *A.Blaauw*, *Astrofizika*, **29**, 23, 1988.

УДК: 524.354.4

ON PULSAR ELECTRODYNAMICS IN ROTATING
FRAMESD.M.SEDRAKIAN¹, R.A.KRIKORIAN²

Received 13 April 2001

In this paper we have considered a rotating, perfectly conducting sphere and have calculated the electric and magnetic field distributions measured by the rotating observer using the anholonomic approach. The calculations have been done for the following two cases: (1) rotating charged spherical shell and (2) uniformly magnetized sphere. We have shown that in the limiting situation $(\omega a/c)^2 \ll 1$ and $\gamma \approx 1$, the magnetic field distribution is the same for both observers, inertial and noninertial. The expressions obtained for the electric field components in the rotating frame have been compared with the corresponding expressions in the inertial frame, where the observer is at rest. Some of results are in agreement with Post's approach to noninertial electrodynamics.

1. *Introduction.* The formulation of electrodynamics in noninertial frames has been examined by various authors adopting different approaches. An inspection of literature shows that the most widely used approaches are the approach of anholonomic frames and that which is based on the Kotter-Cartan-Van Dautzing (KCD) formalism of electrodynamics, extensively used by Post and collaborators. However neither of this approaches being free from objections and further theoretical investigations should be pursued for a better understanding of electrodynamics in noninertial frames.

Using the anholonomic approach Corum [1] has investigated the electromagnetic fields produced by rotating charge distributions and solved a number of paradoxes. However the expressions of the electric and magnetic field components computed for a rotating charged sphere with a uniform charge distribution when observed from the noninertial frame cannot be considered as satisfactory because, as we shall see, the field Frenet-Serret (FS) frames used in calculations need to be corrected. Let us also note that in referee [2], the electric and magnetic field distribution produced by a rotating magnetized sphere have been calculated using the "Post" approach.

In this paper using the anholonomic approach we reconsidered the above mentioned problem of Corum and also treat the case of rotating magnetized sphere. The field of FS frames used for calculating the electromagnetic fields components is obtained by explicitly solving the FS equations. Our solutions differ from FS frames used by Corum, because his frames are a simple extension of the tetrad components in cylindrical coordinates to the case of spherical ones. Finally the expressions of the electromagnetic field compo-

nents obtained for the rotating magnetized sphere are compared to those derived by using the "Post" approach [2,3].

2. *The field of FS frames for relativistic rotation.* To calculate the physical quantities measured in the rotating frame being the tetrad components of the corresponding tensor field, we have to determine the components of the FS tetrad. At each event on the worldline of the rotating observer let us associate the FS tetrad $\mu_{(a)}$ ($a = 1, 2, 3, 4$) consisting of his 4-velocity $\mu_{(4)}$ and the orthonormal triad $\{\mu_{(a)}\}$ is the reference frame used by the observer at the event in question.

The FS tetrad is determined by equations [4]

$$\begin{aligned}\frac{D\mu_{(4)}'}{Ds} &= b\mu_{(1)}' \\ \frac{D\mu_{(1)}'}{Ds} &= C\mu_{(2)}' + b\mu_{(4)}' \\ \frac{D\mu_{(2)}'}{Ds} &= d\mu_{(3)}' + C\mu_{(1)}',\end{aligned}\quad (1)$$

where $\frac{D}{Ds}$ indicates the absolute derivative with respect to observers proper time. The solutions of these equations for spherical coordinates are

$$\begin{aligned}\mu_{(1)} &= \sin\theta \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\cos\theta}{r} \frac{\partial}{\partial\theta}, \\ \mu_{(2)} &= \frac{\gamma}{r \sin\theta} \frac{\partial}{\partial\varphi} + \frac{\gamma\omega r \sin\theta}{c} \frac{\partial}{c\partial t}, \\ \mu_{(3)} &= \cos\theta \frac{\partial}{\partial r} - \frac{\sin\theta}{r} \frac{\partial}{\partial\theta}, \\ \mu_{(4)} &= \frac{\gamma\omega}{c} \frac{\partial}{\partial\varphi} + \gamma \frac{\partial}{c\partial t},\end{aligned}\quad (2)$$

where

$$\gamma = \left(1 - \frac{r^2 \omega^2 \sin^2\theta}{c^2}\right)^{-1/2}$$

and

$$b = -r \frac{\gamma^2 \omega^2}{c^2} \sin\theta, \quad C = \frac{\omega\gamma^2}{c}, \quad d = 0.$$

Let us note that Corum in his investigations on rotational electrodynamics used the following FS tetrad:

$$\begin{aligned}e_{(1)} &= \frac{\partial}{\partial r}, & e_{(2)} &= \frac{\partial}{\partial\theta}, \\ e_{(3)} &= \gamma \frac{\partial}{\partial\varphi} + \frac{\gamma\omega r^2 \sin^2\theta}{c} \frac{\partial}{c\partial t}, & e_{(4)} &= \frac{\gamma\omega}{c} \frac{\partial}{\partial\varphi} + \gamma \frac{\partial}{c\partial t}.\end{aligned}\quad (3)$$

Taking into account the reliability $e_{(2)} \leftrightarrow e_{(3)}$ and comparing (2) and (3) we clearly see that they differ from each other. It would not matter of one

could obtain $\mu_{(\alpha)}$ from $e_{(\alpha)}$ by a rotation since both tetrads are orthogonal to the observer's 4-velocity. It is easy to show that the matrix $M_{(\alpha\beta)}$

$$M_{(\alpha\beta)} = \begin{pmatrix} \sin\theta, & 0, & \cos\theta \\ r\cos\theta, & 0, & -r\sin\theta \\ 0, & r\sin\theta, & 0 \end{pmatrix} \quad (4)$$

such that $e_{(\alpha)} = M_{(\alpha\beta)}\mu_{(\beta)}$ is not orthogonal, i.e. $M_{(\alpha\beta)}M_{(\alpha\beta)}^{-1} \neq I$. From this result we infer that these tetrads are different. This is not surprising since Corum obtained the expression for the tetrad component $e_{(3)}$ by replacing the cylindrical coordinate r by $r\sin\theta$ in the solution

$$e_{(3)} = \gamma \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{\gamma r^2 \omega}{c} \frac{\partial}{c \partial t}$$

of FS equations for cylindrical coordinates.

For this reason, Corum's computations of the electromagnetic fields produced by a rotating charged sphere are not free of objections. Therefore in the next section we shall reconsider this problem.

3. *Rotating charged spherical shell.* In the inertial frame of the observer, if the charge density on the spherical shell of radius a is taken as uniform, say

$$\rho_0 = \frac{Q}{4\pi a} \delta(r' - a), \quad (5)$$

where Q is the total charge, the components of the 4-current density J^i ($i = 1, 2, 3, 4$) are specified

$$J^i = \left(0, 0, \frac{\omega \rho_0}{c}, \rho_0 \right). \quad (6)$$

The solutions of Maxwell's equations for the 4-potential are

$$A_4 = A_{(4)}(\lambda) = \begin{cases} -Q/a, & r \leq a, \\ -Q/r, & r \geq a, \end{cases} \quad (7)$$

$$A_3 = A_{(3)}(\lambda) r \sin\theta = \begin{cases} \frac{Q\omega r^2}{3ca}, & r \leq a \\ \frac{Q\omega a^2}{3cr} \sin^2\theta, & r > a \end{cases} \quad (8)$$

where $A_{(a)}(\lambda) = \lambda_{(a)}^i A_i$ are the physical components and $\lambda_{(a)}$ is the unit vector in the direction of the parametric-line $x^{(a)}$ ($x^1 = r, x^2 = \theta, x^3 = \varphi, x^4 = ct$). Taking (7), (8), from the definition of the electromagnetic field tensor F_{ij} in terms of A_j

$$F_{ij} = \nabla_i A_j - \nabla_j A_i \quad (9)$$

we obtain the following expressions for the nonvanishing components of F_{ij} :

$$F_{14} = \begin{cases} 0, & r \leq a \\ \frac{Q}{r^2}, & r \geq a \end{cases} \quad (10)$$

$$F_{13} = \begin{cases} \frac{2Q\omega r}{3ca} \sin^2\theta, & r \leq a \\ -\frac{Q\omega a^2}{3cr^2} \sin^2\theta, & r \geq a \end{cases} \quad (11)$$

$$F_{23} = \begin{cases} \frac{2Q\omega r^2}{3ca} \sin\theta \cos\theta, & r \leq a \\ \frac{2Q\omega a^2}{3cr} \sin\theta \cos\theta, & r \geq a. \end{cases} \quad (12)$$

The components of the vector-potential $A_{(a)}$ and electromagnetic tensor $F_{(ab)}$ in the rotating frame $\{\mu_{(a)}\}$ are related to the inertial components A_p, F_{ij} by the transformation

$$A_{(a)}(\mu) = \mu_{(a)}^i A_i \quad (13)$$

$$F_{(ab)}(\mu) = \mu_{(a)}^i \mu_{(b)}^j F_{ij}. \quad (14)$$

We list the nonzero results:

$$A_{(2)}(\mu) = \begin{cases} -\frac{2Q\gamma\omega r}{3ca} \sin\theta, & r \leq a \\ -\frac{Q\gamma\omega}{c} \left(1 - \frac{a^2}{3r^2}\right) \sin\theta, & r \geq a \end{cases} \quad (15)$$

$$A_{(4)}(\mu) = \begin{cases} -\frac{Q\gamma}{a} \left(1 - \frac{\omega^2 r^2 \sin^2\theta}{3c^2}\right), & r \leq a \\ -\frac{Q\gamma}{r} \left(1 - \frac{\omega^2 a^2 \sin^2\theta}{3c^2}\right), & r \geq a, \end{cases} \quad (16)$$

and

$$F_{14}(\mu) = \begin{cases} \frac{2Q\gamma\omega^2 r}{3ac^2} \sin\theta, & r \leq a \\ \frac{Q\gamma \sin\theta}{r^2} \left(1 + \frac{2a^2\omega^2}{3c^2} P_2(\cos\theta)\right), & r \geq a \end{cases} \quad (17)$$

$$F_{(34)}(\mu) = \begin{cases} 0, & r \leq a \\ \frac{Q\gamma}{r^2} \left(1 - \frac{\omega^2 a^2 \sin^2\theta}{c^2}\right) \cos\theta, & r \geq a \end{cases} \quad (18)$$

$$F_{(12)}(\mu) = \begin{cases} \frac{2Q\gamma\omega}{3ca}, & r \leq a \\ \frac{Q\gamma\omega}{cr} \left(\sin^2\theta + \frac{2a^2}{3r^2} P_2(\cos\theta)\right), & r \geq a \end{cases} \quad (19)$$

$$F_{(23)}(\mu) = \begin{cases} 0, & r \leq a \\ -\frac{Q\gamma\omega}{r} \left(1 - \frac{a^2}{r^2}\right) \sin\theta \cos\theta, & r \geq a. \end{cases} \quad (20)$$

Comparing our results with those of Corum (with the reliability $e_{(2)} \leftrightarrow e_{(3)}$) we see that the expressions for $A_{(a)}(\mu)$ and $F_{(ab)}(\mu)$ are different [1]. This

disagreement is not surprising since, as explained in section 2, our FS tetrad $\mu_{(\alpha)}$ does not coincide with the tetrad $e_{(\alpha)}$, used by Corum. It is important to recall that $\mu_{(\alpha)}$ cannot be obtained from $e_{(\alpha)}$ by a rotation having as axis the 4-velocity of the noninertial observer.

4. *Uniformly magnetized rotating sphere.* The uniformly magnetized, perfect conducting sphere with an angular velocity $\bar{\omega}$ parallel to \bar{B} is considered in the astrophysical literature as the simplest model of pulsars [5,6]. Let us suppose that in the inertial frame of the observer we have a uniformly magnetized, slowly rotating ($(\omega a/c)^2 \ll 1$), perfect conducting sphere. The magnetic field lines being parallel to the rotation inside the sphere, while outside we have a dipolar distribution given by

$$\begin{aligned} B_r &= \frac{2m}{r^3} \cos\theta, \quad r \geq a, \\ B_\theta &= \frac{m}{r^3} \sin\theta, \quad r \geq a, \end{aligned} \quad (21)$$

where m is the magnetic moment of the sphere. As have been shown in [6], the unipolar induction of the rotating sphere surrounded by vacuum, will generate a stationary electric field outside, the distribution of which is:

$$\begin{aligned} E_r &= -\frac{B_0 \omega a^5}{2cr^4} (3\cos^2\theta - 1), \\ E_\theta &= -\frac{B_0 \omega a^5}{cr^4} \sin\theta \cos\theta. \end{aligned} \quad (22)$$

On the surface of the sphere the electric field components have the following expressions:

$$\begin{aligned} E_r &= \frac{B_0 \omega a}{2c} \sin^2\theta, \\ E_\theta &= -\frac{B_0 \omega a}{c} \sin\theta \cos\theta, \end{aligned} \quad (23)$$

where $B_0 = 2m/a^3$ is the value of the magnetic field at the pole. Since the normal component of the electric field is discontinuous for $r=a$ we must have a charge distribution σ on the surface of the sphere given by

$$\sigma = -\frac{2m\omega}{ac} \cos^2\theta. \quad (24)$$

Let us now find the distributions of the electric and magnetic fields as measured by an observer rotating with the sphere. As we have seen in section 3, the noninertial field components are connected with the inertial ones by the transformation law (13,14). Assuming $(\omega a/c)^2 \ll 1$, we obtain the following nonzero results for magnetic field components:

$$\begin{aligned} F_{(23)}(\mu) &= B_{(1)}(\mu) = \frac{3m\gamma}{r^3} \sin\theta \cos\theta, \\ F_{(12)}(\mu) &= B_{(3)}(\mu) = \frac{2m\gamma}{r^3} P_2(\cos\theta), \end{aligned} \quad r > a \quad (25)$$

and

$$F_{(23)}(\mu) = B_{(1)}(\mu) = \frac{3m}{a^3} \sin\theta \cos\theta, \quad r=a \quad (26)$$

$$F_{(12)}(\mu) = B_{(3)}(\mu) = \frac{2m}{a^3} P_2(\cos\theta),$$

and for the electric field components:

$$F_{(14)} = E_{(1)}(\mu) = \frac{\gamma m \omega}{cr^2} \left[3\cos^2\theta - 1 - \frac{a^2}{r^2} (4\cos^2\theta - 1) \right] \sin\theta, \quad r > a \quad (27)$$

$$F_{(34)} = E_{(3)}(\mu) = -\frac{\gamma m \omega}{cr^2} \left[3\sin^2\theta - \frac{2a^2}{r^2} \left(\sin^2\theta - \frac{3\cos^2\theta - 1}{2} \right) \right] \cos\theta.$$

Finally, the electric field components on the surface of the sphere $E_{(1)}(\mu)$ and $E_{(3)}(\mu)$ are equal to zero. It is worth to mention that this last result has been used in [6] to obtain the expressions of the electric fields (23) on the surface of the sphere as measured by an inertial observer.

The above-derived expressions of the electric field components for the noninertial observer are valid only under laboratory conditions, when no charge can escape from the metallic sphere. Applying these solutions to the case of pulsar, Goldreich and Julian in [6] concluded that "rotating magnetic neutron star can not be surrounded by a vacuum", since the electric force along the direction of the magnetic field exceeds the gravitational force in the same direction. As a consequence of the escaped charges from the star surface, the closed magnetic field lines may be regarded as equipotentials. Taking into account that the interior of a neutron star is a perfect conductor they obtained for the electric field components in the inertial frame the following expressions [5]:

$$E_r = \frac{\omega B_0 a}{2c} \left(\frac{a}{r} \right)^2 \sin^2\theta, \quad r \geq a \quad (28)$$

$$E_\theta = -\frac{\omega B_0 a}{c} \left(\frac{r}{a} \right)^2 \sin\theta \cos\theta.$$

We use these formulas to calculate the expression for the electric field components for the noninertial observer. The result is simple: all components of the electric field for the rotating observer are equal to zero. This result is not surprising because the escape of charged particles transforms the region occupied by the closed magnetic field lines into a perfect conductor, consequently for the noninertial observer there is no reason for the generation of an electric field.

5. *Conclusion.* This paper is a continuation of our investigation of electrodynamic problems in accelerated frame [2]. We have considered a rotating, perfectly conducting sphere and have obtained the electric and magnetic field distribution measured by the rotating observer, using the anholonomic approach. Particularly we calculated the magnetic and electric field components for the following cases: (1) rotating charged spherical shell and (2) uniformly

magnetized rotating sphere. In the first case, our results differ from those of Corum because his tetrad field is not a solution of the FS equations (1) [4].

The second case is interesting since it permits to compare the field distributions in rotating frames obtained by two different approaches of noninertial electrodynamics. Taking into account that $B_{(1)}$ and $B_{(3)}$ are respectively the components in the direction of the acceleration and the axis of rotation, comparison (25), (26) with (21) shows that in the limiting situation $(\omega a/c)^2 \ll 1$ and $\gamma \approx 1$ the magnetic field distribution is the same for both observers, inertial and noninertial. This result is in agreement with Post's remark that in the Peyram and Kennard experiments "the observations are independent of whether the solenoid generating coaxial B field was stationary or rotating at the same angular velocity as the cylindrical condenser".

When the rotating sphere is surrounded by vacuum the electric distributions for the inertial and rotating observer are completely different. In the inertial frame the radial dependence of the fields components is $1/r^4$ whereas in the rotating frame the decrease with distance is slower, i.e. $1/r^2$. Let us also mention that the angular dependence is also different. When the escape of charged particles is permitted, the electric field components are all equal to zero. This result is in agreement with the Post's remark that no unipolar induction effect exists for the noninertial observer rotating with the sphere.

¹Yerevan state University, Armenia

²College de France, Institut d'Astrophysique, Paris

К ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ ПУЛЬСАРОВ В ВРАЩАЮЩИХСЯ СИСТЕМАХ

Д.М.СЕДРАКЯН¹, Р.А.КРИКОРЯН²

В этой статье мы рассмотрели вращающуюся, проводящую сферу и вычислили распределения электрических и магнитных полей, измеряемые вращающимся наблюдателем, в неголономном приближении. Вычисления проводились в следующих двух случаях: (1) вращающейся заряженной сферы, (2) равномерно намагниченной сферы. Мы показали, что в предельном случае $(\omega a/c)^2 \ll 1$ и $\gamma \approx 1$, распределения магнитного поля одинаковы для инерциального и неинерциального наблюдателей. Выражения для компонент электрического поля во вращающейся системе сравнены с соответствующими выражениями в инерциальной системе, где наблюдатель находится в состоянии покоя. Некоторые результаты находятся в согласии с приближением Поста неинерциальной электродинамики.

REFERENCES

- 1: *J.F. Corum*, *J. Math. Phys.* **18**, 770, 1977; **21**, 2360, 1980.
2. *D.Sedrakian, R.A.Krikorian*, submitted to *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* 2001.
3. *E.J.Post, D.D.Bahulikar*, *J. Math. Phys.* **12**, 1098, 1971.
4. *J.L.Syge*. *Relativity: The General Theory* (North Holland, Amsterdam, 1960).
5. *P.Goldreich, N.H.Julian*, *Astrophys. J.*, **157**, 869, 1969.
6. *F.C.Michel, Hui Li*, *Physics Reports*, **318**, 227, 1999.

УДК: 524.7

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА НЕБА. IV. СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ В ПЛОЩАДКАХ $11^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $+59^{\circ}$ И $12^{\text{h}}00^{\text{m}}$, $+59^{\circ}$

С.А.АКОПЯН, С.К.БАЛАЯН

Поступила 16 мая 2001

Принята к печати 30 июля 2001

Спектральные наблюдения 71 объекта позволили завершить последующую спектроскопию галактик в двух смежных площадках Второго Бюраканского обзора, с координатами центров $\alpha = 11^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = +59^{\circ}$ и $\alpha = 12^{\text{h}}00^{\text{m}}$, $\delta = +59^{\circ}$. Спектры были получены на 2.6-м телескопе БАО и 6-м телескопе САО. Для всех галактик определены красные смещения и абсолютные звездные величины. Проведена классификация объектов по адаптированной схеме.

1. *Введение.* Второй Бюраканский спектральный обзор неба (SBS) [1] проводился вслед за Первым Бюраканским обзором (FBS) [2] на 1-м телескопе системы Шмидта с использованием тонких объективных призм. Второй обзор охватил лишь небольшую часть Первого, но, благодаря улучшенной методике наблюдений были достигнуты более слабые предельные величины, вплоть до $19^{\text{m}}.5$ на некоторых фотопластинках. Граничащие друг с другом 65 площадок обзора, каждая по 4×4 кв. гр., расположены в трех параллельных полосах, со значениями склонений центров $+51^{\circ}$, $+55^{\circ}$, $+59^{\circ}$, покрывая область неба между меридианами со значениями прямого восхождения $7^{\text{h}}45^{\text{m}}$ и $17^{\text{h}}15^{\text{m}}$.

В начальную галактическую выборку SBS было включено более 1200 объектов, отобранных просмотром наблюдательного фотоматериала по всей области обзора [3]. В исследуемые нами избранные площадки, занимающие суммарно примерно десятую часть обзора (112 кв. гр.), попадает более трети этих объектов [4].

В трех предыдущих статьях данной серии, представляющей результаты наблюдений, приводятся данные по спектроскопии галактик в седьмой [5], первой [6] и второй и третьей смежных площадках [7]. В настоящей работе представлены данные по четвертой и пятой смежным площадкам. Следующая статья, с результатами спектроскопии галактик в шестой избранной площадке, завершит данную серию работ.

2. *Спектральные наблюдения.* Чтобы завершить последующую щелевую спектроскопию в двух исследуемых площадках SBS, нам было необходимо пронаблюдать 71 объект. Будучи смежными, эти, четвертая и пятая из

избранных, площадки покрывают 32 кв. гр. неба и имеют координаты центров $\alpha = 11^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = +59^{\circ}$ и $\alpha = 12^{\text{h}}00^{\text{m}}$, $\delta = +59^{\circ}$, соответственно.

Первоначально отобранные по низкодисперсионным спектрам выборки включают 96 галактик-кандидатов в четвертой и 73 - в пятой площадках. Ранее проведенные спектральные наблюдения относятся преимущественно к четвертой площадке. Первая публикация по последующей щелевой спектроскопии объектов SBS включала результаты спектральных наблюдений 76% галактической выборки именно в этой площадке [8]. В противоположность четвертой, галактическую выборку в пятой площадке можно считать наименее изученной к началу наших исследований в сравнении с выборками в остальных избранных площадках. Соответственно, если для завершения последующей спектроскопии в других избранных площадках нами наблюдался "слабый хвост" галактических выборок ($18 < m_r < 19.5$), в пятой площадке наблюдалось значительное количество и более ярких объектов.

Спектральные наблюдения проводились на двух телескопах - 6-м телескопе Специальной астрофизической обсерватории Российской Академии Наук (САО РАН) и 2.6-м телескопе Бюраканской астрофизической обсерватории Национальной Академии Наук Республики Армения (БАО НАН РА).

На 6-м телескопе САО наблюдения проводились в 1998-1999гг. Использовался светосильный спектрограф первичного фокуса 6-м телескопа LSS (Long Slit Spectrograph) [9], в комбинации с детектором ПЗС 530x580 элементов до марта 1999г. и ПЗС 1024x1024 впоследствии. В первом варианте регистрировался спектральный диапазон длин волн λ 4000-7350Å с разрешением примерно 17Å, во втором - λ 3550-8300Å с разрешением примерно 15Å.

Результатом армяно-французского сотрудничества стало возвращение в строй, с середины 1996г., 2.6-м телескопа БАО. После 4-летнего простоя он был оснащен фокальным редуктором первичного фокуса "VuFuOSC" и детектором Томсон ПЗС 1028 x 1060 [10]. С марта 1998г., уже с модифицированным редуктором фокуса VuFuOSC-1, а впоследствии VuFuOSC-2, проводятся регулярные спектральные наблюдения [11].

При наблюдениях на 2.6-м телескопе в качестве диспергирующего элемента применяются две гризмы, с решеткой 600 штрих/мм каждая и углами блеска примерно на 5200Å - "зеленая" гризма и на 6500Å - "красная". Наблюдения с "VuFuOSC-1" проводились до сентября 1998г. с "зеленой" гризмой - регистрировался диапазон длин волн λ 3650-8300Å с дисперсией примерно 5 Å/элемент. "VuFuOSC-2" использовался с обеими гризмами - регистрировался спектральный диапазон λ 4300-6900Å с дисперсией примерно 2.6Å/элемент в варианте с "зеленой" гризмой или диапазон λ 5350-7550Å с дисперсией 2.1Å/элемент в варианте с "красной" гризмой. Жестко фиксированное положение щели, имеющей длину 6' и ширину 2", соответствует нулю позиционного угла.

Журнал наблюдений приводится в табл.1, где в столбцах, с первого по четвертый, даны, соответственно; 1) SBS-названия наблюдавшихся объектов в порядке возрастания значений прямого восхождения, приведенных во 2-м столбце таблицы; 2, 3) экваториальные координаты на эпоху 2000г., определенные по FITS-изображениям Паломарского обзора неба (POSS-1); 4) звездная величина по визуальным оценкам, принятым в SBS; 5) дата наблюдений; 6) спектральная аппаратура: на 6-м телескопе - LSS; на 2.6-м телескопе: ВyuFOSC - при наблюдениях с ВyuFOSC-1; ВyuFOSC-G или ВyuFOSC-R при наблюдениях с ВyuFOSC-2 в комбинации с зеленой либо

Таблица 1

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

SBS-название объекта	RA	Decl.	m	Дата наблюдений	Спектр. аппаратура	Эксп. (с)
	(2000)					
1	2	3	4	5	6	7
1113+571	11 16 49.6	+56 54 01	17	98-01-27	LSS	900
1119+610b	11 22 37.5	+60 47 19	18	98-03-06	ВyuFOSC	2400
				99-01-12	LSS	2400
1120+605	11 22 58.8	+60 18 29	18	98-01-27	LSS	900
1120+597	11 23 00.2	+59 30 47	18	99-01-12	LSS	2400
				99-01-15	LSS	1200
1120+591	11 23 26.2	+58 54 38	18	98-03-06	ВyuFOSC	3600
				99-01-12	LSS	1200
1120+586b	11 23 48.6	+58 22 03	18.5	99-01-12	LSS	1200
1121+590	11 24 49.5	+58 47 38	18.5	99-01-12	LSS	1200
1123+570	11 26 13.7	+56 48 09	17	98-01-27	LSS	900
1127+572	11 30 14.2	+56 55 46	16.5	98-03-03	ВyuFOSC	2400
1128+610	11 31 29.2	+60 46 38	18.5	99-01-12	LSS	1200
1134+577	11 37 07.7	+57 25 56	18	98-03-03	ВyuFOSC	2400
				99-01-12	LSS	1200
1135+601	11 38 04.3	+59 54 14	18.5	99-01-12	LSS	1200
1137+591	11 39 47.2	+58 51 48	18.5	99-01-12	LSS	2400
1137+588	11 40 16.8	+58 36 19	18.5	99-01-12	LSS	1200
1140+600b	11 43 20.2	+59 44 57	18	99-01-12	LSS	1200
1141+576	11 44 16.8	+57 24 29	19	99-01-15	LSS	1200
				99-04-25	LSS	1200
1142+587	11 44 50.6	+58 28 15	18	98-01-27	LSS	1200
1142+592a	11 45 19.0	+58 55 21	18	99-01-15	LSS	1200
1142+592b	11 45 38.5	+58 58 35	18.5	99-01-15	LSS	1200
1144+608	11 47 23.2	+60 35 20	18	99-03-16	ВyuFOSC-R	3600
				99-05-11	ВyuFOSC-G	3600
				99-04-24	LSS	600
				99-04-25	LSS	1200
1145+577	11 48 12.5	+57 29 00	18	00-03-30	ВyuFOSC-R	3600
1147+599	11 50 27.6	+59 40 37	18.5	00-04-14	ВyuFOSC-R	7200
1148+601	11 51 37.3	+59 50 11	18	00-03-30	ВyuFOSC-R	3600
1149+601	11 51 43.3	+59 50 07	17.5	00-03-30	ВyuFOSC-R	3600
1149+596a	11 51 55.9	+59 22 05	17	00-05-09	ВyuFOSC-G	4800
1150+593	11 52 35.8	+59 04 57	18	00-05-09	ВyuFOSC-G	4800

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
1150+579	11 53 36.6	+57 38 50	19	99-12-04 00-05-06	ByuFOSC-R ByuFOSC-G	3600 3600
1151+579	11 53 43.5	+57 39 51	18	00-05-11	ByuFOSC-G	1800
1151+611	11 53 49.2	+60 52 08	18	00-05-10	ByuFOSC-G	2400
1152+575	11 54 52.6	+57 18 05	17	00-05-10	ByuFOSC-G	1800
1153+575	11 56 18.3	+57 17 54	16	00-05-10	ByuFOSC-G	1200
1154+578	11 57 09.9	+57 33 14	18	00-05-11	ByuFOSC-G	4800
1154+583	11 57 24.0	+58 05 34	18.5	00-05-12	ByuFOSC-G	4800
1155+576	11 57 56.0	+57 19 22	17.5	00-05-11	ByuFOSC-G	2100
1155+578a	11 58 23.5	+57 36 18	18	99-12-04 00-05-09	ByuFOSC-R ByuFOSC-G	3600 3000
				00-06-04	ByuFOSC-G	2400
1155+578b	11 58 26.9	+57 35 42	14.8	99-12-04 00-05-09	ByuFOSC-R ByuFOSC-G	3600 3000
				00-06-04	ByuFOSC-G	2400
1155+578c	11 58 30.8	+57 35 21	18.5	99-12-04	ByuFOSC-R	3600
1156+581	11 58 57.1	+57 51 08	18	00-05-10	ByuFOSC-G	2400
1157+581	12 00 02.8	+57 49 42	18	00-04-08	ByuFOSC-R	3600
1158+595	12 01 10.5	+59 16 34	18	00-05-12	ByuFOSC-G	4800
1200+591	12 02 45.3	+58 48 52	17.5	00-05-10	ByuFOSC-G	2400
1200+572	12 03 04.0	+56 55 00	17.5	00-04-07	ByuFOSC-R	3600
1201+578a	12 03 49.2	+57 32 34	18	00-05-13 00-06-02	ByuFOSC-G ByuFOSC-R	900 1800
1201+578b	12 03 55.7	+57 32 49	17.5	00-05-10	ByuFOSC-G	1800
1201+584	12 04 08.9	+58 08 15	18	00-05-28	ByuFOSC-R	2400
1202+606	12 05 17.1	+60 20 17	18.5	00-05-28	ByuFOSC-R	2400
1203+598	12 05 40.1	+59 32 30	17	00-05-11	ByuFOSC-G	2400
1203+582a	12 06 22.7	+57 59 32	17.5	00-04-08	ByuFOSC-R	7200
1203+582b	12 06 37.0	+58 00 58	17.5	00-04-09	ByuFOSC-R	3000
1204+586	12 07 00.2	+58 19 35	17.5	00-04-09	ByuFOSC-R	2400
1204+591a	12 07 02.3	+58 49 57	16.5	00-04-14	ByuFOSC-R	2400
1204+591b	12 07 03.0	+58 49 41	17	00-04-14	ByuFOSC-R	2400
1204+603	12 07 15.0	+60 04 17	17.5	00-05-06	ByuFOSC-G	2400
1204+579	12 07 20.8	+57 38 04	16.5	00-05-06	ByuFOSC-G	1800
1206+600	12 08 33.9	+59 42 25	18	00-05-25	ByuFOSC-R	2400
1205+609	12 08 35.1	+60 40 26	18.5	00-05-25	ByuFOSC-R	2400
1206+575	12 09 35.5	+57 17 40	18	00-06-04	ByuFOSC-G	1800
1208+588	12 11 06.7	+58 31 11	17.5	00-06-02	ByuFOSC-R	1800
1209+605a	12 11 41.1	+60 17 34	18.5	00-05-28	ByuFOSC-R	2400
1209+605b	12 11 45.7	+60 17 57	18	00-05-28	ByuFOSC-R	1800
1209+604	12 12 09.9	+60 07 55	17.5	00-06-03	ByuFOSC-R	1800
1210+593	12 12 39.2	+59 02 26	18	00-05-25	ByuFOSC-R	2400
1210+578	12 13 02.4	+57 32 19	18	00-06-01	ByuFOSC-R	1800
1210+602	12 13 04.2	+59 59 51	18.5	00-05-28	ByuFOSC-R	2400
1210+583	12 13 10.2	+58 05 42	18	00-05-28	ByuFOSC-R	2400
1212+581	12 15 13.2	+57 51 58	17	00-04-07	ByuFOSC-R	2100
1213+601	12 15 52.7	+59 54 52	16.5	00-04-07	ByuFOSC-R	2100
1213+581	12 16 08.3	+57 51 14	18	00-06-03	ByuFOSC-R	4200
1214+603	12 16 59.9	+60 02 30	18.5	00-06-02	ByuFOSC-R	2400
1214+604	12 17 11.7	+60 06 13	18	00-06-03	ByuFOSC-R	4800
1215+599	12 17 59.4	+59 39 22	18.5	00-06-03	ByuFOSC-R	2400

красной гризмой, соответственно; 7) суммарное время экспозиций за соответствующую ночь.

Для большинства объектов получено по одной экспозиции, в среднем по 40 минут на 2.6-м и по 20 минут на 6-м телескопе. Для калибровки спектров по потокам каждую ночь снимались спектрофотометрические стандарты (HZ 44, Feige 34, BD +28 и другие) [12]. Спектры сравнения на обоих телескопах получались с использованием He-Ne-Ag ламп.

Обработка спектрального материала проводилась с использованием Астрономического Пакета MIDAS и Пакета программ для редукиции астрономических данных, разработанного в CAO РАН [13].

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ГАЛАКТИК

SBS-название	z	M	Тип	SBS-название	z	M	Тип
1113+571	0.035	-19.0	HII	1156+581	0.106	-20.4	Abs:
1119+610b	0.040	-18.3	Abs	1157+581	0.066	-19.4	HII
1120+605	0.092	-20.1	Norm	1158+595	0.112	-20.5	Syl
1120+597	0.051	-18.9	HII	1200+591	0.032	-18.3	Norm
1120+591	0.173	-21.5	Abs:	1200+572	0.019	-17.2	HII
1120+586b	0.037	-17.7	HII	1201+578a	0.066	-19.4	Norm
1121+590	0.082	-19.7	Abs	1201+584	0.123	-19.3	HII
1123+570	0.006	-15.2	HII	1201+578b	0.065	-21.3	Norm:
1127+572.	0.026	-18.8	HII	1202+606	0.021	-16.4	HII
1128+610	0.111	-20.0	Abs	1203+598	0.041	-19.4	Norm
1134+577	0.124	-20.8	Abs	1203+582a	0.046	-19.1	Norm
1135+601	0.108	-20.0	Norm	1203+582b	0.045	-19.1	Norm
1137+591	0.107	-20.0	Norm:	1204+586	0.063	-19.8	Norm
1137+588	0.154	-20.7	Abs	1204+591a	0.031	-19.3	LINER:
1140+600b	0.062	-19.3	Abs	1204+591b	0.031	-18.8	LINER:
1141+576	0.031	-16.7	HII	1204+603	0.063	-19.8	HII:
1142+587	0.151	-21.2	Abs	1204+579	0.031	-19.3	HII
1142+592a	0.154	-21.2	HII	1206+600	0.057	-19.1	Abs
1142+592b	0.114	-20.1	Abs	1205+609	0.113	-20.1	HII
1144+608	0.134	-20.9	Abs	1206+575	0.054	-19.0	Abs:
1145+577	0.057	-19.1	HII	1208+588	0.033	-18.4	HII
1147+599	0.109	-20.0	HII	1209+605a	0.043	-18.0	HII
1148+601	0.065	-19.4	HII	1209+605b	0.043	-18.5	HII
1149+601	0.16:	-21.8	Abs	1209+604	0.057	-19.6	HII
1149+596a	0.065	-20.4	Norm:	1210+593	0.099	-20.3	HII
1150+579	0.034	-17.0	HII	1210+578	0.019	-16.7	Norm
1151+579	0.035	-18.0	Norm	1210+602	0.060	-18.7	HII
1151+611	0.004	-13.2	HII	1210+583	0.052	-18.9	HII
1152+575	0.019	-17.7	HII	1212+581	0.051	-19.8	HII
1153+575	0.022	-19.0	HII	1213+601	0.044	-20.0	Norm
1154+578	0.065	-19.3	Abs:	1213+581	0.05	-18.8	Abs
1154+583	0.154	-21.7	HII:	1214+603	0.099	-19.8	HII
1155+576	0.08	-20.3	Norm	1214+604	0.046	-18.6	HII
1155+578b	0.016	-16.3	HII	1215+599	0.051	-18.3	HII
1155+578c	0.08	-19.3	Abs				

3. *Результаты наблюдений.* Полученные спектры позволили классифицировать все наблюдавшиеся объекты и определить их красные смещения. В основном это галактики с узкими эмиссионными линиями ($\text{FWHM} < 1000 \text{ km/s}$) либо смешанным, эмиссионно-абсорбционным, спектром. В спектрах некоторых галактик присутствуют лишь абсорбции. На рис.1 приводятся некоторые из полученных спектров, принадлежащие в основном эмиссионным галактикам.

Результаты наблюдений собраны в табл.2, в столбцах которой приводятся: SBS-название галактики - столбцы 1 и 5; значение наблюдаемого красного смещения - столбцы 2 и 6; абсолютная звездная величина, при значении постоянной Хаббла $H = 75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ - столбцы 3 и 7; в столбцах 4 и 8 приводится оценка типа активности по выявляемым спектральным линиям, при следующих обозначениях: Abs - галактика с четко выраженным абсорбционным спектром, без каких-либо эмиссий; Norm - галактика, в спектре которой эмиссия проявляется лишь малоинтенсивной блендой с H_{α} ($\text{EW} < 5 \text{ \AA}$), при наличии абсорбций; HII - галактика с областями звездообразования в различных стадиях активности; LINER (Low Ionization Narrow Emission Regions) - галактика с ядерными областями эмиссий низкой ионизации; Sy1- галактика с признаками ядерной активности (AGN) типа Seyfert 1.

Двосточие, добавленное к обозначению типа галактики или к значению красного смещения, приведенного в таблице, предполагает необходимость соответствующего уточнения. В основном это случаи с абсорбционными спектрами, когда в полученный спектральный диапазон не попадает длина волны, соответствующая H_{α} , наличие или отсутствие которой наиболее важно для определения типа по используемой схеме.

Два объекта, SBS 1150+593 и SBS 1155+578 \AA , не вошли в табл.2. По полученным спектрам это звезды поздних спектральных типов, ошибочно включенные в начальные выборки галактик в исследуемых площадках.

Как видно из табл.2 среди наблюдавшихся объектов выявлено немало абсорбционных галактик, отбор которых не являлся целью обзора. При сравнении полученных нами целевых спектров с описаниями их низкодисперсионных спектров [14,15] видно, что абсорбционными, как и следовало ожидать, оказались те объекты, у которых либо слабый, нечеткий континуум, либо имеются достаточно глубокие близкие абсорбции, создающие впечатление эмиссии, особенно при наличии наклона в распределении энергии спектра. Наиболее часто встречаемые абсорбции в полученных спектрах, кроме бальмеровской H_{β} - линии NaD, Mg β , линии FeII и CaII (H, K), и полоса G.

Галактики SBS 1201+578a и SBS 1201+578b, классифицированные как Norm, судя по практически одинаковым красным смещениям, образуют физическую пару. Спектральный диапазон, куда попадает малоинтенсивная

бленда H_{α} , наблюдался лишь для компоненты "а". Но поскольку в синем диапазоне (λ 4300-6500Å) обе компоненты имеют практически одинаковые спектры, с абсорбциями в линиях H_{β} , MgI λ 5175Å, NaI λ 5896Å, компоненте "б" приписан тот же классификационный тип, что и компоненте "а".

В случае другой физической пары галактик, SBS 1203+582a и SBS 1203+582b, также классифицированных как Norm., спектры полностью идентичны со слабыми эмиссиями в H_{α} бленде.

В спектре галактики SBS 1137+591 преобладают абсорбции, при наличии слабых эмиссий лишь в линии водорода H_{α} и азота NII λ 6584Å. Отношение интенсивностей этих линий NII λ 6584/ H_{α} превышает пороговое значение 0.7. Но, поскольку упомянутые эмиссии располагаются на краю полученного спектрального диапазона и полной уверенности в точности значения их интенсивностей нет, галактика классифицирована как "Norm.", до проведения новых наблюдений.

Большинство наблюдавшихся галактик, классифицированных как III , находятся в различных стадиях звездообразования. В частности, SBS 1151+611 - голубая карликовая галактика BCDG (Blue Dwarf Compact Galaxy).

SBS 1155+578b - наиболее крупная из наблюдавшихся галактика (20" x 12"). Она как бы укутана в прозрачную оболочку, сквозь которую виден протяженный бар с малоразвитыми ветвями спиралей по его краям и ядерным уплотнением в средней части. По наблюдениям центральных областей [17] галактика классифицирована как абсорбционная (abs. G) со значением красного смещения $z=0.0184$ [18]. Во время наших наблюдений в щели спектрографа располагалась южная оконечность галактики, спектр которой соответствует III -области, с примерно тем же красным смещением уже эмиссионных линий. Не исключено, что наблюдавшаяся нами III -область входит в отдельную от галактики морфологическую структуру.

Оптически близко расположенные галактики SBS 1209+605a и SBS 1209+605b связаны и физически, т.к. имеют практически одинаковые красные смещения. Наличие у SBS 1209+605b эмиссии в линиях HeI λ 5876 и $[OI]$ λ 6300 при интенсивной H_{α} свидетельствует о более активной, в сравнении с SBS 1209+605a, фазе звездообразования.

Галактики SBS 1204+591a и SBS 1204+591b также составляют физическую пару. Кроме того, обе галактики имеют идентичные спектры и по значению отношения интенсивностей NII λ 6584Å/ H_{α} > 0.7 их можно считать "неклассическими" галактиками типа LINER [16]. Обусловлены ли эти соотношения наличием ядерной активности, позволят определить лишь наблюдения синей части спектра, содержащей диапазон λ 4861-5007Å (H_{β} - $N1$).

О наличии активного галактического ядра (AGN) уверенно можно говорить лишь в случае одного из наблюдавшихся объектов - SBS 1158+595. Наблюдаемая здесь эмиссия в H_{β} , уширенная по сравнению с эмиссиями в линиях кислорода $[OIII]$ $\lambda\lambda$ 5007, 4959, говорит о галактике

типа Sy1. Дальнейшее изучение этой галактики предполагает получение, в первую очередь, красной части ее спектра, содержащей диапазон H_{α} .

4. *Заключение.* Наблюдениями 20 объектов в четвертой и 51 объекта в пятой избранных площадках Второго Бюраканского обзора (SBS) завершена последующая щелевая спектроскопия галактик в них.

Определены красные смещения и проведена классификация всех наблюдавшихся объектов, среди которых: одна галактика с ядерной активностью типа Sy1; три галактики - одномерные LINER; более половины, 34 - галактики с III-областями, среди которых одна BCDG.

Полученные данные позволят провести анализ двух галактических подвыборок SBS, результаты которого будут представлены в дальнейшем отдельной публикацией.

Авторы признательны М.-П. Верон-Сетти за адаптацию пакета программ обработки спектральных наблюдений в MIDAS к наблюдениям на 2.6-м телескопе.

В основе статьи, в частности, лежат наблюдения, которые проводились на 6-м телескопе САО РАН, которая действует при финансовой поддержке Министерства науки Российской Федерации.

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

INVESTIGATION OF GALAXIES OF THE SECOND BYURAKAN SKY SURVEY. IV. SPECTRAL OBSERVATIONS IN THE FIELDS $11^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $+59^{\circ}$ and $12^{\text{h}}00^{\text{m}}$, $+59^{\circ}$

S.A.HAKOPIAN, S.K.BALAYAN

The results of observation of 71 objects, aimed to overhead the follow-up spectroscopy in two fields of the Second Byurakan Sky Survey centered at $\alpha = 11^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = +59^{\circ}$ and $\alpha = 12^{\text{h}}00^{\text{m}}$, $\delta = +59^{\circ}$ are reported. Spectra were obtained with the 6m telescope of SAO RAS and the 2.6-m telescope of Byurakan in 1998-2000. All observed galaxies are classified, the redshifts and absolute magnitudes are determined.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.Е.Маркарян, В.А.Липовецкий, Д.А.Степанян, *Астрофизика*, 18, 29, 1983.
2. Б.Е.Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967.
3. J.A.Stepanian, "Astronomy from Wide-Field Imaging", eds. H.T.MacGillivray et al., Dordrecht, Netherlands, 731, 1994.
4. S.A.Nakopian, S.K.Balayan, "Active Galactic Nuclei and Related Phenomena", Proceedings of IAU Symp. 194, eds. Y.Terzian, D.Weedman, E.Khachikian, Astron. Soc. Pacif., Chelsea, Michigan, 162, 1999.
5. С.А.Акопян, С.К.Балаян, *Астрофизика*, 40, 169, 1997.
6. С.А.Акопян, С.К.Балаян, *Астрофизика*, 43, 13, 2000.
7. С.К.Балаян, С.А.Акопян, В.Л.Афанасьев, С.Н.Додонов, *Астрофизика*, 44, 199, 2001.
8. Б.Е.Маркарян, В.А.Липовецкий, Д.А.Степанян, *Астрофизика*, 20, 213, 1984.
9. <http://www.sao.ru/~gafan/devices/LSS>.
10. J.Boulesteix, Private communication, 1998.
11. Т.Н.Мовсессиан, J.Boulesteix, J.-L.Gach, S.N.Zaratsian, S.K.Balayan, M.H.Zakarian, *Baltic Astronomy* (in press), 2001.
12. В.Оке, *Astron. J.*, 99, 1621, 1990.
13. V.V.Vlasyuk, *Bull. Spec. Astrophys. Observ.*, 36, 107, 1993.
14. Б.Е.Маркарян, Д.А.Степанян, *Астрофизика*, 19, 639, 1983.
15. Д.А.Степанян, В.А.Липовецкий, Л.К.Ерастова, *Астрофизика*, 32, 441, 1990.
16. A.V.Fillipenko, W.L.W.Sargent, *Astrophys. J. Suppl. ser.*, 57, 503, 1985.
17. Д.А.Степанян, В.О.Чавушян, (частное сообщение), 2001.
18. L.Carrasco, A.Serrano, H.M.Tovmassian, J.A.Stepanian, V.H.Chavushyan, L.K.Erastova, *Astron. J.*, 113, 1527.

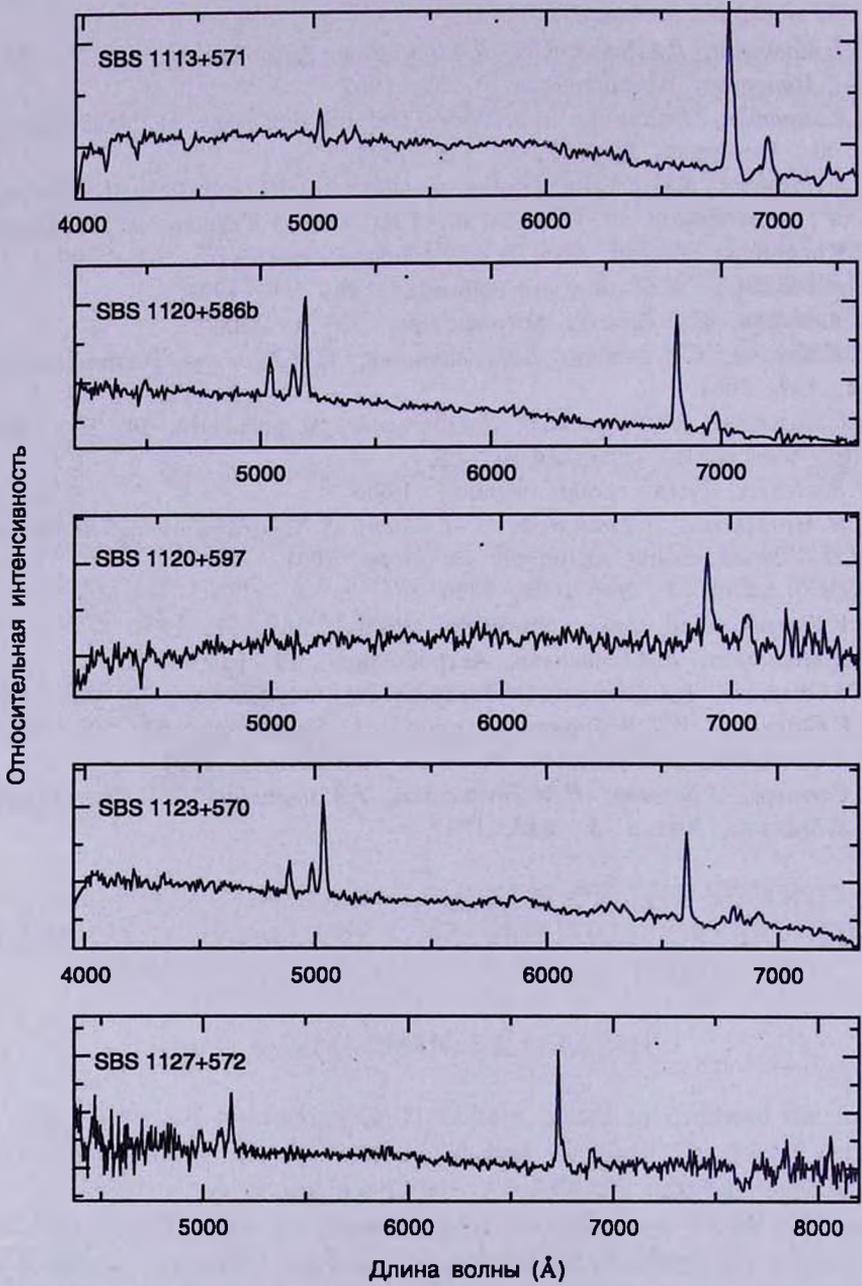


Рис.1. Шелевые спектры SBS - галактик.

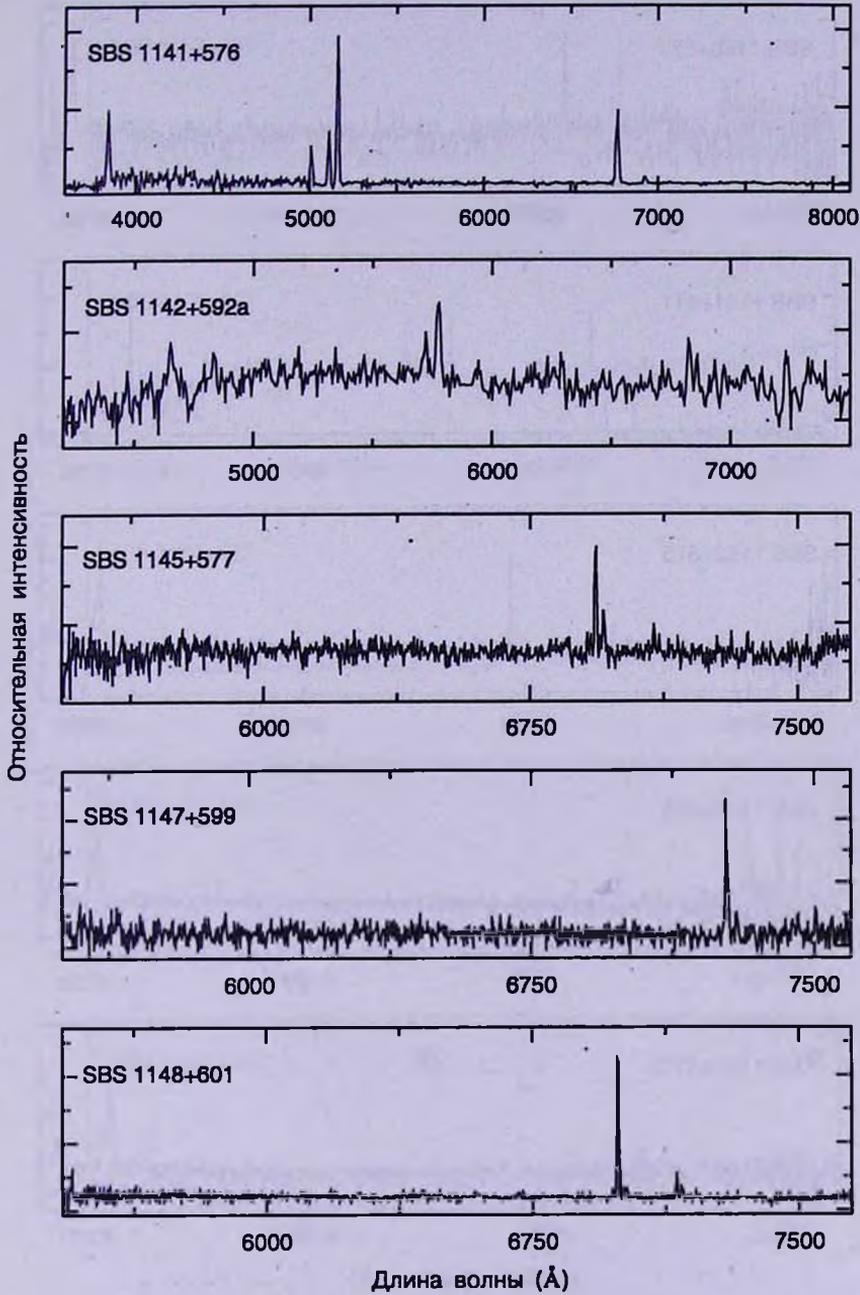


Рис.1. Продолжение.

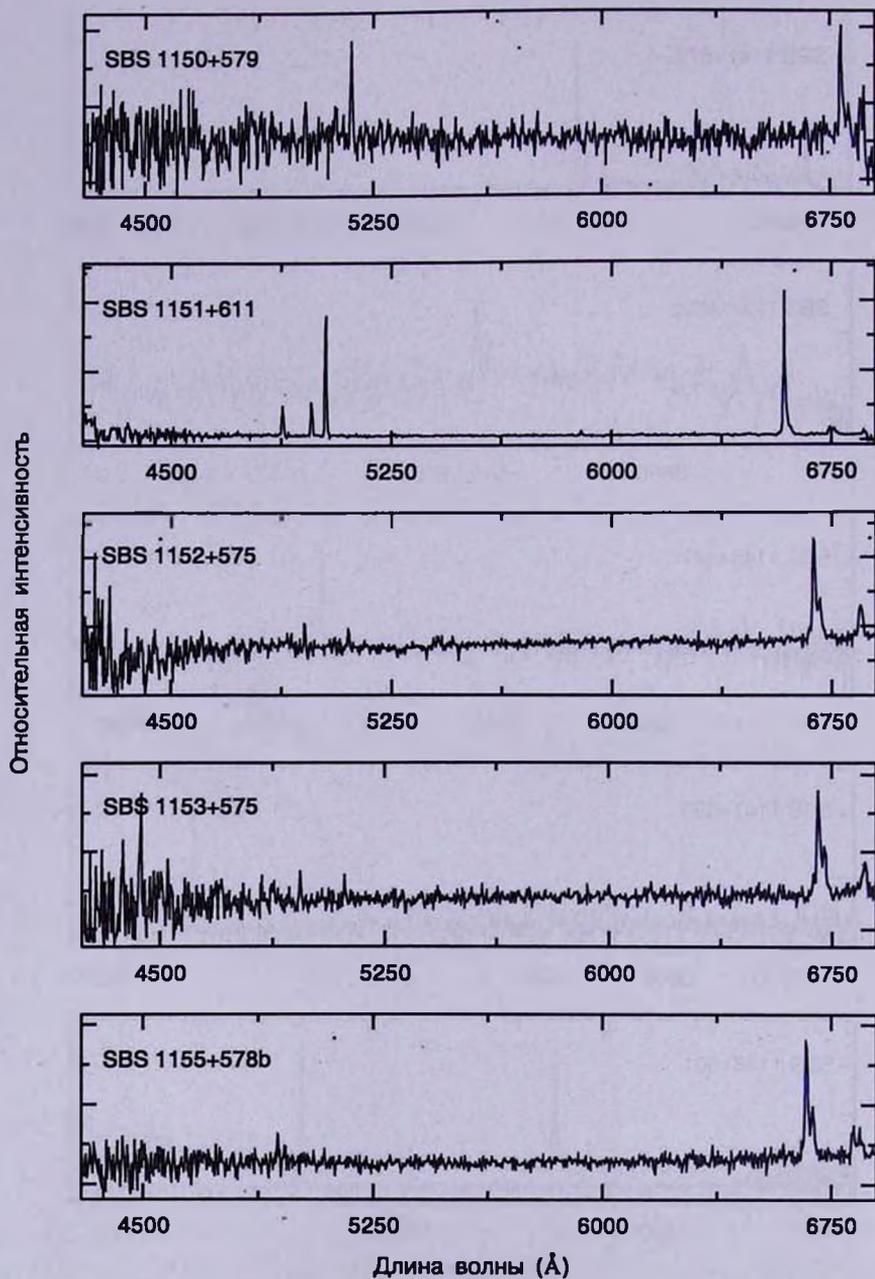


Рис.1. Продолжение.

Относительная интенсивность

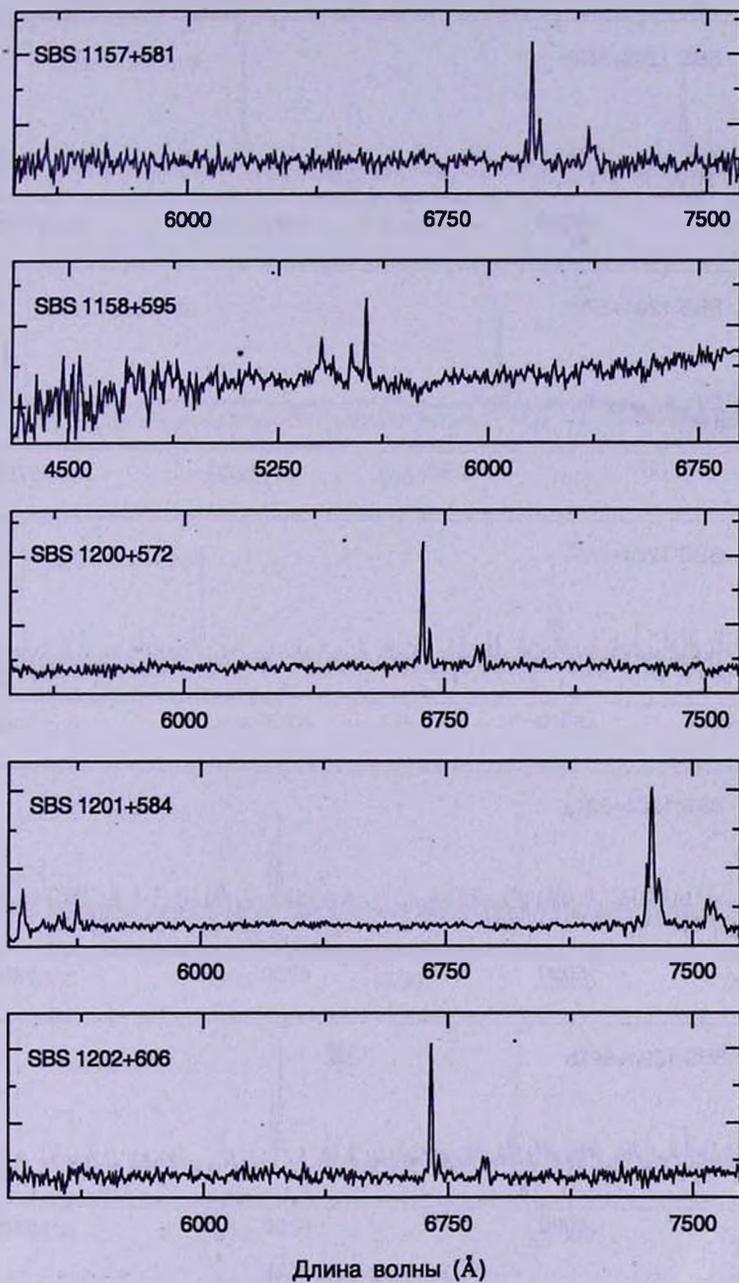


Рис.1. Продолжение.

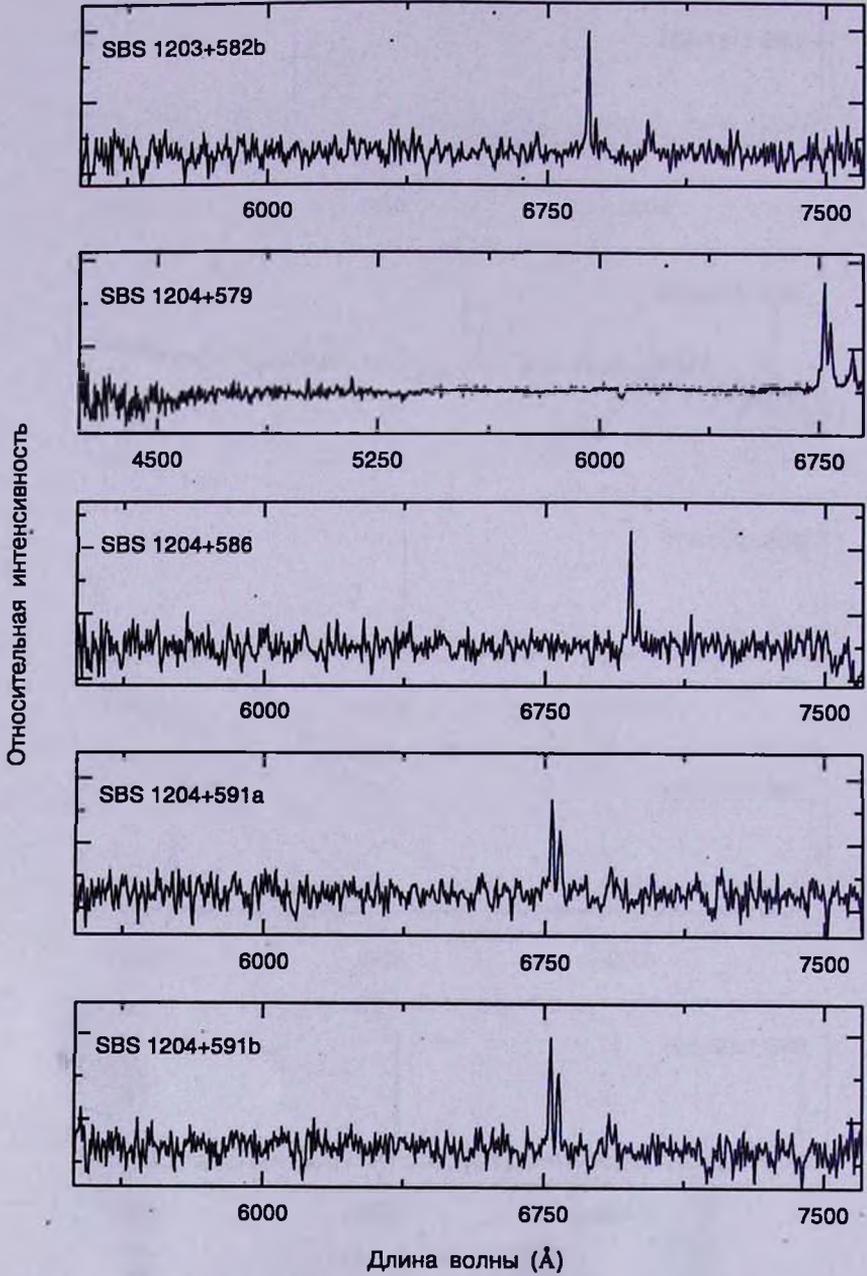


Рис.1. Продолжение.

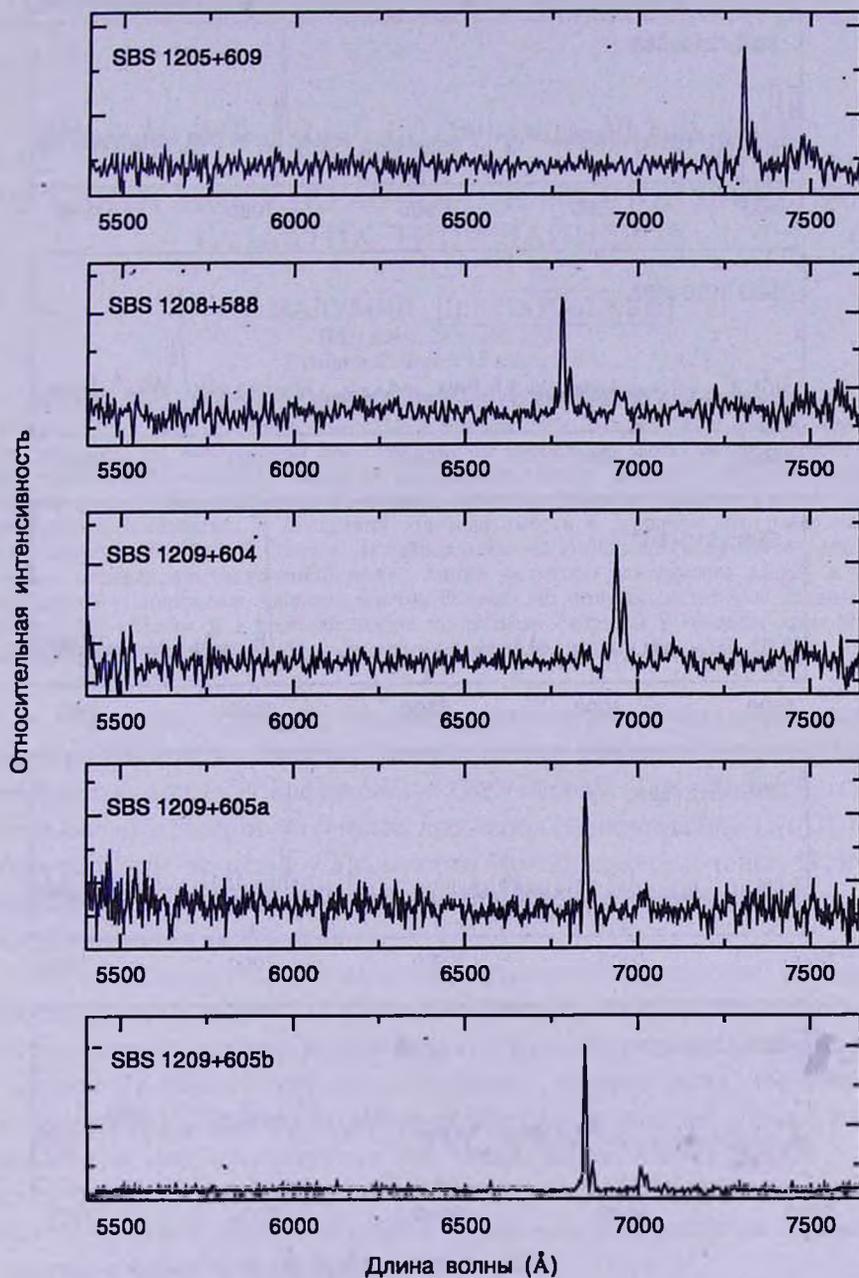


Рис.1. Продолжение.

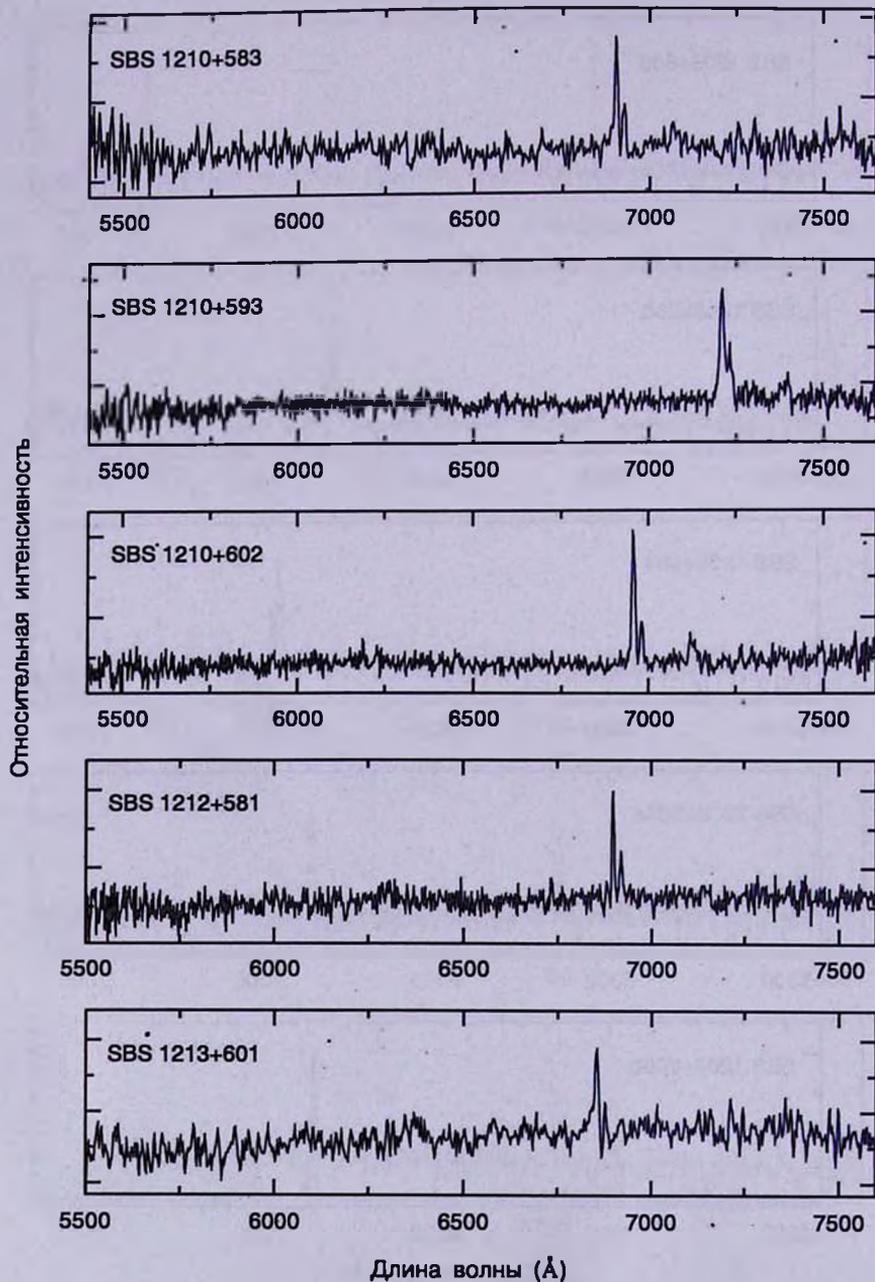


Рис.1. Окончание.

УДК: 524.76

О СВЯЗИ ИНФРАКРАСНОГО И РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ГАЛАКТИК ТИПА ЛАЙНЕРОВ

В.Г.МАЛУМЯН, В.Г.ПАНАДЖЯН

Поступила 21 марта 2001

Принята к печати 15 июля 2001

Исследованы зависимости между монохроматической светимостью на частотах 0.408, 1.4 и 4.85 ГГц и интегральной светимостью в далекой инфракрасной (ИК) области галактик типа лайнеров. На всех частотах существует тесная корреляция между радиосветимостью и ИК-светимостью лайнеров. Характер зависимости между радио- и ИК-светимостью спиральных лайнеров отличается от таковой для спиральных нормальных и спиральных сейфертовских галактик. У последних эта зависимость в широком интервале частот радиоизлучения линейная. У спиральных лайнеров она возможно имеет нелинейный характер. Разброс (стандартное отклонение) вокруг линии регрессии зависимости радио- и ИК-светимостей у спиральных лайнеров заметно больше. По отношению потоков излучения в далекой ИК-области и в радиодиапазоне спиральные лайнеры в среднем превосходят спиральные нормальные и сейфертовские галактики.

1. *Введение.* Известно, что наклон зависимости между монохроматической светимостью на какой-нибудь частоте радиоизлучения (L) и интегральной светимостью в далекой инфракрасной (ИК) области (L_{IR}) галактик $L_r \sim L_{IR}^m$ (величина m) зависит от физических процессов, происходящих в них [1]. Они могут протекать по-разному в галактиках разных классов и типов. Поэтому интересно исследовать связь между радио- и ИК-излучением для галактик разных классов и типов в отдельности.

Для спиральных галактик вышеупомянутая связь исследовалась во многих работах [2-11]. В работе [11] одного из авторов показано, что существует тесная зависимость между светимостью на ряде радиочастот и светимостью в далекой ИК-области спиральных галактик. Показано также, что наклоны зависимостей $L_r \sim L_{IR}^m$ на этих радиочастотах меньше единицы, хотя в пределах ошибок они мало отличаются от нее. Тесная корреляция существует также между потоками радиоизлучения и излучения в далекой ИК-области. Она остается тесной и после учета связи между массой и потоками излучения галактик, а также эффекта селекции.

Для сейфертовских галактик связь между L_r и L_{IR} рассматривалась в работах [12-14]. Для галактик Маркаряна - в [15,16].

В работе [14] показано, что на частотах радиоизлучения 0.408, 1.49 и 4.85 ГГц связь $L_r \sim L_{IR}^m$ для галактик Сейферта линейная.

В связи с этим представляет интерес и исследование вышеупомянутой зависимости для лайнеров. В спектрах центральных областей галактик

этого типа присутствуют сильные эмиссионные линии химических элементов с низкой степенью ионизации. Предполагается, что причиной ионизации в центральной части лайнеров может быть высокочастотное излучение незвездного происхождения [17-19].

В настоящей работе приводятся результаты исследований связи радио- и ИК-излучения лайнеров на трех радиочастотах. Приводятся также результаты сравнения параметров этой связи для нормальных спиральных галактик, сейфертовских галактик и лайнеров.

2. Зависимость $L_r \sim L_{FR}^m$ лайнеров. С целью исследования связи радио- и ИК-излучения лайнеров мы составили выборку из 47 галактик этого типа, большинство которых спиральные.

Галактики типа лайнеров брались из NED. Обычно сравнивают радиосветимость на какой-нибудь частоте и интегральную светимость в далекой ИК-области. Морфологические типы, красные смещения, плотности ИК-потоков на 60 и 100 мкм и радиоизлучения на 0.408, 1.49 и 4.85 ГГц лайнеров также брались из NED. Если плотности потоков на этих радиочастотах там отсутствовали, использовались данные из [20-26].

Интегральные плотности потоков в диапазоне 40-120 мкм S_{FR} вычислялись, согласно [27], как

$$S_{FR} = 1.26 \times 10^{-14} (2.58 S_{60} + S_{100}) \text{ Вт м}^{-2},$$

где S_{60} и S_{100} - плотности потоков на 60 и 100 мкм. Интегральные плотности потоков излучения галактик в этом диапазоне нечувствительны к коррекциям, обусловленным разницей цветов галактик, которые надо вводить в ИК-потоки, измеренные с помощью IRAS.

Угловые коэффициенты m (наклоны) линейной регрессии зависимости $\log L_r \sim m \log L_{FR}$ с их среднеквадратическими ошибками, коэффициенты корреляции r , их уровни значимости p и величины рассеяния вокруг среднего (стандартные отклонения) SD на частотах 0.408, 1.49 и 4.85 ГГц даны в табл.1.

Из табл.1 следует, что у лайнеров существует тесная корреляция между радиосветимостью и интегральной светимостью в далекой ИК-области. Хорошо коррелируют между собой также плотности потоков радиоизлучения и в далекой ИК-области. Например, на частоте 1.4 ГГц для связи $\log S_r \sim m \log S_{FR}$

Таблица 1

ЗАВИСИМОСТЬ $\log L_r \sim m \log L_{FR}$ ЛАЙНЕРОВ НА РАЗНЫХ ЧАСТОТАХ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

Частота (ГГц)	m	r	$p\%$	SD
0.408	0.97±0.09	0.86	<0.01	0.55
1.4	1.02 0.09	0.86	<0.01	0.56
4.85	0.96 0.11	0.80	<0.01	0.66

(S_r - плотность потока радиоизлучения) имеем $m = 0.72 \pm 0.12$, $r = 0.67$, $p < 0.01\%$, $SD = 0.58$. Эта зависимость представлена на рис.1.

Как видно из рис.1 и 2, пять объектов из 47 довольно сильно выделяются. На рисунках они отмечены цифрами. Из этих пяти объектов, согласно данным NED, только NGC 6500 спиральная галактика. Остальные объекты морфологических типов E или S0. Согласно некоторым источникам (например, [25]), NGC 6500 также галактика морфологического типа L, а не спиральная.

Таким образом, выделяющиеся на рисунках из общей группы лайнеры - это галактики морфологических типов E или S0. Параметры связи $\log L_r \sim m \log L_{Fr}$ не выделяющихся из общей группы 42 объектов указаны в табл.2. Среди них, согласно NED, только NGC 6240 не спиральная галактика.

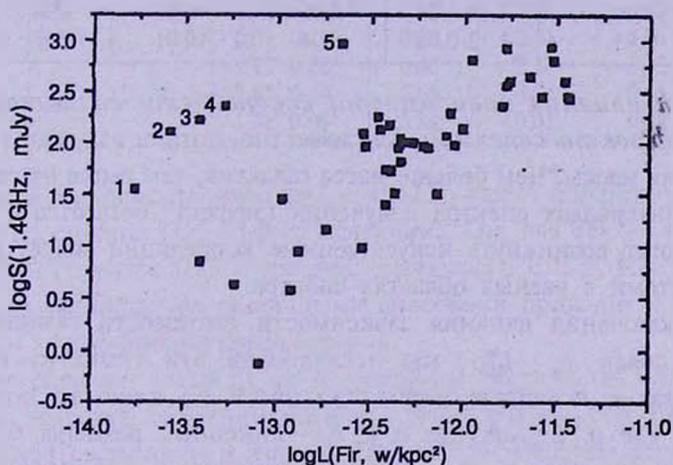


Рис.1. Зависимость плотностей потоков излучения на частоте 1.4 ГГц и в далекой ИК-области лайнеров ($m = 0.72$, $r = 0.67$, $SD = 0.58$, $p < 0.01\%$). Цифрами здесь и на рис.2 обозначены сильно отклоняющиеся от общей группы объекты. 1 - NGC 4589, 2 - NGC 3998, 3 - NGC 5675, 4 - NGC 6500, 5 - NGC 1052.

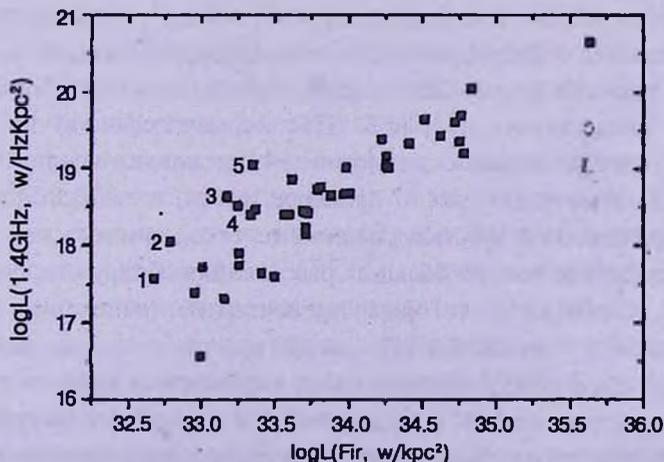


Рис.2. Зависимость нормализованных по площади поверхности галактик светимостей на 1.4 ГГц и в далекой ИК-области лайнеров ($m = 0.91$, $r = 0.74$, $SD = 0.56$, $p < 0.01\%$).

Остальные - спиральные галактики. Поэтому данные табл.2 можно считать относящимися к спиральным галактикам типа лайнеров.

Как видно из табл.1 и 2, зависимости между радио- и ИК-светимостями тесные. Если для всех 47 лайнеров они на всех трех радиочастотах практически линейные, то в отдельности для спиральных лайнеров, как следует из данных табл.2, они могут быть нелинейными.

Таблица 2

ЗАВИСИМОСТИ $\log L_r \sim m \log L_{r_0}$ ДЛЯ 42 ЛАЙНЕРОВ

Частота (ГГц)	m	r	$\rho\%$	SD
0.408	1.09 ± 0.07	0.93	<0.01	0.42
1.4	1.16 ± 0.06	0.96	<0.01	0.34
4.85	1.12 ± 0.06	0.94	<0.01	0.37

3. Учет влияния зависимости светимости галактик от их массы и эффекта селекции. Как известно, потоки излучения галактик зависят от их массы. Чем больше масса галактик, тем выше их светимость в разных интервалах спектра излучения (эффект "богатства"). По этой причине могут возникнуть искусственные корреляции между потоками и светимостями в разных областях спектра.

Для исключения влияния зависимости светимости галактик от их массы на связь $L_r \sim L_{r_0}^m$, мы исследовали эти связи на всех трех радиочастотах с помощью нормализованной по площади поверхности галактик L_r/ab и L_{r_0}/ab , где a и b - линейные размеры больших и малых осей галактик в кпк. Для определения a и b использовались угловые размеры осей галактик, указанных в NED.

Параметры нормализованных по площади поверхности зависимостей $\log L_r/ab \sim m \log L_{r_0}/ab$ приведены в табл.3. Для каждой радиочастоты в первых строках указаны параметры, относящиеся ко всем 47 объектам, во вторых строках - только к спиральным галактикам. Нормализованная по площади поверхности галактик зависимость между светимостью на 1.4 ГГц и в далекой ИК-области представлена на рис.2. (Для нормализованной по площади поверхности галактик зависимости плотностей потоков излучения на 1.4 ГГц и в далекой ИК-области для всех 47 лайнеров имеем, $m = 0.70 \pm 0.10$, $r = 0.73$).

Из-за ограниченной чувствительности телескопов имеет место эффект селекции, вследствие чего на больших расстояниях обнаруживаются только те объекты, светимость которых превосходит предельное значение чувствительности телескопа. По этой причине может возникнуть искусственная связь между исследуемыми параметрами выборок различных объектов, что, в свою очередь, может привести к повышению коэффициентов корреляций между этими параметрами. Существуют различные способы учета эффекта селекции [28]. Нами использован метод частных (или условных)

коэффициентов корреляций [29].

Частный коэффициент корреляции для нормализованной по площади поверхности зависимости $\log L_r \sim m \log L_{Fr}$ для спиральных лайнеров на частоте 1.4 ГГц равен 0.88 с уровнем значимости меньше 0.01%. Мы вычислили также частный коэффициент корреляции второго порядка, когда одновременно

Таблица 3

НОРМАЛИЗОВАННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ $\log L_r / ab \sim m \log L_{Fr} / ab$
ЛАЙНЕРОВ

Частота (ГГц)	m	r	$p\%$	SD
0.408	0.76±0.16	0.59	<0.01	0.71
	1.03 0.10	0.85	<0.01	0.42
1.4	0.91 0.12	0.74	<0.01	0.56
	1.13 0.08	0.90	<0.01	0.35
4.85	0.82 0.14	0.65	<0.01	0.65
	1.08 0.09	0.88	<0.01	0.38

учитывается зависимость связи $\log L_r \sim m \log L_{Fr}$ как от площади поверхности, так и от расстояния (т.е. эффект селекции). Он, для тех же объектов, на частоте 1.4 ГГц равен 0.87 с уровнем значимости 0.01%. Как видим, учет эффекта селекции двумя различными способами приводит к одинаковым величинам коэффициента корреляции.

Таким образом, после учета зависимости светимости галактик от их массы и эффекта селекции теснота связи светимости на 1.4 ГГц и интегральной светимости в далекой ИК-области спиральных лайнеров не ухудшается. Это имеет место и на частотах 0.408 и 4.85 ГГц, а также когда лайнеры различных морфологических типов рассматриваются вместе.

4. Сравнение со спиральными галактиками и с галактиками Сейферта. Из 61 спиральной галактики, рассмотренной в [11], 24 объекта, согласно данным NED, галактики Сейферта или лайнеры. После их исключения в выборке остаются 37 спиральных галактик, которые не являются ни лайнерами, ни сейфертовскими галактиками.

Параметры зависимостей $\log L_r \sim m \log L_{Fr}$ для вышеупомянутой выборки из 37 нормальных спиральных галактик и выборки из 60 спиральных сейфертовских галактик (не являющихся лайнерами), рассмотренных в [14] на частотах 0.408; 1.4 и 4.85 ГГц, указаны в табл.4. На всех трех частотах радиоизлучения уровни значимости коэффициентов корреляций r , указанных в таблице как для нормальных спиральных галактик, так и для сейфертовских спиральных галактик, меньше 0.01%. Аналогичные данные для спиральных лайнеров уже приведены в табл.2.

Из сравнения данных табл.2 и 4 следует, что если у нормальных спиральных галактик и спиральных галактик Сейферта связь между радио- и ИК-светимостями

практически линейная, то у спиральных лайнеров она может быть нелинейной. Видно также, что на всех трех радиочастотах, по сравнению с нормальными спиральными и сейфертовскими галактиками, у спиральных лайнеров стандартные отклонения SD в зависимости $\log L_r \sim m \log L_{Fr}$ заметно больше.

Логарифмы средних значений отношений ИК-потоков и потоков радиоизлучения на частоте 1.4 ГГц нормальных спиральных галактик,

Таблица 4

ЗАВИСИМОСТИ РАДИО- И ИК-СВЕТИМОСТЕЙ НОРМАЛЬНЫХ СПИРАЛЬНЫХ И СПИРАЛЬНЫХ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

Частота (1.4 ГГц)	Нормальные спиральные галактики (37 объектов)			Спиральные галактики Сейферта (60 объектов)		
	m	r	SD	m	r	SD
0.408	1.03±0.08	0.90	0.23	1.00±0.06	0.91	0.28
1.4	0.95 0.08	0.90	0.22	0.97 0.05	0.93	0.24
4.85	0.88 0.08	0.89	0.22	0.97 0.06	0.92	0.26

спиральных сейфертовских галактик и спиральных лайнеров, вычисленные как [1,27]

$$q = \log S_{Fr} / 3.75 \times 10^{12} - \log S_r,$$

равны 2.14 ± 0.03 , 2.11 ± 0.03 и 2.31 ± 0.05 соответственно. Как видно, если у спиральных нормальных галактик и сейфертовских галактик отношения ИК и радиопотоков на 1.4 ГГц не отличаются, то спиральные лайнеры по этому отношению примерно в 1.5 раза превосходят спиральные нормальные и сейфертовские галактики. Уровень статистической значимости этой разницы меньше 1%. Разница сохраняется и на частотах 0.408 и 4.85 ГГц.

5. *Обсуждение результатов и выводы.* Результаты, полученные нами на основании анализа связи радио- и ИК-излучения галактик типа лайнеров, согласуются со сделанным ранее во многих работах заключением об универсальности этой связи [1,30-35].

Основные выводы настоящей работы следующие.

1. В широком интервале частот радиоизлучения имеется тесная корреляция между светимостью на этих частотах и светимостью в далекой ИК-области галактик типа лайнеров. Такая же тесная корреляция существует между потоками радиоизлучения и потоком излучения в далекой ИК-области. Корреляция остается тесной и после учета влияния связи между массой и светимостью галактик, а также эффекта селекции.

2. Характер зависимости $L_r \sim L_{Fr}^m$ спиральных лайнеров, по-видимому, отличается от такового для спиральных нормальных и сейфертовских спиральных галактик. Если у последних зависимость $L_r \sim L_{Fr}^m$ в широком интервале частот радиоизлучения линейная, то у спиральных лайнеров не исключено, что она имеет нелинейный характер. Разброс точек (стандартное отклонение) вокруг

линии регрессии зависимости $\log L_r \sim m \log L_{FIR}$ у спиральных лайнеров также заметно больше.

3. По отношению интегральных потоков излучения в далекой ИК-области и монохроматических потоков радиоизлучения спиральные лайнеры в среднем превосходят нормальные и сейфертовские галактики того же морфологического типа.

Для более уверенных выводов относительно характера зависимости $\log L_r \sim m \log L_{FIR}$ спиральных лайнеров необходимы дальнейшие исследования на основании большего статистического материала.

Результаты, полученные нами, по всей вероятности, свидетельствуют о том, что в спиральных лайнерах, наряду с другими физическими процессами, могут иметь место и такие, которые отличаются от физических процессов, протекающих в спиральных нормальных и сейфертовских галактиках.

В этой работе использованы данные из NASA/IPAC базы внегалактических данных (NED), функционируемой Лабораторией реактивных движений Калифорнийского Технологического института по контракту с Национальной Администрацией Аэронавтики и Космических Исследований.

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

ON THE RELATIONSHIP OF INFRARED AND RADIO EMISSION OF GALAXIES OF LINER TYPE

V.H.MALUMYAN, V.G.PANAJYAN

The dependence between monochromatic radio luminosities at frequencies 0.408, 1.4 and 4.85 GHz and integral luminosity in the far infrared (FIR) range of LINER type galaxies has been investigated. They show a tight correlation between radio luminosities and FIR luminosity. The character of dependence between radio and FIR luminosity of spiral LINERs probably differs from the same dependence of spiral normal and spiral Seyfert galaxies. This dependence for normal and Seyfert galaxies is linear in wide range of radio frequencies. Whereas it is possible that relationship between radio and FIR luminosities of spiral LINERs has non linear character. The scatter around the line of regression (standard deviation) of spiral LINERs is considerably greater as well.

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.J. Condon*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **30**, 575, 1992.
2. *X. Chi, A.W. Wolfendale*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **245**, 101, 1990.
3. *R. Price, N. Duric*, *Astrophys. J.*, **401**, 81, 1992.
4. *G. Helou, M.D. Bica*, *Astrophys. J.*, **415**, 93, 1993.
5. *C. Xu, U. Lisenfeld, H. Volk*, *Astron. Astrophys.*, **285**, 19, 1994.
6. *C. Xu, U. Lisenfeld, H. Volk, E. Wunderlich*, *Astron. Astrophys.*, **306**, 677, 1996.
7. *J.M. Jioia, L. Gregorini, U. Klein*, *Astron. Astrophys.*, **116**, 164, 1982.
8. *T.K. Menon*, *Astrophys. J.*, **372**, 419, 1991.
9. *Р.А. Кандалян, А.Т. Каллоглян*, *Астрофизика*, **41**, 349, 1998.
10. *Р.А. Кандалян, А.Т. Каллоглян*, *Астрофизика*, **41**, 599, 1998.
11. *В.Г. Малумян*, *Астрофизика*, **43**, 33, 2000.
12. *A.L. Roy et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **301**, 1019, 1998.
13. *B. Rush, M.A. Malkan, R.A. Edelson*, *Astrophys. J.*, **473**, 130, 1996.
14. *В.Г. Малумян, В.Г. Панаджян*, *Астрофизика*, **43**, 549, 2000.
15. *M.D. Bica et al.*, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, **98**, 369, 1995.
16. *Ю.И. Изотов, И.Ю. Изотова*, *Астрофизика*, **30**, 312, 1989.
17. *T.M. Heckman*, *Astron. Astrophys.*, **87**, 152, 1980.
18. *L. Ho, A.V. Filippenko, W.L.W. Sargent*, *Astrophys. J.*, **417**, 63, 1993.
19. *S. Vellieux, D.E. Osterbrok*, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, **63**, 295, 1987.
20. *J.J. Condon*, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, **65**, 485, 1987.
21. *J.J. Condon, Q.F. Yin*, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, **65**, 543, 1987.
22. *F.P. Israel, J.M. van der Hulst*, *Astron. J.*, **88**, 1736, 1983.
23. *J.M. Jioia, L. Gregorini*, *Astron. Astrophys., Suppl. Ser.*, **41**, 329, 1980.
24. *J.J. Haenet*, *Austr. J. Phys.*, **35**, 321, 1982.
25. *J. Pfeleiderer*, *Astron. Astrophys., Suppl. Ser.*, **28**, 313, 1977.
26. *R. Sramek*, *Astron. J.*, **80**, 771, 1975.
27. *G. Helou et al.*, *Astrophys. J.*, **298**, L7, 1985.
28. *F. Verter*, *Astrophys. J.*, **402**, 141, 1993.
29. *В. Иванов и др.*, *Математическая статистика, Высшая школа, М.*, 1975.
30. *S. Niklas*, *MPIFR prep. N686*, 1996.
31. *H.M. Sopp, P. Alexander*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **251**, 14p, 1991.
32. *S. Niklas et al.*, *Astron. Astrophys.*, **293**, 56, 1995.
33. *H. Volk*, *Astron. Astrophys.*, **218**, 67, 1989.
34. *A. Fitt, P. Alexander, M. Cox*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **233**, 907, 1988.
35. *E. Hummel*, *Astron. Astrophys.*, **160**, L4, 1986.

УДК: 524.7

ПОВЕРХНОСТНАЯ ПЛОТНОСТЬ ЯРКИХ АКТИВНЫХ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

Л.К.ЕРАСТОВА

Поступила 27 сентября 2000

Принята к печати 15 августа 2001

Составлена новая выборка локальных активных внегалактических объектов - комбинированная выборка, являющаяся суммой двух выборок - галактик типа Sy1 и квазаров из обзора Маркаряна и квазаров из Обзора ярких квазаров (BQS). Построена зависимость $\log N(<B) - B$ для новой выборки активных галактик, ограниченная видимой звездной величиной $B = 15^m.5$. Ее можно представить прямой линией с наклоном $\beta = 0.60 \pm 0.06$. Она хорошо продолжается без заметного скачка аналогичной зависимостью для обзора Гамбург-ESO, которая имеет наклон $\beta = 0.59 \pm 0.04$. Совокупная поверхностная плотность ярких активных галактик и квазаров до $B = 15^m.5$ равна 0.01 на кв.град.

1. *Введение.* Как хорошо известно, первые работы по массовому обнаружению галактик с УФ-избытком [1] и квазаров [2] были выполнены на широкоугольных телескопах системы Шмидта. При этом, если в обзоре Маркаряна отбирались протяженные объекты, то в PG-обзоре - исключительно звездные. Эта практика продолжалась в более поздних оптических обзорах, независимо от критериев отбора, будь то наличие ультрафиолетового избытка [3], многоцветная фотометрия [4], низкодисперсионные обзоры с объективной призмой [5], наличие эмиссионных линий в спектре объекта [6] и др.

Таким образом, в настоящее время сейфертовские галактики обычно обнаруживаются и изучаются в обзорах диффузных объектов - галактик, а свойства квазаров - в обзорах звездных объектов.

Обычно пользуются следующим рабочим определением сейфертовской галактики [7]: 1 - изображение объекта на картах Паломарского обозрения отличается от изображений звезд и является слегка диффузным; 2 - в спектре ядерной области наблюдаются широкие эмиссионные линии.

Первое условие исключает квазизвездные объекты. Однако часто разные авторы относят данный конкретный объект то к строго звездным, то к диффузным. Есть интервал, где это случается особенно часто. То, что он находится около $z = 0.1$, говорит скорее о размерах, светимостях host-галактик и их дисперсиях около среднего значения, чем о свойствах самих активных ядер. Это относится к сейфертовским галактикам и квазарам, наблюдаемым с телескопами системы Шмидта.

Второй признак как раз подчеркивает феноменологическое сходство

сейфертовских галактик первого типа и квазаров [8].

В настоящее время, когда астрофизика стала всеволновой, поисковые работы приобрели свой классический вид. Объекты, выделенные по радио-, инфракрасным, рентгеновским обзорам, отождествляются со своими оптическими двойниками для создания выборок различных объектов. Однако из-за огромного количества обнаруженных объектов, часто заранее обращают внимание на вид объекта - диффузный он или звездообразный. Так сделано, к примеру, в FBQS-обзоре (First Bright Quasar Survey) [9], где выборка квазаров строится только по звездообразным объектам, отобранном из FIRST-радиообзора (Faint Intensity Radio Survey Twenty), а задача корректного отделения квазаров от сейфертовских галактик первого типа остается актуальной.

2. *Задача.* При определении плотности активных галактик существенное значение имеет вопрос о полноте рассматриваемой выборки. Этот вопрос очень подробно обсуждался в работе [10] для выборки галактик сейфертовского типа.

Когда выборка включает только близкие сейфертовские галактики и поэтому нет оснований полагать, что их пространственная плотность меняется при удалении от нашей Галактики, то показателем полноты выборки может служить отличие наклона зависимости $\log N = \beta B + \text{const}$ от значения 0.6 [10].

Однако часто оказывается, что на всем промежутке видимых звездных величин наклон этой зависимости существенно меньше 0.6 для близких сейфертовских галактик. Это означает, что селекция в выборке сейфертовских галактик начинается с самых ярких объектов, то есть галактики пропускаются, начиная с самых ярких звездных величин.

Совершенно противоположная ситуация наблюдается для ярких квазаров.

До сих пор единственной представительной выборкой ярких квазаров является BQS (Bright Quasar Survey). Количество работ, посвященных изучению этой выборки, перевалило за дюжину и растет с каждым годом.

Многочисленными исследованиями [11-13], которые были резюмированы в работе [14], было показано, что выборка BQS сильно неполна. Поверхностную плотность ярких квазаров следует увеличить в 2-3 раза, чтобы согласовать ее с поверхностной плотностью более слабых квазаров. До сих пор нет адекватного объяснения этому факту. Возможно, это и неучет галактического поглощения, большие фотометрические ошибки, которые отражаются также на цвете ($U-B$). Эти причины существуют, но они недостаточны.

Другое обстоятельство - наклон зависимости $\log N = \beta B + \text{const}$ составляет 0.8-0.9, то есть больше 0.6. Авторы обзора считают это признаком эволюции квазаров, так как здесь уже имеются объекты с

красным смещением вплоть до $z=2.5$, хотя большая часть их имеет красные смещения, не превышающие $z=1.2$.

Если бы квазары были открыты по оптическим спектральным низкодисперсионным обзорам, в первую очередь по маркарянскому, что произошло бы неизбежно, то, скорее всего, квазары и сейфертовские галактики первого типа отнесли бы к одному типу объектов. Это видно и из BQS, где постоянно возникает путаница между ними, так как даже среди "звездных" объектов встречаются галактики Маркаряна.

Именно поэтому в [15] был введен дополнительный критерий для разделения этих двух типов объектов - границей между ними служит абсолютная звездная величина $M = -23^m$ при $H = 50 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$. Но тогда переменный внегалактический объект - будь то квазар или сейфертовская галактика первого типа - мы должны будем относить то к квазару, то к сейфертовской галактике в зависимости от его блеска. Становится понятным, что корректно разделить сейфертовские галактики первого типа от квазаров не представляется возможным.

Поэтому нами создана новая выборка, включающая в себя яркие квазары и сейфертовские галактики первого типа.

С другой стороны, свойства внегалактических объектов сильно зависят от их красного смещения, то есть от соответствующей космологической эпохи.

Поэтому очень важно знать начальную точку отсчета - свойства близких объектов.

3. *Выборка галактик Маркаряна.* Выборка галактик Маркаряна [1] содержит 181 объект - галактики сейфертовского типа и 13 квазаров на площади ~ 17000 кв. град. Из них 112 - галактики сейфертовского типа 1. Как хорошо известно, обзор сделан с объективной призмой, где объекты отбирались по наличию в непрерывном спектре избыточного УФ- континуума.

4. *Выборка ярких квазаров.* Обзор ярких квазаров - BQS - или иначе PG (Palomar-Green) [2,15] сделан на площади 10714 кв. град. на $18''$ (46-см) телескопе системы Шмидта обсерваторий Маунт Вилсон и Паломар. Предельная звездная величина обзора колеблется от пластинки к пластинке от $15^m.5$ до $16^m.7$. Это фотографический обзор, где отбор кандидатов проводился по цвету объекта.

Критерием отнесения данного конкретного объекта к квазару служил показатель цвета $(U - B) < -0^m.44$ для исключительно звездных объектов. Было выделено 114 квазаров и галактик сейфертовского типа 1. Критерием отнесения объектов к тому или иному типу была светимость. 92 квазара с $M > -23^m$, оставшиеся 22 - галактики типа Sy1 с $M < -23^m$.

Среди звездных квазаров в обзоре Грина оказалось много галактик Маркаряна.

Считается к настоящему времени, что BQS содержит единственную

представительную выборку, созданную в оптике, с хорошо определенным пределом по потоку. Однако сравнение поверхностной плотности квазаров из данной выборки показывает, например, что для $B = 16^m$ поверхностная плотность квазаров из HES (Hamburg-ESO) обзора в 3.6 раза выше BQS, что превосходит любые статистические флуктуации [14].

Похожий результат был получен в [13] по результатам Эдинбургского обзора, в котором было обнаружено еще 4 квазара выше предельной звездной величины на пробной площади ~ 330 кв. град, перекрывающейся с площадью PG-обзора.

Чтобы результаты BQS-обзора были сопоставимы с результатами других обзоров, необходимо предположить, что среднее поглощение в области обзора должно быть $\sim 0^m.61$, что тоже совершенно нереально.

5. Объединенная выборка. При объединении этих двух выборок мы ограничили их по предельной звездной величине. Оба обзора хорошо исследованы и полнота их известна. Маркарянский обзор полон до $B = 15^m.3$, BQS - до $B = 15^m.5$.

Поскольку площадь обзора Грина полностью перекрывается полями маркарянского обзора, мы использовали его площадь 10714 кв. град. как основную, базовую [15].

Из каталога Маркаряна [1] были выбраны по вышеуказанным критериям все Sy1, 1.5, вплоть до $B = 15^m.75$. По возможности использовались точные фотометрические звездные величины, полученные с самой большой диафрагмой. К ним были добавлены квазары из обзора Грина.

Таким образом, была создана новая выборка AGN, которая удовлетворяла этим условиям.

В табл.1 приведен список объектов этой объединенной выборки. В ней даны: порядковый номер объекта; название объекта; B - величины, взятые или из каталога [1] или из каталога BQS-обзора [2]; красное смещение; альтернативное название объекта.

Итак, мы образовали новую выборку активных галактик из 101 объекта в локальной Вселенной, куда вошли все QSOs и галактики типа Sy1, 1.5, которые попали на площадь обзора Грина.

6. Поверхностная плотность. После создания такого списка очень легко построить зависимость $\log N(<B) - B$ и определить совокупную поверхностную плотность активных объектов - квазаров и сейфертовских галактик.

Эта важная диагностическая зависимость между звездной величиной и количеством объектов в единичном телесном угле 1 кв. град. приведена на рис.1. Она дана в интегральной форме. Для ее построения мы использовали все объекты из табл.1 Никаких поправок за поглощение света в нашей Галактике и никаких исправлений за вклад host-галактик

Таблица 1

ОБЪЕДИНЕННАЯ ВЫБОРКА АКТИВНЫХ ГАЛАКТИК

N	Название объекта	<i>B</i>	<i>z</i>	Название объекта	N	Название объекта	<i>B</i>	<i>z</i>	Название объекта
1	Mkn 1330	12.40	0.0085	NGC 4593	52	1307+085	15.28	0.155	
2	1226+023	12.86	0.158	3C 273	53	Mkn 1395	15.3	0.0426	
3	Mkn 1514	13.02	0.0166	NGC 7469	54	Mkn 771	15.31	0.0630	
4	Mkn 1509	13.21	0.0168	NGC 5548	55	Mkn 477	15.33	0.0380	
5	Mkn 766	13.43	0.0128	NGC 4253	56	1718+481	15.33	1.084	
6	Mkn 1376	13.45	0.0059	NGC 5506	57	Mkn 1392	15.34	0.0367	
7	Mkn 530	13.78	0.0290	NGC 7603	58	Mkn 290	15.35	0.0301	
8	1004+130	13.93	0.240		59	Mkn 885	15.38	0.0262	
9	0844+349	14.00	0.064		60	1241+176	15.38	1.273	
10	Mkn 335	14.08	0.0250		61	Mkn 1146	15.39	0.0403	
11	Mkn 817	14.08	0.0321		62	1416-129	15.40	0.129	
12	Mkn 704	14.17	0.0290		63	Mkn 1469	15.41	0.0314	
13	Mkn 1502	14.26	0.0609	I Zw1	64	Mkn 315	15.41	0.0395	
14	Mkn 359	14.28	0.0170		65	0119+229	15.41	0.0540	II Zw 187
15	Mkn 231	14.43	0.0410		66	0052+251	15.42	0.155	Mkn 357
16	Mkn 705	14.52	0.0282		67	Mkn 813	15.42	0.1310	
17	Mkn 543	14.55	0.0260	NGC 7811	68	1351+640	15.42	0.087	
18	Mkn 493	14.57	0.0319		69	1700+518	15.43	0.292	
19	Mkn 1298	14.59	0.0593		70	Mkn 1098	15.44	0.0363	
20	Mkn 739	14.60	0.0300	NGC 3758	71	2304+042	15.44	0.042	
21	Mkn 1513	14.63	0.0617	II Zw 136	72	1309+355	15.45	0.184	
22	1211+143	14.63	0.085		73	1149-110	15.46	0.049	
23	Mkn 1239	14.79	0.0206		74	1011-040	15.49	0.058	
24	Mkn 506	14.83	0.0435		75	1222+228	15.49	2.046	
25	Mkn 279	14.84	0.0302		76	1151+117	15.51	0.176	
26	Mkn 841	14.85	0.0365		77	Mkn 50	15.51	0.0232	
27	Mkn 358	14.90	0.0459		78	Mkn 707	15.52	0.0492	
28	1634+706	14.90	1.334		79	2112+059	15.52	0.466	
29	Mkn 478	14.92	0.0785		80	1247+267	15.53	2.038	
30	Mkn 871	14.94	0.0337	IC 1198	81	Mkn 141	15.53	0.0390	
31	0026+129	14.95	0.142		82	Mkn 877	15.53	0.1129	
32	Mkn 304	14.99	0.0673	II Zw 175	83	1310-108	15.55	0.035	
33	1411+442	14.99	0.089		84	Mkn 1511	15.56	0.0340	NGC 5940
34	Mkn 352	15.00	0.0150		85	1402+261	15.57	0.164	
35	Mkn 1261	15.00	0.0260		86	1259+593	15.60	0.472	
36	Mkn 1383	15.01	0.0883		87	0921+525	15.62	0.0360	Mkn 110
37	1448+273	15.01	0.065		88	1333+176	15.64	0.554	
38	1202+281	15.02	0.165		89	Mkn 1253	15.64	0.0468	
39	Mkn 975	15.05	0.0498		90	Mkn 291	15.65	0.0356	
40	0953+414	15.05	0.293		91	1425+267	15.67	0.366	
41	Mkn 1243	15.08	0.0365	NGC 3080	92	1216+069	15.68	0.334	
42	Mkn 1400	15.08	0.0296		93	Mkn 1501	15.68	0.0890	III Zw 2
43	1302-102	15.09	0.286		94	Mkn 668	15.69	0.0797	
44	Mkn 1347	15.10	0.0506		95	Mkn 1388	15.7	0.0214	
45	Mkn 845	15.12	0.0468		96	Mkn 876	15.70	0.129	
46	Mkn 734	15.13	0.0492		97	1352+183	15.71	0.158	
47	0804+761	15.15	0.100		98	1407+265	15.73	0.944	
48	1116+215	15.17	0.177		99	1415+451	15.74	0.114	
49	Mkn 1494	15.2	0.0305		100	1522+101	15.74	1.321	
50	Mkn 486	15.21	0.0397	I Zw 121	101	Mkn 1147	15.75	0.0368	
51	Mkn 595	15.26	0.0275						

внесено не было. Она может быть аппроксимирована простой линейной зависимостью $\log N = \beta B + \text{const}$, где $\beta = 0.60 \pm 0.06$. Интервал звездных величин $B = 12^m.5 - 15^m.5$.

Подобная зависимость, построенная нами для HES-обзора [14], где звездные величины не исправлены ни за поглощение, ни за вклад родительской галактики в общую светимость AGN, хорошо продолжает полученную нами прямую с коэффициентом $\beta = 0.59 \pm 0.04$ для интервала звездных величин $B = 14^m.0 - 17^m.5$.

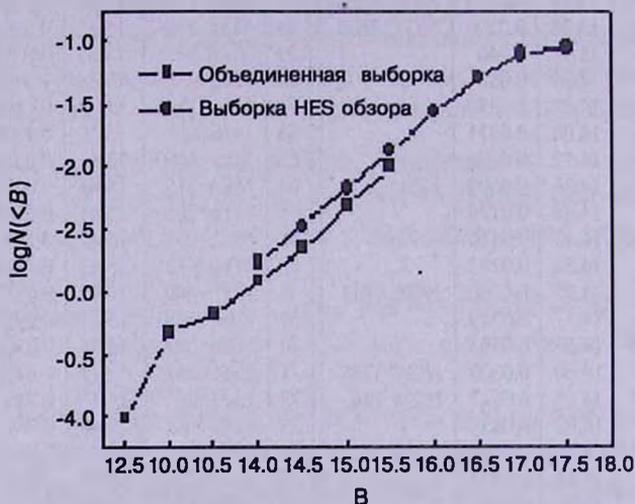


Рис.1. Интегральная зависимость $\log N(<B) - B$ для ярких AGN. Квадратики показывают данные из настоящей работы, кружочки - для HES-обзора.

Поверхностная плотность составляет 0.01 ± 0.02 для объектов до $B = 15^m.5$ для красных смещений менее $z = 2.0$.

По существу, HES уже рассматривает близкие QSOs и Sy1 галактики как один класс объектов. Однако они предпочли иметь дело с ядерными областями квазаров и сейфертовских галактик и при их слиянии вводили поправки в звездные величины за вклад host-галактики.

7. Выводы. Известно, что плотность квазаров в локальной Вселенной, определенная по BQS-обзору, много ниже, чем это получается при экстраполяции зависимости $\log N(<B) - B$, построенной для многочисленных выборок более слабых квазаров, например, таких, как AAT [16], LBQS [5], MBQS [17] и др. Однако, если результаты двух обзоров - маркарянковского по поискам активных галактик и Шмидта и Грина по поискам ярких квазаров слить воедино и создать новую выборку, куда входят сейфертовские галактики первого типа и квазары, то она удовлетворительно продолжает зависимость $\log N(<B) - B$, построенную для более слабых объектов, без заметных изменений наклона, разрывов и скачков. Это говорит о том, что сейфертовские

галактики первого типа и квазары необходимо рассматривать как единый класс объектов, которые невозможно корректно разделить друг от друга. В этом случае причину неполноты следует искать не в многочисленных ошибках и недочетах при проведении обзора, а в принципиальном подходе к созданию выборки ярких квазаров. По-видимому, вновь созданная объединенная выборка является начальной точкой отсчета, нуль-пунктом для изучения поверхностной и пространственной плотности, как и других характеристик активных внегалактических объектов.

Благодарю рецензента за полезные замечания.

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

SURFACE DENSITY OF BRIGHT ACTIVE EXTRAGALACTIC OBJECTS

L.K.ERASTOVA

We compiled a new sample of local AGN - a combined sample as sum of two samples - Sy1 galaxies and QSOs from Markarian survey and QSOs from Bright Quasar Survey (BQS). The $\log N(<B) - B$ relation for the new sample of active galaxies up to limiting magnitude $B = 15^m.5$ is constructed. It can be approximated by straight line with a slope $\beta = 0.60 \pm 0.06$. It is good continued without any bump by analogues relation for Hamburg-ESO (HQS) Survey with $\beta = 0.59 \pm 0.04$. Combined surface density of bright active galaxies and quasars up to $B = 15^m.5$ is 0.01 per sq. degree.

ЛИТЕРАТУРА

1. *B.E.Markarian, V.A.Lipovetsky, J.A.Stepanian, L.K.Erastova, A.I.Shapovalova*, SAO Communications, N62, 117, 1989.
2. *M.Schmidt, R.F.Green*, Astrophys. J, 269, 352, 1983.
3. *B.J.Boyle, T.Shanks, B.A.Peterson*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 235, 935, 1988.
4. *S.J.Warren, P.C.Hewett, P.S.Osmer*, Astrophys. J, 421, 412, 1994.
5. *P.C.Hewett, C.B.Folz, F.H.Chaffee*, Astron. J., 109, 1498, 1995.

6. *D.P.Schneider, M.Schmidt, J.E.Gunn*, *Astron. J.*, **107**, 1498, 1995.
7. *D.E.Osterbrock*, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, USA, Univ. Science Book, 1989.
8. *Э.Е.Хачикян, Д.Видман*, *Астрофизика*, **7**, 389, 1971.
9. *M.D.Gregg, R.H.Becker, R.L.White, D.J.Helfand, R.G.МcMahon, J.M.Hook*, *Astron. J.*, **112**, 407, 1996.
10. *В.Ю.Теребиж*, *Астрофизика*, **16**, 45, 1980.
11. *E.J.Wampler, D.Ponz*, *Astrophys. J.*, **298**, 448, 1985.
12. *Б.Е.Маркарян, Л.К.Ерастова, В.А.Липовецкий, Дж.А.Степанян, А.И.Шаповалова*, *Астрофизика*, **26**, 15, 1987.
13. *P.Goldschmidt, L.Miller, F.La Franca, S.Cristiani*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **255**, 65, 1992.
14. *T.Kohler, D.Groote, D.Reimers, L.Wisotzki*, *Astron. Astrophys.*, **325**, 502, 1997.
15. *R.F.Green, M.Schmidt, J.Liebert*, *Astrophys. J, Suppl. Ser.*, **61**, 305, 1986.
16. *B.J.Boyle, R.Fong, T.Shanks, B.A.Peterson*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **243**, 1, 1990.
17. *K.L.Mitchell, A.Warnock, P.D.Usher*, *Astrophys. J*, **287**, L3, 1984.

УДК: 52-6/-7

НОВЫЙ МЕТОД ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ
НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗАДАЧ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА
ИЗЛУЧЕНИЯ

С.И.ГРАЧЕВ

Поступила 27 марта 2001

Принята к печати 20 июня 2001

Предлагается новый метод численного решения нестационарных задач теории переноса излучения. Метод состоит в том, что если известно решение в некоторый момент времени t (например, в начальный момент), то, представляя интенсивность излучения, а также все величины, зависящие от времени (населенности уровней, кинетическую температуру и т.д.), в виде разложений в ряды Тейлора в окрестности t , можно из уравнения переноса и сопутствующих ему уравнений (уравнения для населенностей, уравнение энергетического баланса и т.д.) найти по некоторым рекуррентным соотношениям и все производные этого решения в тот же момент. Затем по ряду Тейлора можно вычислить решение в некоторый следующий момент $t + \Delta t$ и так далее. Метод позволяет рассматривать нестационарный перенос излучения как в стационарных средах, так и в средах, характеристики которых меняются со временем заданным образом. Более того, этим методом можно решать и нелинейные задачи, т.е. такие задачи, в которых поле излучения существенным образом влияет на характеристики среды. При этом не используются какие-либо итерации - все сводится к вычислениям по рекуррентным формулам. В качестве примеров получены решения нескольких задач как линейных, так и нелинейных.

1. *Введение.* В теории нестационарного переноса излучения изучается многократное рассеяние фотонов с учетом конечности времени пребывания между рассеяниями и в поглощенном состоянии. При этом все задачи по степени их сложности можно разбить на три типа. Первый тип - это задачи о нестационарном поле излучения в стационарных средах с неизменными физическими характеристиками. В задачах второго типа учитывается изменение этих характеристик со временем по заданному закону. Наконец, в задачах третьего типа существенно взаимное влияние с течением времени поля излучения и параметров среды. Задачи этого типа существенно нелинейны. Для решения задач первого типа имеется наиболее разработанная теория (см. Соболев [1], Амбарцумян [2], Кейз и Цвайфель [3], Минин [4]). Что касается задач второго и, особенно, третьего типов, то вряд ли можно построить достаточно общую теорию их решения (отдельные примеры решений см., например, в обзорах Нагирнера [5] и Гринина [6]). Что касается численных решений нелинейных нестационарных задач, то они получаются, как правило, методом возмущений, который включает в себя линеаризацию уравнений с последующими итерациями (см. примеры в [6]).

Мы предлагаем общий метод численного решения нестационарных задач.

Метод состоит в том, что если известно решение в некоторый момент времени t (например, в начальный момент), то, представляя интенсивность излучения, а также все величины, зависящие от времени (населенности уровней, кинетическую температуру и т.д.), в виде разложений в ряды Тейлора в окрестности t , можно из уравнения переноса и сопутствующих ему уравнений (уравнения для населенностей, уравнение баланса энергии и т.д.) найти по некоторым рекуррентным соотношениям и все производные этого решения в тот же момент. Затем по ряду Тейлора вычисляется решение в некоторый следующий момент $t + \Delta t$ и так далее. Метод позволяет рассматривать нестационарный перенос излучения "как в стационарных средах, так и в средах, характеристики которых меняются со временем заданным образом. Более того, этим методом можно решать и нелинейные задачи, т.е. такие задачи, в которых поле излучения существенным образом влияет на характеристики среды. При этом не используются какие-либо итерации - все сводится к вычислениям по рекуррентным формулам. В качестве примеров получены решения нескольких задач. В разделах 2-4 рассмотрен нестационарный перенос излучения в изолированной спектральной линии в бесконечных однородных и изотропных средах. При этом учитывалось расширение пространства. В приближении полного перераспределения по частоте (ППЧ) при рассеянии решения найдены как в линейном приближении (разд.2), так и для исходной нелинейной задачи (разд.3). При частичном перераспределении по частоте (ЧПЧ) с функцией R_{μ} решения получены в линейном приближении (разд.4). В качестве примера пространственно-неоднородных задач в разделе 5 рассмотрен нестационарный перенос монохроматического излучения в конечном плоском слое с переменным внешним освещением.

2. Рассеяние в линии при ППЧ: линейное приближение.

Основные уравнения для интенсивности излучения $I(x, t)$ и функции источников $S(t)$ в приближении ППЧ:

$$t_2 \frac{\partial I(x, t)}{\partial t} - \gamma \frac{\partial I(x, t)}{\partial x} = -\phi(x)[I(x, t) - S(t)], \quad (1)$$

$$S(t) = \lambda \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(x') dx' \int_0^{t_1} e^{-(t-t')\gamma_1} I(x', t') \frac{dt'}{t_1} + \tilde{S}_0(t), \quad (2)$$

где $x = (v - v_0)/\Delta v_D$ - смещение от центра линии, измеренное в доплеровских ширинах, $t_2 = 1/(cn_1 k_{12})$ - среднее время между двумя последовательными рассеяниями, γ - безразмерный градиент скорости расширения, $\phi(x)$ - профиль коэффициента поглощения в линии, λ - альbedo однократного рассеяния, t_1 - среднее время, проводимое фотоном в поглощенном состоянии, $\tilde{S}_0(t)$ - функция первичных источников. Вместо уравнения (2) удобнее использовать следующее:

$$t_1 \frac{dS(t)}{dt} = -S(t) + \lambda \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(x) I(x, t) dx + S_0(t), \quad (3)$$

из которого (2) получается интегрированием, причем

$$\tilde{S}_0(t) = S_0(0)e^{-t/t_1} + \int_0^t S_0(t')e^{-(t-t')\gamma/t_1} \frac{dt'}{t_1}. \quad (4)$$

Начальное и граничное условия к уравнению (1): $I(x, 0) = I_0(x)$, $I(+\infty, t) = 0$.

Пусть в некоторый момент времени t_i (например, в начальный момент) известны $I(x, t_i)$ и $S(t_i)$. Запишем при $t > t_i$ разложения в ряд Тейлора

$$I(x, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(t-t_i)^n}{n!} a_n(x), \quad S(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(t-t_i)^n}{n!} s_n, \quad (5)$$

где, очевидно, $a_0(x) = I(x, t_i)$, $s_0 = S(t_i)$. Подстановка этих разложений в уравнения (1) и (3) дает следующие рекуррентные соотношения для совместного определения коэффициентов разложений:

$$a_{n+1}(x) = \gamma \frac{da_n(x)}{dx} - \phi(x) [a_n(x) - s_n], \quad (6)$$

$$as_{n+1} = -s_n + \lambda \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(x) a_n(x) dx + S_0^{(n)}(t_i), \quad (7)$$

где время измеряется в единицах t_2 , и через a обозначено $a = t_1/t_2$. Для $a_n(x)$ как функции x использовалось представление в виде квадратичного сплайна. После определения коэффициентов разложений интенсивность излучения и функция источников вычисляются в следующей точке $t = t_{i+1}$ и процедура повторяется.

Все расчеты проводились для случая доплеровского профиля $\phi(x) = \pi^{-1/2} e^{-x^2}$. На рис. 1 и 2 приведены результаты для двух типов начальных условий:

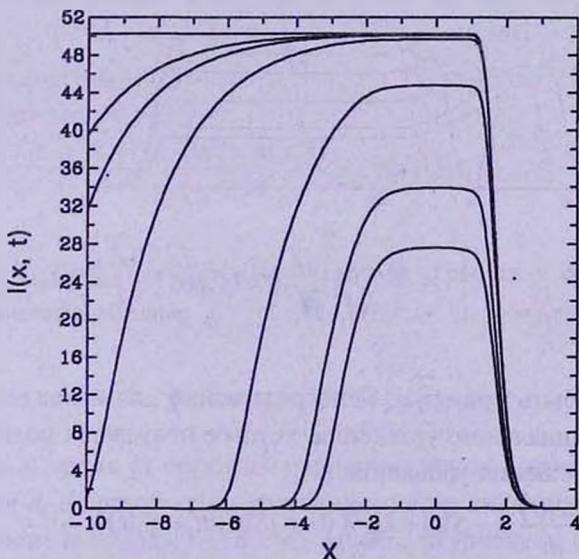


Рис. 1. Эволюция профиля интенсивности излучения при резонансном рассеянии с ППЧ в бесконечной однородно расширяющейся среде. Начальный профиль $I(x, 0) = 0$, функция первичных источников $S_0(t) = 0$ при $t < 0$ и $S_0(t) = 1$ при $t \geq 0$, $t_1 = 0$, $\gamma = 10^{-2}$, $\epsilon = 1 - \lambda = 10^{-2}$. Различные кривые относятся к моментам времени $t/(10^2 t_1) = 1.4, 2, 4, 8, 10, 11, 22$ - в порядке роста интенсивности.

- 1) $I(x, 0) = 0$, $S_0(t) = 0$ при $t < 0$ и $S_0(t) = 1$ при $t \geq 0$,
 2) $I(x, 0) = \phi(x - x_1)$, $S_0(t) = 0$.

Условие 1 соответствует включению первичных источников в момент $t=0$, так что со временем устанавливается стационарное распределение

$$I(x, \infty) = \frac{1 - \exp\left[-\frac{1}{\gamma} \int_x^{+\infty} \phi(x') dx'\right]}{1 - \lambda + \lambda\gamma(1 - e^{-1/\gamma})}. \quad (8)$$

На рис.1 прослежен выход на стационарное распределение на больших временах при $t_1 = 0$.

Условие 2 соответствует "расплыванию" начального распределения со временем. Результаты расчетов для этого случая представлены на рис.2 при $t_1 = 0$. Формирование "горба" на длинноволновом крае профиля связано с "красным" смещением фотонов в расширяющейся среде.

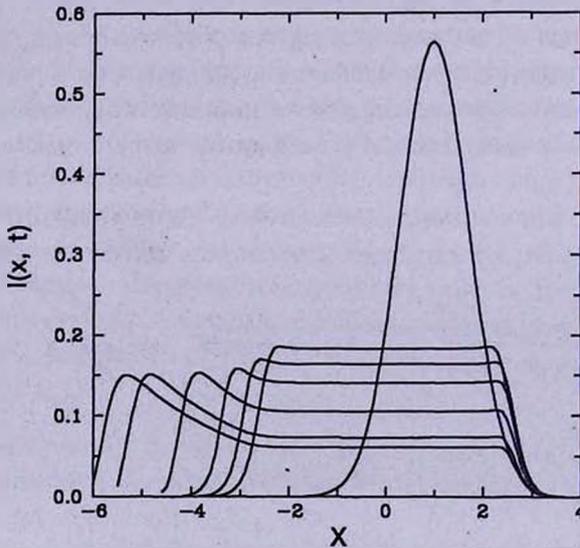


Рис.2. То же, что и на рис.1, но при $I(x, 0) = \pi^{-1/2} e^{-(x-1)^2}$, $S_0(t) = 0$, $\gamma = 10^{-4}$, $\epsilon = 1 - \lambda = 10^{-4}$ ($t/(10^3 t_1) = 0, 1, 3, 7, 15, 25, 30$ - в порядке уменьшения высоты центрального плато).

Метод может быть применен непосредственно для нахождения $S(t)$ из интегро-дифференциального уравнения, которое получается подстановкой в (3) формального решения уравнения (1):

$$t_1 \frac{dS(t)}{dt} = -S(t) + \lambda \int_0^t K(t-t') S(t') dt' + S_0(t), \quad (9)$$

где

$$K(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(x) \phi(x+\gamma\tau) \exp\left[-\frac{1}{\gamma} \int_x^{x+\gamma\tau} \phi(y) dy\right] dx. \quad (10)$$

Из (9) получается следующее рекуррентное соотношение:

$$as_{n+1} = -s_n + S_0^{(n)}(t) + \lambda \int_0^t K^{(n)}(y)S(t-y)dy + \lambda \sum_{m=0}^{n-1} s_m K^{(n-m)}(0), \quad (11)$$

где $K^{(n)}(y)$ - n -ая производная $K(y)$, $n=0, 1, \dots$, причем при $n=0$ последняя сумма отбрасывается.

Метод легко обобщается на случай, когда параметры среды (в рассматриваемой задаче это γ, a и λ) зависят от времени заданным образом. Надо эти параметры также разложить по времени в ряды Тейлора в окрестности t , и подставить их вместе с разложениями (5) в исходные уравнения. В результате вместо соотношений (6) и (7) получатся аналогичные, но с заменой произведений $\gamma a_n(x)$, as_{n+1} и $\lambda a_n(x)$ на свертки коэффициентов разложений соответствующих параметров с коэффициентами разложений интенсивности и функции источников.

3. *Рассеяние в линии при ППЧ: нелинейная задача.* Пусть имеются двухуровневые атомы и максвелловские электроны в плоском слое толщиной z_0 . Предполагается полное перераспределение по частоте при рассеянии. Уравнение переноса:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I(z, \mu, x, t)}{\partial t} + \mu \frac{\partial I(z, \mu, x, t)}{\partial z} = [-n_1 B_{12} I + n_2 (A_{21} + B_{21} I)] \phi(x) \frac{hc}{4\pi v_{th}}, \quad (12)$$

уравнение для населенностей уровней:

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = -n_2 (A_{21} + B_{21} J_{12} + n_e C_{21}) + n_1 (B_{12} J_{12} + n_e C_{12}), \quad (13)$$

где

$$J_{12} = (1/2) \int_{-1}^{+1} d\mu \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(x) I(z, \mu, x, t) dx. \quad (14)$$

Полная концентрация атомов $n_1 + n_2 = n$. Уравнение (12) в стандартной записи имеет вид

$$t_2 \frac{\partial I(\tau, \mu, x, t)}{\partial t} - \mu \frac{\partial I(\tau, \mu, x, t)}{\partial \tau} = -\phi(x) [I(\tau, \mu, x, t) - S(\tau, t)], \quad (15)$$

где

$$t_2^{-1} = ck_{12} n_1 \left(1 - \frac{n_2 g_1}{n_1 g_2} \right), \quad S(\tau, t) = \frac{2h\nu_{12}^3}{c^2} \left(\frac{n_1 g_2}{n_2 g_1} - 1 \right)^{-1}, \quad k_{12} = \frac{hc}{4\pi v_{th}} B_{12}, \quad (16)$$

и

$$d\tau = -k_{12} n_1 \left(1 - \frac{n_2 g_1}{n_1 g_2} \right) dz. \quad (17)$$

Согласно (13) время t_1 , определяемое как величина, обратная выражению в скобках при n_2 в правой части уравнения, также зависит от поля излучения.

Если ввести $\tilde{t}_2 = (cnk_{12})^{-1}$, $d\tilde{\tau} = -nk_{12} dz$, то уравнение (12) переписывается в виде

$$\tilde{t}_2 \frac{\partial I}{\partial t} - \mu \frac{\partial I}{\partial \tilde{\tau}} = -\phi(x) I + \phi(x) \frac{n_2}{n} \left[\left(1 + \frac{g_1}{g_2} \right) I + \frac{g_1}{g_2} \frac{2h\nu_{12}^3}{c^2} \right]. \quad (18)$$

Уравнение (13) можно переписать в виде

$$\tilde{t}_1 \frac{\partial n_2/n}{\partial t} = -\frac{n_2}{n} \left[1 + \left(1 + \frac{g_2}{g_1} \right) \bar{n}_{12} + n_e \frac{C_{21} + C_{12}}{A_{21}} \right] + \frac{g_2}{g_1} \bar{n}_{12} + n_e \frac{C_{12}}{A_{21}}, \quad (19)$$

где $\tilde{t}_1 = 1/A_{21}$, $\bar{n}_{12} = \frac{c^2}{2h\nu_{12}^3} J_{12}$, $C_{12} = C_{21}(g_2/g_1)\exp(-h\nu_{12}/kT)$.

Подстановка разложений n_2/n и $(c^2/2h\nu_{12}^3)I$ в ряды Тейлора по времени в окрестности $t=t_1$ дает для определения этих коэффициентов следующие рекуррентные соотношения:

$$a_{m+1}(\bar{\tau}, \mu, x) = \mu \frac{\partial a_m(\bar{\tau}, \mu, x)}{\partial \bar{\tau}} + \left(1 + \frac{g_1}{g_2} \right) \phi(x) \sum_{k=0}^m C_m^k s_k(\bar{\tau}) a_{m-k}(\bar{\tau}, \mu, x) + \phi(x) \left[\frac{g_1}{g_2} s_m(\bar{\tau}) - a_m(\bar{\tau}, \mu, x) \right] \quad (20)$$

$$\bar{a}_{s_{m+1}}(\bar{\tau}) = -\left(1 + \frac{g_1}{g_2} \right) \sum_{k=0}^m C_m^k s_k(\bar{\tau}) \bar{a}_{m-k}(\bar{\tau}) - \left[1 + n_e \frac{C_{21} + C_{12}}{A_{21}} \right] s_m(\bar{\tau}) + \frac{g_2}{g_1} \bar{a}_m(\bar{\tau}) + n_e \frac{C_{12}}{A_{21}} \delta_{m0}, \quad (21)$$

где $\bar{a} = \tilde{t}_1/\tilde{t}_2$, δ_{m0} - символ Кронекера,

$$\bar{a}_m(\bar{\tau}) = (1/2) \int_{-1}^{+1} d\mu \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(x) a_m(\bar{\tau}, \mu, x) dx. \quad (22)$$

Начальные значения

$$a_0(\bar{\tau}, \mu, x) = \frac{c^2}{2h\nu_{12}^3} I(\bar{\tau}, \mu, x, t_1), \quad s_0(\bar{\tau}) = \frac{n_2}{n} \Big|_{t=t_1}. \quad (23)$$

Параметры: \bar{a} , $\varepsilon = n_e C_{21}/A_{21}$, g_2/g_1 и $h\nu_{12}/kT$.

Для бесконечной однородной изотропно расширяющейся среды с равномерно распределенными температурой и концентрацией атомов и электронов вместо соотношений (20) и (21) имеем

$$a_{m+1}(x) = \gamma \frac{\partial a_m(x)}{\partial x} + \left(1 + \frac{g_1}{g_2} \right) \phi(x) \sum_{k=0}^m C_m^k s_k a_{m-k}(x) + \phi(x) \left[\frac{g_1}{g_2} s_m - a_m(x) \right], \quad (24)$$

$$\bar{a}_{s_{m+1}} = -\left(1 + \frac{g_1}{g_2} \right) \sum_{k=0}^m C_m^k s_k \bar{a}_{m-k} - \left[1 + n_e \frac{C_{21} + C_{12}}{A_{21}} \right] s_m + \frac{g_2}{g_1} \bar{a}_m + n_e \frac{C_{12}}{A_{21}} \delta_{m0}. \quad (25)$$

Результаты расчетов для этого более простого (пространственно однородного)

Таблица 1

ЗАВИСИМОСТЬ НАСЕЛЕННОСТИ ВТОРОГО УРОВНЯ
ОТ ВРЕМЕНИ t (В ЕД. t_2)

t	n_2/n	t	n_2/n	t	n_2/n	t	n_2/n	t	n_2/n
0	0	1000	0.0563	2998	0.1343	10006	0.2824	22000	0.3861
100	0.0076	1400	0.0744	3996	0.1644	12002	0.3075	30000	0.4201
200	0.0139	1800	0.0911	5014	0.1910	14000	0.3284	50000	0.4626
400	0.0256	2000	0.0989	6012	0.2138	16000	0.3462	97457	0.4911
800	0.0466	2398	0.1138	8010	0.2518	18000	0.3614	117457	0.4944

случая приведены в табл.1 для начального условия $I(x, 0) = 0$, $n_2/n = 0$ и при следующих значениях параметров: $h\nu_{12}/kT = 0.1$, $\gamma = 10^{-4}$, $\epsilon = 10^{-4}$, $\bar{a} = 1$, $g_2/g_1 = 4$. Видно, что на больших временах устанавливается стационарное распределение, причем около половины атомов находится на втором уровне.

4. *Рассеяние в линии при ЧПЧ с функцией перераспределения R_{II}* В качестве примера решения нестационарных задач при частичном перераспределении по частоте мы рассмотрим случай функции перераспределения R_{II} , причем пренебрежем для простоты временем нахождения фотона в поглощенном состоянии, хотя это и не принципиально. Распределение первичных источников по частоте возьмем пропорциональным профилю коэффициента поглощения. Тогда в линейном приближении основное уравнение для интенсивности излучения $I(x, t)$ имеет вид

$$\frac{\partial I(x, t)}{\partial t} - \gamma \frac{\partial I(x, t)}{\partial x} = -\phi(x)I(x, t) + \lambda \int_{-\infty}^{+\infty} R_{II}(x, x')I(x', t)dx' + S_0(t)\phi(x), \quad (26)$$

где функция перераспределения (см., например, [7])

$$R_{II}(x, x') = \pi^{-3/2} \int_{|x-x'|/2}^{\infty} e^{-u^2} [\arctg((x+u)/a) - \arctg((x-u)/a)] du, \quad (27)$$

где $\bar{x}(x)$ - большее (меньшее) из x и x' , a - фойгтовский параметр. Профиль коэффициента поглощения фойгтовский:

$$\phi(x) = \frac{a}{\pi^{3/2}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-y^2} \frac{dy}{(y-x)^2 + a^2}. \quad (28)$$

Время t в уравнении (26) измерено в единицах $(ck_{12}n_1)^{-1}$, где n_1 - населенность нижнего уровня, k_{12} - проинтегрированный по профилю линии коэффициент поглощения (см. в предыдущем разделе), γ - безразмерный градиент скорости расширения среды. Функция R_{II} симметрична: $R_{II}(x, x_1) = R_{II}(x_1, x)$, и нормирована так, что

$$\int_{-\infty}^{+\infty} R_{II}(x, x')dx' = \phi(x). \quad (29)$$

Для вычисления интеграла в правой части основного уравнения (26) использовалось представление $I(x, t)$ как функции x в виде квадратичного сплайна:

$$I(x, t) = I_j + b_j(x-x_j) + c_j(x-x_j)^2, \quad x_j \leq x \leq x_{j+1}, \quad j=0, 1, \dots, N, \quad c_j = \frac{b_{j+1} - b_j}{2(x_{j+1} - x_j)}, \quad (30)$$

причем для определения коэффициентов b_j имеется рекуррентное соотношение

$$b_j = -b_{j+1} + 2 \frac{I_{j+1} - I_j}{x_{j+1} - x_j}. \quad (31)$$

Начальная точка по частоте $x_0 < 0$ берется достаточно далекой в длинноволновом крыле. Мы полагаем в последней точке $b_N = 0$. В итоге имеем

$$\int_{-\infty}^{+\infty} R_{II}(x_k, x)I(x, t)dx = \sum_{m=0}^N q_{km} I_m, \quad (32)$$

где

$$q_{k0} = \Delta x_0 (A_{k0} - 2B_{k0} + C_{k0}), \quad (33)$$

$$q_{km} = \Delta x_m (A_{km} - 2B_{km} + C_{km}) + \Delta x_{m-1} C_{km-1} - 2(-1)^m \frac{\Delta x_m + \Delta x_{m-1}}{\Delta x_m \Delta x_{m-1}} \sum_{j=0}^{m-1} (-1)^j (\Delta x_j)^2 (B_{kj} - C_{kj}), \quad 1 \leq m \leq N-1, \quad (34)$$

$$q_{kN} = \Delta x_{N-1} C_{kN-1} - 2 \frac{(-1)^N}{\Delta x_{N-1}} \sum_{j=0}^{N-1} (\Delta x_j)^2 (B_{kj} - C_{kj}). \quad (35)$$

Здесь $\Delta x_j = x_{j+1} - x_j$, $j = 0, 1, \dots, N-1$, а коэффициенты

$$\{A_{kj}, B_{kj}, C_{kj}\} \equiv \int_0^1 R_{II}(x_k, x_j + t \Delta x_j) [1, t, t^2] dt. \quad (36)$$

Входящие сюда интегралы рассчитывались по квадратурной формуле Гаусса с 12-ю узлами.

В результате уравнение (26) принимает вид

$$\frac{dI_k(t)}{dt} = \gamma b_k(t) - \phi_k [I_k(t) - S_0(t)] + \lambda \sum_{m=0}^N q_{km} I_m(t), \quad (37)$$

где $I_k(t) = I(x_k, t)$, $b_k(t) = \partial I(x, t) / \partial x|_{x=x_k}$, $\phi_k = \phi(x_k)$. В последней по частоте точке x_N (в коротковолновом крыле линии) производная интенсивности по частоте b_N полагается равной нулю. Это условие позволяет однозначно определить коэффициенты квадратичного сплайна (которым представляется $I(x, t)$ как функция x) через значения в узлах. В частности имеем

$$b_k(t) = -2 \sum_{m=k}^N (-1)^{m+k} p_{km} I_m(t), \quad (38)$$

где

$$p_{km} = \begin{cases} 0, & m < k, \\ (\Delta x_k)^{-1}, & m = k, \\ (\Delta x_m)^{-1} + (\Delta x_{m-1})^{-1}, & k < m < N, \\ (\Delta x_{N-1})^{-1}, & m = N, \end{cases} \quad (39)$$

$$\Delta x_m = x_{m+1} - x_m.$$

Подстановка в (37) разложения $I_k(t)$ в ряд Тейлора в окрестности некоторого момента времени t_i

$$I_k(t) = I_k(t_i) + \sum_{n=1}^{\infty} a_{nk} \frac{(t-t_i)^n}{n!}, \quad t > t_i, \quad (40)$$

дает для определения коэффициентов a_{nk} следующее рекуррентное (по n) соотношение:

$$a_{n+1k} = -\phi_k (a_{nk} - s_n) + \sum_{m=0}^N \bar{q}_{km} a_{nm}, \quad a_{0k} = I_k(t_i), \quad k = 0, 1, \dots, N, \quad (41)$$

где

$$\bar{q}_{km} = \lambda q_{km} - 2\gamma (-1)^{k+m} p_{km}, \quad s_n = \left. \frac{d^n S_0(t)}{dt^n} \right|_{t=t_i}. \quad (42)$$

Функция $R_{II}(x, x')$ рассчитывалась по программе А.Б.Шнейвайса, который использовал алгоритм, описанный в работе Адамса и др. [8].

Решались две задачи: 1) $I(x, 0) = \pi^{-1/2} e^{-x^2}$, $S_0(t) = 0$ и 2) $I(x, 0) = 0$, $S_0(t) = \gamma\theta(t)$, где $\theta(t)$ - функция единичного скачка. Первая соответствует "расплыванию" начального распределения по частоте в результате многократных рассеяний, вторая - включению стационарных первичных источников и

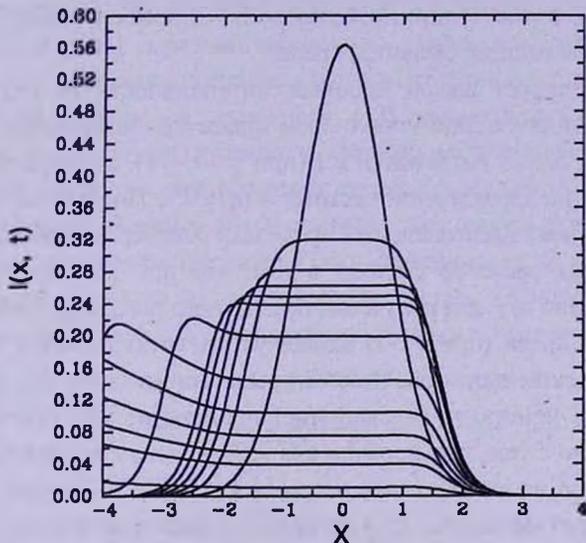


Рис.3. Эволюция профиля интенсивности излучения при резонансном рассеянии с ЧПЧ в бесконечной однородно расширяющейся среде. Начальный профиль $I(x, 0) = \pi^{-1/2} e^{-x^2}$, функция первичных источников $S_0(t) = 0$, $\gamma = 0.01$, $\lambda = 1$, $a = 0.01$. Различные кривые относятся к моментам времени $t/t_1 = 0, 12.5, 25, 37.5, 50, 62.5, 125, 250, 375, 500, 625, 750, 1250$ - в порядке уменьшения высоты центрального плато.

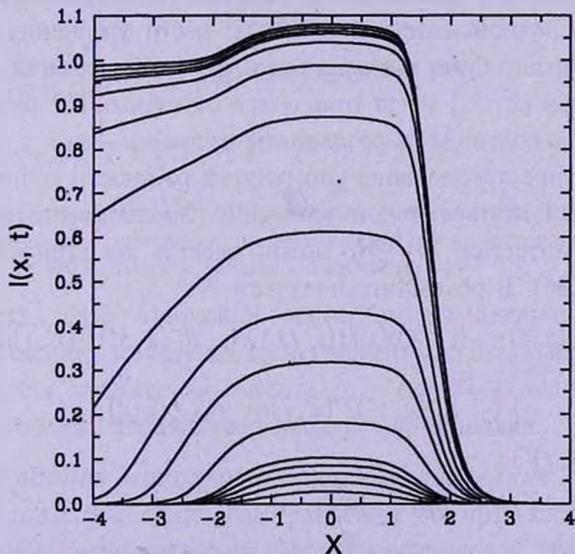


Рис.4. То же, что и на рис.3, но при $I(x, 0) = 0$ и $S_0(t) = 0$ при $t < 0$ и $S_0(t) = \gamma$ при $t \geq 0$ ($t/t_1 = 6.25, 12.5, 18.75, 25, 31.25, 62.5, 125, 188, 312, 625, 938, 1250, 1500-3750$ - в порядке увеличения высоты центрального плато).

установлению со временем стационарного распределения интенсивности излучения по частоте. На рис.3 представлено решение первой задачи, а на рис.4 - второй.

Как видно из рис.3, расширение среды препятствует расплыванию профиля в коротковолновую сторону и приводит к появлению "горба" в длинноволновой части профиля. Это связано с перекачкой фотонов из коротковолнового крыла в длинноволновое из-за доплеровского смещения частоты фотонов в расширяющейся среде.

Рис.4 демонстрирует выход профиля интенсивности на стационарное распределение, которое в длинноволновом крыле при выбранных значениях параметров ($\lambda = 1$, $S_0 = \gamma$) стремится к 1 (при $x \rightarrow -\infty$), а в коротковолновом резко обрывается на характерной частоте $\propto (a/\gamma)^{1/3}$. Подробные численные расчеты стационарных распределений проделали Хаммер и Райбики [9]. Одна из трудностей этих расчетов состоит в том, что при достаточно больших величинах отношения a/γ для получения правильного поведения интенсивности в длинноволновом крыле (при $x < -2$) начальную точку по частоте x_0 приходится брать в очень далеком длинноволновом крыле линии ($x_0 \ll -2$), хотя выход интенсивности на константу (насыщение) происходит уже при $x > -2$ (при $\lambda = 1$). Это связано с тем, что нормировка (29) должна выполняться с очень высокой точностью на выбранном интервале $[x_0, x_N]$, а поскольку в крыльях функция R_{II} убывает медленно, то и приходится выбирать начальную точку в очень далеком длинноволновом крыле (положение конечной точки в коротковолновом крыле не так существенно, так как здесь интенсивность резко убывает к нулю). Правильность такого вывода была подтверждена следующим численным экспериментом. Если рассчитывать $\phi(x)$ не по отдельной программе, а использовать ее представление (29) через функцию R_{II} и вычислять так же, как и основной интеграл в правой части уравнения (26), тогда упомянутая нормировка будет выполняться точно (хотя значения $\phi(x)$ вблизи концов промежутка $[x_0, x_N]$ могут отличаться от точных в 2 раза) и можно выбрать x_0 не очень большим по абсолютной величине.

Более аккуратное преодоление упомянутой трудности состоит в явном выделении в правой части основного уравнения (26) слагаемого, содержащего нормировочный интеграл (29). Это можно сделать, интегрируя по частям в правой части (26). В результате получаем

$$\frac{\partial I(x, t)}{\partial t} - \gamma I'(x, t) = -(1 - \lambda)\phi(x)I(x, t) - \lambda \int_{-\infty}^x R_1^-(x, x') I'(x', t) dx' + \\ + \lambda \int_x^{+\infty} R_1^+(x, x') I'(x', t) dx' + S_0(t)\phi(x), \quad (43)$$

где $I'(x, t) = \partial I(x, t) / \partial x$,

$$R_1^-(x, x') \equiv \int_{-\infty}^x R_{II}(x, y) dy = \\ = \pi^{-3/2} \int_{(x-x)\sqrt{2}}^{\infty} e^{-u^2} \left[(x'+u) \left(\arctg \frac{x'+u}{a} - \arctg \frac{x-u}{a} \right) - \frac{a}{2} \ln \frac{(x'+u)^2 + a^2}{(x-u)^2 + a^2} \right] du, \quad x' \leq x, \quad (44)$$

$$R_1^{\pm}(x, x') \equiv \int_x^{x'} R_{II}(x, y) dy =$$

$$= \pi^{-3/2} \int_{|x'-x|/2}^{\infty} e^{-u^2} \left[(u-x') \left(\operatorname{arctg} \frac{x+u}{a} - \operatorname{arctg} \frac{x'-u}{a} \right) - \frac{a}{2} \ln \frac{(x+u)^2 + a^2}{(x'-u)^2 + a^2} \right] du, \quad x' \geq x. \quad (45)$$

При численном решении уравнения (43) уже не возникает упомянутых выше потерь точности. Результаты решения в стационарном случае при $S_0 = \gamma$, $\lambda = 1$, $a = 0.01$ и разных значениях γ приведены на рис.5. При этом интенсивность излучения представлялась квадратичным сплайном по частоте, интегралы по сплайну в уравнении (43) вычислялись аналитически, а оставшиеся однократные интегралы (входящие в определения $R_1^{\pm}(x, x')$) вычислялись численно при помощи стандартной адаптивной программы QUANC8. Следует отметить, что в стационарном случае при $\lambda = 1$ уравнение (43) содержит только производную $\Gamma(x)$ интенсивности по частоте. Обращает на себя внимание немонотонность поведения $\Gamma(x)$ при $-4 < \log \gamma < 0$, отмеченная в [9], где указано, что аналогичная немонотонность имеет место и при $a=0$.

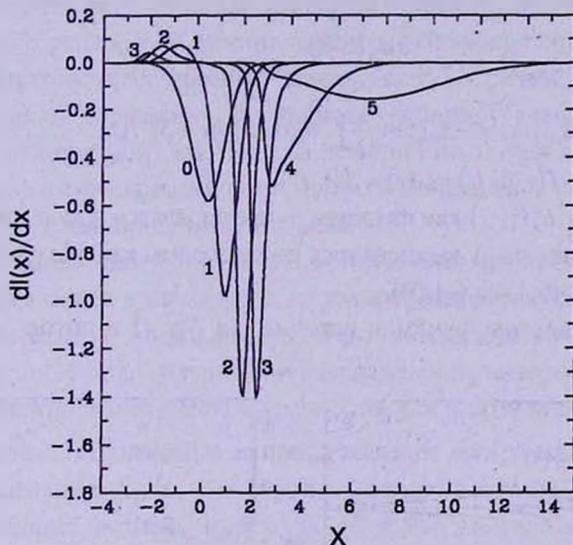


Рис.5. Профили производной интенсивности излучения при резонансном рассеянии с ЧПЧ в бесконечной однородно расширяющейся среде (стационарный случай) при $S_0 = \gamma$, $\lambda = 1$, $a = 0.01$. Числа у кривых - значения $-\log \gamma$.

Из рис.5 также следует, что резкий "обрыв" интенсивности в коротковолновую сторону происходит в том случае, когда градиент достаточно мал, но не слишком мал, так чтобы характерная частота $x_\gamma \propto (a/\gamma)^{1/3}$ находилась в пределах доплеровского ядра профиля коэффициента поглощения.

5. *Изотропное монохроматическое рассеяние в плоском слое конечной толщины.* Основные уравнения для интенсивности излучения $I(\tau, \mu, t)$ и функции источников $S(\tau, t)$ на оптической глубине τ в момент времени t :

$$t_2 \frac{\partial I(\tau, \mu, t)}{\partial t} - \mu \frac{\partial I(\tau, \mu, t)}{\partial \tau} = -I(\tau, \mu, t) + S(\tau, t), \quad (46)$$

$$t_1 \frac{\partial S(\tau, t)}{\partial t} = -S(\tau, t) + \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^{+1} I(\tau, \mu, t) d\mu + S_0(\tau, t), \quad (47)$$

где μ - косинус угла с внешней нормалью, t_1 и t_2 - средние времена пребывания фотона в поглощенном состоянии и между рассеяниями соответственно, $S_0(\tau, t)$ - функция первичных источников. Использовались начальные и граничные условия двух типов:

- 1) $S_0(\tau, t) \neq 0$, $I(0, \mu, t) = 0$ при $\mu < 0$, $I(\tau_0, \mu, t) = 0$ при $\mu > 0$,
- 2) $S_0(\tau, t) = 0$, а $I(0, \mu, t)$ при $\mu < 0$ и $I(\tau_0, \mu, t)$ при $\mu > 0$ - заданные функции t и μ .

Подстановка разложений

$$I(\tau, \mu, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(t-t_1)^n}{n!} a_n(\tau, \mu), \quad S(\tau, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(t-t_1)^n}{n!} s_n(\tau) \quad (48)$$

в уравнения дает для определения коэффициентов следующие рекуррентные соотношения:

$$a_{n+1}(\tau, \mu) = \mu \frac{\partial a_n(\tau, \mu)}{\partial \tau} - a_n(\tau, \mu) + s_n(\tau), \quad (49)$$

$$as_{n+1}(\tau) = -s_n(\tau) + \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^{+1} a_n(\tau, \mu) d\mu + S_0^{(n)}(\tau), \quad (50)$$

причем $a_0(\tau, \mu) = I(\tau, \mu, t_1)$, $s_0(\tau) = S(\tau, t_1)$.

Коэффициент $a_n(\tau, \mu)$ как функция τ представлялся в виде квадратичного сплайна. Интегралы по μ вычислялись по гауссовым квадратурам (раздельно по промежуткам $(0, 1)$ и $(-1, 0)$).

На рис.6 приведены функция источников $S(\tau, t)$ и поток $F(\tau)$

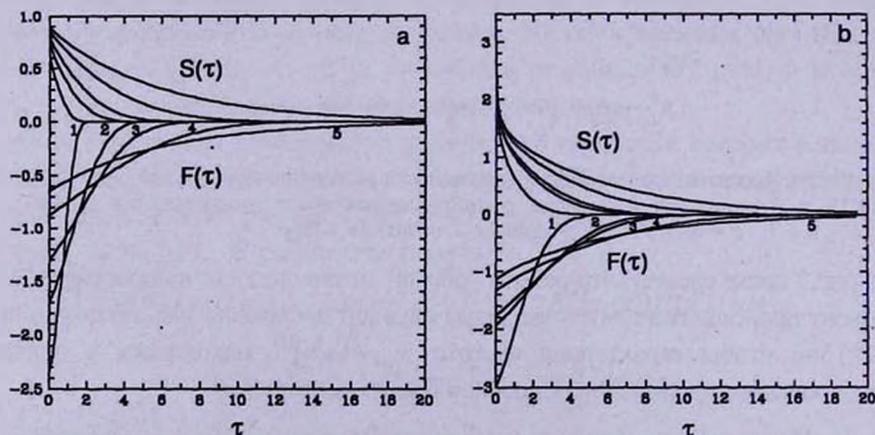


Рис.6. Эволюция распределений функции источников $S(\tau)$ и потока $F(\tau)$ при монохроматическом изотропном рассеянии в слое оптической толщины $\tau_0 = 100$ с $\epsilon = 10^{-2}$, $t_1 = 0$ при включении в момент $t=0$ внешнего освещения границы $\tau=0$ излучением с интенсивностью: а) $L(\mu) = 1$, б) $L(\mu) = 1/|\mu|$. Числа 1, 2, 3, 4 и 5 у кривых соответствуют моментам времени $t/t_1 = 1.87, 5.15, 10.2, 30.3, 257$ (случай а) и $5.14, 15.2, 19.5, 51.5, 275$ (случай б).

$$F(\tau, t) = 2\pi \int_{-1}^{+1} I(\tau, \mu, t) \mu d\mu \quad (51)$$

как функции τ в слое оптической толщины $\tau_0 = 100$ без внутренних источников при $\epsilon = 1 - \lambda = 0.01$ для случая включения в момент $t=0$ внешнего освещения на границе $\tau = 0$ (кривые с отрицательными ординатами соответствуют потоку, а с положительными - функции источников). Рис.6а соответствует изотропному освещению с единичной интенсивностью, а рис.6б - анизотропному освещению с интенсивностью $I(0, \mu, t) = 1/|\mu|$. С течением времени функция источников растет, а поток на границе уменьшается по абсолютной величине. На достаточно больших временах решения выходят с высокой точностью на стационарный режим.

6. *Заключение.* Из рассмотренных выше примеров видно, что в отличие от аналитических решений численные решения нестационарных задач (особенно нелинейных) оказывается получить проще, чем решения соответствующих стационарных задач. Объяснение с математической точки зрения состоит в том, что нестационарные решения - это решения эволюционного типа: текущее решение целиком определяется решением в предыдущий момент, тогда как стационарные решения в теории переноса излучения это, как правило, - решения двухточечных краевых задач. Таким образом, может оказаться целесообразным получение численного решения стационарной задачи (особенно, нелинейной) как предела решения нестационарной задачи. При этом для уменьшения времени счета можно использовать в качестве начального какое-либо хорошее приближенное решение.

Предложенный нами численный метод можно применять и для решения других кинетических уравнений, а не только уравнения переноса излучения. Например, в задаче о многократном комптоновском рассеянии можно учесть взаимное влияние поля излучения и распределения электронов по скоростям, решив совместно кинетические уравнения для фотонов и электронов.

Благодарю А.Б.Шнейвайса за предоставление программы расчета функции перераспределения $R_{II}(x, x')$. Работа выполнена при поддержке по гранту РФФИ "Ведущие научные школы" 00-15-96607, по федеральной программе "Астрономия" и по программе "Интеграция".

Астрономический институт им. В.В.Соболева, Санкт-Петербургский государственный университет, Россия

NEW METHOD FOR NUMERICAL SOLUTION OF
NONSTATIONARY RADIATIVE TRANSFER PROBLEMS

S.I.GRACHEV

We propose a general numerical method to solve any nonstationary radiative transfer problem. The essence of the method is as follows. Suppose we know solution at some time moment t (for example, at the initial moment). Then, we represent radiation intensity, as well as all quantities depending on time (occupation numbers, kinetic temperature, etc.), as Taylor expansions in the vicinity of t . By substituting these expansions into the transfer equation and related equations (for occupation numbers, energy balance, etc.) we get some recurrent relations to obtain all the coefficients of the expansions, i.e. all time derivatives of all time dependent quantities at the moment t . So, using Taylor expansions, we can calculate solution at some next moment $t + \Delta t$ and so on. The method allows to consider nonstationary radiative transfer in stationary media as well as in media with properties depending on time by given law. Moreover this method allows to solve nonlinear problems, i.e. the problems in which the radiation field has an essential effect on the properties of the medium. It must be stressed that there are no iterations in this method: all that we do are the calculations through some recurrent relations. As the examples we present solutions of several problems both linear and nonlinear.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В.В.Соболев*, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, ГИТТЛ, М., 1956.
2. *В.А.Амбарцумян*, Научные труды, т.3, Ереван, 1988.
3. *К.Кейз, П.Цвайфель*, Линейная теория переноса, Мир, М., 1972. (Пер. с англ.: *K.M.Case, P.F.Zweifel*, Linear Transport Theory, Addison-Wesley. Reading. Mass. 1967.)
4. *И.Н.Минин*, Теория переноса излучения в атмосферах планет, Наука, М., 1988.
5. *Д.И.Нагурнер*, *Астрофизика*, **10**, 445, 1974.
6. *В.П.Гринин*, Труды астрон. обсерв. СПбГУ, **44**, 236, 1994.
7. *D.G.Hummer*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **125**, 21, 1962.
8. *T.F.Adams, D.G.Hummer, G.B.Rybicki*, *JQSRT*, **11**, 1365, 1971.
9. *D.G.Hummer, G.B.Rybicki*, *Astrophys. J.*, **387**, 248, 1992.

УДК: 52+530.145+519.222

РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ СЛОЕ, ОГРАНИЧЕННОМ С ОБЕИХ СТОРОН ДВУМЯ РАЗЛИЧНЫМИ ОДНОРОДНЫМИ ПОЛУБЕСКОНЕЧНЫМИ СРЕДАМИ

А.Ж.ХАЧАТРЯН¹, Д.М.СЕДРАКЯН², Н.М.ИСПИРЯН²

Поступила 1 июня 2001

В настоящей работе рассматривается задача прохождения плоской электромагнитной волны через произвольный неоднородный диэлектрический слой, граничащий с обеих сторон с двумя различными однородными полубесконечными средами. Получены алгебраические соотношения между амплитудами прохождения и отражения (амплитуды рассеяния) для рассматриваемой задачи и амплитудами рассеяния волны, когда слой граничит с обеих сторон с вакуумом. Доказано, что для s и p поляризованных полей задача рассеяния (граничная задача) может быть сформулирована как задача Коши непосредственно для s и p волновых уравнений. Показано также, что задача нахождения значения поля внутри слоя, в общем случае, также сводится к задаче Коши.

1. *Введение.* Как известно, разработка методов описания переноса лучистой энергии в среде со сложно меняющимися характеристиками является одной из актуальных задач теории волн [1-4] и имеет важное значение для различных прикладных задач астрофизики [1,2]. Основываясь на методе В.А.Амбарцумяна "о добавлении слоя к среде", в работах [5,6] была рассмотрена задача рассеяния плоской электромагнитной волны, падающей наклонно на произвольный одномерный диэлектрический слой, граничащий с обеих сторон с вакуумом.

В данной работе нами рассматривается та же самая задача для случая, когда одномерный диэлектрический слой граничит с обеих сторон с двумя однородными диэлектрическими средами. Более того, в работе предлагается метод для определения значения поля внутри слоя. Диэлектрическая константа для рассматриваемой задачи может быть представлена как

$$\epsilon(x) = \begin{cases} \epsilon_1, & x < 0, \\ \epsilon(x), & 0 < x < d, \\ \epsilon_2, & x > d, \end{cases} \quad (1)$$

где $\epsilon(x)$ - произвольная функция и, в общем случае ϵ_1, ϵ_2 различны.

Пусть волновой вектор падающей волны \vec{k} расположен в плоскости (x, y) . Тогда, рассматривая электрическую и магнитную компоненты поля как реальные части комплексных векторов $\vec{E} \exp\{-i\omega t\}$ и $\vec{H} \exp\{-i\omega t\}$, пространственную зависимость \vec{E} и \vec{H} можно записать в виде

$$\vec{E}(\vec{r}) = \begin{cases} \vec{E}_0 \exp\{i\vec{k}\vec{r}\} + \vec{E}_r \exp\{i\vec{k}_r\vec{r}\}, & x < 0, \\ \vec{E}_t \exp\{i\vec{k}_t\vec{r}\}, & x > 0, \end{cases} \quad (2)$$

где \vec{E}_0 , \vec{E}_r и \vec{E}_t являются амплитудами падающей, отраженной и прошедшей волн соответственно. Отметим, что аналогичное (2) поведение имеет также магнитная компонента поля. Обозначая угол падения через α , волновые векторы падающей и отраженной волн можно представить

$$\vec{k} = k_1 \cos\alpha \vec{e}_1 + k_1 \sin\alpha \vec{e}_2 \quad \text{и} \quad \vec{k}_r = -k_1 \cos\alpha \vec{e}_1 + k_1 \sin\alpha \vec{e}_2, \quad (3)$$

где $k_1 = \omega\sqrt{\epsilon_1}/c$ и \vec{e}_1 , \vec{e}_2 , \vec{e}_3 являются базисными векторами. Вследствие сохранения плотности потока энергии электромагнитной волны, волновой вектор прошедшей волны не зависит от показателя преломления слоя и определяется только углом падения и показателями преломления первой и второй полубесконечных сред:

$$\vec{k}_t = k_2 \cos\beta \vec{e}_1 + k_2 \sin\beta \vec{e}_2, \quad (4)$$

где β - угол преломления ($\sqrt{\epsilon_1} \sin\alpha = \sqrt{\epsilon_2} \sin\beta$) и $k_2 = \omega\sqrt{\epsilon_2}/c$.

Как известно, произвольно поляризованная плоская волна может быть представлена как суперпозиция так называемых s и p - поляризованных волн. Для s - поля вектор электрического поля находится в плоскости, параллельной плоскости слоя ($\vec{E} = (0, 0, E)$). В случае p - поля электрический вектор расположен в плоскости падения, соответственно магнитная компонента параллельна плоскости слоя ($\vec{H} = (0, 0, H)$). Рассматривая для s и p волн $E = E^s(x)V(y)$ и $H = H^p(x)U(y)$, из уравнений Максвелла и асимптотического условия (2), можно для $E^s(x)$ и $H^p(x)$ записать следующие волновые уравнения [1]:

$$\frac{d^2 E^s(x)}{dx^2} + \frac{\omega^2}{c^2} (\epsilon(x) - \epsilon_1 \sin^2\alpha) E^s(x) = 0, \quad (5)$$

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{1}{\epsilon(x)} \frac{dH^p(x)}{dx} \right) + \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{\epsilon_1 \sin^2\alpha}{\epsilon(x)} \right) H^p(x) = 0. \quad (6)$$

Отметим, что, согласно закону преломления, член $\epsilon_1 \sin^2\alpha$ в (5) и (6) можно было записать в виде $\epsilon_2 \sin^2\beta$. Последнее обстоятельство выражает тот факт, что угол преломления β не зависит от параметров слоя (толщины слоя и его показателя преломления) и определяется исключительно только углом падения α и диэлектрическими константами первой и второй полубесконечных сред ϵ_1, ϵ_2 .

Используя граничные условия (2), для комплексных амплитуд прохождения и отражения для s и p волн можно записать

$$T_{1,2}^s = \frac{E_t^s}{E_0^s}, \quad R_{1,2}^s = \frac{E_r^s}{E_0^s}, \quad \text{и} \quad T_{1,2}^p = \frac{H_t^p}{H_0^p}, \quad R_{1,2}^p = \frac{H_r^p}{H_0^p}. \quad (7)$$

Задача заключается в определении амплитуд рассеяния (7) в зависимости от угла падения α для произвольно заданного показателя преломления

$n(x) = \sqrt{\epsilon(x)}$ (1). Используя уравнения (5), (6), легко убедиться, что следующие величины, составленные из электрической и магнитной компонент поля для s и p волн, не зависят от x :

$$E^s \frac{d(E^s)^*}{dx} - (E^s)^* \frac{dE^s}{dx} = \text{const}, \quad (8)$$

$$\frac{1}{\epsilon(x)} \left[H^p \frac{d(H^p)^*}{dx} - (H^p)^* \frac{dH^p}{dx} \right] = \text{const}. \quad (9)$$

Условия (8), (9) выражают закон сохранения плотности потока электромагнитной волны для s и p волн соответственно. Используя асимптотическое поведение поля левее и правее от слоя, из (8), (9) между амплитудами прошедшей и отраженных волн могут быть установлены следующие соотношения:

$$k_1 \cos\alpha \left(|E_0^s|^2 - |E_r^s|^2 \right) = k_2 \cos\beta |E_t^s|^2, \quad (10)$$

$$\frac{k_1 \cos\alpha}{\epsilon_1} \left(|H_0^p|^2 - |H_r^p|^2 \right) = \frac{k_2 \cos\beta}{\epsilon_2} |H_t^p|^2. \quad (11)$$

Обозначая через $T_{s,p}$ и $R_{s,p}$ коэффициенты прохождения и отражения для s и p волн, из (10), (11) и (7) получим

$$R_s = |R_{1,2}^s|^2, \quad R_p = |R_{1,2}^p|^2 \quad \text{и} \quad T_s = \frac{k_2 \cos\beta}{k_1 \cos\alpha} |T_{1,2}^s|^2, \quad T_p = \frac{k_1 \cos\beta}{k_2 \cos\alpha} |T_{1,2}^p|^2. \quad (12)$$

Во втором разделе показано, что задача рассеяния электромагнитной волны на диэлектрическом слое, расположенном между двумя однородными полубесконечными средами, может быть сведена к задаче рассеяния волны на том же слое, граничащем с обеих сторон с вакуумом. Получены алгебраические соотношения между амплитудами рассеяния волны для этих двух задач. Далее, в третьем разделе показано, что рассматриваемая задача в общем виде может быть сформулирована как задача Коши для волнового уравнения. В четвертом разделе рассматривается задача определения волнового поля во всем пространстве. В заключении обсуждаются результаты работы.

2. Задача рассеяния на диэлектрическом слое, находящемся между двумя однородными полубесконечными средами. Рассмотрим задачу рассеяния плоской электромагнитной волны на слое с произвольной диэлектрической константой $\epsilon(x)$, заключенной между двумя различными полубесконечными средами с диэлектрическими константами ϵ_1 и ϵ_2 (1). Общие решения уравнений (5) и (6) в областях $x < 0$ и $x > d$ можно записать в виде

$$\begin{cases} A^{s,p} \exp\{ik_{1x}x\} + B^{s,p} \exp\{-ik_{1x}x\} & x < 0, \\ C^{s,p} \exp\{ik_{2x}x\} + D^{s,p} \exp\{-ik_{2x}x\} & x > d, \end{cases} \quad (13)$$

где $k_{1x} = k_1 \cos\alpha$, $k_{2x} = k_2 \cos\beta$. Тогда, согласно методу матриц переноса [3,4], между коэффициентами решения (13) существует линейная связь:

$$\begin{pmatrix} C^{s,p} \\ D^{s,p} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_{1,x}^{s,p} & (1/T_{1,2}^{s,p})^* \\ k_{2,x}^{s,p} & -R_{1,2}^{s,p}/T_{1,2}^{s,p} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (-R_{1,2}^{s,p}/T_{1,2}^{s,p})^* \\ 1/T_{1,2}^{s,p} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A^{s,p} \\ B^{s,p} \end{pmatrix}, \quad (14)$$

где $T_{1,2}^{s,p}$ и $R_{1,2}^{s,p}$ являются амплитудами прохождения и отражения для s и p волн (7), соответственно. Заметим, что в случае s поляризованной $k_{1,x}^s = k_{1,x}$, $k_{2,x}^s = k_{2,x}$ и для p - волны $k_{1,x}^p = k_{1,x}/\epsilon_1$ и $k_{2,x}^p = k_{2,x}/\epsilon_2$.

Введем следующие матрицы переноса:

$$Q_{1,0}^{s,p} = \frac{k_{1,x}}{k_{0,x}} \begin{pmatrix} (1/t_{1,0}^{s,p})^* & (-r_{1,0}^{s,p}/t_{1,0}^{s,p})^* \\ -r_{1,0}^{s,p}/t_{1,0}^{s,p} & 1/t_{1,0}^{s,p} \end{pmatrix} \text{ и } Q_{0,2}^{s,p} = \frac{k_{0,x}}{k_{2,x}} \begin{pmatrix} (1/t_{0,2}^{s,p})^* & (-r_{0,2}^{s,p}/t_{0,2}^{s,p})^* \\ -r_{0,2}^{s,p}/t_{0,2}^{s,p} & 1/t_{0,2}^{s,p} \end{pmatrix}, \quad (15)$$

где $k_{0,x} = \omega/c \cos \gamma$ и $\sin \gamma = \sqrt{\epsilon_1} \sin \alpha = \sqrt{\epsilon_2} \sin \beta$. В (15) $t_{1,0}^s$, $r_{1,0}^s$ ($t_{0,2}^s$, $r_{0,2}^s$) являются амплитудами прохождения и отражения электромагнитной волны для первой полубесконечной среды, когда справа от нее вакуум (для второй полубесконечной среды, когда слева от нее вакуум). Амплитуды $t_{1,0}^{s,p}$, $r_{1,0}^{s,p}$ и $t_{0,2}^{s,p}$, $r_{0,2}^{s,p}$ можно записать в виде

$$\frac{1}{t_{0,2}^s} = \frac{k_{0,x} + k_{2,x}}{2k_{0,x}} \exp\{i(k_{2,x} - k_{0,x})d\}, \quad \frac{r_{0,2}^s}{t_{0,2}^s} = \frac{k_{0,x} - k_{2,x}}{2k_{0,x}} \exp\{i(k_{2,x} + k_{0,x})d\}, \quad (16)$$

$$\frac{1}{t_{0,2}^p} = \frac{\epsilon_2 k_{0,x} + k_{2,x}}{2\epsilon_2 k_{0,x}} \exp\{i(k_{2,x} - k_{0,x})d\}, \quad \frac{r_{0,2}^p}{t_{0,2}^p} = \frac{\epsilon_2 k_{0,x} - k_{2,x}}{2\epsilon_2 k_{0,x}} \exp\{i(k_{2,x} + k_{0,x})d\}. \quad (17)$$

Выражения для $t_{1,0}^s$, $r_{1,0}^s$ получаются из (16) подстановкой $d=0$, с последующей заменой k_{1x} на k_x и k_{2x} на k_x . Выражения для $t_{1,0}^p$, $r_{1,0}^p$ получаются из (17) подстановкой $d=0$, с последующей заменой $\epsilon_2 k_{0,x}$ на k_{1x} и k_{2x} на $\epsilon_1 k_{0,x}$.

Согласно подходу, развитому в работах [5,7], матрица переноса для всей системы (14) может быть представлена как произведение матриц (15) и матрицы переноса слоя, граничащего с обеих сторон с вакуумом:

$$U_{1,2}^{s,p} = Q_{0,2}^{s,p} U^{s,p} Q_{1,0}^{s,p}, \quad (18)$$

где $U^{s,p}$ - матрица переноса для слоя, граничащего с обеих сторон с вакуумом:

$$U^{s,p} = \begin{pmatrix} (1/T^{s,p})^* & (-R^{s,p}/T^{s,p})^* \\ -R^{s,p}/T^{s,p} & 1/T^{s,p} \end{pmatrix}, \quad (19)$$

где $T^{s,p}$, $R^{s,p}$ являются амплитудами прохождения и отражения s и p волн для слоя, граничащего с обеих сторон с вакуумом.

Используя (16)-(19), между амплитудами рассеяния $T_{1,2}^{s,p}$, $R_{1,2}^{s,p}$ и $T^{s,p}$, $R^{s,p}$ можно установить алгебраические соотношения. Для случая s - волн эти соотношения имеют вид

$$\frac{1}{T_{1,2}^s} = \frac{\exp\{ik_{2,x}d\}}{4k_{1,x}k_{0,x}} \left[(k_{2,x} - k_{0,x})(k_{0,x} - k_{1,x})a^s + (k_{2,x} + k_{0,x})(k_{0,x} + k_{1,x})(a^s)^* + (k_{0,x} + k_{2,x})(k_{1,x} - k_{0,x})b^s + (k_{0,x} - k_{2,x})(k_{0,x} + k_{1,x})(b^s)^* \right], \quad (20)$$

$$\frac{R_{1,2}^s}{T_{1,2}^s} = \frac{\exp\{ik_{2x}d\}}{4k_{1x}k_{0x}} \left[(k_{0x} - k_{2x})(k_{0x} + k_{1x})a^s + (k_{1x} - k_{0x})(k_{0x} + k_{2x})(a^s)^* + \right. \\ \left. + (k_{0x} + k_{2x})(k_{0x} + k_{1x})b^s + (k_{2x} - k_{0x})(k_{0x} - k_{1x})(b^s)^* \right], \quad (21)$$

где

$$a^s = \exp\{ik_{0x}d\}/(T^s)^*, \quad b^s = R^s \exp\{-ik_{0x}d\}/T^s. \quad (22)$$

Для случая p -волн соотношения имеют вид

$$\frac{1}{T_{1,2}^p} = \frac{\exp\{ik_{2x}d\}}{4\varepsilon_2 k_{1x}k_{0x}} \left[(k_{2x} - \varepsilon_2 k_{0x})(\varepsilon_1 k_{0x} - k_{1x})a^p + \right. \\ \left. + (k_{2x} + \varepsilon_2 k_{0x})(\varepsilon_1 k_{0x} + k_{1x})(a^p)^* + (\varepsilon_2 k_{0x} + k_{2x})(k_{1x} - \varepsilon_1 k_{0x})b^p + \right. \\ \left. + (\varepsilon_2 k_{0x} - k_{2x})(\varepsilon_1 k_{0x} + k_{1x})(b^p)^* \right], \quad (23)$$

$$\frac{R_{1,2}^p}{T_{1,2}^p} = \frac{\exp\{ik_{2x}d\}}{4\varepsilon_2 k_{1x}k_{0x}} \left[(\varepsilon_2 k_{0x} - k_{2x})(\varepsilon_1 k_{0x} + k_{1x})a^p + \right. \\ \left. + (k_{1x} - \varepsilon_1 k_{0x})(\varepsilon_2 k_{0x} + k_{2x})(a^p)^* + (\varepsilon_2 k_{0x} + k_{2x})(\varepsilon_1 k_{0x} + k_{1x})b^p + \right. \\ \left. + (k_{2x} - \varepsilon_2 k_{0x})(\varepsilon_1 k_{0x} - k_{1x})(b^p)^* \right], \quad (24)$$

где

$$a^p = \exp\{ik_{0x}d\}/(T^p)^*, \quad b^p = R^p \exp\{-ik_{0x}d\}/T^p. \quad (25)$$

Как следует из полученного результата (20) - (25), задача определения амплитуд рассеяния $T_{1,2}^{s,p}$, $R_{1,2}^{s,p}$ для слоя, заключенного между двумя различными однородными полубесконечными средами, сводится к задаче определения амплитуд рассеяния $T^{s,p}$, $R^{s,p}$ для того же слоя, граничащего с обеих сторон с вакуумом. Заметим, что в случае нормального падения ($R^s = -R^p$, $T^s = T^p$) между амплитудами рассеяния электрической компоненты s -волны $T_{1,2}^s$, $R_{1,2}^s$ и амплитудами рассеяния магнитной компоненты p -волны $T_{1,2}^p$, $R_{1,2}^p$ существует связь $R_{1,2}^s = -R_{1,2}^p$, $\sqrt{\varepsilon_2} T_{1,2}^s = \sqrt{\varepsilon_1} T_{1,2}^p$. Из последнего непосредственно следует, что в случае нормального падения $\alpha = \beta$ коэффициенты прохождения и отражения для s и p (12) волн равны друг другу.

3. Задача рассеяния как задача Коши для волнового уравнения.

В разделе 2 было показано, что между амплитудами рассеяния электромагнитной волны, падающей на диэлектрический слой, помещенный между двумя однородными полубесконечными средами, и амплитудами рассеяния волны, когда слой граничит с обеих сторон с вакуумом, существуют алгебраические соотношения (см. формулы (20)-(25)). Как будет показано ниже, задача определения $T_{1,2}^{s,p}$, $R_{1,2}^{s,p}$ в общем виде, может быть сформулирована как задача Коши непосредственно для волновых уравнений (5), (6).

Согласно подходу, развитому в [5,6], амплитуды рассеяния $T^{s,p}$, $R^{s,p}$ слоя с непрерывным показателем преломления ($\varepsilon(x)$ - непрерывная функция)

и граничащего с обеих сторон с вакуумом могут быть выражены через значения реальных функций $P_{1,2}^{s,p}(x)$, $N_{1,2}^{s,p}(x)$ в точке $x=d$ с помощью следующих формул [9]:

$$\frac{1}{T^{s,p}} = \frac{1}{2} \exp\{ik_{0x}d\} \left[(P_1^{s,p}(d) + N_2^{s,p}(d)) - i(N_1^{s,p}(d) - P_2^{s,p}(d)) \right], \quad (26)$$

$$\frac{R^{s,p}}{T^{s,p}} = -\frac{1}{2} \exp\{ik_{0x}d\} \left[(H_1^{s,p}(d) - P_2^{s,p}(d)) - i(N_1^{s,p}(d) + P_2^{s,p}(d)) \right]. \quad (27)$$

Функции $P_{1,2}^{s,p}$, $N_{1,2}^{s,p}$ определяются решением следующей системы дифференциальных уравнений:

$$\frac{dN_{1,2}^s}{dx} = \frac{\omega^2}{c^2} \left[\frac{\varepsilon_1 \sin^2 \alpha - \varepsilon(x)}{k_{0x}} \right] P_{1,2}^s \quad \text{и} \quad \frac{dP_{1,2}^s}{dx} = -k_{0x} N_{1,2}^s, \quad (28)$$

$$\frac{dN_{1,2}^p}{dx} = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{1}{k_{0x}} \left[1 - \frac{\varepsilon_1 \sin^2 \alpha}{\varepsilon(x)} \right] P_{1,2}^p \quad \text{и} \quad \frac{dP_{1,2}^p}{dx} = -\varepsilon(x) k_{0x} N_{1,2}^p, \quad (29)$$

с начальными условиями

$$P_1^{s,p} = 1, \quad P_2^{s,p} = 0 \quad \text{и} \quad N_1^{s,p} = 0, \quad N_2^{s,p} = 1. \quad (30)$$

Из (28), (29) легко увидеть, что функции $P_{1,2}^s(x)$ и $P_{1,2}^p(x)$ удовлетворяют уравнениям (5), (6). Заметим, что в (28), (29) $k_{0x} = \omega/c \cos \gamma$, где γ является углом падения волны из вакуума на слой и для определения $T^{s,p}$, $R^{s,p}$ из (20)-(25) необходимо учитывать, что $\sin \gamma = \sqrt{\varepsilon_1} \sin \alpha = \sqrt{\varepsilon_2} \sin \beta$.

Используя (28), (29) и (23)-(25), амплитуды рассеяния $T_{1,2}^{s,p}$, $R_{1,2}^{s,p}$ для слоя, заключенного между двумя различными однородными полубесконечными средами, также могут быть выражены через значения функций $P_{1,2}^{s,p}(x)$, $N_{1,2}^{s,p}(x)$ в точке $x=d$:

$$\frac{1}{T_{1,2}^s} = \frac{1}{2} \exp\{ik_{2x}d\} \left[\left(\frac{k_{2x}}{k_{1x}} H_1^s(d) + P_2^s(d) \right) - i \left(\frac{k_{0x}}{k_{1x}} N_1^s(d) - \frac{k_{2x}}{k_{0x}} P_2^s(d) \right) \right], \quad (31)$$

$$\frac{R_{1,2}^s}{T_{1,2}^s} = -\frac{1}{2} \exp\{ik_{2x}d\} \left[\left(\frac{k_{2x}}{k_{1x}} P_1^s(d) - N_2^s(d) \right) - i \left(\frac{k_{0x}}{k_{1x}} N_1^s(d) + \frac{k_{2x}}{k_{0x}} P_2^s(d) \right) \right], \quad (32)$$

$$\frac{1}{T_{1,2}^p} = \frac{1}{2} \exp\{ik_{2x}d\} \left[\left(\frac{\varepsilon_1 k_{2x}}{\varepsilon_2 k_{1x}} P_1^p(d) + N_2^p(d) \right) - i \left(\frac{\varepsilon_1 k_{0x}}{k_{1x}} N_1^p(d) - \frac{k_{2x}}{\varepsilon_2 k_{0x}} P_2^p(d) \right) \right], \quad (33)$$

$$\frac{R_{1,2}^p}{T_{1,2}^p} = -\frac{1}{2} \exp\{ik_{2x}d\} \left[\left(\frac{\varepsilon_1 k_{2x}}{\varepsilon_2 k_{1x}} P_1^p(d) - N_2^p(d) \right) - i \left(\frac{\varepsilon_1 k_{0x}}{k_{1x}} N_1^p(d) + \frac{k_{2x}}{\varepsilon_2 k_{0x}} P_2^p(d) \right) \right]. \quad (34)$$

Как следует из полученного результата (31)-(34) и (28)-(30), задача определения амплитуд рассеяния для s и p волн $T_{1,2}^{s,p} = T_{1,2}^{s,p}(x=d)$, $R_{1,2}^{s,p} = R_{1,2}^{s,p}(x=d)$ сводится к задаче Коши для " s и p " волновых уравнений (5), (6) соответственно.

Интересно применение результата (28)-(34) для простого случая, когда слой между двумя полубесконечными средами является однородным ($\varepsilon(x) = \varepsilon = \text{const}$). В этом случае для функций $P_{1,2}^{s,p}(x)$, $N_{1,2}^{s,p}(x)$ из (28)-(30) имеем

$$P_1^s = \cos k_x x, N_1^s = \frac{k_x}{k_{0x}} \sin k_x x, P_2^s = -\frac{k_{0x}}{k_x} \sin k_x x, N_2^s = \cos k_x x, \quad (35)$$

$$P_1^p = \cos k_x x, N_1^p = \frac{k_x}{\epsilon k_{0x}} \sin k_x x, P_2^p = -\frac{\epsilon k_{0x}}{k_x} \sin k_x x, N_2^p = \cos k_x x, \quad (36)$$

где $k_x = \omega/c \sqrt{\epsilon} \cos \varphi$ и $\epsilon \sin \varphi = \sin \gamma$. Подставляя (35) в (31), (32) и (36) в (33), (34), получим

$$\frac{1}{T_{1,2}^s} = \exp\{ik_{2x}d\} \left[\frac{1}{2} \left(1 + \frac{k_{2x}}{k_{1x}} \right) \cos\{k_x d\} - i \frac{k_{2x} k_{1x} + k_x^2}{2 k_{1x} k_x} \sin\{k_x d\} \right], \quad (37)$$

$$\frac{R_{1,2}^s}{T_{1,2}^s} = \exp\{ik_{2x}d\} \left[\frac{1}{2} \left(1 - \frac{k_{2x}}{k_{1x}} \right) \cos\{k_x d\} + i \frac{k_x^2 - k_{1x} k_{2x}}{2 k_{1x} k_x} \sin\{k_x d\} \right], \quad (38)$$

$$\frac{1}{T_{1,2}^p} = \exp\{ik_{2x}d\} \left[\frac{1}{2} \left(1 + \frac{\epsilon_1 k_{2x}}{\epsilon_2 k_{1x}} \right) \cos\{k_x d\} - i \frac{\epsilon^2 k_{2x} k_{1x} + \epsilon_2 \epsilon_1 k_x^2}{2 \epsilon \epsilon_2 k_{1x} k_x} \sin\{k_x d\} \right], \quad (39)$$

$$\frac{R_{1,2}^p}{T_{1,2}^p} = \exp\{ik_{2x}d\} \left[\frac{1}{2} \left(1 - \frac{\epsilon_1 k_{2x}}{\epsilon_2 k_{1x}} \right) \cos\{k_x d\} + i \frac{\epsilon_2 \epsilon_1 k_{0x}^2 - \epsilon^2 k_{1x} k_{2x}}{2 \epsilon \epsilon_2 k_{1x} k_x} \sin\{k_x d\} \right]. \quad (40)$$

и $\sqrt{\epsilon_1} \sin \alpha = \sqrt{\epsilon} \sin \varphi = \sqrt{\epsilon_2} \sin \beta$, где α является углом падения волны из первой полубесконечной среды на слой, φ есть угол преломления волны в слое, β является углом преломления волны во второй полубесконечной среде.

Выражения (37)-(40) определяют амплитуды отражения и прохождения для s и p поляризованных волн, в случае однородного слоя, заключенного между двумя различными полубесконечными средами.

Пусть для определенности в (37)-(40) величина k_{2x} реальная, т.е. будем полагать, что $\epsilon_2 > \epsilon_1$ или же при $\epsilon_2 < \epsilon_1$ угол падения α меньше предельного угла полного внутреннего отражения α' ($\sin \alpha' = \sqrt{\epsilon_2 / \epsilon_1}$) для соприкасающихся друг с другом первой и второй полубесконечных сред. Из (37)-(40) можно получить условие полного прохождения для s и p волн. Заметим, что в случае, когда k_x мнимая величина ($\epsilon_1 < \epsilon$ или же $\alpha > \alpha'$ и $\sin \alpha'' = \sqrt{\epsilon / \epsilon_1}$), как для s , так и для p поляризаций всегда существуют отраженная и прошедшая волны.

Когда k_x реальная величина, условие $R_{1,2}^s = 0$ равносильно тому, что параметры задачи должны одновременно удовлетворять следующим двум уравнениям:

$$k_{1x} = k_{2x} \quad \text{и} \quad \sin k_x d = 0. \quad (41)$$

Из (41) следует, что полное прохождение s -волны через слой возможно только, когда первая и вторая полубесконечные среды идентичны ($\epsilon_1 = \epsilon_2$) и $k_x d = \pi n$, где $n = 1, 2, \dots$

В случае p -поляризации, из (40) для условия $R^p = 0$ получим следующие два уравнения:

$$\epsilon_2 k_{1x} = \epsilon_1 k_{2x} \quad \text{и} \quad \sin k_x d = 0. \quad (42)$$

Заметим, что первое уравнение (42) совпадает с известным условием

Брюстера для полного прохождения p поляризованной волны для соприкасающихся друг с другом первой и второй полубесконечных сред ($\operatorname{tg} \alpha = \sqrt{\epsilon_2 / \epsilon_1}$) [1]. Как следует из (42), условие $R^p = 0$ возможно только в случае, когда угол падения $\alpha = \operatorname{arctg} \sqrt{\epsilon_2 / \epsilon_1}$ и $k_x d = \pi n$, где $n = 1, 2, \dots$

4. *Волновое поле внутри слоя.* Для определения поля внутри слоя мы поступим аналогично методу, развитому в работе [9] для определения волновой функции электрона внутри слоя с произвольным неоднородным потенциалом. Будем искать волновое поле во всем пространстве в следующем виде:

$$\psi^{s,p}(x) = A^{s,p}(x) \exp\{ik_x(x)x\} + B^{s,p}(x) \exp[-ik_x(x)x], \quad (43)$$

где $k_x(x) = \omega/c \sqrt{\epsilon(x)} \cos \varphi(x)$ и $\sqrt{\epsilon(x)} \sin \varphi(x) = \sqrt{\epsilon_1} \sin \alpha$. Заметим, что в (43) через $\psi^s(x)$ обозначена электрическая компонента s поляризованного поля $E^s(x)$ (5) и через $\psi^p(x)$ обозначена магнитная компонента p поляризованного поля $H^p(x)$ (6). Как следует из (13), при $x < 0$, $A^{s,p}(x) = A^{s,p}$, $B^{s,p}(x) = B^{s,p}$ и при $x > d$ $A^{s,p}(x) = C^{s,p}$, $B^{s,p}(x) = D^{s,p}$.

Для описания волнового поля внутри слоя предположим, что в малой области возле точки x среда однородна и характеризуется постоянной диэлектрической константой $\epsilon(x)$. Тогда, согласно подходу, развитому в разделах 2, 3 и методу матриц переноса [3,4], между амплитудами поля левее точки $x=0$ $A^{s,p}$, $B^{s,p}$ и амплитудами поля внутри слоя в точке x ($0 < x < d$) $A^{s,p}(x)$, $B^{s,p}(x)$ существуют линейные соотношения. Для s волны

$$\begin{pmatrix} A^s(x) \\ B^s(x) \end{pmatrix} = \frac{k_{1x}}{k_x(x)} \begin{pmatrix} \delta_{1,2}^s(x) & \gamma_{1,2}^s(x) \\ \gamma_{1,2}^s(x) & \delta_{1,2}^s(x) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A^s \\ B^s \end{pmatrix}, \quad (44)$$

где

$$\delta_{1,2}^s(x) = \frac{1}{2} \exp\{ik_x(x)x\} \left[\left(\frac{k_x(x)}{k_{1x}} P_1^s(x) + N_2^s(x) \right) - i \left(\frac{k_{0x}}{k_{1x}} N_1^s(x) - \frac{k_x(x)}{k_{0x}} P_2^s(x) \right) \right], \quad (45)$$

$$\gamma_{1,2}^s(x) = \frac{1}{2} \exp\{ik_x(x)x\} \left[\left(\frac{k_x(x)}{k_{1x}} P_1^s(x) - N_2^s(x) \right) - i \left(\frac{k_{0x}}{k_{1x}} N_1^s(x) + \frac{k_x(x)}{k_{0x}} P_2^s(d) \right) \right]. \quad (46)$$

Для p - волны

$$\begin{pmatrix} A^p(x) \\ B^p(x) \end{pmatrix} = \frac{\epsilon(x)k_{1x}}{\epsilon_1 k_x(x)} \begin{pmatrix} \delta_{1,2}^p(x) & \gamma_{1,2}^p(x) \\ \gamma_{1,2}^p(x) & \delta_{1,2}^p(x) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A^p \\ B^p \end{pmatrix}, \quad (47)$$

где

$$\delta_{1,2}^p(x) = \frac{1}{2} \exp\{ik_x(x)x\} \left[\left(\frac{\epsilon_1 k_x(x)}{\epsilon(x)k_{1x}} P_1^p(x) + N_2^p(x) \right) - i \left(\frac{\epsilon_1 k_{0x}}{k_{1x}} N_1^p(x) - \frac{k_x(x)}{\epsilon(x)k_{0x}} P_2^p(x) \right) \right], \quad (48)$$

$$\gamma_{1,2}^p(x) = \frac{1}{2} \exp\{ik_x(x)x\} \left[\left(\frac{\epsilon_1 k_x(x)}{\epsilon(x)k_{1x}} P_1^p(x) - N_2^p(x) \right) - i \left(\frac{\epsilon_1 k_{0x}}{k_{1x}} N_1^p(x) + \frac{k_x(x)}{\epsilon(x)k_{0x}} P_2^p(x) \right) \right]. \quad (49)$$

Подставляя (44) в (43) и используя (45), (46), для электрической компоненты s поляризованной волны получим

$$E^s(x) = A^s \exp\{ik_{1,x}x\} + B^s \exp\{-ik_{1,x}x\}, \quad x \leq 0, \quad (50)$$

$$E^s(x) = \left\{ P_1^s(x) - i \frac{k_{1,x}}{k_{0,x}} P_2^s(x) \right\} A^s + \left\{ P_1^s(x) + i \frac{k_{1,x}}{k_{0,x}} P_2^s(x) \right\} B^s, \quad 0 < x < d, \quad (51)$$

$$E^s(x) = \frac{k_{1,x}}{k_{2,x}} \left[\frac{A^s - (R_{1,2}^s)^* B^s}{(T_{1,2}^s)^*} \exp\{ik_{2,x}x\} + \frac{B^s - R_{1,2}^s A^s}{T_{1,2}^s} \exp\{-ik_{2,x}x\} \right], \quad x \geq d, \quad (52)$$

где $T_{1,2}^s$, $R_{1,2}^s$ выражаются через значения функций $P_{1,2}^s(x)$, $N_{1,2}^s(x)$ в точке $x = d$ с помощью формул (31), (32).

Подставляя (47) в (43) и используя (48), (49), получим магнитную компоненту для p поляризованной волны

$$H^p(x) = A^p \exp\{ik_{1,x}x\} + B^p \exp\{-ik_{1,x}x\}, \quad x \leq 0, \quad (53)$$

$$H^p(x) = \left\{ P_1^p(x) - i \frac{k_{1,x}}{\varepsilon_1 k_{0,x}} P_2^p(x) \right\} A^p + \left\{ P_1^p(x) + i \frac{k_{1,x}}{\varepsilon_1 k_{0,x}} P_2^p(x) \right\} B^p, \quad 0 < x < d, \quad (54)$$

$$H^p(x) = \frac{\varepsilon_2 k_{1,x}}{\varepsilon_1 k_{2,x}} \left[\frac{A^p - (R_{1,2}^p)^* B^p}{(T_{1,2}^p)^*} \exp\{ik_{2,x}x\} + \frac{B^p - R_{1,2}^p A^p}{T_{1,2}^p} \exp\{-ik_{2,x}x\} \right], \quad x \geq d, \quad (55)$$

где $T_{1,2}^p$, $R_{1,2}^p$ выражаются через значения функций $P_{1,2}^p(x)$, $N_{1,2}^p(x)$ с помощью формул (33), (34). Как следует из вышеизложенного, при $A^{s,p} = 1$, $B^{s,p} = R_{1,2}^{s,p}$ выражения (50)-(52) и (53)-(55) определяют поля s и p поляризованных волн, падающих на слой справа.

Таким образом, мы показали, что задача определения как s , так и p поляризованных волновых полей во всем пространстве, в общем виде, может быть сведена к задаче Коши для s и p волновых уравнений соответственно.

5. Заключение. В работе развит новый подход для определения амплитуд рассеяния произвольно поляризованной плоской электромагнитной волны, падающей наклонно на одномерный неоднородный диэлектрический слой, заключенный между двумя различными однородными полубесконечными средами. Показано, что задача определения волнового поля во всем пространстве, в общем виде, сводится к задаче Коши для волнового уравнения. Разработанный в работе метод может быть, в частности, использован для исследования распространения волн в неупорядоченном слое в волноводном режиме.

Авторы выражают благодарность профессору О.С.Ерициану, профессору Д.А.Бадалян и доценту А.А.Геворгиану за полезное обсуждение результатов работы.

¹Государственный инженерный университет Армении,

²Ереванский государственный университет, Армения

SCATTERING OF AN ELECTROMAGNETIC WAVE ON THE ONE-DIMENSIONAL LAYER BORDERED FROM TWO SIDES WITH TWO DIFFERENT UNIFORM SEMIINFINITE MEDIA

A.ZH.KHACHATRIAN¹, D.M.SEDRAKIAN², N.M.ISPIRYAN²

In this work the problem of transmission of a plane electromagnetic wave through arbitrary non-uniform dielectric layer bordered from two sides with two different uniform semiinfinite media is considered. The algebraic relations between transmission and reflection amplitudes for the considered problem and scattering amplitudes of a wave when the layer borders from both sides on vacuum are received. It is proved, that for s and p polarized fields, scattering problem (the boundary problem) can be formulated as a Cauchy type problem directly for s and p wave equations. It is also shown, that the problem of the field determination inside a layer, generally, is reduced to Cauchy problem as well.

ЛИТЕРАТУРА

1. *М.Б.Виноградова, О.В.Руденко, А.П.Сухорукова*, Теория волн, Наука, М., 1979.
2. *В.И.Кляцкин*, Метод инвариантного погружения в теории распространения волн, Наука, М., 1986.
3. *P.Erdos, R.C.Herndon*, Adv. Phys. **31**, 65, 1982.
4. *М.У.Азбел*, Phys. Rev. **B22**, 4106, 1983.
5. *Д.М.Седракян, А.Ж.Хачатрян*, Астрофизика, **42**, 419, 1999.
6. *Д.М.Седракян, А.А.Геворгян, А.Ж.Хачатрян*, Изв. НАН Армении, Физика, **35**, 267, 2000.
7. *А.Ж.Хачатрян, Д.М.Седракян, Г.М.Андреасян, Ю.Н.Айрапетян*, Изв. НАН Армении, Физика, **36**, 117, 2001.
8. *Д.М.Седракян, А.А.Геворгян, А.Ж.Хачатрян*, Астрофизика, **43**, 269, 2000.
9. *Д.М.Седракян, А.Ж.Хачатрян*, Изв. НАН Армении, Физика (в печати).

УДК: 523.2-35

ON INTERPRETATION OF RADIATION OF THE
CORONAL SUPRA-THERMAL STREAMS. I.A.G. NIKOGHOSSIAN¹, S. KOUTCHMY²

Received 24 May, 2001

This is the first part of the series of two articles aimed at revealing the role of the Compton effect in scattering of the solar photospheric radiation by coronal supra-thermal streams. The simplest situation of a single beam of electrons gyrating around the strength lines of magnetic field is considered. Attention is focused to the height-independent problem, in which the role of the spatial angle of incident radiation is ignored. Analytical expressions for the frequency change of interacted photons and for proper cross-section of the scattering process are derived. The results of numerical calculations show that the effect may become essential even for moderate energies of fast electrons and will be observable if only the fractional density of fast electrons is not too small.

1. *Introduction.* For a long time high resolution eclipse images taken near the time of the solar maximum of activity did show multiple thread-like streams and/or straight and fine rays of unknown origin; this structure was sometimes called "fan-streamer" [1]. They are seen above limb active regions which produced flares before. Coronal streams are one of the intriguing short-lived phenomena of the magnetically dominated part of the outer atmosphere of the Sun. They probably represent fluxes of relativistic electrons (with velocities v up to 10^5 km/s) moving along spiral trajectories determined by forces of magnetic origin. These streams were considered by radio-astronomers to explain plasma emissions which drift very rapidly in frequencies (type III bursts). The beams induce plasma oscillations at the local plasma resonance frequency which depends on the local density of electrons. A self-focusing mechanism is not excluded to keep the particles confined in the beam. It is usually assumed that the propagation of the beams occurred in the region of the intermediate corona (0.2 to several radii from the surface of the Sun but always above flaring regions). The usually observed effect of type III bursts is the longwaveward drift of the emission frequency which is believed to be connected with generation of electron fluxes travelling antisunward in direction of decreasing density. However, some observational data reported during the past few years (see, e.g., [2-4]) indicate the accelerated electrons over short time scales and travelling toward the photosphere thus producing the frequency drift to the shorter wavelengths.

During a decade the most popular dynamical phenomenon which has been considered as a possible source of "non-thermal" solar wind has been coronal holes and the famous CME (Coronal Mass Ejections). However,

CME are only episodically related to active region flares; filament eruptions and escaping prominences are more typical phenomena of a CME. They are indeed believed not to be related to flares, although sometimes it has been suggested that a CME can induce a flare.

There is no doubt that at least big flares produce large disturbances of the magnetic field of the surrounding corona as well as large flows of energetic particles in the MeV and up to the GeV range (neutrons and energetic muons are recorded with Cosmic Rays Monitors at the time of a flare, etc.). The ubiquitous optical fine rays seen above active flaring regions are excellent candidates to consider for modelling the interaction of the beam of relativistic electrons with the photospheric radiation and surrounding coronal plasma.

The question we discuss in this series is whether the Compton scattering effects (CSE) are important in interpreting the radiation of streams observed in optical and shorter wavelengths regions of the spectrum. This point was never considered by theorists although the contribution of this radiation to the solar wind flux is certainly of great interest. Obvious implications will follow for stellar atmosphere physics when flares are important.

The theoretical investigation of the coronal CSE assumes a study of the Compton interaction of the solar photospheric radiation with fast electron beams assuming curved trajectories of their motion. Due to complex geometry of the photon-electron interaction, the problem requires a separate treatment different from that in deriving the so-called redistribution function appearing in the transfer equation and considered in [5-8]. The series consist of two papers. The first one deals with the Compton scattering of photospheric photons on a single beam of electrons gyrating in the magnetic field at a given height over the Sun. We start by considering the simplest situation which assumes that the incident radiation represents a parallel beam of photons so that the height-dependence of the CSE is ignored. Obviously, this approximation is the more accurate, the higher the distances from the solar surface. In Sec.2 we derive an analytical expression for differential cross-section describing the photon-electron interaction in the observer's frame (in which the electron is moving). The description of the geometrical model and derivation of an explicit formula for the mean frequency change resulting from the single event of the Compton scattering are given in Sec.3. The cross-section averaged over the single beam of electrons is evaluated. We present the results of numerical calculations which are briefly discussed in the final section. In view of that above said the electron fluxes in both antisunward and sunward directions are considered.

The height-dependent formulation of the problem in question with allowance for the changes in the spatial angles, in which the photospheric radiation falls, as well as the total effect of an ensemble of streams along the line of sight will be considered in the following paper of this series.

2. *Compton scattering.* Compton scattering provides a means by which electrons interact with photons without changing the photons number. The differential cross section valid for any system reads [9]

$$d\sigma = 8\pi r_e^2 \frac{\tilde{m}^2 dt}{(s - \tilde{m}^2)^2} \times \tag{1}$$

$$\left\{ \left(\frac{\tilde{m}^2}{s - \tilde{m}^2} + \frac{\tilde{m}^2}{u - \tilde{m}^2} \right)^2 + \left(\frac{\tilde{m}^2}{s - \tilde{m}^2} + \frac{\tilde{m}^2}{u - \tilde{m}^2} \right) - \frac{1}{4} \left(\frac{s - \tilde{m}^2}{u - \tilde{m}^2} + \frac{u - \tilde{m}^2}{s - \tilde{m}^2} \right) \right\},$$

where r_e is the classical radius of electron, $\tilde{m} = mc$, m is the electron mass, c is the light velocity and s, u, t are the kinematic invariants defined as follows

$$s = \tilde{m}^2 + 2pk, \quad u = \tilde{m}^2 - 2pk', \quad t = -2kk'. \tag{2}$$

In writing Eq. (1) both the photon and electron are assumed unpolarized. Hereafter we avail ourselves of the commonly used notations: k and p are 4-momenta of photon and electron before interaction, while k' and p' are 4-momenta of photon and electron resulting from interaction. In terms of kinematic invariants Compton's formula has the form

$$s + u + t = 2\tilde{m}^2. \tag{3}$$

To proceed we need the explicit expressions for the scalar products appearing in Eq. (2)

$$pk = hmv\eta, \quad pk' = hmv'\eta', \quad kk' = \frac{h^2}{c^2} vv'(1 - \cos\theta), \tag{4}$$

where h is Planck's constant, v and v' are the initial and final photons frequencies, θ is the scattering angle; besides we have introduced

$$\eta = \gamma(1 - \beta\cos\psi_i), \quad \eta' = \gamma(1 - \beta\cos\psi_f), \tag{5}$$

where $\beta = |\vec{p}|/c$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ is the relativistic factor, ψ_i and ψ_f are the angles composed by directions of incident and scattered photons with direction of the electron momentum.

In view of Eqs. (2) and (4), one may rewrite Eqs. (1) and (3) in the form

$$d\sigma = \pi r_e^2 \frac{dt}{2x^2\tilde{m}^2\eta^2} \left\{ \left(\frac{1}{x\eta} - \frac{1}{x'\eta'} \right)^2 + 2 \left(\frac{1}{x\eta} - \frac{1}{x'\eta'} \right) + \left(\frac{x\eta}{x'\eta'} + \frac{x'\eta'}{x\eta} \right) \right\} \tag{6}$$

and

$$x' = \frac{x\eta}{\eta' + x(1 - \cos\theta)}, \tag{7}$$

where $x = h\nu/mc^2$, $x' = h\nu'/mc^2$. Finally, incorporating Compton's formula (7) into Eq. (6), we obtain

$$d\sigma = \pi r_e^2 \frac{dt}{2x^2\tilde{m}^2\eta^2} \left\{ \frac{x\eta}{x'\eta'} + \frac{x'\eta'}{x\eta} - 2 \frac{1 - \cos\theta}{\eta\eta'} + \frac{(1 - \cos\theta)^2}{\eta^2\eta'^2} \right\}. \tag{8}$$

According to Eqs. (2) and (4), $dt = -2h^2v(1 - \cos\theta)d\nu'/c^2$ so that, for fixed θ , with help of Eq. (7) we have

$$dt = \frac{2h^2 v^2 \eta (1 - \cos\theta)}{c^2 [\eta' + x(1 - \cos\theta)]^2} d\eta' \quad (9)$$

and

$$d\sigma = \frac{\pi r_e^2}{\eta} \left\{ \frac{x\eta}{x'\eta'} + \frac{x'\eta'}{x\eta} - 2 \frac{1 - \cos\theta}{\eta\eta'} + \frac{(1 - \cos\theta)^2}{\eta^2 \eta'^2} \right\} \frac{(1 - \cos\theta) d\eta'}{[\eta' + x(1 - \cos\theta)]^2} \quad (10)$$

or

$$d\sigma = \frac{\pi r_e^2}{\eta} \left\{ \frac{\eta'}{\eta' + x(1 - \cos\theta)} + \frac{x(1 - \cos\theta)}{\eta'} + \left(1 - \frac{1 - \cos\theta}{\eta\eta'} \right)^2 \right\} \frac{(1 - \cos\theta) d\eta'}{[\eta' + x(1 - \cos\theta)]^2} \quad (11)$$

This is the requisite formula which will be of use below.

3. *The geometrical model.* Let us consider a single beam of electrons moving along spiral trajectories around the strength line of the magnetic field (axis Oz in Fig.1) which makes a certain angle Φ with the direction perpendicular to the line of sight. The angle Φ is assumed to be positive for slopes towards the observer and negative in the opposite case. For convenience, we choose the Cartesian system of coordinates in such a way that the line of sight lies in the plane xOz . If we suppose that all electrons involved in the beam are moving along similar trajectories (i.e. with the same step of the spiral), the velocity vectors v will then have the same projection on the axis Oz . Hence at a given height, the velocity vectors of the moving electronic flux make one and the same angle (referred hereafter to as α) with the plane xOz .

For the begin, we treat the simplest situation and suppose that the incident radiation is a parallel beam of photons thus ignoring the role of the solid angle within which the solar photosphere is seen at a given height over the Sun. It is evident that this approximate case represents a limit to which the solution of the more general problem approaches at high distances from the Sun. We are interested in the mean value of the frequency (or energy) change, $\langle x' \rangle / x$, resulted from the Compton scattering on an ensemble of electrons moving with

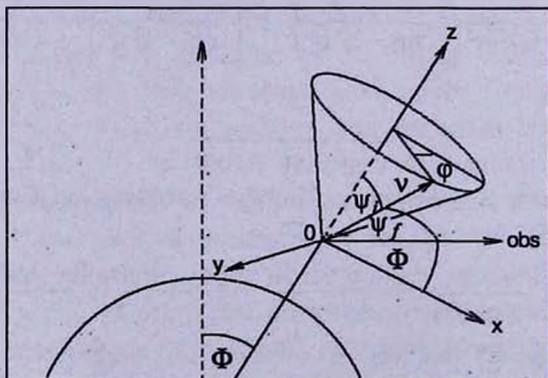


Fig.1. The geometrical model of the Compton scattering of photospheric radiation on the beam of relativistic electrons. The solid angle of incident radiation is assumed to be zero.

different azimuthal angles ϕ . In view of the assumption just made, the solution of the problem depends only on three parameters α , Φ and β (or γ).

The required quantity is

$$\frac{\langle x' \rangle}{x} = \frac{\int x' d\sigma}{x \int d\sigma}, \tag{12}$$

where the integration extends over the entire domain of variation of the azimuthal angle ϕ . By virtue of the Compton formula (7) we may write

$$\frac{\langle x' \rangle}{x} = \frac{1}{\sigma_0} \int \frac{\eta}{\eta' + x(1 - \cos\theta)} d\sigma, \tag{13}$$

where $\sigma_0 = \int d\sigma$.

It can be seen from Fig.1 that in this special case we simply have $\theta = \frac{\pi}{2} - \Phi$ and

$\psi_l = \frac{\pi}{2} - \alpha$, so that

$$\begin{aligned} \cos\theta &= \sin\Phi, & \eta &= \gamma(1 - \beta \sin\alpha), \\ \eta' &= \gamma[1 - \beta(\xi \cos\alpha \cos\Phi + \sin\alpha \sin\Phi)], \end{aligned} \tag{14}$$

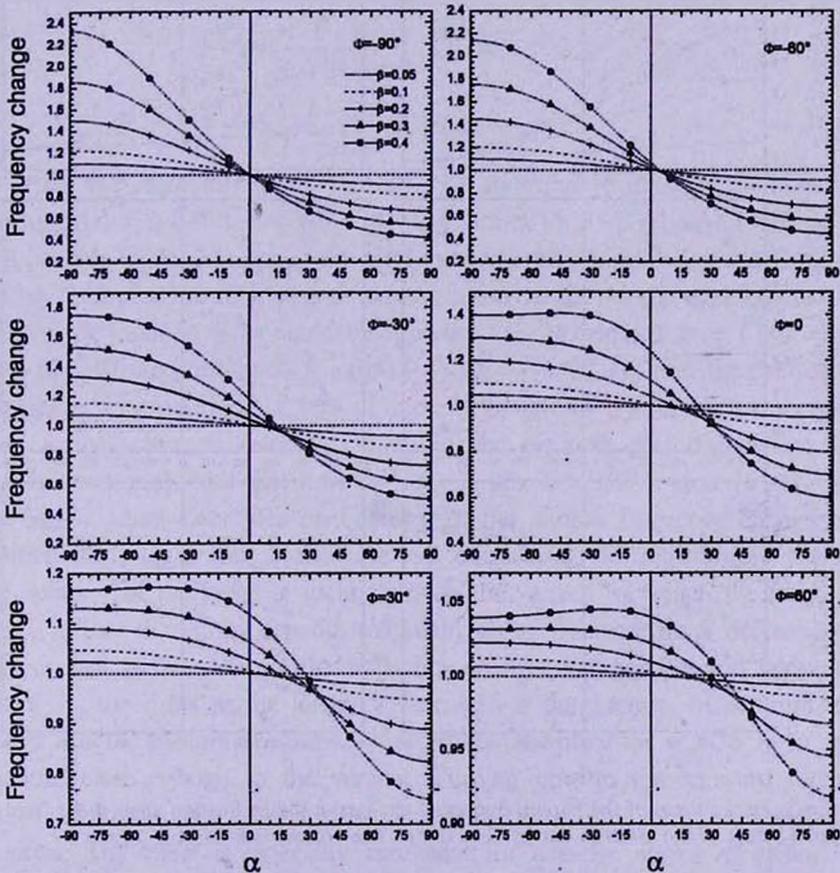


Fig.2. Dependence of the photon frequency change on α for fixed values of β and the inclination angle Φ . The dotted line corresponds to $\langle x' \rangle/x = 1$.

where $\xi = \cos\phi$.

Since ξ varies in the interval $[-1,1]$, the values of η' lie between

$$\eta = \gamma[1 - \beta\cos(\alpha - \Phi)] \quad \text{and} \quad \bar{\eta} = \gamma[1 + \beta\cos(\alpha + \Phi)]. \quad (15)$$

On the other hand, for the most part of the incident photospheric radiation, $x (= h\nu/mc^2)$ is of the order of $10^{-4} + 10^{-6}$ and can be safely neglected in Eqs. (11), (13) as compared to η' if only β is not very close to unity. With this assumption in force, we obtain

$$\frac{\langle x' \rangle}{x} = \eta \frac{\int_{\eta'}^{\bar{\eta}'} \left[1 + \left(1 - \frac{1 - \sin\Phi}{\eta\eta'} \right)^2 \right] \frac{d\eta'}{\eta'^3}}{\int_{\eta'}^{\bar{\eta}'} \left[1 + \left(1 - \frac{1 - \sin\Phi}{\eta\eta'} \right)^2 \right] \frac{d\eta'}{\eta'^2}}, \quad (16)$$

or which is the same

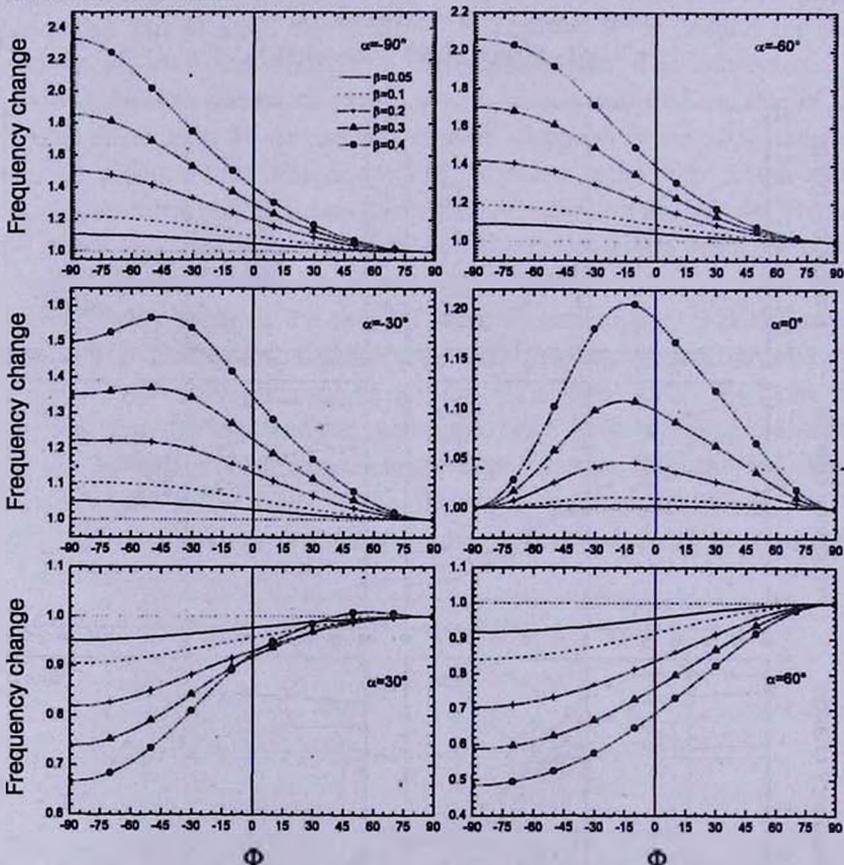


Fig.3. Dependence of the photon frequency change on the inclination angle Φ for fixed α and indicated values of the electron energy. The dotted line corresponds to $\langle x' \rangle/x = 1$.

$$\frac{\langle x' \rangle}{x} = \eta \frac{\int_{-1}^1 \left[1 + \left(1 - \frac{1 - \sin\Phi}{\eta\eta'} \right)^2 \right] \frac{d\xi}{\eta'^3}}{\int_{-1}^1 \left[1 + \left(1 - \frac{1 - \sin\Phi}{\eta\eta'} \right)^2 \right] \frac{d\xi}{\eta'^2}} \tag{17}$$

Performing integrations yields

$$\frac{\langle x' \rangle}{x} = \frac{\bar{\eta}}{\gamma^2} \frac{A\bar{\eta}^2 - 2s\bar{\eta}B + s^2C}{2\bar{\eta}^2 - s\bar{\eta}A + s^2B} \tag{18}$$

where the following notations are introduced:

$$A = \frac{2a}{a^2 - b^2}, \quad B = \frac{3a^2 + b^2}{3(a^2 - b^2)^2}, \quad C = \frac{a(a^2 + b^2)}{(a^2 - b^2)^3}, \quad \bar{\eta} = \gamma\eta,$$

and

$$a = 1 - \beta\sin\alpha\sin\Phi, \quad b = \beta\cos\alpha\cos\Phi, \quad s = 1 - \sin\Phi.$$

In the limiting cases $\alpha = \pm\pi/2$, which correspond to antisunward and sunward monodirectional fluxes of electrons, Eq. (18) simplifies and takes the form

$$\frac{\langle x' \rangle}{x} = \frac{1 - \beta}{1 - \beta\sin\Phi}, \quad \text{if } \alpha = \pi/2, \tag{19}$$

$$\frac{\langle x' \rangle}{x} = \frac{1 + \beta}{1 + \beta\sin\Phi}, \quad \text{if } \alpha = -\pi/2. \tag{20}$$

We see that the values of $\langle x' \rangle/x$ for $\alpha = \pi/2$ are equal to or less than unity and vary from 1 ($\Phi = \pi/2$) to $1 - \beta$ ($\Phi = 0$), and further to $(1 - \beta)/(1 + \beta)$ ($\Phi = -\pi/2$). For all possible inclination angles the photon energy decreases so that the Compton scattering results in the drift of incident spectrum to the longer wavelengths. For $\alpha = -\pi/2$, the situation is diametrically opposite: $\langle x' \rangle/x$ increases from 1 ($\Phi = \pi/2$) to $1 + \beta$ ($\Phi = 0$), and further to $(1 + \beta)/(1 - \beta)$ ($\Phi = -\pi/2$), i.e. now the drift occurs to the shorter wavelengths. It is also of interest the case of $\alpha = 0$, when the conical surface, forming by the velocity vectors of the electron gas, degenerates into plane. One can easily find that now $\langle x' \rangle/x = 1$, for $\Phi = \pm\pi/2$, and $\langle x' \rangle/x = \gamma^2$, when $\Phi = 0$. More clear idea on behavior of the photon frequency change may be formed from Fig.2 and 3. Starting with considering the antisunward directed fluxes, we see that the range of inclinations to the vertical for which the frequency change is greater than unity depends essentially on α . Increase in α decreases this interval as well as the value of the frequency change. For positive and fairly large values of α . the drifts to the longer wavelengths is donunating. In addition, one may infer that the maximum shortwaveward drifts take place for $\alpha \leq 30^\circ + 40^\circ$ and inclinations close enough to the vertical. Turning now to the sunward directed fluxes of electrons, we observe that the drift occur preferably to the higher frequencies. The effect is especially significant for negative angles of inclination.

For these effects to be observable the value of the proper cross-section for the photon-electron interaction must be sufficiently large. In the problem at

hand, the quantity of importance from this viewpoint is the cross-section averaged over the single beam of electrons. This quantity referred to as $\langle \sigma_0 \rangle$ is obtained from Eq. (11) by integrating over the all azimuthal angles φ or over all possible values of η' :

$$\langle \sigma_0 \rangle = \pi r_e^2 \frac{1 - \sin\Phi}{\eta(\bar{\eta} - \underline{\eta})} \int_{\underline{\eta}}^{\bar{\eta}} \left[1 + \left(1 - \frac{1 - \sin\Phi}{\eta\eta'} \right)^2 \right] \frac{d\eta'}{\eta'^2}. \quad (21)$$

Then we obtain

$$\langle \sigma_0 \rangle = \pi r_e^2 \frac{D}{\gamma} \left[2 - 2aD + \left(a^2 + \frac{b^2}{3} \right) D^2 \right], \quad (22)$$

where we have introduced the notation $D = (1 - \sin\Phi)/2(a^2 - b^2)$. Remind that, in accordance with the comment made at the outset of this section, the equations just derived are valid for all β , excluding those in close vicinity of unity.

Fig.4a, b demonstrate variations of the mean cross-section (expressed in terms of the Thomson scattering cross-section $\sigma_T = (8\pi/3)r_e^2$) with α and Φ for two typical values of β ($= 0.1; 0.4$), respectively. We infer that, due to the factor $1 - \sin\Phi$, the interaction is more efficient for negative values of Φ . On the other hand, turning again to Fig.3, we observe that the largest drifts in frequencies occur just for these angles.

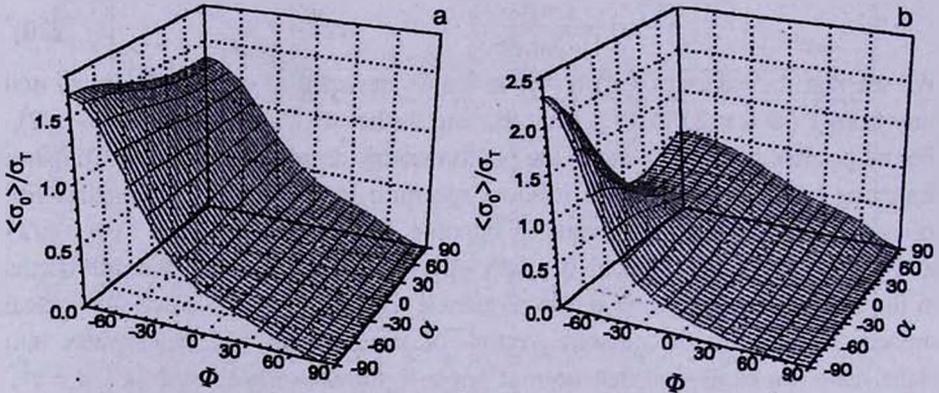


Figure 4: Dependence of the Compton scattering cross-section averaged over the beam, on α and Φ for (a) $\beta = 0.1$, (b) $\beta = 0.4$.

4. *Concluding remarks.* The results obtained at this intermediate stage may be summarized as follows. At least at high distances over the solar limb the frequency change in the supra-thermal streams radiation resulting from the Compton scattering may become essential even for moderate energies of electrons. For electrons moving off the Sun, the longwave-ward drifts of spectrum are more likely, while the opposite ones are due preferably to the opposite directed beams of electrons. The effect is expected to be detectable if only the fractional density of fast electrons is not very small. The more comprehensive discussion of this point will

be presented in the following paper in which a more realistic model with allowance for the contribution of an ensemble of beams along the line of sight is considered.

¹V.A.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia

²Institut d'Astrophysique, Paris, France

К ИНТЕРПРЕТАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ НАДТЕПЛОВЫХ КОРОНАЛЬНЫХ СТРУЙ. I

А.Г.НИКОГОСЯН, С.КУЧМИ

Это первая часть серии из двух работ, которые ставят целью выявить роль Комптон-эффекта при рассеянии солнечного фотосферного излучения на надтепловых струях короны. Рассматривается простейший случай единичного пучка электронов, движущихся по спиралевидным траекториям вокруг силовых линий магнитного поля. Обсуждается не зависящая от высоты задача, в которой пренебрегается величина телесного угла, внутри которого падает излучение. Получены аналитические выражения для относительного изменения частоты рассеивающихся фотонов и усредненного по пучку электронов сечения комптоновского взаимодействия. Приводятся результаты численных расчетов, которые показывают, что эффект может стать существенным даже при умеренных энергиях электронов и легко наблюдаться при условии, если парциальная плотность таких электронов не является слишком малой.

REFERENCES

1. *S.Koutchmy*, In: *Advance Space Research*, **14**, 29, 1994.
2. *M.J.Aschwendan*, *A.O.Benz*, *B.R.Dennis*, *R.A.Schwartz*, *Astrophys. J.*, **455**, 347, 1995.
3. *K.-L.Klem*, *H.Aurass*, *I.Soru-Escout*, *B.Kalman*, *Astron. Astrophys.*, **322**, 1027, 1997.
4. *J.L.Melendez*, *H.S.Sawant*, *F.C.R.Fernandes*, *A.O.Benz*, *Sol. Phys.*, **187**, 77, 1999.
5. *G.B.Rybicky*, *A.P.Lightman*, In: *Radiative Processes in Astrophysics*, New York, Wiley, 1979.
6. *H.A.Haruthyunian*, *A.G.Nikoghossian*, *Doklady AN SSSR*, **225**, 86, 1980.
7. *H.A.Haruthyunian*, *A.G.Nikoghossian*, In: *Invariance Principle and Its Appli-*

- cations, pp.431, Yerevan, 1981.
8. *F.A.Aharonian, A.M.Atoyan*, *Ap. Space Sci.*, **79**, 321, 1981.
 9. *V.B.Berestetski, E.M.Lifshits, L.P.Pitaevski*, *Quantum Electrodynamics*, M., Nauka, 1989 (in Russian).

УДК: 524.8:519.1

ПОЛЕВАЯ ПРИРОДА ВРЕМЕНИ В ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

В.В.ПАПОЯН, В.Н.ПЕРВУШИН, Д.В.ПРОСКУРИН

Поступила 6 апреля 2001

Принята к печати 5 августа 2001

Работа посвящена описанию динамики общей теории относительности, которая остается инвариантной относительно репараметризации временной координаты риманова пространства, после явного разрешения энергетической связи. Показано, что эволюционный параметр ОТО на поверхности связи совпадает с одной из полевых переменных, но не с координатным временем. В полученных каноническим преобразованием Леви-Чивитта новых полевых переменных, одна из которых, вследствие уравнения движения, совпадает с временным геометрическим интервалом, построена эквивалентная система без связей, где роль эволюционного параметра играет этот интервал. Как физическое следствие квантования исходной полевой системы и канонического преобразования Леви-Чивитты получено, что стрела геометрического времени в общей теории относительности имеет положительное направление. Найдено новое репараметризационно-инвариантное представление причинной функции Грина в виде интеграла по путям, который включает эволюцию Вселенной и в пределе бесконечного пространства-времени переходит в интеграл Фаддеева-Попова.

1. *Введение.* Проблема времени в теории относительности имеет долгую историю [1-7]. Ее корни лежат в несовместимости связей и релятивистской симметрии полевой теории Фарадея-Максвелла с вариационным принципом ньютоновской механики в простейшем случае свободной частицы. Для описания релятивистских систем со связями, в том числе в общей теории относительности (ОТО), был сформулирован обобщенный гамильтонов формализм [1,8-12], где релятивистские связи возникают как результат вариации обобщенного действия по лишним нефизическим переменным. Существуют два различных подхода к исключению нефизических переменных. Первый подход состоит в фиксации нефизических переменных с помощью калибровки, что с самого начала приводит к нарушению геометрических симметрий обобщенного действия (обшекоординатной, в том числе симметрии относительно репараметризации времени, и калибровочной) [2,6]. Второй подход заключается в исключении нефизических переменных путем явного разрешения связей. Подстановка явного решения связей в обобщенное действие называется редукцией системы к "эквивалентной" системе без связей [13,14] и рассматривается в качестве обоснования функционального интеграла Фаддеева-Попова [15,16]. Репараметризационно-инвариантная редукция релятивистских систем рассматривалась в работах [3,4,7,17-20], где было показано, что в результате разрешения энергетической связи одна из нефизических переменных превращается в динамический параметр эволюции, а сопряженная ей переменная становится

ненулевым гамильтонианом эволюции.

Существует каноническое преобразование [18,21] обобщенной системы со связями к новой обобщенной системе, в которой энергетическая связь становится новым импульсом, а геометрический инвариантный временной интервал, вследствие новых уравнений движения, совпадает с новым динамическим параметром эволюции [19,20].

Разрешение связей демонстрирует главное отличие репараметризационно-инвариантных релятивистских систем от обычных классических систем без связей. Все физическое содержание релятивистской системы с репараметризационной инвариантностью можно описать двумя системами без связей: динамической (с динамическим параметром эволюции) и геометрической (где параметром эволюции является интервал собственного времени). Преобразования Леви-Чивита между этими системами вскрывают чисто релятивистские эффекты, в число которых входит и эволюция Вселенной.

Настоящая статья посвящена применению метода гамильтоновой редукции систем со связями к "эквивалентным" системам без связей в общей теории относительности, что позволяет формулировать инвариантную динамику в терминах геометрического времени и построить причинную функцию Грина в виде интеграла по траекториям в пространстве динамических переменных, содержащую космологическую эволюцию. Показано, что метод гамильтоновой редукции позволяет обосновать положительную стрелу геометрического времени в ОТО, исходя из принципа положительности энергии дираковского квантования "эквивалентной" динамической системы.

2. Гамильтонова динамика ОТО. 2.1. Действие и метрика. Сингулярное действие Гильберта - Эйнштейна ОТО

$$W(g/\mu) = \int d^4 x \sqrt{-g} \left[-\frac{\mu^2}{6} R(g) + L_{matter} \right] \quad \left(\mu^2 = M_{Planck}^2 \frac{3}{8\pi} \right), \quad (1)$$

определенное на многообразии, наделенном римановой структурой с интервалом

$$(ds)^2 = g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta. \quad (2)$$

практически исчерпывает содержание ОТО. Как (1), так и (2) инвариантны относительно общекоординатных преобразований

$$x_\mu \rightarrow x'_\mu = x'_\mu(x_0, x_1, x_2, x_3). \quad (3)$$

2.2. Переменные и гамильтониан. Дирак, а затем Арновит, Дезер и Мизнер [2] сформулировали обобщенный гамильтонов формализм ОТО как теорию систем со связями в 3 + 1 расслоенном пространстве

$$(ds)^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = N^2 dt^2 - {}^{(3)}g_{ij} \tilde{dx}^i \tilde{dx}^j \quad (\tilde{dx}^i = dx^i + N^i dt) \quad (4)$$

с функцией хода (lapse function) $N(t, \vec{x})$, тремя компонентами вектора смещения (shift vectors) $N^i(t, \vec{x})$ и шестью пространственными компонентами метрического тензора ${}^{(3)}g_{ij}(t, \vec{x})$ - функциями координатного времени t и

пространственных координат \bar{x} . Дирак-АДМ параметризация метрики характеризуется семейством гиперповерхностей $t = \text{const}$, единичная нормаль к которой есть $v^\alpha = (1/N, -N^k/N)$, а вторая квадратичная (внешняя) форма, которая показывает, как эта гиперповерхность вложена в четырехмерное пространство-время, определяется соотношением

$$\frac{1}{N}({}^{(b)}g_{ij}) - \Delta_i N_j - \Delta_j N_i. \quad (5)$$

Преобразования координат, "сохраняющих" семейство гиперповерхностей $t = \text{const}$

$$t \rightarrow \tilde{t} = \tilde{t}(t), \quad x_i \rightarrow \tilde{x}_i = \tilde{x}_i(t, x_1, x_2, x_3), \quad (6)$$

$$\tilde{N} = N \frac{dt}{d\tilde{t}}; \quad \tilde{N}^k = N^i \frac{\partial \tilde{x}^k}{\partial x_i} \frac{dt}{d\tilde{t}} - \frac{\partial \tilde{x}^k}{\partial x_i} \frac{\partial x^i}{\partial \tilde{t}} \quad (7)$$

образуют кинеметрическую подгруппу группы общекоординатных преобразований (3) [22,4,5,7]. Подгруппа кинеметрических преобразований является группой диффеоморфизмов обобщенной гамильтоновой динамики. Она включает репараметризацию координатного времени $\tilde{t}(t)$ (6). Симметрия относительно преобразований (6) превращает четыре уравнения на функцию хода и вектора смещения в связи (констрайнты). Напомним, что связи являются частными интегралами уравнений движения, которые не требуют для своего решения новых начальных данных; наоборот, наличие связей уменьшает число начальных данных и, следовательно, число независимых степеней свободы. В случае ОТО из десяти уравнений на десять компонент метрики четыре являются связями. Четыре координатных условия дают еще четыре связи и соответственно убирают ещё четыре степени свободы из шести оставшихся уравнений. В результате остаются две степени свободы, которые можно отождествить с гравитоном, вклад которого в констрайнт энергии положителен.

Следствием симметрии относительно репараметризации координатного времени является глобальный констрайнт энергии как пространственный интеграл от уравнения на функцию хода. Этот пространственный интеграл убирает отрицательный вклад ньютоновского взаимодействия, в результате чего в известной калибровке Дирака [1] (согласно которой необходимо положить равными нулю пространственные продольные степени свободы гравитонов и вторую квадратичную форму во всем трехмерном пространстве) глобальный констрайнт представляет собой равенство нулю суммы положительных энергий всех частицеподобных возмущений, включая гравитоны. Это равенство выполняется только в тривиальном случае пустого пространства. Нетривиальный случай можно описать с помощью введения нулевой (глобальной) фурье-гармоники второй квадратичной формы, которая представляет собой канонический импульс космического масштабного фактора. Геометрические основы введения такой глобальной переменной в ОТО были изложены в [23] как утверждение о том, что вторая квадратичная форма

во всем пространстве отлична от нуля. Канонический импульс космического масштабного фактора можно выразить через другие переменные с помощью явного решения глобального констрейнта энергии. Подстановка этого решения в оставшиеся уравнения движения (редукция) показывает, что параметром эволюции оставшихся динамических переменных является космический масштабный фактор [3,4,17,18,23,24].

Переменную масштабного фактора $\varphi(t)$ можно отделить преобразованиями Лихнеровича, которые для полевой переменной f с "конформным весом" (n) имеют вид

$${}^{(n)}\bar{f} = {}^{(n)}f \left(\frac{\varphi(t)}{\mu} \right)^{-n}, \quad (8)$$

где $n=2, 0, -3/2, -1$ для тензорных, векторных, спинорных и скалярных полей соответственно; \bar{f} - конформно инвариантная полевая переменная, используемая в ОТО при анализе начальных значений [24,25]. В частности, для метрики имеем

$$g_{\mu\nu}(t, \bar{x}) = \left(\frac{\varphi(t)}{\mu} \right)^2 \bar{g}_{\mu\nu}(t, \bar{x}) \Rightarrow (ds)^2 = \left(\frac{\varphi(t)}{\mu} \right)^2 \left[\bar{N}^2 dt^2 - {}^{(3)}\bar{g}_{ij} \bar{d}x^i \bar{d}x^j \right]. \quad (9)$$

После извлечения нулевой фурье-гармоники из логарифма детерминанта пространственной метрики преобразованная $\bar{g}_{ij}(t, \bar{x})$ определяется в классе ненулевых гармоник

$$\int d^3 x \log \|\bar{g}_{ij}(t, \bar{x})\| = 0. \quad (10)$$

Трансформационные свойства скалярной кривизны $R(g)$ относительно преобразований (9) приводят к действию (1) в виде [4]

$$W(g|\mu) = W(\bar{g}|\varphi) - \int_{t_1}^{t_2} dt \int_{V_0} d^3 x \varphi \frac{d}{dt} \left(\frac{\varphi \sqrt{\bar{g}}}{\bar{N}} \right). \quad (11)$$

Введем далее глобальную функцию хода N_0 как среднюю функции \bar{N} в метрике \bar{g} по кинеметрически инвариантному пространственному объему

$$N_0(t) = \frac{V_0}{\int_{V_0} d^3 x \frac{\sqrt{\bar{g}}(t, \bar{x})}{\bar{N}(t, \bar{x})}}, \quad \bar{g} = \det({}^{(3)}\bar{g}), \quad V_0 = \int_{V_0} d^3 x, \quad (12)$$

где V_0 в теории возмущений имеет смысл конечного объема трехмерного координатного пространства. Функцию хода $\bar{N}(t, \bar{x})$ можно факторизовать глобальной $N_0(t)$ и локальной $N(t, \bar{x})$ компонентами так, чтобы

$$\bar{N}(t, \bar{x}) \bar{g}^{-1/2} := N_0(t) \mathcal{N}(t, \bar{x}) := N_q, \quad (13)$$

причем N удовлетворяет условию нормировки

$$I[\mathcal{N}] := \frac{1}{V_0} \int d^3 x \mathcal{N} = 1, \quad (14)$$

которое необходимо для того, чтобы после вариации действия воспроизвести уравнения движения исходной теории.

Выберем дираковские гармонические переменные [1] так, чтобы

$$q^{jk} = \bar{g} \bar{g}^{jk}, \quad (15)$$

тогда метрика (4) приобретает вид

$$(ds)^2 = \frac{\varphi(t)^2}{\mu^2} q^{1/2} (N_q^2 dt^2 - q_{ij} dx^i dx^j), \quad (q = \det(q^{ij})). \quad (16)$$

Согласно результатам [4,5] перепишем действие (11) в терминах введенных выше переменных

$$W = \int_{t_1}^{t_2} dt \left\{ L + \frac{1}{2} \partial_t (P_0 \varphi) \right\}, \quad (17)$$

$$L = \left[\int_{V_0} d^3x \left(\sum_F P_F \dot{F} - N^i \varphi_i \right) \right] - P_0 \varphi - N_0 \left[-\frac{P_0^2}{4V_0} + I^{-1} H(\varphi) \right], \quad (18)$$

где

$$\sum_F P_F \dot{F} = \sum_f p_f \dot{f} - \pi_{ij} q^{ij}; \quad (19)$$

$$H(\varphi) = \int d^3x \mathcal{H}(\varphi) \quad (20)$$

- полный гамильтониан локальных степеней свободы,

$$\mathcal{H}(\varphi) = \frac{6}{\varphi^2} q^{ij} q^{kl} [\pi_{ik} \pi_{jl} - \pi_{ij} \pi_{kl}] + \frac{\varphi^2}{6} g^{(3)} R(\bar{g}) + \mathcal{H}_f, \quad (21)$$

$$\varphi_i = 2 \left[\nabla_k (q^{kl} \pi_{il}) - \nabla_l (q^{kl} \pi_{ki}) \right] + \varphi_f \quad (22)$$

- плотности энергии и момента, а H_f , P_f определяют вклад вещества и негравитационных полей. В дальнейшем набор полевых переменных F (19) вместе с динамическим параметром эволюции φ будем называть мировым пространством полевых переменных. Локальная часть момента детерминанта пространственной метрики

$$\pi(t, x) := \dot{q}^{ij} \pi_{ij} \quad (23)$$

определена в классе функций с ненулевыми фурье-компонентами, так что

$$\int d^3x \pi(t, x) = 0. \quad (24)$$

2.3. *Локальные связи и уравнения движения.* Следуя Дираку [1], перейдем к формулировке обобщенной гамильтоновой динамики для рассматриваемых систем (17)

$$W^D = \int_{t_1}^{t_2} dt \left\{ L^D + \frac{1}{2} \partial_t (P_0 \varphi) \right\}, \quad L^D = L + \int d^3x (P_{\mathcal{X}^i} \dot{\mathcal{X}}^i + P_{N^i} \dot{N}^i - \lambda^0 P_{\mathcal{X}} - \lambda^i P_{N^i}) \quad (25)$$

с расширенным дираковским гамильтонианом, определенным следующим образом:

$$H^D = N_0 \left[-\frac{P_0^2}{4V_0} + I^{-1} H(\varphi) \right] + \int d^3x (\lambda^0 P_{\mathcal{X}} + \lambda^i P_{N^i}). \quad (26)$$

Уравнения, которые получаются после вариации W^D относительно лагранжевых множителей, называют первичными связями первого рода

$$P_{\mathcal{X}} = 0, \quad P_{N'} = 0. \quad (27)$$

Условие сохранения этих связей во времени приводит к вторичным связям первого рода

$$\{H^D, P_{\mathcal{X}}\} = \mathcal{H} - \frac{\int d^3x \mathcal{X} \mathcal{H}}{V_0 \mathcal{X}^2} = 0, \quad \{H^D, P_{N'}\} = \mathcal{P}_I = 0. \quad (28)$$

Для того, чтобы система была полной, необходимо дополнить ее набором связей второго рода. Следуя Дираку, выберем их в виде

$$\mathcal{N}(t, \bar{x}) = 1; \quad N^I(t, \bar{x}) = 0; \quad (29)$$

$$\pi(t, \bar{x}) = 0; \quad \chi^J := \partial_I (q^{-1/3} q^J) = 0. \quad (30)$$

Тогда уравнения движения рассматриваемой системы есть

$$\frac{dF}{dT} = \frac{\partial H(\varphi)}{\partial P_F}, \quad -\frac{dP_F}{dT} = \frac{\partial H(\varphi)}{\partial F}, \quad (31)$$

где $H(\varphi)$ - гамильтониан, определенный уравнением (20), а T - инвариантное геометрическое время, введенное согласно

$$N_0 dt := dT. \quad (32)$$

2.4. Глобальные связи и уравнения движения. Физический смысл геометрического времени T , динамической переменной φ и сопряженных им импульсов можно выяснить после точного разрешения нулевой фурье-гармоники энергетической связи.

$$\frac{\delta W^E}{\delta N_0(t)} = -\frac{P_0^2}{4V_0} + H(\varphi) = 0. \quad (33)$$

Эта связь приводит к двум решениям для глобального импульса P_0 :

$$(P_0)_{\pm} = \pm 2\sqrt{V_0 H(\varphi)} \equiv H_{\pm}^*. \quad (34)$$

Уравнение движения для этой глобальной величины P_0 в калибровке (29) имеет вид

$$\frac{\delta W^E}{\delta P_0} = 0, \Rightarrow \left(\frac{d\varphi}{dT} \right)_{\pm} = \frac{(P_0)_{\pm}}{2V} = \pm \sqrt{\rho(\varphi)}; \quad \rho(\varphi) = \frac{\int d^3x \mathcal{H}}{V_0} = \frac{H(\varphi)}{V_0}. \quad (35)$$

Интегральная форма последнего уравнения есть

$$T_{\pm}(\varphi_1, \varphi_0) = \pm \int_{\varphi_1}^{\varphi_0} d\varphi \rho^{-1/2}(\varphi), \quad (36)$$

где $\varphi_1 = \varphi(t_1)$ - начальное значение. Уравнения, которые можно получить варьированием действия относительно φ независимым образом, следуют также из набора всех других констрейнтов и уравнений движения.

В квантовой теории гравитации, так же, как и в квантовых теориях частиц, возникают два уравнения Шредингера

$$i \frac{d}{d\varphi_0} \Psi^{\pm}(F|\varphi_0, \varphi_1) = H_{\pm}^*(\varphi_0) \Psi^{\pm}(F|\varphi_0, \varphi_1) \quad (37)$$

с положительным и отрицательным собственными значениями P_0 и

нормализуемой волновой функцией, спектральное разложение которой по квантовым числам Q , имеет вид

$$\Psi^+(F|\varphi_0, \varphi_1) = \sum_Q A_Q^+ \langle F|Q \rangle \langle Q|\varphi_0, \varphi_1 \rangle \theta(\varphi_0 - \varphi_1), \quad (38)$$

$$\Psi^-(F|\varphi_0, \varphi_1) = \sum_Q A_Q^- \langle F|Q \rangle \langle Q|\varphi_0, \varphi_1 \rangle^* \theta(\varphi_1 - \varphi_0), \quad (39)$$

где $\langle F|Q \rangle$ - собственная функция редуцированной энергии (34)

$$H_{\pm}^*(\varphi) \langle F|Q \rangle = \pm E(Q, \varphi_0) \langle F|Q \rangle, \quad (40)$$

$$\langle Q|\varphi_0, \varphi_1 \rangle = \exp\left[-i \int_{\varphi_1}^{\varphi_0} d\varphi E(Q, \varphi)\right], \quad \langle Q|\varphi_0, \varphi_1 \rangle^* = \exp\left[i \int_{\varphi_1}^{\varphi_0} d\varphi E(Q, \varphi)\right]. \quad (41)$$

Коэффициенты A_Q^+ и A_Q^- "вторичного" квантования можно интерпретировать как операторы "рождения" и уничтожения" Вселенной с положительной энергией. Отметим, что именно такая трактовка оператора "вторичного" квантования ведет к положительной стреле геометрического времени. "Вторичное" квантование означает, что $[A_Q^-, A_Q^+] = \delta_{Q, Q'}$. Физическое состояние квантовой Вселенной формируется действием этих операторов на вакуум $\langle 0|$, $|0\rangle$ в виде out-состояния ($|Q\rangle = A_Q^+|0\rangle$) с положительной "частотой" и in-состояния с отрицательной "частотой". Этот факт означает, что положительные частоты распространяются вперед по параметру эволюции $\varphi(\varphi_0 > \varphi_1)$, а отрицательные - назад ($\varphi_1 > \varphi_0$). В результате отрицательные значения энергии оказываются исключенными из спектра, что обеспечивает стабильность квантовой теории гравитации. Иначе говоря, вместо изменения знака энергии рассматривается изменение динамического параметра эволюции. Рассматриваемая схема квантования ведет к причинной функции Грина

$$G_c(F_1, \varphi_1 | F_2, \varphi_2) = G_+(F_1, \varphi_1 | F_2, \varphi_2) \theta(\varphi_2 - \varphi_1) + G_-(F_1, \varphi_1 | F_2, \varphi_2) \theta(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (42)$$

где $G_+(F_1, \varphi_1 | F_2, \varphi_2) = G_-(F_2, \varphi_2 | F_1, \varphi_1)$ - "коммутативная" функция Грина

$$G_+(F_2, \varphi_2 | F_1, \varphi_1) = \langle 0 | \Psi^-(F_2 | \varphi_2, \varphi_1) \Psi^+(F_1 | \varphi_1, \varphi_1) | 0 \rangle. \quad (43)$$

Как отмечалось выше, принятая причинная структура полевого мирового пространства ведет к стабильной квантовой системе, положительной стреле геометрического времени (36) и началу эволюции Вселенной от момента $T=0$ геометрического времени в согласии с уравнением движения (35)

$$\left(\frac{dT}{d\varphi_0}\right)_{\pm} = \pm \sqrt{\rho} \Rightarrow T_{\pm}(\varphi_1, \varphi_0) = \pm \int_{\varphi_1}^{\varphi_0} d\varphi \rho^{-1/2}(\varphi) \geq 0. \quad (44)$$

Сохраняющиеся интегралы движения классической теории и квантовые числа Q квантовой теории получаются путем канонических преобразований типа Леви-Чивита переменных полевого мирового пространства (F, φ_0) к геометрическому набору переменных (V, Q_0) при условии, что геометрический параметр эволюции Q_0 совпадает с геометрическим временем $dt = dQ_0$.

Уравнения (35), (36) в однородном приближении ОТО являются основой наблюдательной космологии, причем геометрическое время есть конформное время, связанное с мировым временем T_f фридмановской космологии соотношением

$$dT_f = \frac{\varphi(T)}{\mu} dT, \quad (45)$$

а зависимость масштабного фактора (динамического параметра эволюции φ) от геометрического времени T трактуется как описание эволюции Вселенной. В частности, уравнение (35) устанавливает связь между современным значением динамического параметра эволюции $\varphi(T_0)$ и космологически наблюдаемыми - плотностью материи ρ и параметром Хаббла

$$\mathcal{H}_{hub}^c = \frac{\mu\varphi'}{\varphi^2} = \frac{\mu\sqrt{\rho}}{\varphi^2} \Rightarrow \varphi(T_0) = \left(\frac{\mu\sqrt{\rho}}{\mathcal{H}_{hub}^c} \right)^{1/2} := \mu\Omega_0^{1/4}, \quad (46)$$

где $(0.6 < (\Omega_0^{1/4})_{exp} < 1.2)$. Динамический параметр эволюции как космический масштабный фактор и величина сопряженного ему момента (т.е. величина динамического гамильтониана) как плотность материи (см. уравнения (35), (36)) являются объектами измерений наблюдательной астрофизики.

В соответствии с развитой в предыдущих разделах общей теории инвариантной редукции репараметризационно - инвариантная динамика ОТО "замаскирована" в двух классически - подобных системах (динамической и геометрической), связанных каноническими преобразованиями Леви-Чивита. Эти преобразования решают проблемы начальных значений, сохранения квантовых чисел, прямого соответствия стандартной классической космологии с квантовой гравитацией на уровне производящего функционала унитарной и причинной теории возмущений [7,19].

3. *Эквивалентная система без связей.* Допустим, что уравнения для связей разрешены и мы оказались в редуцированном пространстве независимых переменных (F^*, P_F^*) . Точное решение локальных и глобальных связей имеет две аналитические ветви с положительными и отрицательными значениями момента масштабного фактора P_0 (34). Поэтому, подставив все разрешенные связи в действие, мы получим две ветви эквивалентных динамических систем без связей (ДС)

$$W_{\pm}^{DUS}[F|\varphi] = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi \left\{ \left[\int d^3x \sum_F P_F^* \frac{\partial F^*}{\partial \varphi} \right] - H_{\pm}^* + \frac{1}{2} \partial_{\varphi}(\varphi H_{\pm}^*) \right\}, \quad (47)$$

где φ выступает в роли эволюционного параметра, а величина H_{\pm}^* , определяемая уравнением (34), играет роль гамильтониана эволюции в редуцированном фазовом пространстве независимых физических переменных (F^*, P_F^*) с уравнениями движения

$$\frac{\partial F^*}{\partial \varphi} = \frac{\partial H_{\pm}^*}{\partial P_F^*}, \quad -\frac{dP_F^*}{d\varphi} = \frac{\partial H_{\pm}^*}{\partial F^*}. \quad (48)$$

Эволюция полевых переменных (F^*, φ) в геометрическом времени T не содержится в ДС (47). Эта эволюция в геометрическом времени описывается дополнительным уравнением (35) для нефизического момента P_0 (34), которое следует из начальной расширенной системы.

Для того, чтобы придти к эквивалентной системе без связей, эволюционирующей в геометрическом времени (назовем такую систему геометрической системой без связей (ГС)), необходимо выполнить каноническое преобразование Леви-Чивиты [12,21] пространства полевых переменных

$$(F^*, P_F^* | \varphi, P_0) \Rightarrow (F_G^*, P_G^* | Q_0, \Pi_0), \quad (49)$$

которое превращает констрайнт энергии (33) в новый момент Π_0 .

В геометрических переменных действие приобретает вид

$$W^G = \int_{t_1}^{t_2} dt \left\{ \left[\int d^3x \sum_{F_G^*} P_G^* \dot{F}_G^* \right] - \Pi_0 \dot{Q}_0 + N_0 \Pi_0 + \frac{d}{dt} S^{LC} \right\}, \quad (50)$$

где S^{LC} - производящая функция преобразований Леви-Чивиты. Теперь констрайнт энергии и дополнительное уравнение для нового момента имеет простой вид

$$\Pi_0 = 0; \quad \frac{\delta W}{\delta \Pi_0} = 0 \Rightarrow \frac{dQ_0}{dt} = N_0 \Rightarrow dQ_0 = dT. \quad (51)$$

Простой вид имеют и уравнения движения

$$\frac{dP_G^*}{dT} = 0, \quad \frac{dF_G^*}{dT} = 0, \quad (52)$$

решениями которых являются начальные значения

$$P_G^* = P_G^{*0}, \quad F_G^* = F_G^{*0}. \quad (53)$$

Подставляя решения (51) и (52) в обращенные преобразования Леви-Чивиты

$$F^* = F^*(Q_0, \Pi_0 | F_G^*, P_G^*), \quad \varphi = \varphi(Q_0, \Pi_0 | F_G^*, P_G^*) \quad (54)$$

и аналогично для импульса, мы приходим к формальным решениям (48) и (36)

$$F^* = F^*(T, 0 | F_G^{*0}, P_G^{*0}), \quad P_F^* = P_F^*(T, 0 | F_G^{*0}, P_G^{*0}), \quad \varphi_0 = \varphi_0(T, 0 | F_G^{*0}, P_G^{*0}). \quad (55)$$

Легко видеть, что эволюция динамических переменных в геометрическом времени (т.е. эволюция Вселенной) отсутствует в рамках динамической системы. Эволюцию динамических переменных в геометрическом времени можно описать в виде обращенных канонических преобразований Леви-Чивиты от ГС к ДС (54), (55).

Существует "слабая" форма преобразований Леви-Чивиты к геометрической системе (F^*, P_F^*)

$\Rightarrow (\bar{F}, \bar{P})$ без переменных действие-угол и со связью [7]

$$\bar{\Pi}_0 - \bar{H}(\bar{Q}_0, \bar{F}, \bar{P}) = 0, \quad (56)$$

что для действия на связях дает выражение

$$W^{GUS} = \int dT \left\{ \left[\int d^3x \sum_{\bar{F}} \bar{P} \frac{d\bar{F}}{dT} \right] - \bar{H}(T, \bar{F}, \bar{P}) \right\}. \quad (57)$$

Уравнение геометрической системы (57) позволяет выбрать космологические начальные значения в геометрическом времени.

4. *Репараметризационно-инвариантный интеграл по путям.* Используя процедуру, разработанную Фаддеевым и Поповым [15,16], мы можем выписать интеграл по траекториям для локальных полей нашей теории, используя констрейнты и условия калибровки (27)-(30):

$$Z_{local}(F_1, F_2 | P_0, \varphi_0, N_0) = \int_{\bar{F}_1}^{\bar{F}_2} D(F, P_f) \Delta_s \bar{\Delta}_t \exp\{i\bar{W}\}, \quad (58)$$

где

$$D(F, P_f) = \prod_{i,x} \left(\prod_{i < k} \frac{dq^{ik} d\pi_{ik}}{2\pi} \prod_f \frac{df dp_f}{2\pi} \right) \quad (59)$$

- функциональные дифференциалы метрических (π, q) и материальных полей (p, f) ,

$$\Delta_s = \prod_{i,x,l} \delta(\varphi_i) \delta(\chi^l) \det\{\varphi_i, \chi^l\}, \quad (60)$$

$$\bar{\Delta}_t = \prod_{i,x} \delta(\mathcal{H}(\mu)) \delta(\pi) \det\{\mathcal{H}(\varphi_0) - \rho, \pi\}, \quad \left(\rho = \frac{\int d^3 x H(\varphi_0)}{V_0} \right) \quad (61)$$

есть детерминант Фаддеева-Попова, а

$$\bar{W} = \int_{t_1}^{t_2} dt \left\{ \int_{V_0} d^3 x \left(\sum_F P_F \dot{F} \right) - P_0 \dot{\varphi}_0 - N_0 \left[-\frac{P_0^2}{4V_0} + H(\varphi_0) \right] + \frac{1}{2} \dot{\partial}_t (P_0 \varphi_0) \right\} \quad (62)$$

- расширенное действие рассматриваемой теории.

По аналогии с частицами и струнами, рассмотренной в [19,20], определим "коммутативную" функцию Грина как интеграл по глобальным полям и усреднение по параметру группы репараметризации времени N_0

$$G_+(F_1, \varphi_1 | F_2, \varphi_2) = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \prod_i \left(\frac{d\varphi_0 dP_0 d\tilde{N}_0}{2\pi} \right) Z_{local}(F_1, F_2 | P_0, \varphi_0, N_0), \quad (63)$$

где

$$\tilde{N} = N/2\pi\delta(0), \quad \delta(0) = \int dN_0. \quad (64)$$

Причинная функция Грина в пространстве полевых переменных (F, φ) определяется как сумма

$$G_c(F_1, \varphi_1 | F_2, \varphi_2) = G_+(F_1, \varphi_1 | F_2, \varphi_2) \theta(\varphi_1 - \varphi_2) + G_-(F_2, \varphi_1 | F_2, \varphi_1) \theta(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (65)$$

Эта функция может рассматриваться как производящий функционал для элементов унитарной S -матрицы [26]

$$S[1, 2] = \langle \text{out}(\varphi_2) | T_\varphi \exp \left\{ -i \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi (H_I^*) \right\} | (\varphi_1) \text{in} \rangle, \quad (66)$$

где T_φ - символ упорядочения относительно параметра φ , а $\langle \text{out}(\varphi_2) |$, $|(\varphi_1) \text{in} \rangle$ есть состояния квантовой Вселенной в низшем порядке дираковской теории

возмущений ($\mathcal{N} = 1; N^k = 0; q^{\bar{y}} = \delta_{y\bar{y}} + h_{y\bar{y}}^T$), H_I^* - гамильтониан взаимодействия

$$H_I^* = H^* - H_0^*, \quad H^* = 2\sqrt{V_0 H(\varphi)}, \quad H_0^* = 2\sqrt{V_0 H_0(\varphi)}, \quad (67)$$

H_0 - сумма гамильтонианов свободных полей (гравитонов, фотонов, массивных векторных и спинорных полей), когда все массы (включая планковскую) заменяются динамическим параметром эволюции φ [7]. Например, для гравитона "свободный" гамильтониан имеет вид:

$$H_0(\varphi) = \int d^3x \left[\frac{6(\pi_{ij}^T)^2}{\varphi^2} + \frac{\varphi^2}{24} (\partial_i h^{ij})^2 \right]; \quad (h_{ii}^T = 0; \partial_j h_{ij}^T = 0). \quad (68)$$

4.1. *КТП-предел квантовой гравитации.* Простейший путь для того, чтобы найти предел бесконечного пространства-времени рассмотренной квантовой гравитации, состоит в использовании квантово-полевой версии репараметризационно-инвариантного интеграла (63) в виде элементов S -матрицы (67), выраженных через геометрическое время T в настоящий момент $T = T_0, \varphi(T_0) = \mu$, а $T(\varphi_1) = T_0 - \Delta T, T(\varphi_2) = T_0 + \Delta T = T_{out}$. Этот матричный элемент можно выразить через время, измеряемое наблюдателем в out-состоянии с огромным числом частиц Вселенной, используя уравнение $d\varphi = dT_{out} \sqrt{\rho_{out}}$ и приближение большой энергии (10^{29} GeV), по сравнению с возможными "реальными" и виртуальными отклонениями свободного гамильтониана в лабораторных процессах:

$$\bar{H}_0 = E_{out} + \delta H_0, \quad \langle out | \delta H_0 | in \rangle \ll E_{out}. \quad (69)$$

В пределе бесконечного объема из (67) получим

$$d\varphi_0 [H_I^*] = 2 d\varphi_0 (\sqrt{V_0(H_0 + H_I)} - \sqrt{V_0 H_0}) = dT_{out} \left[\hat{F} \bar{H}_I + O(1/E_{out}) \right], \quad (70)$$

где H_I - гамильтониан взаимодействия в ОТО, а

$$\hat{F} = \frac{\sqrt{E_{out}}}{\sqrt{H_0}} = \sqrt{\frac{E_{out}}{E_{out} + \delta H_0}} \quad (71)$$

- множитель, который играет роль формфактора для физических процессов, наблюдаемых в "лабораторных" условиях, когда космическая энергия много больше отклонений свободной энергии

$$\delta H_0 = H_0 - E_{out}, \quad (72)$$

обусловленных рождением и аннигиляцией реальных и виртуальных частиц в лабораторных экспериментах.

Время, измеряемое в лабораторных экспериментах $T_2 - T_1$, много меньше возраста Вселенной T_0 , но много больше обратной "лабораторной" энергии δ , так что предел

$$\int_{T(\varphi_1)}^{T(\varphi_2)} dT_{out} \Rightarrow \int_{-\infty}^{+\infty} dT_{out}$$

существует, при этом формфактор (71) становится единицей, что ведет к ультрафиолетовым расходимостям. В этом случае возникает стандартный S -матричный элемент [15], соответствующий функциональному интегралу Фаддеева-Попова с геометрическим (конформным) временем T (вместо координатного t) и с конформно-инвариантными полями $t \rightarrow T_{\text{out}}$

$$S[-\infty + \infty] = \langle \text{out} | T \exp \left[-i \int_{-\infty}^{+\infty} dT_{\text{out}} \hat{F} H_I(\mu) \right] | \text{in} \rangle \quad (\hat{F} = 1). \quad (73)$$

Таким образом, унитарная S -матрица обычной квантовой теории поля (КТП) возникает как нерелятивистское приближение огромной массы Вселенной и ее большого времени жизни. Теперь очевидно, что КТП не годится для описания ранней Вселенной в конечном пространственном объеме ($0 \leq T \leq T_0$).

С другой стороны, мы выяснили, что стандартная КТП, которая возникает как квантовый предел ОТО, оперирует языком конформных полей и координат. Если рассматривать стандартную КТП как предельный случай квантовой гравитации, необходимо осознать, что в КТП измеряемыми являются конформные величины.

Конформная инвариантность переменных позволяет трактовать ОТО как конформную инвариантную теорию гравитации типа дилатонной версии ОТО в пространстве с геометрией подобия [4,5].

5. Заключение. Все релятивистские теории, включая ОТО, рассмотренные в настоящей работе, представлены в мировом пространстве динамических переменных сингулярным действием (в виде интеграла по координатному пространству) и геометрической величиной - интервалом.

Основной особенностью релятивистских систем является репараметризационная симметрия, которая означает, что измеряемое геометрическое время совпадает с времени-подобной переменной в геометрическом мировом пространстве (полученном в результате преобразований Леви-Чивита к переменным действие-угол).

Показано, что физическое содержание исходной репараметризационно-инвариантной системы как в квантовой, так и в классической теории может быть описано только двумя "эквивалентными" системами без связей - динамической и геометрической. В динамической системе параметром эволюции является масштабный фактор, а роль энергии выполняет его канонический импульс, совпадающий с точностью до фактора с параметром Хаббла. Дираковское квантование ведет к волновой функции, описывающей рождение и уничтожение Вселенной в мировом пространстве полевых переменных. Геометрическая система с параметром эволюции в форме геометрического интервала времени возникает в результате преобразований Леви-Чивита, которые превращают энергетическую связь в новый канонический импульс. При этом переменные частиц, диагонализующие

наблюдаемую плотность энергии, превращаются в переменные квазичастиц, которые диагонализуют уравнения движения и, тем самым, определяют начальные космологические данные. Следствием дираковского квантования с положительно определенной энергией системы является положительная стрела геометрического времени в квантовой теории. Космологическая эволюция и рождение частиц материи описываются обратным преобразованием Леви-Чивита как чисто квантовые релятивистские эффекты.

Для унитарной теории возмущений построен производящий функционал причинной функции Грина в виде интеграла по путям. В пределе бесконечно большого пространства-времени этот интеграл совпадает с интегралом Фаддеева-Попова.

Авторы считают своим приятным долгом выразить глубокую благодарность Б.М.Барбашову, Г.Клейнерту, Е.А.Кураеву и И.В.Тютину за дискуссии и ценные критические замечания. Один из нас (В.В.П) работал при поддержке Армянского Национального Фонда науки и образования (ANSEF грант PS14-00). Д.В.П. благодарен РФФИ (грант 00-02-81023 Бел2000.а) за поддержку данной работы.

Ереванский государственный университет, Армения

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

FIELD NATURE OF TIME IN GENERAL RELATIVITY

V.PAPOYAN, V.PERVUSHIN, D.PROSKURIN

The paper is devoted to the description of the reparametrization-invariant dynamics of general relativity obtained by resolving the energy constraint and constructing equivalent unconstrained systems. It was shown that the time measured by the watch of an observer coincides with one of field variables, but not with the reparametrization-noninvariant coordinate evolution parameter. To construct an equivalent unconstrained system with the geometric time interval as the evolution parameter, we make the Levi-Cevita canonical transformation to new field variables. One of these variables coincides with the geometric interval due to the motion equation. The physical consequence of the initial field system generalization and the Levi-Cevita canonical transformation is the positive arrow of the geometric time in GR. The constraint-shell action reveals the "field nature" of the geometric time in general relativity. We derive a new path integral representation of the causal Green function in the Hamiltonian scheme of general relativity.

ЛИТЕРАТУРА

1. *P.A.M.Dirac*, Proc. Roy. Soc., **A246**, 333, 1958; Phys. Rev., **114**, 924, 1959.
2. *R.Arnovitt, S.Deser, C.W.Misner*, Phys. Rev., **116**, 1322, 1959; Phys. Rev. **117**, 1595, 1960.
3. *C.Isham; K.Kuchar*, Ann. Phys. (NY), **164**, 288, 316, 1985.
4. *L.N.Gyngazov et. al.*, Gen. Rel. and Grav., **30**, 1749, 1998.
5. *M.Pawlowski, V.V.Papoyan, V.N.Pervushin, V.I.Smirichinski*, Phys. Lett., **444B**, 293, 1998.
6. *G.Fulop, D.M.Gitman, I.V.Tyutin*, Int.J. Theor. Phys., **38**, 1941, 1999.
7. *V.N.Pervushin, V.I.Smirichinski*, J. Phys. A: Math. Gen. **32**, 6191, 1999.
8. *P.A.M.Dirac*, Lectures on Quantum Mechanics (Belfer Graduate School of Science, Yeshive Univ. Press, New York), 1964.
9. *A.J.Hanson, T.Regge, C.Teitelboim*, Constrained Hamiltonian Systems Accademia Nazionale dei Lincei (Rome), 1976.
10. *D.M.Gitman, I.V.Tyutin*, Quantization of fields with Constraints (Springer-Verlag, Berlin); 1990.
11. *Н.П.Коноплева, Н.П.Понов*, Калибровочные поля, Атомиздат, М. 1972.
12. *S.A.Gogilidze, A.M.Khvedelidze, V.N.Pervushin*, Phys. Particles and Nuclei, **30**, 66, 1999.
13. *P.A.M.Dirac*, Can. J. Phys., **33**, 650, 1955.
14. *Л.Д.Фаддеев*, ТМФ, **1**, 3, 1969.
15. *Л.Д.Фаддеев, В.Н.Понов*, УФН, **111**, 427, 1973.
16. *L.Faddeev, V.Popov*, Phys. Lett., **25B**, 29, 1967; B.S.DeWitt Phys. Rev. **160**, 1113, 1967.
17. *C.G.Torre*, Class. Quantum Grav., **8**, 1895, 1991.
18. *A.Khvedelidze, Yu.Palii, V.Papoyan, V.Pervushin*, Phys. Lett., **402B**, 263, 1997.
19. *M.Pawlowski, V.Pervushin*, Int. J. Mod. Phys. **A16**, 1715, 2001; hep-th/0006116.
20. *В.М.Барбашов, V.N.Pervushin*, J. Phys., A, to be published, 2001; hep-th/0005140; *Б.М.Барбашов, В.Н.Первушин, М.Павловски*, ЭЧАЯ, **32**, 564, 2001.
21. *T.Levi-Civita*, Prace Mat.-Fiz., **17**, 1, 1906; *S.Sanmugadhasan*, J. Math. Phys., **14**, 677, 1973.
22. *А.Л.Зельманов*, ДАН СССР, АН SSSR, **227**, 78; *Ю.С.Владимиров*, Системы отсчета в теории гравитации, Энергоиздат, М. 1982.
23. *В.Н.Первушин, В.И.Смиринский*, Ядерная физика, **61**, 142, 1998.
24. *J.W.York (Jr.)*, Phys. Rev. Lett., **26**, 1658, 1971; *K.Kuchar*, J. Math. Phys. **13**, 768, 1972.
25. *A.Lichnerowicz*, J. Math. Pures and Appl., 1944.
26. *S.Schweber*, An Introduction to Relativistic Quantum Field Theory Row, Peterson and CO, Evanston, Ill, Elmsford, N.Y., 1961.

УДК: 524.74

Краткие сообщения

ОЦЕНКА МАССЫ И ВОЗМОЖНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ЭМИССИОННЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ В СПЕКТРЕ СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGC4151

В работе [1] приведены значения лучевых скоростей V_0 для двух объектов, которые, как предполагается, движутся в поле тяготения центрального тела (ЦТ) сейфертовской галактики NGC4151. Лучевые скорости даны относительно центра самой галактики, погрешности при их определении составляют около 100 км/с (см. рис.1, 2). Ниже представлены результаты численной оценки массы ЦТ (черной дыры), удовлетворяющие наблюдениям в пределах ошибок. Расчеты проведены в предположении кеплеровского параболического движения, другие эффекты не учитывались.

Ось Y направим по лучу зрения, ось X - в плоскость предполагаемой орбиты. При таком выборе системы координат долготу восходящего узла можно принять равной нулю. Тогда лучевая скорость, вычисленная по формулам невозмущенного параболического движения, может быть определена выражением:

$$V_C = dy/dt = V_q \cos i [\cos \omega - \sigma \sin \omega] / (1 + \sigma^2), \quad (1)$$

где $V_q = 2qn = (2\mu/q)^{1/2}$ - модуль линейной скорости в перигеуме, q - расстояние до перигеума, $n = (\mu/2q^3)^{1/2}$, $\mu = 2q^3n^2$ - масса центрального тела, i - наклон плоскости орбиты к лучу зрения, ω - аргумент перигеума, τ - момент прохождения через перигеум, а динамический параметр σ определяется как решение уравнения

$$\sigma + \sigma^3/3 = n(t - \tau).$$

В формулу (1) входит 5 неизвестных параметров, в качестве которых мы возьмем следующие: i , ω , τ , q , n . Угол наклона i из наблюдений только лучевых скоростей определить нельзя, можно лишь найти комбинацию типа $q^i \cos i$, поэтому примем $i=0$. Это означает, что в конечном итоге оценивается нижняя граница массы. Оставшиеся 4 параметра найдем из условия:

$$S(\omega, \tau, q, n) = \sum (V_{OK} - V_{CK})^2 = \min \quad (2)$$

$k = 1, 2, \dots, N$ - индекс суммирования, для первого объекта $N=4$, для второго $N=9$.

На рис.1, 2 представлены некоторые характерные варианты расчетов, где $s = \sqrt{S/N}$ км/с, q выражено в астрономических единицах (а.е.), ω - в градусах, τ - в сутках от первого момента наблюдений и μ дано в единицах массы Солнца.

Выводы.
1. Кеплеровская параболическая орбита вполне удовлетворяет исходным

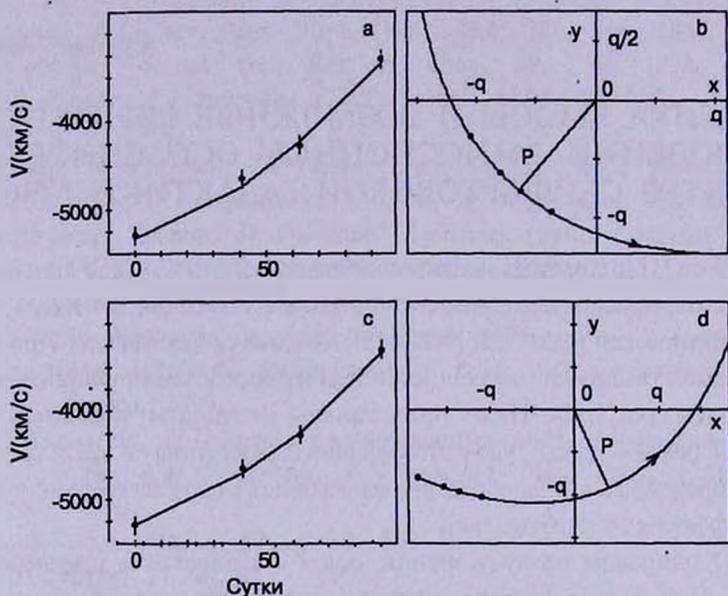


Рис.1. Объект 1. a и c - аппроксимация радиальной скорости; b и d - орбитальное положение. Параметры для a и b : $s = 51.1$, $q = 374$, $\omega = 230$, $\tau = 61.2$, $\mu = 9.3 \cdot 10^4$. Параметры для c и d : $s = 28.2$, $q = 1044$, $\omega = 294$, $\tau = 238.6$, $\mu = 2.47 \cdot 10^4$.

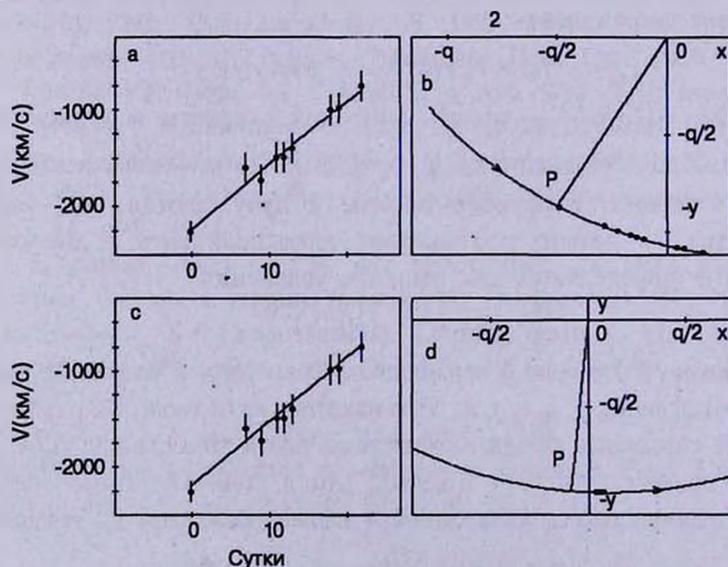


Рис.2. Объект 2. a и c - аппроксимация радиальной скорости; b и d - орбитальное положение. Параметры для a и b : $s = 71.0$, $q = 81$, $\omega = 240$, $\tau = -0.5$, $\mu = 9.44 \cdot 10^5$. Параметры для c и d : $s = 68.0$, $q = 22000$, $\omega = 265$, $\tau = 69.6$, $\mu = 26.3 \cdot 10^{10}$.

данным, усложнять эту модель, по-видимому, не имеет смысла.

2. При выбранном наборе искомых параметров (и использованных данных) функционал (2) имеет ярко выраженную овражную структуру, что затрудняет поиск глобального минимума.

3. Исходные данные по количеству и по качеству недостаточны для надежной оценки массы ЦТ, особенно это касается расчетов второго объекта, для которого интервал наблюдений слишком мал. Можно лишь достаточно уверенно утверждать, что искомая масса лежит в пределах от 10^7 до 10^{10} масс Солнца.

Можно предположить, что источник излучения эмиссионных линий с переменной длиной волны представляет собой достаточно компактное облако, образовавшееся, например, после взрыва Сверхновой. Наблюдаемое явление сравнимо с прохождением кометы в солнечной системе. Движение исследуемого объекта (облака), кроме гравитационного взаимодействия с ЦТ, зависит также от сопротивления среды, давления излучения ЦТ и т.п.

При наличии большого объема наблюдательных данных в широком интервале времени можно получить достоверную информацию о физических характеристиках и массе ЦТ. Особое внимание должно быть уделено временному смещению яркостных изменений объекта по отношению к ЦТ. В этом случае мы будем иметь разницу расстояний между ЦТ и излучающим объектом в абсолютных единицах, что позволит определить наклон плоскости орбиты к лучу зрения. Следует заметить, что угловые размеры подобных орбит характеризуются величиной 10^{-3} - 10^{-5} сек. дуги.

Очевидно, что случаи появления быстро движущихся эмиссионных объектов в NGC4151 или же в другой галактике, должны быть исследованы в кооперации с разными обсерваториями и, при возможности, также орбитальными телескопами.

Estimations of mass and possible results of observations of emission features in spectrum of seyfert galaxy NGC4151. Results of observations of emission features with variable wavelengths in the spectrum of NGC 4151 were used to show an evidence of study of several physical parameters of nuclei and nearby regions of Sy galaxies. Dense compact gaseous clouds moving around Central body are accepted to be the sources of these observable emissions. Calculations of such model show that the mass of Central body is within 10^7 - $10^{10} M_{\odot}$.

25 октября 2000
Астрофизический институт
им. Фесенкова, Казахстан

Б.Демченко
B.Demchenko
Е.Денисюк
E.Denissyuk

ЛИТЕРАТУРА

1. E.K.Denissyuk, Astron. Astrophys Transactions, **10**, 279, 1996.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

журнала "Астрофизика", том 44, 2001г.

<i>Абрамян Г.В.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	111
<i>Абрамян Г.В.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	405
<i>Аджян Г.С.</i> О структуре свободной поверхности самосвязанной кварковой материи	475
<i>Аззопарди М.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	111
<i>Аззопарди М.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	405
<i>Айрапетян М.В.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	311
<i>Акопян А.А.</i> Об изменении частоты вспышек вспыхивающих звезд. II. Вспыхивающие звезды скопления Плеяды	131
<i>Акопян С.А.</i> (см. <i>Балаян С.К.</i>)	199
<i>Акопян С.А., Балаян С.К.</i> Исследование галактик Второго Бюраканского обзора неба. IV. Спектральные наблюдения в площадках $11^{\text{h}}30^{\text{m}}, +59^{\circ}$ и $12^{\text{h}}00^{\text{m}}, +59^{\circ}$	587
<i>Алавердян Г.Б., Арутюнян А.Р., Вартанян Ю.Л.</i> Кварковые звезды малых масс или кварковые белые карлики	323
<i>Алексеев И.Ю., Козлова О.В.</i> Пятна и активные области на эмиссионной звезде VY A γ	529
<i>Ал-Наими Х.М.К.</i> Исследование звездных пятен для трех короткопериодических двойных типа Rs CVn	285
<i>Ал-Наими Х.М.К.</i> (см. <i>Каллоглян А.Т.</i>)	359
<i>Арутюнян А.Р.</i> (см. <i>Алавердян Г.Б.</i>)	323
<i>Арутюнян Г.А., Меликян Н.Д.</i> Изменение блеска и собственные движения трех объектов в области Лебеда	431
<i>Арутюнян Г.Г., Папоян В.В.</i> Эйнштейновское представление теории тяготения Йордана-Бранса-Дикке	483
<i>Афанасьев В.Л.</i> (см. <i>Балаян С.К.</i>)	199
<i>Багдоев А.Г., Седракян Д.М.</i> Волновые пучки в плазме в поперечном магнитном поле	139
<i>Балаян С.К.</i> (см. <i>Акопян С.А.</i>)	587
<i>Балаян С.К., Акопян С.А., Афанасьев В.Л., Додонов С.Н.</i> Исследование галактик Второго Бюраканского обзора неба. III. Спектральные наблюдения в площадках $09^{\text{h}}47^{\text{m}}, +51^{\circ}$ и $09^{\text{h}}50^{\text{m}}, +55^{\circ}$	199
<i>Блашке Д.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	443
<i>Болтвуд П.</i> (см. <i>Гаген-Торн В.А.</i>)	347
<i>Бондарь Н.И., Шаховская Н.И.</i> Особенности распределения энергии в спектре симбиотической звезды CN Sуг в разных состояниях блеска	57
<i>Борисов Н.В.</i> (см. <i>Гнедин Ю.Н.</i>)	395
<i>Борчхадзе Т.М.</i> (см. <i>Когошвили Н.Г.</i>)	217
<i>Вартанян Ю.Л.</i> (см. <i>Алавердян Г.Б.</i>)	323
<i>Вартанян Ю.Л., Григорян А.К.</i> О странных кварковых звездах малых масс с корой	469
<i>Верон-Сетти М.-П.</i> (см. <i>Микаелян А.М.</i>)	21

<i>Верон Ф. (см. Микаелян А.М.)</i>	21
<i>Воскресенский Д.Н. (см. Седракян Д.М.)</i>	443
<i>Гаген-Торн А.В. (см. Гаген-Торн В.А.)</i>	347
<i>Гаген-Торн В.А., Гаген-Торн А.В., Эрштадт С.Г., Такало Л.О., Силланпя А., Пурсимо Т., Балтвуд П. Анализ многоцветных наблюдений ЗС 66А за 1993-1998гг.</i>	347
<i>Гигоян К.С., Абрамян Г.В., Азопарди М., Руссей Д. Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Звезды поздних спектральных классов. XI. Полоса $-7^{\circ} \leq \delta \leq -3^{\circ}$</i>	111
<i>Гигоян К.С., Абрамян Г.В., Азопарди М., Руссей Д. Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Звезды поздних спектральных классов. XII. Полоса $-3^{\circ} \leq \delta \leq +1^{\circ}$</i>	405
<i>Гигоян К.С. (см. Микаелян А.М.)</i>	273
<i>Гикошвили М.П. (см. Киладзе Р.И.)</i>	73
<i>Гикошвили М.П. (см. Киладзе Р.И.)</i>	337
<i>Глаголевский Ю.В. Магнитные модели HD 115708 и HD 119419</i>	121
<i>Гнедин Ю.Н., Борисов Н.В., Нацвлишвили Т.М., Пиотрович М.Ю. Спектрополяриметрические наблюдения уникального белого карлика GD 356 на БТА-6м</i>	395
<i>Гонсалвеш А.К. (см. Микаелян А.М.)</i>	21
<i>Грачев С.И. Перенос поляризованного излучения: нелинейные интегральные уравнения для I-матриц в общем случае и при резонансном рассеянии в слабом магнитном поле</i>	455
<i>Грачев С.И. Новый метод численного решения нестационарных задач теории переноса излучения</i>	619
<i>Григорян А.К. (см. Вартамян Ю.Л.)</i>	469
<i>Григорян Л.Ш. (см. Саакян Г.С.)</i>	341
<i>Гринин В.П. Приближение Соболева</i>	493
<i>Демченко Б., Денисюк Е. Оценка массы и возможные результаты наблюдений эмиссионных особенностей в спектре сейфертовской галактики NGC 4151</i>	667
<i>Денисюк Е. (см. Демченко Б.)</i>	667
<i>Дзигвашвили Р. (см. Мдзинаришвили Т.)</i>	571
<i>Додонов С.Н. (см. Балаян С.К.)</i>	199
<i>Евстигнеева Е.А., Решетников В.П. О кривых вращения галактик в разном пространственном окружении</i>	193
<i>Еранян А.А. Модели Фридмана и космологические решения в биметрической теории с квадратичным лагранжианом</i>	167
<i>Ерастова Л.К. Поверхностная плотность ярких активных внегалактических объектов</i>	611
<i>Ерицян М.А. Поляриметрические и фотометрические наблюдения звезды СН Лебеда</i>	553
<i>Ирсамбетова Т.Р. Анализ многоцветных фотометрических наблюдений SS 433</i>	297
<i>Испирян Н.М. (см. Хачатрян А.Ж.)</i>	633

<i>Казарян М.А., Мартиросян Ж.Р.</i> Новые спектрофотометрические данные о ядрах галактик Kaz 26 и Kaz 73	207
<i>Казарян М.А., Петросян Г.В.</i> Классификация красных звезд со спектральными полосами поглощения, наблюдавшихся в ближней инфракрасной области	413
<i>Каллоглян А.Т., Кандалян Р.А., Ал-Наими Х.М.К., Хассавне А.М.</i> Исследование галактик с перемычкой. VII. Сравнительная статистика SB и SA галактик. Близкая и средняя ИК-области	359
<i>Кандалян Р.А.</i> (см. <i>Каллоглян А.Т.</i>)	359
<i>Карапетян А.А.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i>)	265
<i>Караченцев И.Д., Макаров Д.И.</i> Местное поле скоростей галактик	5
<i>Касауров А.М.</i> Метод альбедного сдвига: Рассеяние в линии с полным перераспределением по частотам	149
<i>Киладзе Р.И., Гикошвили М.П.</i> Исследование Новой Лебеда 1975г. (V 1500) в Абастумани. I. Фотографические наблюдения спектров	73
<i>Киладзе Р.И., Гикошвили М.П.</i> Исследование Новой Лебеда 1975г. (V 1500) в Абастумани. II. Разложение линий сложного профиля на компоненты	337
<i>Когошвили Н.Г., Борчхадзе Т.М.</i> Некоторые новые результаты, касающиеся изучения структуры скопления Дева	217
<i>Козлова О.В.</i> (см. <i>Алексеев И.Ю.</i>)	529
<i>Кочухов О.П.</i> (см. <i>Саванов И.С.</i>)	79
<i>Кочухов О.П.</i> (см. <i>Саванов И.С.</i>)	253
<i>Крикорян Р.А.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	579
<i>Кучми С.</i> (см. <i>Никогосян А.Г.</i>)	643
<i>Магакян Т.Ю., Мовсесян Т.А.</i> Спектр PV Сер и GM1-29 (RNO 125) в 1976-1997гг.	515
<i>Магалинский В.Б.</i> (см. <i>Чатерджи Т.К.</i>)	387
<i>Магтесян А.П., Мовсесян В.Г.</i> О связи морфологического типа ярчайшей галактики и морфологического содержания остальных членов в широких группах галактик	243
<i>Макаров Д.И.</i> (см. <i>Караченцев И.Д.</i>)	5
<i>Маккенти Дж.</i> (см. <i>Петросян А.Р.</i>)	175
<i>Малумян В.Г., Панаджян В.Г.</i> О связи инфракрасного и радиоизлучения галактик типа лайнеров	603
<i>Мартиросян Ж.Р.</i> (см. <i>Казарян М.А.</i>)	207
<i>Мдзинаришвили Т., Дзигвашвили Р.</i> О звезде-прародителе пульсара в Крабовидной туманности	571
<i>Меликян Н.Д.</i> (см. <i>Арутюнян Г.А.</i>)	431
<i>Меликян Н.Д., Карапетян А.А.</i> Новые H_{α} -звезды, NHL-объекты и кометарная туманность	265
<i>Микаелян А.М.</i> Оптические отождествления точечных источников IRAS. Галактики. VI.	43
<i>Микаелян А.М.</i> Оптические отождествления точечных источников IRAS. Галактики. VII.	227

<i>Микаелян А.М., Гигоян К.С.</i> Оптические отождествления точечных источников IRAS на основе низкодисперсионных спектров FBS. Звезды. V.	273
<i>Микаелян А.М., Гонсалвеш А.К., Верон-Сетти М.-П., Верон Ф.</i> О природе голубых звездных объектов FBS и полноте обзора ярких квазаров. II.	21
<i>Мицкевич М.П., Павленко Е.П.</i> Интересный эпизод фотометрической активности V521 Суг	505
<i>Мклин Б.</i> (см. <i>Петросян А.Р.</i>)	175
<i>Мовсесян В.Г.</i> (см. <i>Магтесян А.П.</i>)	243
<i>Мовсесян Т.А.</i> (см. <i>Магтесян Т.Ю.</i>)	515
<i>Нацелишвили Т.М.</i> (см. <i>Гнедин Ю.Н.</i>)	395
<i>Никогосян А.Г.</i> Об одной задаче покрытия и ее астрофизическом приложении	159
<i>Никогосян А.Г., Кучми С.</i> К интерпретации излучения надтепловых корональных струй. I.	643
<i>Никогосян Е.Г.</i> Структура скопления галактик A548	31
<i>Никогосян Е.Г.</i> Структура скоплений галактик A2634, A1983 и DC0428-53	375
<i>Оганесян Е.Р.</i> (см. <i>Оганесян Р.Х.</i>)	559
<i>Оганесян Р.Х., Оганесян Е.Р.</i> Газопылевые оболочки вокруг некоторых звезд ранних спектральных классов с ИК-избытком (эмиссией)	559
<i>Павленко Е.П.</i> (см. <i>Мицкевич М.П.</i>)	505
<i>Панаджян В.Г.</i> (см. <i>Малумян В.Г.</i>)	603
<i>Папоян В.В., Первушин В.Н., Проскурин Д.В.</i> Полевая природа времени в общей теории относительности	653
<i>Папоян В.В.</i> (см. <i>Арутюнян Г.Г.</i>)	483
<i>Первушин В.Н.</i> (см. <i>Папоян В.В.</i>)	653
<i>Петросян А.Р., Маккенти Дж., Мклин Б.</i> Морфология карликовых галактик Маркаряна	175
<i>Петросян Г.В.</i> (см. <i>Казарян М.А.</i>)	413
<i>Пиотрович М.Ю.</i> (см. <i>Гнедин Ю.Н.</i>)	395
<i>Полякова Т.А.</i> Изменения поляризации в излучении <i>o</i> Andromedae и LZ Cephei	543
<i>Проскурин Д.В.</i> (см. <i>Папоян В.В.</i>)	653
<i>Пурсимо Т.</i> (см. <i>Гаген-Торн В.А.</i>)	347
<i>Решетников В.П.</i> (см. <i>Евстигнеева Е.А.</i>)	193
<i>Розенбуш А.Э.</i> Поведение профиля линий дублета натрия и триплета кальция в спектре R CrB в неглубоких минимумах 1998-1999гг.	97
<i>Руссей Д.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	111
<i>Руссей Д.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	405
<i>Саакян Г.С., Григорян Л.Ш.</i> О природе активности ядер галактик	341
<i>Саванов И.С., Кочухов О.П., Цымбал В.В.</i> Исследование вертикального распределения хрома в атмосферах химически-пекулярных звезд. I. Диагностика	79
<i>Саванов И.С., Кочухов О.П., Цымбал В.В.</i> Исследование вертикаль-	

ного распределения хрома в атмосферах Ср-звезд. II. Моделирование	253
<i>Седрабян Д.М., Айрапетян М.В.</i> Релаксация угловой скорости пульсара Vela после его первых восьми скачков	311
<i>Седрабян Д.М., Блашке Д., Шахабасян К.М., Воскресенский Д.Н.</i> Эффект Мейсснера для "цветового" сверхпроводящего кваркового вещества	443
<i>Седрабян Д.М., Крикорян Р.А.</i> К электродинамике пульсаров в вращающихся системах	579
<i>Седрабян Д.М.</i> (см. <i>Багдоев А.Г.</i>)	139
<i>Седрабян Д.М.</i> (см. <i>Хачатрян А.Ж.</i>)	633
<i>Силланпяя А.</i> (см. <i>Гаген-Торн В.А.</i>)	347
<i>Такало Л.О.</i> (см. <i>Гаген-Торн В.А.</i>)	347
<i>Фесенко Б.И.</i> Эффект сверхчувствительности при поиске сверхскупиваний	509
<i>Хассавне А.М.</i> (см. <i>Каллоглян А.Т.</i>)	359
<i>Хачатрян А.Ж., Седрабян Д.М., Испирян Н.М.</i> Рассеяния электромагнитной волны на диэлектрическом слое, ограниченном с обеих сторон двумя различными однородными полубесконечными средами	633
<i>Цымбал В.В.</i> (см. <i>Саванов И.С.</i>)	79
<i>Цымбал В.В.</i> (см. <i>Саванов И.С.</i>)	253
<i>Чатерджи Т.К., Магалинский В.Б.</i> Изменения в эллиптических галактиках в результате столкновения со спиральными и их последствия	387
<i>Шахабасян К.М.</i> (см. <i>Седрабян Д.М.</i>)	443
<i>Шаховская Н.И.</i> (см. <i>Бондарь Н.И.</i>)	57
<i>Эрштадт С.Г.</i> (см. <i>Гаген-Торн В.А.</i>)	347

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск I

Местное поле скоростей галактик	<i>И.Д.Караченцев, Д.И.Макаров</i>	5
О природе голубых звездных объектов FBS и полноте обзора ярких квазаров. II	<i>А.М.Микаелян, А.К.Гонсалвеш, М.-П.Верон-Сетти, Ф.Верон</i>	21
Структура скопления галактик A 548.	<i>Е.Г.Никогосян</i>	31
Оптические отождествления точечных источников IRAS. Галактики. VI	<i>А.М.Микаелян</i>	43
Особенности распределения энергии в спектре симбиотической звезды CN Sgr в разных состояниях блеска	<i>Н.И.Бондарь, Н.И.Шаховская</i>	57
Исследование Новой Лебеда 1975г. (V 1500) в Абастумани. I. Фотографические наблюдения спектров	<i>Р.И.Киладзе, М.П.Гикошвили</i>	73
Исследование вертикального распределения хрома в атмосферах химически-пекулярных звезд. I. Диагностика	<i>И.С.Саванов, О.П.Кочухов, В.В.Цымбал</i>	79
Поведение профиля линий дублета натрия и триплета кальция в спектре R CrB в неглубоких минимумах 1998-1999гг.	<i>А.Э.Розенбуш</i>	97
Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Звезды поздних спектральных классов. XI. Полоса $-7^\circ \leq \delta \leq -3^\circ$	<i>К.С.Гигоян, Г.В.Абрамян, М.Аззонпарди, Д.Руссей</i>	111
Магнитные модели HD 115708 и HD 119419	<i>Ю.В.Глаголевский</i>	121
Об изменении частоты вспышек вспыхивающих звезд. II. Вспыхивающие звезды скопления Плеяды	<i>А.А.Акопян</i>	131
Волновые пучки в плазме в поперечном магнитном поле	<i>А.Г.Багдоев, Д.М.Седракан</i>	139
Метод альбедного сдвига: Рассеяние в линии с полным перераспределением по частотам	<i>А.М.Касауров</i>	149
Об одной задаче покрытия и ее астрофизическом приложении	<i>А.Г.Никогосян</i>	159
Модели Фридмана и космологические решения в биметрической теории с квадратичным лагранжианом	<i>А.А.Еранян</i>	167

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 2

Морфология карликовых галактик Маркаряна	
<i>А.Р.Петросян, Дж.Маккенти, Б.Мклин</i>	175
О кривых вращения галактик в разном пространственном окружении	
<i>Е.А.Евстигнеева, В.П.Решетников</i>	193
Исследование галактик Второго Бюраканского обзора неба. III. Спектральные наблюдения в площадках $09^h47^m, +51^\circ$ и $09^h50^m, +55^\circ$	
<i>С.К.Балаян, С.А.Акопян, В.Л.Афанасьев, С.Н.Додонов</i>	199
Новые спектрофотометрические данные о ядрах галактик Kaz26 и Kaz73	
<i>М.А.Казарян, Ж.Р.Мартиросян</i>	207
Некоторые новые результаты, касающиеся изучения структуры скопления Дева	
<i>Н.Г.Когошвили, Т.М.Борчхадзе</i>	217
Оптические отождествления точечных источников IRAS. Галактики. VII	
<i>А.М.Микаелян</i>	227
О связи морфологического типа ярчайшей галактики и морфологического содержания остальных членов в широких группах галактик	
<i>А.П.Магтесян, В.Г.Мовсесян</i>	243
Исследование вертикального распределения хрома в атмосферах CP-звезд. II. Моделирование	
<i>И.С.Саванов, О.П.Кочухов, В.В.Цымбал</i>	253
Новые H_α звезды, HNL-объекты и кометарная туманность	
<i>Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян</i>	265
Оптические отождествления точечных источников IRAS на основе низкодисперсионных спектров FBS. Звезды. V	
<i>А.М.Микаелян, К.С.Гигоян</i>	273
Исследование звездных пятен для трех короткопериодических двойных типа RS CVn	
<i>Н.М.К.Ал-Наими</i>	285
Анализ многоцветных фотометрических наблюдений SS433	
<i>Т.Р.Ирсмамбетова</i>	297
Релаксация угловой скорости пульсара Vela после его первых восьми скачков	
<i>Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян</i>	311
Кварковые звезды малых масс или кварковые белые карлики	
<i>Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян</i>	323
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
Исследование Новой Лебеда 1975г. (V1500) в Абастумани. II. Разложение линий сложного профиля на компоненты	
<i>Р.И.Киладзе, М.П.Гикошвили</i>	337
О природе активности ядер галактик	
<i>Г.С.Саакян, Л.Ш.Григорян</i>	341

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 3

- Анализ многоцветных наблюдений ЗС 66А за 1993-1998гг.
В.А.Гаген-Торн, А.В.Гаген-Торн, С.Г.Эрштадт, Л.О.Такало, А.Силланпяя, Т.Пурсимо, П.Болтвуд 347
- Исследование галактик с перемычкой. VII. Сравнительная статистика SB и SA галактик. Близкая и средняя ИК-области
А.Т.Каллоглян, Р.А.Кандалян, Х.М.К.Ал-Наими, А.М.Хассавне 359
- Структура скоплений галактик A2634, A1983 и DC0428-53
Е.Г.Никогосян 375
- Изменения в эллиптических галактиках в результате столкновения со спиральными и их последствия
Т.К.Чатерджи, В.Б.Магалинский 387
- Спектрополяриметрические наблюдения уникального белого карлика GD356 на БТА-6м
Ю.Н.Гнедин, Н.В.Борисов, Т.М.Нацелишвили, М.Ю.Пиотрович 395
- Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Звезды поздних спектральных классов. XII. Полоса $-3^\circ \leq \delta \leq +1^\circ$
К.С.Гигоян, Г.В.Абрамян, М.Аззопарди, Д.Руссей 405
- Классификация красных звезд со спектральными полосами поглощения, наблюдавшихся в близко-инфракрасной области
М.А.Казарян, Г.В.Петросян 413
- Изменения блеска и собственные движения трех объектов в области Лебеда
Г.А.Арутюнян, Н.Д.Меликян 431
- Эффект Мейсснера для "цветового" сверхпроводящего кваркового вещества
Д.М.Седракян, Д.Блашке, К.М.Шахабасян, Д.Н.Воскресенский 443
- Перенос поляризованного излучения: Нелинейные интегральные уравнения для I-матриц в общем случае и при резонансном рассеянии в слабом магнитном поле
С.И.Грачев 455
- О странных кварковых звездах малых масс с корой
Ю.Л.Вартанян, А.К.Григорян 469
- О структуре свободной поверхности самосвязанной кварковой материи
Г.С.Аджян 475
- Эйнштейновское представление теории тяготения Йордана-Бранса-Дикке
Г.Г.Арутюнян, В.В.Папоян 483
- Приближение Соболева
В.П.Гринин 493
- КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ**
- Интересный эпизод фотометрической активности V521 Cyg
М.П.Мицкевич, Е.П.Павленко 505
- Эффект сверхчувствительности при поиске сверхскупиваний
Б.И.Фесенко 509

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 4

- Спектр PV Сер и GM1-29 (RNO125) в 1976-1997гг.
Т.Ю.Магалян, Т.А.Мовсесян 515
- Пятна и активные области на эмиссионной звезде VY Aгi
И.Ю.Алексеев, О.В.Козлова 529
- Изменения поляризации в излучении *o* Andromedae и LZ Cephei
Т.А.Полякова 543
- Поляриметрические и фотометрические наблюдения звезды СН Лебедя
М.А.Ерицян 553
- Газопылевые оболочки вокруг некоторых звезд ранних спектральных классов с ИК-избытком (эмиссией)
Р.Х.Оганесян, Е.Р.Оганесян 559
- О звезде - прародителе пульсара в крабовидной туманности
Т.Мдзинаришвили, Р.Дзигвашвили 571
- К электродинамике пульсаров в вращающихся системах
Д.М.Седракян, Р.А.Крикорян 579
- Исследование галактик Второго Бюраканского обзора неба. IV.
Спектральные наблюдения в площадках $11^{\text{h}}30^{\text{m}}, +59^{\circ}$ и $12^{\text{h}}00^{\text{m}}, +59^{\circ}$
С.А.Акопян, С.К.Балаян 587
- О связи инфракрасного и радиоизлучения галактик типа лайнеров
В.Г.Малумян, В.Г.Панаджян 603
- Поверхностная плотность ярких активных внегалактических объектов
Л.К.Ерастова 611
- Новый метод численного решения нестационарных задач теории переноса излучения
С.И.Грачев 619
- Рассеяния электромагнитной волны на диэлектрическом слое, ограниченном с обеих сторон двумя различными однородными полубесконечными средами
А.Ж.Хачатрян, Д.М.Седракян, Н.М.Испирян 633
- К интерпретации излучения надтепловых корональных струй. I
А.Г.Никогосян, С.Кучми 643
- Полевая природа времени в общей теории относительности
В.В.Папоян, В.Н.Первушин, Д.В.Проскурин 653
- КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ**
- Оценка массы и возможные результаты наблюдений эмиссионных особенностей в спектре сейфертовской галактики NGC4151
Б.Демченко, Е.Денисюк 667

CONTENTS

Number 1

The local velocity field of galaxies	<i>I.D.Karachentsev, D.I.Makarov</i>	5
On the nature of the FBS blue stellar objects and the completeness of the bright quasar survey. II	<i>A.M.Mickaelian, A.C.Gonçalves, M.-P.Véron-Cetty and P.Véron</i>	21
The structure of the cluster of galaxies A 548	<i>E.H.Nikogossian</i>	31
Optical identifications of IRAS point sources. Galaxies. VI	<i>A.M.Mickaelian</i>	43
Spectral energy distribution properties of symbiotic star CH Cyg in different stages of brightness	<i>N.I.Bondar', N.I.Shakhovskaya</i>	57
The investigation of Nova Cygni 1975 (V 1500) in Abastumani.I. Photographic observations of spectra	<i>R.I.Kiladze, M.P.Gikoshvili</i>	73
Investigation of stratification of vertical distribution of chromium in the atmospheres of CP stars. I. Diagnostic analysis	<i>I.S.Savanov, O.P.Kochukhov, V.V.Tsybal</i>	79
Behavior of the profiles of the Na I D doublet and the Ca II infrared triplet in the R Coronae Borealis spectrum during the 1998-1999 shallow minima	<i>A.E.Rosenbush</i>	97
First Byurakan spectral sky survey. Stars of late spectral types. XI. Zone $-7^\circ \leq \delta \leq -3^\circ$	<i>K.S.Gigoian, H.V.Abrahamyan, M.Azzopardi, D.Russeil</i>	111
Magnetic models of HD 115708 and HD 119419	<i>YU.V.Glagolevskij</i>	121
On the flare stars flares frequency changing. II. Flare stars of Pleiades cluster	<i>A.A.Akopian</i>	131
Waves beams in the plazma with transversal magnetic field	<i>A.G.Bagdoev, D.M.Sedrakyan</i>	139
Albedo shifting: line formation with complete frequency redistribution	<i>A.M.Kasurov</i>	149
On a covering problem and its astrophysical application	<i>A.G.Nikoghossian</i>	159
Friedmann model's and cosmological solutions in bimetric theory with quadratic Lagrangian	<i>A.H.Yeranyan</i>	167

CONTENTS

Number 2

The morphologies of dwarf Markarian galaxies <i>A.R.Petrossian, J.W.Mackenty, B.J.Mclean</i>	175
Rotation curves of galaxies in different spatial environment <i>E.A.Evstigneeva, V.P.Reshetnikov</i>	193
Study of the second Byurakan survey's galaxies. III. Spectral observations in the fields $09^{\text{h}}47^{\text{m}}, +51^{\circ}$ and $09^{\text{h}}50^{\text{m}}, +55^{\circ}$ <i>S.K.Balayan, S.A.Hakopian, V.L.Afanasiev, S.N.Dodonov</i>	199
New spectrophotometric data on nuclei of the galaxies KAZ 26 and Kaz 73 <i>M.A.Kazarian, J.R.Martirosian</i>	207
Some new results concerning the study of the Virgo cluster structure <i>N.G.Kogoshvili, T.M.Borchkhadze</i>	217
Optical identifications of IRAS point sources. Galaxies. VII <i>A.M.Mickaelian</i>	227
On relationships of morphological types of the most luminous galaxy and morphological contents of rest members in loose groups of galaxies <i>A.P.Magtesian, W.G.Movsesian</i>	243
Investigation of stratification of vertical distribution of chromium in the atmospheres of CP stars. II. Model analysis <i>I.S.Savanov, O.P.Kochukhov, V.V.Tsymbal</i>	253
New H_{α} stars, HHL objects and a cometary Nebula <i>N.D.Melikian, A.A.Karapetian</i>	265
Optical identifications of the IRAS point sources on the base of the FBS low-dispersion spectra. Stars. V <i>A.M.Mickaelian, K.S.Gigoyan</i>	273
Star spots studies for three short period RS CVn-type binaries <i>H.M.K.AI-Naimiy</i>	285
Analysis of multi-color photometric observations of SS 433 <i>T.R.Irsmambetova</i>	297
The Vela pulsar's angular velocity relaxation after its first eight jumps <i>D.M.Sedrakian, M.V.Hairapetian</i>	311
Small mass quark stars or quark white dwarfs <i>G.B.Alaverdyan, A.R.Harutyunyan, Yu.L.Vartanyan</i>	323
NOTES	
The investigation of Nova Cygni 1975 (V 1500) in Abastumani. II. A decomposition of a composed-profile line into simple components <i>R.I.Kiladze, M.P.Gikoshvili</i>	337
On the nature of the activity of galactic nuclei <i>G.S.Sahakian, L.Sh.Grigoryan</i>	341

CONTENTS

Number 3

Analysis of multicolor observations of 3C 66A made in 1993-1998 <i>V.A.Hagen-Thorn, A.V.Hagen-Thorn, S.G.Jorstad, L.O.Takalo, A.Sillanpää, T.Pursimo, P.Boltwood</i>	347
Investigation of barred galaxies. VII. A Comparative statistics of SB and SA galaxies. Near and MID-IR regions <i>A.T.Kalloghlian, R.A.Kandalyan, H.M.K.Al-Naimiy, A.M.Khassawneh</i>	359
Structural properties of clusters of galaxies A2634, A1983 and DC0428-53 <i>E.H.Nikogossian</i>	375
Changes in ellipticals due to collisions with spirals and their consequences <i>T.K.Chatterjee, V.B.Magalinsky</i>	387
Spectropolarimetric observations of the unique white dwarf GD 356 on BTA-6m <i>Yu.N.Gnedin, N.V.Borisov, T.M.Natsvlishvili, M.Yu.Piotrovich</i>	395
First Byurakan spectral sky survey. Stars of late spectral types. XII. Zone $-3^{\circ} \leq \delta \leq +1^{\circ}$ <i>K.S.Gigoyan, H.V.Abrahamyan, M.Azzopardi, D.Russeil</i>	405
Classification of the red stars with spectral absorption bands, which have been observed in the near infrared region <i>M.A.Kazarian, G.V.Petrosian</i>	413
Brightness variation and proper motions for three objects in the Cygnus area <i>H.A.Harutyunian, N.D.Melikian</i>	431
Meissner effect for "color" superconducting quark matter <i>D.M.Sedrakian, D.Blaschke, K.M.Shahabasyañ, D.N.Voskresensky</i>	443
Polarized radiation transfer: nonlinear integral equations for I-matrices in general and for the case of resonance scattering in a weak magnetic field <i>S.I.Grachev</i>	455
On small mass strange quark stars with a crust <i>Yu.L.Vartanyan, A.K.Grigoryan</i>	469
On the structure of the free surface of self-binding quark matter <i>G.S.Hajyan</i>	475
Einstein representation of Jordan-Brans-Dicke theory of gravitation <i>G.Haroutyunian, V.Papoyan</i>	483
Sobolev approximation <i>V.P.Grinin</i>	493
NOTES	
An interesting episode of photometric activity of V 521 Cyg <i>M.P.Mitskevich, E.P.Pavlenko</i>	505
Supersensibility effect at the search for superclustering <i>B.I.Fesenko</i>	509

CONTENTS

Number 4

Spectrum of PV Cep and GM1-29 (RNO125) in 1976-1997 <i>T. Yu. Magakian, T.A. Movsesian</i>	515
Spots and active regions on the emission star VY Ari <i>I. Yu. Alekseev, O.V. Kozlova</i>	529
The polarization variations of α Andromedae and LZ Cephei <i>T.A. Polyakova</i>	543
Polarimetric and photometric observations of CH Cyg Star <i>M.A. Eritsian</i>	553
Gas and dust shells around several early spectral type stars with IR-excesses <i>R. Kh. Hovhannessian, E.R. Hovhannessian</i>	559
On the progenitor of the Crab pulsar <i>T. Mdzinarishvili, R. Dzizgashvili</i>	571
On pulsar electrodynamics in rotating frames <i>D.M. Sedrakian, R.A. Krikorian</i>	579
Investigation of galaxies of the Second Byurakan sky survey. IV. Spectral observations in the fields $11^{\text{h}}30^{\text{m}}, +59^{\circ}$ and $12^{\text{h}}00^{\text{m}}, +59^{\circ}$ <i>S.A. Hakopian, S.K. Balayan</i>	587
On the relationship of infrared and radio emission of galaxies of Liner type <i>V.H. Malumyan, V.G. Panajyan</i>	603
Surface density of bright active extragalactic objects <i>L.K. Erastova</i>	611
New method for numerical solution of nonstationary radiative transfer problems <i>S.I. Grachev</i>	619
Scattering of an electromagnetic wave on the one-dimensional layer bordered from two sides with two different uniform semiinfinite media <i>A. Zh. Khachatrian, D.M. Sedrakian, N.M. Ispiryan</i>	633
On interpretation of radiation of the coronal supra-thermal streams. I <i>A.G. Nikoghossian, S. Koutchmy</i>	643
Field nature of time in general relativity <i>V. Papoyan, V. Pervushin, D. Proskurin</i>	653
NOTES	
Estimations of mass and possible results of observations of emission features in spectrum of seyfert galaxy NGC4151 <i>B. Demchenko, E. Denissyuk</i>	667

CONTENTS

Spectrum of PV Cep and GM1-29 (RNO125) in 1976-1997 <i>T.Yu.Magakian, T.A.Movsesian</i>	515
Spots and active regions on the emission star VY Ari <i>I.Yu.Alekseev, O.V.Kozlova</i>	529
The polarization variations of α Andromedae and LZ Cephei <i>T.A.Polyakova</i>	543
Polarimetric and photometric observations of CH Cyg Star <i>M.A.Eritsian</i>	553
Gas and dust shells around several early spectral type stars with IR-excesses <i>R.Kh.Hovhannessian, E.R.Hovhannessian</i>	559
On the progenitor of the Crab pulsar <i>T.Mdzinarishvili, R.Dzighvashvili</i>	571
On pulsar electrodynamics in rotating frames <i>D.M.Sedrakian, R.A.Krikorian</i>	579
Investigation of galaxies of the Second Byurakan sky survey. IV. Spectral observations in the fields $11^{\text{h}}30^{\text{m}}, +59^{\circ}$ and $12^{\text{h}}00^{\text{m}}, +59^{\circ}$ <i>S.A.Hakopian, S.K.Balayan</i>	587
On the relationship of infrared and radio emission of galaxies of Liner type <i>V.H.Malumyan, V.G.Panajyan</i>	603
Surface density of bright active extragalactic objects <i>L.K.Erastova</i>	611
New method for numerical solution of nonstationary radiative transfer problems <i>S.I.Grachev</i>	619
Scattering of an electromagnetic wave on the one-dimensional layer bordered from two sides with two different uniform semiinfinite media <i>A.Zh.Khachatrian, D.M.Sedrakian, N.M.Ispiryan</i>	633
On interpretation of radiation of the coronal supra-thermal streams. I <i>A.G.Nikoghossian, S.Koutchmy</i>	643
Field nature of time in general relativity <i>V.Papoyan, V.Pervushin, D.Proskurin</i>	653
NOTES	
Estimations of mass and possible results of observations of emission features in spectrum of seyfert galaxy NGC4151 <i>B.Demchenko, E.Denissyuk</i>	667

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

- ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО
ОБЗОРА НЕБА. IV. СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ В
ПЛОЩАДКАХ $11^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $+59^{\circ}$ и $12^{\text{h}}00^{\text{m}}$, $+59^{\circ}$
С.А.Акопян, С.К.Балаян 587
- О СВЯЗИ ИНФРАКРАСНОГО И РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ГАЛАКТИК
ТИПА ЛАЙНЕРОВ
В.Г.Малумян, В.Г.Панадзян 603
- ПОВЕРХНОСТНАЯ ПЛОТНОСТЬ ЯРКИХ АКТИВНЫХ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ
ОБЪЕКТОВ
Л.К.Ерастова 611
- НОВЫЙ МЕТОД ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗАДАЧ
ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ
С.И.Грачев 619
- РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ
СЛОЕ, ОГРАНИЧЕННОМ С ОБЕИХ СТОРОН ДВУМЯ РАЗЛИЧНЫМИ
ОДНОРОДНЫМИ ПОЛУБЕСКОНЕЧНЫМИ СРЕДАМИ
А.Ж.Хачатрян, Д.М.Седракян, Н.М.Испирян 633
- К ИНТЕРПРЕТАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ НАДТЕПЛОВЫХ КОРОНАЛЬНЫХ
СТРУЙ. I
А.Г.Никогосян, С.Кучми 643
- ПОЛЕВАЯ ПРИРОДА ВРЕМЕНИ В ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ
В.В.Папоян, В.Н.Первушин, Д.В.Проскурин 653
- КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ**
- ОЦЕНКА МАССЫ И ВОЗМОЖНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ
ЭМИССИОННЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ В СПЕКТРЕ СЕЙФЕРТОВСКОЙ
ГАЛАКТИКИ NGC4151
Б.Демченко, Е.Денисюк 667