ISSN—0571—7132

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17 АВГУСТ, 1981 ВЫПУСК 3

ПОЛЕ СКОРОСТЕЙ СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 744
В. Л. Афанасьев, А. И. Шаповалова 403

ПРИМЕЧАТЕЛЬНАЯ ГАЛАКТИКА МАРКАРЯН 314 С ТРЕМЯ СГУЩЕНИЯМИ . . . . . *А. Р. Петросян* 421

ОДНОРОДНАЯ ВЫБОРКА ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК. II. ОРБИТАЛЬНЫЕ МАССЫ . . . . . *И. Д. Караченцев* 429

ДАЛЬНЕЙШИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ПЕРЕМЕННЫХ РАДИОИСТОЧНИКОВ НА РАТАН-600
В. А. Майзель, М. Г. Мингалиев, С. А. Пустильник, С. А. Трушкин 445

ГЕНЕРАЦИЯ СПИРАЛЬНЫХ ВОЛН ПЕРЕМЫЧКАМИ В ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНО ВРАЩАЮЩИХСЯ ДИСКАХ . . *В. И. Корчагин, Ю. Г. Шевелев* 455

НЕЛИНЕЙНЫЙ РОСТ ВОЗМУЩЕНИЙ ПЛОТНОСТИ В РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ СРЕДЕ . . . . . *А. М. Шукуров* 469

НАГРЕВ ПЕРВИЧНОГО ГАЗА РЕЛИКТОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ПРИ НАЛИЧИИ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ
Д. А. Варшалович, В. К. Херсонский, Р. А. Сюняев 487

ВНЕАТМОСФЕРНЫЕ И НАЗЕМНЫЕ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГРУППЫ ЗВЕЗД КЛАССОВ F-G-K . . . *Р. А. Епремян* 495

ПОИСК БЫСТРЫХ ИЗМЕНЕНИЙ БЛЕСКА DF TAU
В. С. Шевченко, Н. А. Шутемова 509

БЫСТРЫЕ И МЕДЛЕННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ СПЕКТРА SU ВОЗНИЧЕГО
Л. В. Тимошенко 519

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ, МНОГОКРАТНО РАССЕЯННОГО В ПЛОСКОМ СЛОЕ . . . . . *В. М. Лоскутов, В. В. Соболев* 535

О ЗАКОНЕ ДВИЖЕНИЯ СИЛЬНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН
И. А. Климишин, Б. И. Гнатык 547

(Продолжение на 4-й странице обложки)

ЕРЕВАН

Журнал основан в 1965 г.,
выходит 4 раза в год
на русском и английском языках

Խմբագրական կոլեգիա

Ա. Ա. Բոյարչուկ, Վ. Գ. Գորբացկի, Յա. Բ. Զելդովիչ, Հ. Մ. Թովմասյան,
Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ե. Մարգարյան,
Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Լ. Ի. Սեդով, Վ. Վ. Սոբոլև
(գլխ. խմբագրի տեղակալ), Ա. Տ. Քալլօղլյան (պատասխանատու քարտուղար)

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), А. А. Боярчук, В. Г. Горбацкий,
Я. Б. Зельдович, А. Т. Каллоглян (ответственный секретарь), И. М. Копылов,
Б. Е. Маркарян, Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), Л. И. Седов,
В. В. Соболев (зам. главного редактора), Г. М. Товмасян

«АСТРОФИЗИКА» — научный журнал, издаваемый Академией наук Армянской ССР. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям наук, сопредельным с астрофизикой.

Журнал предназначается для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

Журнал выходит 4 раза в год, цена одного номера 1 рубль, подписная плата за год 4 рубля. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական ճանդես է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ ճոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով:

Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ռուբլի, բաժանորդագրվելը 4 ռուբլի մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սայուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում «Մեժդունարոդնայա կնիգա» գործակալության միջոցով. Մոսկվա. 200

© Издательство АН Арм. ССР. Астрофизика 1981.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17 АВГУСТ, 1981 ВЫПУСК 3

УДК 524.7

ПОЛЕ СКОРОСТЕЙ СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 744

В. Л. АФАНАСЬЕВ, А. И. ШАПОВАЛОВА

Поступила 3 февраля 1981
Принята к печати 27 мая 1981

Приведены результаты исследования поля скоростей сейфертовской галактики Маркарян 744, являющейся компонентом пары галактик NGC 3786/88. Спектрограммы получены на дифракционном спектрографе с ЭОП в первичном фокусе 6-м телескопа. По кривым вращения компонентов, определенным до расстояний 6 кпс у Маркарян 744 и 9 кпс у NGC 3788, сделана оценка масс галактик, которые равны $1.6 \cdot 10^{10}\ M_\odot$ и $8.1 \cdot 10^{10}\ M_\odot$, соответственно. Показано, что морфологическая структура Маркарян 744, сейфертовской галактики промежуточного типа, связана с динамикой диска. Внутренний линдбладовский резонанс расположен близко к ядру и находится на краю центрального сгущения размером 1.5—2 кпс. Наблюдаемые в диске галактики внутренний и внешний ярусы спиральных ветвей, имеющие размеры 10 и 17 кпс, соответствуют положениям круга коротации и внешнего резонанса. В околоядерной области Маркарян 744 наблюдаются две системы газа с некруговыми движениями. Одна система газа излучает в линиях H_α, [N II] и [S II] и показывает, наряду с круговыми движениями, радиальные движения со скоростями 30—40 км/с. Вторая система газа, излучающая только в запрещенных линиях, показывает отличие от круговых движений на 80—100 км/с в направлении к наблюдателю в интервале позиционных углов 300—340°. Для объяснения наблюдаемого феномена предполагается наличие в центральной области галактики бароподобного образования, имеющего размер около 2 кпс и вращающегося с угловой скоростью спирального узора, равной 35 км/с кпс.

1. *Введение.* Сейфертовская галактика Маркарян 744 = NGC 3786 является южным компонентом пары спиральных галактик NGC 3786/88. Эта пара отмечена в каталоге взаимодействующих галактик Арпа [1] под номером 294 и в каталоге пар Караченцева [2] — КП 295. По данным Вокулера [3] у компонентов отмечалась большая разность лучевых скоростей (400 км/с), более поздние наблюдения дают величину порядка 60 км/с [4]. УФ-континуум у южного компонента пары найден Маркаряном и Липовецким [5], а сейфертовские особенности ядра галактики обнаружены ь

[6]. В работе авторов, выполненной совместно с Липовецким [7], приводятся результаты детальной спектрофотометрии ядра галактики. Показано, что по интенсивностям запрещенных линий, их ширинам и континууму этот объект соответствует средней галактике типа Sy2, а наличие широких крыльев у водородных линий указывает на особенности, характерные для типа Sy 1. На первых спектрограммах, полученных нами на БТА, была заподозрена необычная кинематика газа в околоядерной области галактики Маркарян 744.

2. *Морфология и ориентация.* Южный компонент пары, галактика Маркарян 744, отнесена Вокулером к типу (R′) SAB(rs)a, а северный. NGC 3788, к типу (R′) SAB(rs)ab$^+$ [3]. На картах Паломарского атласа у северного компонента на северо-западе наблюдается узкий, малоконтрастный выброс (струя). Длина его порядка 30′ и изображение более контрастно на красных картах. Галактика видна практически с ребра и ее форма достаточно симметрична. В диске Маркарян 744 отчетливо видны внутренние и внешние спиральные ветви, почти замыкающиеся в кольцо. Прямой снимок пары, полученный в первичном фокусе БТА, приводится в [4]. Для более уверенного обнаружения малоконтрастных деталей нами был также получен прямой снимок пары при помощи электронной камеры Мак-Миллана [8], установленной в кассегреновском фокусе 60-см рефлектора САО. Оригинальный масштаб на снимке 28″/мм. Галактики сняты в B-системе с экспозицией 45 мин. На рис. 1 изображены сглаженные изофоты галактик, полученные на микроденситометре АМД-1. В околоядерной области Маркарян 744 изофоты вытянуты в направлении с позиционным углом около 225°. У северного компонента пары, NGC 3788, отчетливо выделяется сгущение на северо-западном краю диска размером 10—15″.

Расстояние до галактик, согласно нашим данным, равно 34.2 Мпс, что дает масштаб 166 пс/″ в картинной плоскости (при постоянной Хаббла $H_0 = 75$ км/с Мпс). Размеры внутреннего вытянутого сгущения в Маркарян 744 порядка 1.5 кпс вдоль большой оси, а размеры внутреннего и внешнего «колец» около 10 и 17 кпс соответственно. Такая трехступенчатая структура диска галактики подобна наблюдаемой у некоторых ближайших сейфертовских галактик. В работе Симкин с соавторами [9] отмечается, что наблюдаемая в сейфертовских галактиках трехступенчатая морфологическая структура может быть связана с особенностями динамики диска галактики.

Углы наклона осей симметрии к лучу зрения и позиционные углы линий узлов галактик определены по эллиптичности и вытянутости внешних изофот галактик. Угол наклона Маркарян 744 равен $i = 64 \pm 2°$, а позиционный угол линии узлов $\varphi_л = 247 \pm 3°$. Для NGC 3788 имеем соответственно $i = 73 \pm 2°$ и $\varphi_л = 356 \pm 3°$.

3. *Наблюдения.* Кинематика системы изучалась по спектрограммам, полученным в первичном фокусе БТА со спектрографом UAGS с трехкаскадным электронно-оптическим преобразователем УМ-92 [10] в области H_α. Спектры получены с дисперсиями 46 и 92 А/мм. Угловой масштаб перпендикулярно дисперсии 17.5″/мм. Был получен ряд спектрограмм с длительными экспозициями для исследования характера вращения галактик. При этом щель ориентировалась вдоль большой оси галактики, и получаемые на спектрах эмиссионные линии H_α, [N II] 6583 измеримы до расстояний 30—40″ от центра, что соответствует наблюдаемым размерам дисков галактик. Для исследования поля скоростей в центральной области Маркарян 744 был также получен ряд спектрограмм с большой дисперсией в различных позиционных углах. Для дальнейшей обработки взяты спектрограммы, снятые при качестве изображения 1—1.5″, что соответствует линейному разрешению в плоскости галактики 200—250 пс. Данные о полученных спектрограммах приведены в табл. 1.

Измерения лучевых скоростей по эмиссионным линиям на спектрограммах выполнены на координатно-измерительном приборе «Аскорекорд», редукция измерений и вычисление распределения лучевых скоростей вдоль щели проведены по методике, описанной в [11]. Контроль редукций сделан по измерениям линий ночного неба. При анализе точности определения скоростей сравнивались измерения спектрограмм в близких позиционных углах, снятых в разные ночи, и оценивался разброс измерений линий ночного неба. Получаемая при этом ошибка определения лучевых скоростей порядка 30—35 км/с для дисперсии 92 А/мм и 15—20 км/с для дисперсии 46 А/мм.

Результаты измерений спектрограмм приведены на рис. 2 и 3. Наблюдаемые значения лучевых скоростей не исправлены за движение Солнца.

4. *Кривые вращения и массы компонентов.* По измерениям линий H_α, [N II] 6548/83 и [S II] 6717 на спектрограммах, снятых вдоль большой оси, построены кривые вращения для обоих компонентов пары. Наблюдаемые величины приводились в плоскость галактики по формулам

$$V_{rot} = \frac{V_{obs} - V_0}{\sin i \cos\left[\operatorname{arctg}\left(\dfrac{\operatorname{tg}(\varphi - \varphi_n)}{\cos i}\right)\right]}, \qquad (1)$$

$$R\,(\text{кпс}) = 4.85 \cdot 10^{-3}\, r\,(″)\, D\,(\text{Мпс})\, \frac{\cos(\varphi - \varphi_n)}{\cos\left[\operatorname{arctg}\left(\dfrac{\operatorname{tg}(\varphi - \varphi_n)}{\cos i}\right)\right]}, \qquad (2)$$

где i — наклон оси вращения галактики к лучу зрения, φ_n — позиционный угол линии узлов, φ — позиционный угол щели, V_{obs} и r — наблюдаемые

скорости и расстояния, V_{rot} и R — скорость вращения и расстояние в плоскости галактики, D — расстояние до галактики. При этом для скоростей центров масс галактик приняты такие значения:

Маркарян 744: $V_0 = 2596 \pm 20$ км/с

NGC 3788: $V_0 = 2652 \pm 20$ км/с.

Таблица 1

№	Объект	Дата наблюдений	Экспозиция (в мин)	Дисперсия (А/мм)	Номер спектра	Р. А. (в град.)
1	Маркарян	23.I.1977	13	92	ПУЭ 461—37	55
2	744		10	92	ПУЭ 462—38	55
3		20.IV.1977	14	92	ПУЭ 0—23	62
4		31.X.1977	3.5	46	ПУЭ 2706—78	351
5					ПУЭ 2707—79	21
6					ПУЭ 2708—80	51
7					ПУЭ 2709—81	81
8					ПУЭ 2710—82	112
9					ПУЭ 2711—83	141
10		17.III.1978	5	46	ПУЭ 3179—09	177
11					ПУЭ 3180—10	162
12					ПУЭ 3181—11	142
13					ПУЭ 3182—12	132
14					ПУЭ 3184—14	102
15					ПУЭ 3185—15	87
16					ПУЭ 3185—16	77
17		17.III.1978	20	92	ПУЭ 3202—38	248
18	NGC 3788	23.I.1977	10	92	ПУЭ 454—28	350
19					ПУЭ 460—29	350
20		17.III.1978	15	92	ПУЭ 3202—36	356
21		23.XII.1979	26	46	ПУЭ 0—08	352

Примечания к таблице: спектрограммы получены со щелью размерами 1.2—1.5″.

Кривые вращения галактик приведены на рис. 4a, b. Кривая вращения северного компонента на больших расстояниях от центра имеет заметную асимметрию. Наибольшие искажения, порядка 60—70 км/с, наблюдаются на северном краю галактики на расстоянии около 6 кпс, где на прямых снимках отчетливо видно сгущение. В отличие от NGC 3788 кривая вращения Маркарян 744 симметрична, и на расстоянии порядка 1 кпс от центра уверенно наблюдается небольшой максимум скорости вращения.

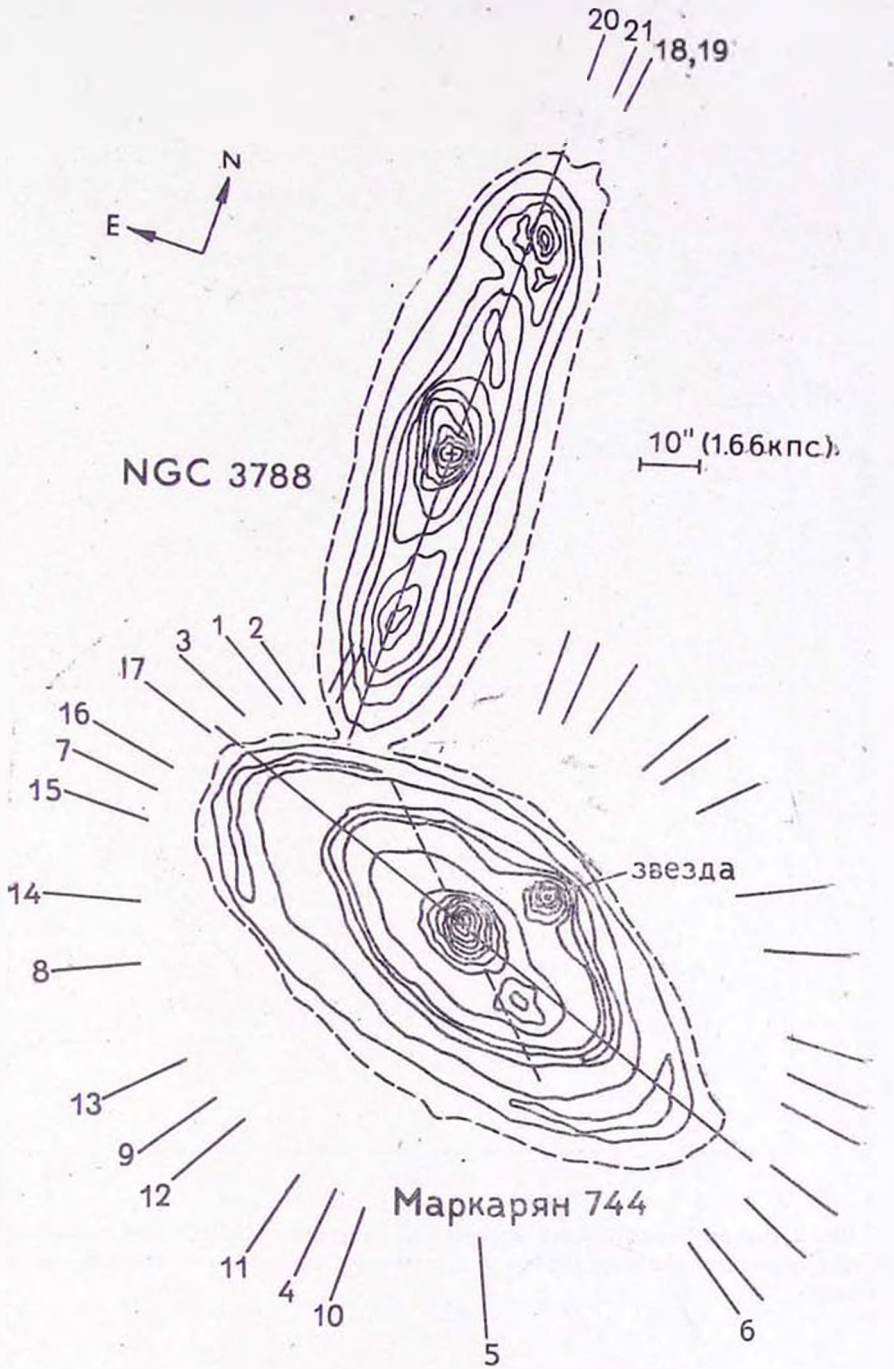


Рис. 1. Изофоты пары галактик Маркарян 744/NGC 3788. Изофоты построены с шагом $0.^m12$. Внешняя изофота соответствует поверхностной яркости $25 \pm 0.5^m/\square''$. На рисунке показаны положения щели спектрографа, для которых получены спектры. Цифры соответствуют порядковым номерам в табл. 1.

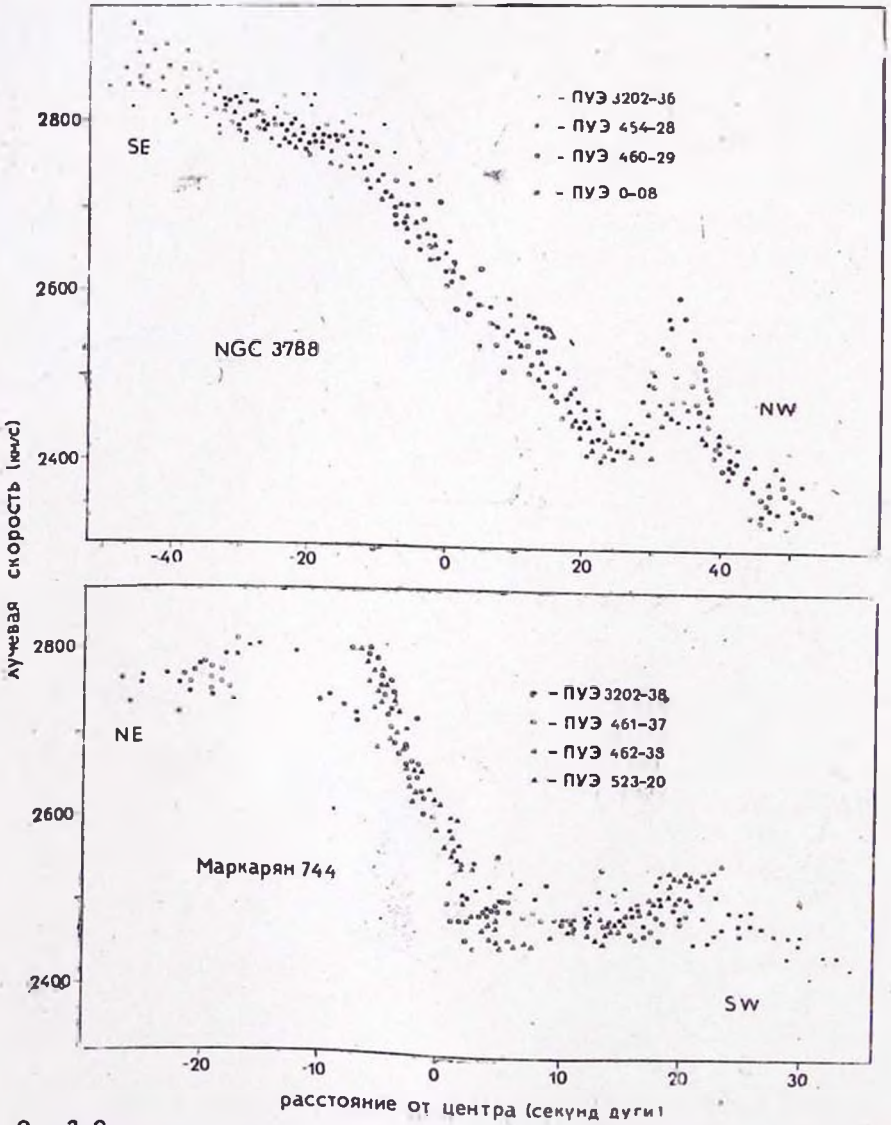


Рис. 2. Распределения лучевых скоростей вдоль щели для NGC 3788 и Маркарян 744 по измерениям спектрограмм, снятых с длительными экспозициями вдоль большой оси галактик.

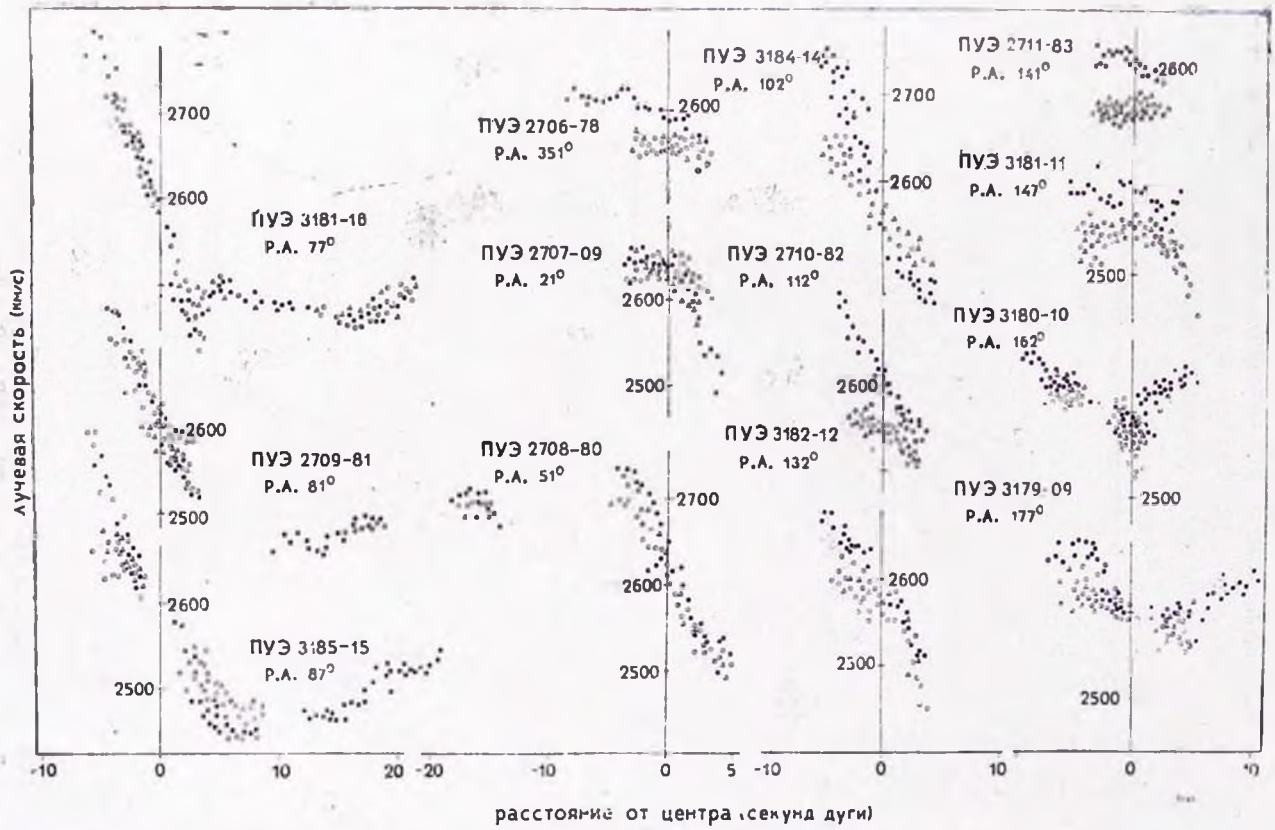


Рис. 3. Распределения лучевых скоростей вдоль щели в околоядерной области Маркарян 744 в различных позиционных углах. Обозначены измерения по линиям: ● — H_2 6562, ○ — [N II] 6548/83, △ — [S II] 6717/31.

Наличие этого максимума может быть связано с массивным центральным сгущением [14] или с депрессией плотности в центральной части диска галактики [18]. Протяженность полученных кривых вращения 6 кпс для

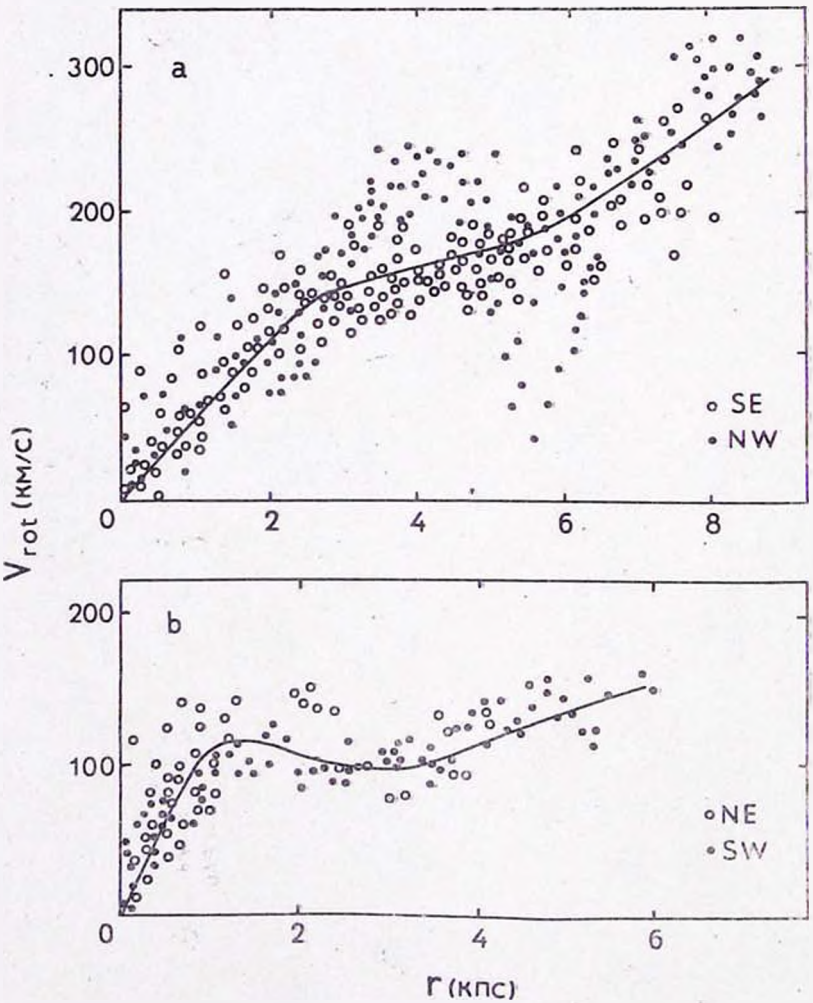


Рис. 4a, b. Кривые вращения галактик NGC 3788 (a) и Маркарян 744 (b), приведенные в плоскость галактики.

Маркарян 744 и 9 кпс для NGC 3788. Максимальные значения скоростей вращения галактик при этом 150±20 и 280±30 км/с, соответственно. Оценка массы, заключенной внутри данного радиуса, вычисленная по формуле $M(R) = (1/2)(RV^2/G)$, дает для компонентов пары

$$M \leqslant 1.6 \cdot 10^{10}\, M_\odot \quad \text{у Маркарян 744,}$$

$$M \leqslant 8.1 \cdot 10^{10}\, M_\odot \quad \text{у NGC 3788.}$$

Этот результат удовлетворительно согласуется с оценкой суммарной массы компонентов $6.3 \cdot 10^{10}\, M_\odot$, полученной Караченцевым [4] по орбитальному движению членов пары.

5. Поле скоростей в околоядерной области Маркарян 744. Скорость, наблюдаемая на фиксированном расстоянии от центра галактики, при чисто круговых движениях должна быть пропорциональна косинусу угла щели спектрографа, отсчитываемому от линии узлов. Сравнение наблюдаемых лучевых скоростей в различных позиционных углах с теоретической зависимостью позволяет нам исследовать некруговые движения. На рис. 3, где показаны распределения скоростей вдоль щели в различных позиционных углах, видны заметные отличия в величинах лучевых скоростей, определенных по линиям H_α и линиям [N II], [S II]. На отдельных спектрограммах разница лучевых скоростей достигает 100 км/с, что заметно превышает ошибки измерений. На рис. 5а приведены наблюдаемые в различных позиционных углах лучевые скорости, определенные по разрешенным и запрещенным линиям на расстоянии 3″ от центра галактики. Скорость удаления центра масс принята равной 2600 км/с. Как видно из рисунка, для скоростей, измеренных по H_α, зависимость от позиционного угла хорошо представляется синусоидой. Максимальное значение круговая скорость принимает при позиционном угле $267 \pm 5°$, что отличается от позиционного угла линии узлов, определенного по изофотам $\varphi_n = 247 \pm 2°$. Такое различие указывает на присутствие некруговых движений в системе газа, наблюдаемой в линии H_α. На рис. 5b показаны отклонения наблюдаемых лучевых скоростей от скоростей, соответствующих чисто круговым движениям, вычисленных по эмпирической зависимости

$$V_{\text{obs}}^{(\text{rot})} = (108 \pm 20) \cos(\varphi - 267 \pm 5°) \text{ км/с} \quad (R = 3''),$$

которая изображена на рис. 5а сплошной кривой. Для скоростей, определенных по запрещенным линиям, видны большие отклонения от круговой скорости (определяемой газом, излучающим в линии H_α). Максимальные некруговые движения наблюдаются в интервале позиционных углов 300—340°, они направлены к наблюдателю и имеют амплитуду порядка 100 км/с. Следует отметить, что рассмотренные выше зависимости могут быть построены (для части спектрограмм) и на больших расстояниях от центра; они показывают такие же особенности. Причем амплитуда некруговых движений, наблюдаемых в запрещенных линиях, увеличивается с расстоянием от центра. Например, на расстоянии 5″ от центра она составляет величину 150—180 км/с.

Таким образом, в околоядерной области Маркарян 744 наблюдаются две системы газа, излучающие в различных линиях и отличающиеся кинематически. Ниже обсуждается возможность объяснения наблюдаемых особенностей поля скоростей в предположении о наличии в центральной области галактики бароподобного образования.

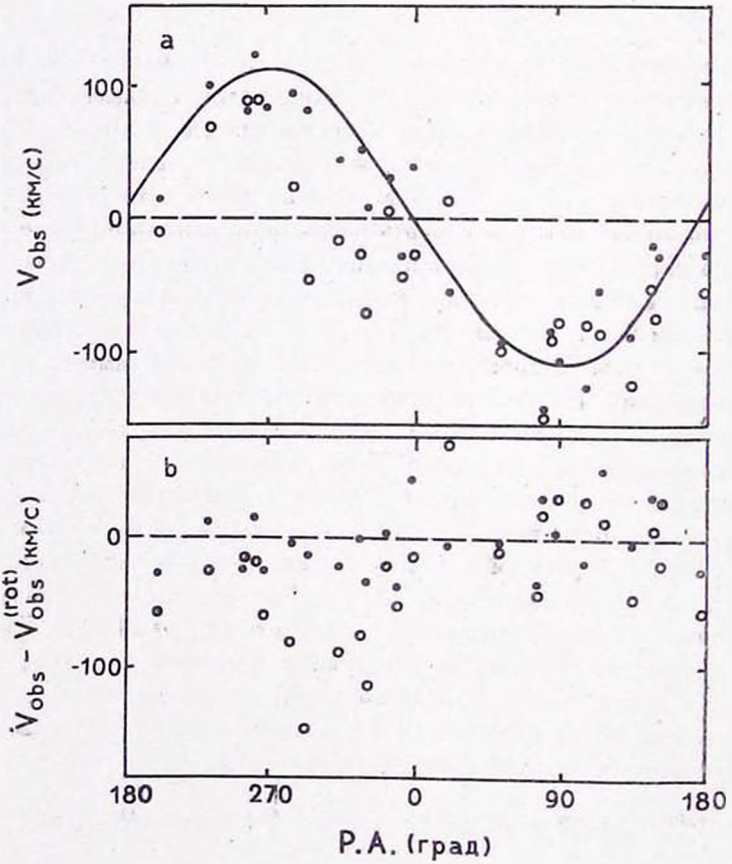


Рис. 5a, b. a — наблюдаемые лучевые скорости относительно центра в различных позиционных углах в околоядерной области Маркарян 744 на расстоянии 3″ от центра, b — уклонения наблюдаемых скоростей от эмпирической зависимости $V_{obs}^{(rot)} = 108 \cos(\varphi - 267)$. Черными кружками обозначены измерения линий $H\alpha$, а светлыми — измерения запрещенных линий [N II] и [S II].

6. *Особенности спирального узора Маркарян 744.* Как отмечалось выше, наблюдаемая в диске Маркарян 744 трехступенчатая структура, характерная для сейфертовских галактик, согласно [9] связана с динамикой диска, а наблюдаемые морфологические особенности определяются положением линдбладовских резонансов. Заметные отличия от круговых дви-

жений наблюдаются только в центральной области Маркарян 744, а во внешних частях диска, вероятно, преобладают чисто круговые движения. Наблюдаемая спиральная структура, согласно представлениям волновой теории, определяется малыми возмущениями в диске галактики. Области в диске галактики, где скорость движения звезд совпадает со скоростью распространения волны плотности, как известно, называются резонансными. В таких областях происходит резонансное взаимодействие волны плотности и частиц диска галактики. В эпициклическом приближении для малых возмущений частота колебаний звезды на возмущенной орбите равна [19],

$$k = 2\Omega\left(1 + \frac{1}{2}\frac{r}{\Omega}\cdot\frac{\partial\Omega}{\partial r}\right)^{1/2},$$

где Ω — угловая скорость вращения диска в функции радиуса. Линейные комбинации функций $\Omega(r)$ и $k(r)$ определяют условия возникновения резонансов в диске галактики. В реальных системах наиболее существенны резонансы для двухрукавных возмущений [19], и дальнейшее рассмотрение будет относиться только к таким возмущениям.

Прямолинейный участок кривой вращения Маркарян 744, где угловая скорость диска постоянна, согласно рис. 4, имеет протяженность порядка 0.8 кпс, что соответствует размеру центрального сгущения. Угловая скорость на краю сгущения, таким образом, равна $\Omega_0 \simeq 100$ км/с кпс. Максимум функции $(\Omega - k/2)$ дает нам положение внутреннего линдбладовского резонанса, расстояния, на котором может возникать волна плотности в диске. На рис. 6 показаны зависимости Ω, $\Omega - k/2$ и $\Omega + k/2$, построен-

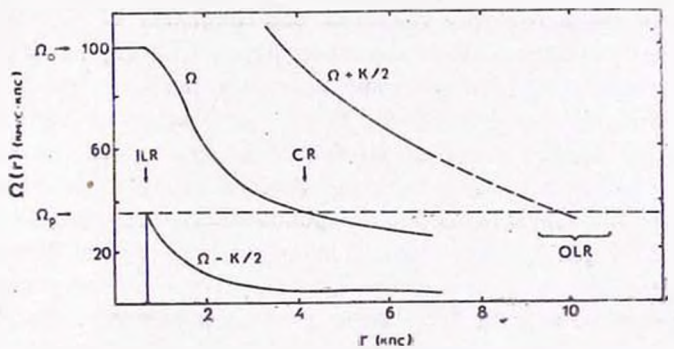


Рис. 6. Линейные комбинации функций $\Omega(r)$ и $k(r)$, построенные по кривой вращения для Маркарян 744. На рисунке показаны положения внутреннего линдбладовского резонанса (ILR), круга коротации (CR) и внешнего линдбладовского резонанса (OLR). Скорость вращения спирального узора принята равной $\Omega_p = 35$ км/с кпс.

ные по наблюдаемой кривой вращения Маркарян 744 (рис. 4b). Протяженность области, где $\Omega - k/2$ приблизительно постоянна, соответствует

размеру «яркой» части диска галактики, в которой спиральный узор имеет наибольший контраст. Согласно [16] контраст спиральных ветвей на круге коротации, определяемом из условия $\Omega(r) = \Omega_p$, где Ω_p — скорость вращения спирального узора, должен быть выше. В нашем случае в этой части диска галактики спиральные ветви наиболее ярко выражены и образуют «кольцо». Скорость вращения спирального узора определяется максимумом функции $(\Omega - k/2)_{max}$ и в нашем случае порядка 35 км/с кпс, что в три раза меньше угловой скорости вращения диска на краю центрального сгущения. Положение внешнего линдбладовского резонанса определяется из условия $\Omega + k/2 = \Omega_p$.

Для значения скорости вращения спирального узора $\Omega_p = 35$ км/с кпс, согласно рис. 6, внутренний резонанс находится на расстоянии 0.7 кпс от центра, круг коротации на 4.3 кпс, а внешний резонанс на расстоянии около 10 кпс. Приблизительно на таких же расстояниях от центра в диске Маркарян 744 наблюдаются особенности, отмеченные выше. Наибольший контраст спиральных ветвей наблюдается в области круга коротации, а положению внешнего кольца соответствует, вероятно, внешний линдбладовский резонанс.

Полученные в этом разделе результаты указывают на связь наблюдаемой в Маркарян 744 морфологии с динамикой диска.

7. *Анализ некруговых движений газа.* Особенности поля скоростей в околоядерной области Маркарян 744 могут быть интерпретированы в предположении о наличии в центральной части галактики бароподобного образования. Многими авторами (см., например, [9]) отмечалось преобладание среди сейфертовских галактик бар-спиралей. С другой стороны, численные расчеты спиральной структуры баров [12, 13] показывают, что внутренний линдбладовский резонанс должен тесно примыкать к границе бара, вращающегося твердотельно. В случае Маркарян 744 положение внутреннего резонанса, вероятно, совпадает с характерным размером центрального сгущения и протяженностью участка твердотельного вращения. Это позволяет подозревать наличие бароподобного образования размером порядка 2 кпс в центре галактики. В пользу этого предположения может также свидетельствовать наблюдаемая вытянутость изофот в центральной области. Как видно из рис. 1, изофоты в области радиусом 3—5″ вытянуты в направлении, составляющем угол 20—25° с линией узлов. В рамках простейшей модели бара, в виде возмущения плотности в твердотельно вращающемся диске, можно провести анализ наблюдаемых некруговых движений. Такой анализ, например, проведен в [17], где рассмотрена кинематика газа в центральной области NGC 7723. В последующем изложении мы будем придерживаться обозначений, принятых в [17].

Для области бара, где скорость вращения диска постоянна и равна Ω_0, потенциал диска, согласно [17], определяется выражением

$$\Phi = -\Omega_0^2\left(\frac{r^2}{2} - R^2\right), \tag{3}$$

где R — размер области твердотельного вращения. При этом мы пренебрегаем влиянием внешних, «спиральных», частей диска галактики. Возмущенный потенциал в области бара в рассматриваемой модели [17]:

$$\Phi_a(r, \vartheta) = \frac{\Omega_0^2 r^2}{2}(1 - a\cos 2\vartheta) - \Omega_0^2 R^2. \tag{4}$$

Здесь a — малый параметр, определяющий контраст потенциала бара по отношению к потенциалу диска. Возмущение потенциала вращается с угловой скоростью спирального узора Ω_p. Движения газа в области бара определяются в таком случае возмущенным потенциалом, а решение уравнений движения частиц, записанных во вращающейся системе координат, позволяет найти соотношения между наблюдаемыми величинами и параметрами модели. В такой модели наличие некруговых движений в области бара приводит к смещению максимума зависимости наблюдаемой угловой скорости от позиционного угла. Необходимо отметить, что, вообще говоря, любая модель неосесимметричного образования в центре галактики должна иметь радиальные движения частиц в выделенном направлении, что связано с устойчивостью бароподобного образования [19]. Тогда вращение частиц по эпициклическим орбитам в области бара, как это получается из решения уравнений движения в [17], связано с кориолисовым членом во вращающейся системе координат в уравнениях движения.

Согласно [17], наблюдаемая в картинной плоскости, в полярных координатах (s, η), угловая скорость зависит от угла следующим образом:

$$\frac{V}{s} = A\cos(\eta - \eta_m), \tag{5}$$

где

$$\eta_m = -\operatorname{arctg}\left(\frac{\Omega_3}{\Omega_2\cos i}\right) \tag{6}$$

и

$$A = \frac{\Omega_2 \sin i}{\cos\eta_m}. \tag{7}$$

Здесь η_m — угол, в котором наблюдается максимум скорости, причем η отсчитывается от линии узлов. Компоненты угловой скорости Ω_2 и Ω_3 вращения бара определяются из параметрических зависимостей

$$\Omega_\alpha = \omega_1\left(\frac{a}{b}\sin^2\delta + \frac{b}{a}\cos^2\delta\right) + 1,$$

$$\Omega_\beta = \omega_1\left(\frac{a}{b} - \frac{b}{a}\right)\sin\delta\cos\delta,$$

где

$$\frac{a}{b} = -\frac{2\omega_1}{1 + \omega_1^2 - (1-\alpha)\,\Omega_0^2/\Omega_p^2}$$

эллиптичность орбит движущихся в области бара частиц, а

$$\omega_1 = [1 + \Omega_0^2/\Omega_p^2 - (4\Omega_0^2/\Omega_p^2 + \alpha^2\Omega_0^4/\Omega_p^4)^{1/2}]^{1/2}$$

отношение частоты колебаний на возмущенной орбите к угловой скорости бара. Угол наклона δ бара к линии узлов в картинной плоскости связан с таким же углом β в плоскости галактики соотношением

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{\operatorname{tg}\beta}{\cos i}.$$

Согласно рис. 5а, максимум угловой скорости, определяемой по линиям H_α, наблюдается в позиционном угле 267°, а позиционный угол линии узлов равен 247° и, таким образом, в нашем случае $\eta_m = 20°$. Кроме того, по результатам, полученным в предыдущих разделах, нам известны остальные значения параметров в выражениях (5)—(7). Тогда, решая (6) относительно α, можно определить параметры рассматриваемой модели и, в конечном итоге, величину некруговых движений в области бара. Это уравнение решалось численно при таких значениях наблюдаемых параметров диска:

$$\Omega_0 = 100 \text{ км/с кпс} \quad i = 64°,$$

$$\Omega_p = 35 \text{ км/с кпс} \quad \beta = 22°.$$

Полученное в результате значение контраста потенциала бара равно 0.32. Ошибка в определении α связана в основном с неопределенностью величины угла наклона. Максимальное значение некруговой скорости из (5) и (7) составляет величину порядка 30—40 км/с. Наблюдаемое сжатие изофот бароподобного образования в центре в рассматриваемой модели, согласно [17], приближенно равно

$$\left(1 + \frac{2}{3}\alpha\right)\Big/\left(1 - \frac{2}{3}\alpha\right) \simeq 1.6.$$

Это значение удовлетворительно согласуется с наблюдаемым в центральной области Маркарян 744 сжатием изофот.

Таким образом, кинематика движения газа, излучающего в линиях H_α, может быть объяснена в предположении о наличии в центре галактики бароподобного образования размером 1.5—2 кпс и отношением осей около 1.6 в проекции на плоскость галактики. Наличие такого образования может быть связано с крупномасштабной неустойчивостью, возникающей в области внутреннего линдбладовского резонанса.

Как отмечалось в разделе 5, некруговые движения газа, излучающего в запрещенных линиях [N II] и [S II], максимальны в интервале позиционных углов 300—340° и имеют амплитуду порядка 100 км/с. Эта величина заметно превышает ошибки измерений и ее реальность не вызывает сомнений. Можно предположить две возможные интерпретации этой особенности.

Поскольку рассматриваемая система газа наблюдается только в запрещенных линиях, можно допустить, что мы наблюдаем свечение газа на фронте ударной волны. Возникновение ударной волны может быть связано, например, с выбросом газа из околоядерной области галактики. Из общих соображений, такой выброс должен быть направлен вдоль оси вращения и двигаться к наблюдателю. Скорость выброса, с учетом проекции, в этом случае может быть порядка 180—200 км/с на расстоянии около 1 кпс от центра. Но при этом трудно понять отмеченную в разделе 5 тенденцию к увеличению скорости некруговых движений с расстоянием от центра. Возможная альтернативная интерпретация заключается в следующем. В системе координат, связанной с вращающимся с угловой скоростью Ω_0 диском, бароподобное образование в центре вращается со скоростью $(\Omega_0 - \Omega_p)$. Скорость «набегания» диска на бар на расстоянии 1 кпс от центра около 70 км/с и тогда ударная волна может возникать при взаимодействии газа, связанного с баром, и газа диска. В этом случае мы должны наблюдать разную величину наклонов эмиссионных линий, связанных с газом диска и ударной волной на границе бара. Судя по рис. 3, в нашем случае наблюдается подобная картина. Резкий скачок скорости в интервале позиционных углов 300—340° может объясняться тем, что фронт ударной волны наблюдается только на границе бара, имеющего ширину 3—4″, так что излучение от границы бара попадает в щель спектрографа шириной около 1″ в тех случаях, когда она пересекает бар вдоль малой оси с одной стороны. Отсутствие «противоположного» скачка скорости в таком случае может быть связано с эффектами поглощения и проекции.

8. *Обсуждение результатов.* Суммируя результаты, полученные нами, можно отметить основные особенности, наблюдаемые в сейфертовской галактике Маркарян 744:

а) наблюдаемая в галактике трехступенчатая структура связана с динамикой диска, определяемой характером вращения. Размерам централь-

ного сгущения, внешнего и внутреннего ярусов спиральных ветвей близко соответствуют положения внутреннего и внешнего линдбладовских резонансов и круга коротации;

б) кинематика газа в околоядерной области галактики ($r \sim 1$ кпс) указывает на наличие двух систем газа, показывающих некруговые движения. Одна система газа излучает в водородных линиях и имеет некруговую составляющую скорости порядка 30—40 км/с, а вторая система газа излучает только в запрещенных линиях и показывает некруговые движения с лучевыми скоростями 60—70 км/с в направлении к наблюдателю. Свечение второй системы газа, вероятно, связано с ударными волнами;

в) предположение о наличии в центре галактики бароподобного образования, большая ось которого составляет угол 20° с направлением линии узлов, в рамках простейшей модели бар-спирали не противоречит наблюдаемой динамике и кинематике диска;

г) по интенсивностям запрещенных линий в спектре ядра, их ширинам и континууму Маркарян 744 ближе к типу Sy 2, а присутствие широких крыльев у водородных линий и разрешенных линий железа указывает на признаки, характерные для Sy 1 [7].

Некруговые движения в Маркарян 744 характерны для наблюдаемой кинематики газа в центральных частях ближайших сейфертовских галактик. Например, детальные исследования движений газа в сейфертовской галактике NGC 4151, объекта с ярко выраженной бар-структурой, также указывают на существование в центральной области этой галактики двух систем газа с некруговыми движениями. Анализ движений газа, излучающего в линиях [O III], проведенный для NGC 4151 в [21], показывает радиальные движения со скоростями порядка 180 км/с в области размером 200 пс вдоль малой оси бара. Отличие позиционного угла максимальной скорости на данном расстоянии от направления линии узлов, найденное для этой галактики в [22], также может быть обусловлено движениями газа в области бара. Связь ориентации центрального сгущения с характером некруговых движений отмечается также для сейфертовских галактик NGC 1068 [20] и NGC 3227 [23].

Полученные нами данные для Маркарян 744 подтверждают точку зрения авторов [9] на связь активности ядра галактики с динамикой и морфологией диска галактики. Динамическая структура диска, вероятно, связана также с кинематическими особенностями, наблюдаемыми в центральных частях сейфертовских галактик. Согласно [9] трехступенчатая структура диска наблюдается для обоих типов сейфертовских галактик. Многими авторами отмечается также повышенный процент систем с бар-структурой среди активных галактик и ранних спиралей, например, [9, 15]. Вероятно, наличие бара или бароподобного образования в сейфертовских галактиках тесно связано со структурой диска, распределением плотности и ха-

рактером вращения, а также активностью ядра галактики. Близкое расположение к центру внутреннего линдбладовского резонанса может приводить к возникновению бароподобного возмущения, для которого характерны радиальные движения. С другой стороны, при большой концентрации к центру, что, возможно, наблюдается в сейфертовских галактиках, близкое расположение к ядру внутреннего резонанса, то есть области, где звезды эффективно теряют угловой момент и энергия угловых движений переходит в радиальные, могут возникнуть благоприятные условия для падения вещества на центр системы. Это, в конечном итоге, может обусловить активность ядра галактики.

Авторы благодарны В. А. Липовецкому за помощь в наблюдениях и Л. А. Пустильнику за полезные обсуждения.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

VELOCITY FIELD OF THE SEYFERT GALAXY MARKARIAN 744

V. L. AFANASYEV, A. I. SHAPOVALOVA

The results of the velocity field investigation of the Seyfert galaxy Markarian 744 which is a member of the double galaxies NGC 3786/88 are presented. From the rotation curves of the components determined up to the distance of 6 kpc for Markarian 744 and of 9 kpc for NGC 3788, we estimated masses of galaxies which are $1.6 \cdot 10^{10}\ M_\odot$ and $8.1 \cdot 10^{10}\ M_\odot$ respectively. It is shown that the morphological structure of the Seyfert galaxy of intermediate type Markarian 744 is connected with the dynamics of disks. The inner Lindblade resonance is near the disk which is 1.5—2 kpc in size. The inner and outer layers of spiral arms, observed in the disk of the galaxy, have sizes of 10 and 17 kpc. They correspond to the ring position of corotation and outer resonance. There are two systems of gas with non-circular motion in the central region of Markarian 744. The first one with circular motion shows radial movements with velocities 30—40 km/s and can be observed in H_α, [N II], [S II] emission lines. The second shows the difference from the circular motions near 80—100 km/s at the positional angles 300—400° and can be observed only in forbidden lines. To explain the observed phenomenon it is supposed that in the central region of the galaxy there exists a bar-like structure which is 2 kpc in size and which rotates at the angular velocity of the spiral pattern equal to 35 km/s kpc.

ЛИТЕРАТУРА

1. *H. Arp*, Atlas of Peculiar Galaxies, Ap. J., Suppl., ser., 14, 1966.
2. *И. Д. Караченцев*, Сообщения САО, вып. 7, 1972.
3. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin*, Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, Austin, Univ. of Texas Press, 1976.
4. *I. D. Karachentsev*, Ap. J., Suppl. ser., 44, 1980.
5. *Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий*, Астрофизика, 12, 389, 1976.
6. *В. Л. Афанасьев, Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий*, Письма АЖ, 5, 271, 1979.
7. *В. Л. Афанасьев, В. А. Липовецкий, А. И. Шаповалова*, Астрофизика, 15, 557, 1979.
8. *D. McMullan, J. R. Powell*, Proceeding of IAU Colloquium, No. 40, Meudon, 1976.
9. *S. M. Simkin, H. J. Shu, M. P. Schwarz*, Ap. J., 237, 404, 1980.
10. *В. Л. Афанасьев, А. А. Пимонов*, Известия САО, 13, 1980 (в печати).
11. *В. Л. Афанасьев*, Известия САО, 11, 51, 1979.
12. *R. H. Sanders, J. H. Huntley*, Ap. J., 209, 53, 1976.
13. *R. H. Sanders*, Ap. J., 217, 916, 1977.
14. *J. E. Mekenzie, N. J. Westergaard, I. L. Rasmussen*, Astron. Astrophys., 70, 733, 1978.
15. *J. L. Sersic*, P. A. S. P., 85, 103, 1973.
16. *W. W. Roberts, M. S. Roberts, F. H. Shu*, Ap. J., 196, 381, 1975.
17. *R. A. Chevalier, I. Furelind*, Ap. J., 225, 67, 1978.
18. *А. В. Барабанов, А. В. Засов*, Астрон. ж., 56, 252, 1979.
19. *В. Л. Поляченко, А. М. Фридман*, Равновесие и устойчивость гравитирующих систем, Наука, М., 1976.
20. *M. F. Walker*, Ap. J., 151, 71, 1968.
21. *S. M. Simkin*, Ap. J., 200, 567, 1975.
22. *M. Ulrich*, Ap. J., 181, 51, 1973.
23. *K. J. Fricke, M. Reinhard*, Astron. Astrophys., 37, 349, 1974.
24. *V. P. Rubin, W. K. Ford*, Ap. J., 154, 431, 1968.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17 АВГУСТ, 1981 ВЫПУСК 3

УДК 524.7—77

ПРИМЕЧАТЕЛЬНАЯ ГАЛАКТИКА МАРКАРЯН 314 С ТРЕМЯ СГУЩЕНИЯМИ

А. Р. ПЕТРОСЯН

Поступила 12 января 1981
Принята к печати 27 мая 1981

На основе прямых снимков, полученных на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории, проведено морфологическое и изоденситометрическое исследование галактики Маркарян 314. Представлены результаты обработки спектров ее центральных сгущений, полученных на 6-м телескопе САО АН СССР. С использованием значения эквивалентных ширин и относительных интенсивностей наблюденных линий для $T_e = 10\,000$ K вычислены электронная плотность, содержание тяжелых элементов (O, N, Ne, S), массы излучающего газа. Оценено число звезд типа O7 в сгущениях, которые могут обеспечить их свечение в линии H_β. Сделан вывод, что Маркарян 314 по своим характеристикам похожа на иррегулярную галактику. Однако от типичных иррегулярных галактик она отличается наличием в центральной области трех больших комплексов H II областей, которые могут быть приняты за обычные ядра.

1. *Введение и наблюдательный материал.* Маркарян 314 (NGC 7468) довольно яркая ($m_V = 13^m.8$), голубая ($U-B = -0^m.34$) галактика [1, 2]. Исследование ее морфологической структуры показало [3], что центральное тело галактики состоит из трех сгущений. На рис. 1 приведены картины изоденс этой галактики, построенные на основе прямых снимков, полученных на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории в фотографических и U, V лучах. Для построения изоденс галактики ее негативы просканированы на автоматическом микроденситометре САО АН СССР АМД-1. Сглаживание шумов фотоэмульсии производилось путем двухмерной свертки усеченной импульсной характеристики фильтра низкой частоты с матрицей изображения. Изоденсы записаны с тремя градациями плотности. На всех картинах изоденсы построены с шагом плотности 0.10.

Спектры галактики получены на 6-м телескопе САО АН СССР с помощью спектрографа СП-160 и ЭОП М9ЩВ в диапазоне $\lambda\lambda$ 3500—7200 АА, при среднем качестве ($\sim 2''$) изображений (дисперсия 85 А/мм, разрешение 5—6 А). Щель спектрографа при наблюдениях ориентировалась вдоль большой оси галактики. Спектральная чувствительность аппаратуры учитывалась по спектрам стандартной звезды 34 Фейджа [4].

2. *Результаты.*

а) *Морфология.* На картинах изоденс галактики (рис. 1) хорошо видна ее общая морфологическая структура. Сложная структура ядерной области четко выделяется в V цвете. Северное сгущение «а» наиболее голубое и прослеживается на всех трех картинах. Южное сгущение «с» самое яркое в фотографических лучах, хорошо выделяется в V цвете и не выделяется на общем фоне галактики как отдельное образование в U цвете. Во всех цветах самое слабое центральное сгущение «b», выделяется в V и фотографических лучах и прослеживается в U цвете.

Внешние изоденсы галактики во всех лучах симметричны, с небольшими структурными деталями. Гало галактики довольно протяженное и голубое. В фотографических и U лучах видны исходящие из центральных областей галактики к северу и югу выбросы, из которых южный заканчивается голубым образованием, напоминающим сверхассоциацию.

б) *Спектрофотометрия.* Угловое разрешение для спектров Маркарян 314 порядка $2''$. Но так как сгущения в нем расположены близко друг к другу ($\sim 4''$) и заключены в общую диффузную оболочку, то их спектры на общем фоне непрерывного спектра галактики выделяются не совсем четко. В области H_α разделение сгущений в непрерывном спектре мало заметно, но оно усиливается при продвижении в коротковолновую часть. Описание спектра галактики и значения лучевых скоростей отдельных сгущений приведены в [5].

В табл. 1 приведены эквивалентные ширины линий, измеренные по спектрограммам, и исправленные за покраснение (для «а» и «с» сгущений) согласно [6] значения относительных интенсивностей эмиссионных линий. Следует отметить, что местоположение эмиссионных линий отдельных сгущений в спектре галактики (в направлении, перпендикулярном дисперсии) определено по непрерывным спектрам последних. Так что ошибки при определении эквивалентных ширин и относительных интенсивностей могут превышать 20—25%. Неуверенные значения эквивалентных ширин и относительных интенсивностей в табл. 1 отмечены двоеточием.

По отношению интенсивностей эмиссионных линий [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31, принимая при этом для электронной температуры значение $T_e = 10\,000$ K, для всех сгущений оценены значения электронной плотности по [7], которые оказались равными:

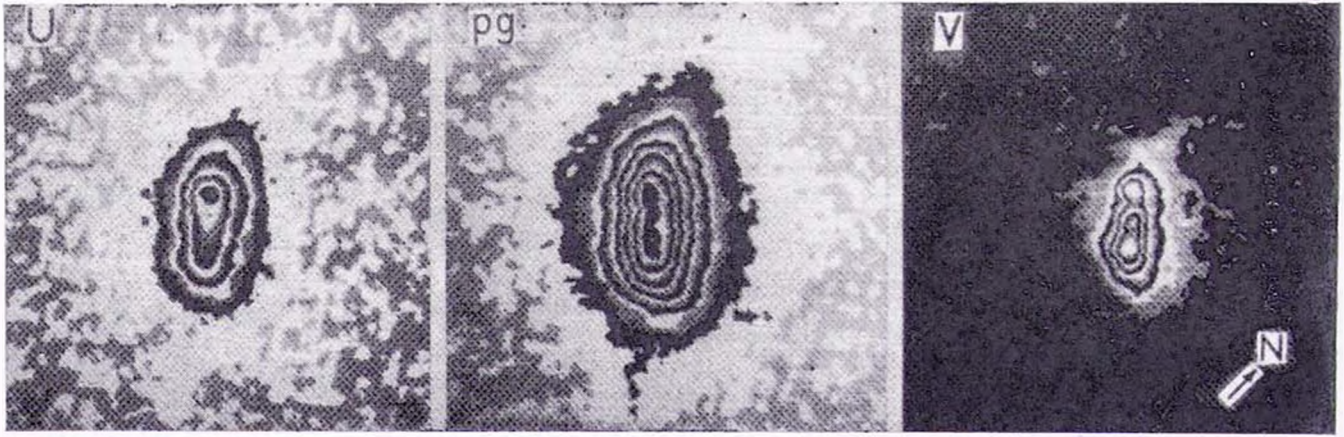


Рис. 1. Картины изоденс Маркарян 314 в фотографических и U, V цветах. Масштаб: 1 мм $\sim$ 1″.

К ст. Л. В. Петросяна.

$n_e^a \sim 2.2 \cdot 10^2$ см$^{-3}$; $n_e^b \sim 3.8 \cdot 10^2$ см$^{-3}$; $n_e^c \sim 1.6 \cdot 10^2$ см$^{-3}$.

Зная n_e, T_e и относительные интенсивности эмиссионных линий и принимая, что в сгущениях T_e не меняется, можно произвести расчет содержания тяжелых элементов по методике, описанной в [8, 9].

Таблица 1

	„a" сгущение			„b" сгущение		„c" сгущение		
	$W_\lambda(A)$	$\frac{I_\lambda}{I_{H\beta}}$	$\left(\frac{I_\lambda}{I_{H\beta}}\right)_{испр.}$	$W_\lambda(A)$	$\frac{I_\lambda}{I_{H\beta}}$	$W_\lambda(A)$	$\frac{I_\lambda}{I_{H\beta}}$	$\left(\frac{I_\lambda}{I_{H\beta}}\right)_{испр.}$
[S II] λ 6731	14	0.5	0.4	15	0.7	4.9	1.41	0.51
[S II] λ 6717	17	0.6	0.5	16	0.8	6.5	1.86	0.67
[N II] λ 6583	18	0.6	0.5	11	0.6	7.6	2.12	0.81
H_α	91	3.5	2.8	79	2.6	26	7.3	2.8
[N II] λ 6548	5.6	0.13	0.11	3.6	0.20	2.5:	0.71:	0.27:
He I λ 5876	3.9	0.18	0.16	4.4	0.42	—	—	—
[O III] λ 5007	24	2.6	2.6	40	2.4	15	2.9	2.6
[O III] λ 4959	10	1.1	1.1	17	1.0	5.1	1.15	1.06
H_β	9	1.0	1.0	17	1.0	4.0	1.0	1.0
H_γ	3.0	0.50	0.60	3.1:	0.45:	—	—	—
H_δ	1.5	0.35	0.41	1.4	0.22	—	—	—
H_ε	0.8	0.21	0.25	—	—	—	—	—
[Ne III] λ 3869	1.5:	0.30:	0.36:	—	—	—	—	—
[O II] λ 3727	27	6.5	8.3	45	6.2	36:	6.8:	20.8:

Полученные значения логарифмов полного содержания тяжелых элементов для сгущений Маркарян 314 приведены в табл. 2. Причем принято, что количество атомов водорода в них равно 10^{12}. Там же для сравнения приведены значения содержания тяжелых элементов для классических H II областей [10].

Таблица 2

	O	N	Ne	S
„a" сгущение	8.58	6.99	8.24:	>6.69
„b" „	8.49	7.11	—	>6.80
„c" „	8.93:	7.18	—	>6.78
HII области	8.60	7.59	8.10	>7.26

Согласно [3] сгущения в Маркарян 314 имеют видимые фотографические звездные величины: $m_a = 17^m.8$, $m_b = 18^m.1$ и $m_c = 17^m.5$. По

Коду [11] поток в линии H_β от звезды нулевой величины класса G4 составляет $3\cdot10^{-9}$ эрг/см²с А. Тогда при значениях эквивалентных ширин линии H_β, приведенных в табл. 1, для сгущений получим следующие наблюдаемые потоки в линии H_β:

$$F^a_{H_\beta} \sim 2.0\cdot10^{-15} \text{ эрг/см}^2\text{с}; \quad F^b_{H_\beta} \sim 2.9\cdot10^{-15} \text{эрг/см}^2\text{с};$$

$$F^c_{H_\beta} \sim 1.2\cdot10^{-15} \text{ эрг/см}^2\text{с}.$$

С учетом расстояния до Маркарян 314 (31.3 Мпс при $H=75$ км/с Мпс) для полного излучения в линии H_β получим значения:

$$L^a_{H_\beta} = 2.2\cdot10^{38} \text{ эрг/с}; \quad L^b_{H_\beta} = 3.2\cdot10^{36} \text{ эрг/с}; \quad L^c_{H_\beta} = 1.3\cdot10^{38} \text{ эрг/с}.$$

Если, основываясь на наблюдаемом значении декремента в «а» и «с» сгущениях галактики, внести поправки за поглощение [6], то реальная светимость в линии H_β для них должна быть больше, достигая $4.4\cdot10^{38}$ эрг/с и $3.0\cdot10^{39}$ эрг/с соответственно.

Определяя излучение от единичного объема водорода в линии H с помощью формулы, приведенной в работе [12] для $T_e = 10\,000$ K и электронных плотностей, приведенных выше, получим

$$I^a_{H_\beta} = 5.7\cdot10^{-21} \text{ эрг/см}^3\text{с}, \quad I^b_{H_\beta} = 1.3\cdot10^{-29} \text{ эрг/см}^3\text{с},$$

$$I^c_{H_\beta} = 3.0\cdot10^{-21} \text{ эрг/см}^3\text{с}.$$

для «а», «b» и «с» сгущений соответственно.

Тогда реальные эффективные объемы излучающего газа в сгущениях галактики будут равны:

$$V^a_{эфф} = 2.9\cdot10^{59} \text{ см}^3; \quad V^b_{эфф} = 2.5\cdot10^{58} \text{ см}^3; \quad V^c_{эфф} = 1.0\cdot10^{60} \text{ см}^3.$$

Соответственно для масс излучающего газа в них получим значения:

$$\mathfrak{M}_a = V^a_{эфф}\, n^a_e m_н = 7.6\cdot10^4\, \mathfrak{M}_\odot; \quad \mathfrak{M}_b = V^b_{эфф}\, n^b_e m_н = 1.4\cdot10^4\, \mathfrak{M}_\odot;$$

$$\mathfrak{M}_c = V^c_{эфф}\, n^c_e m_н = 1.3\cdot10^5\, \mathfrak{M}_\odot.$$

Используя значения диаметров сгущений Маркарян 314 [3], можно оценить также нижнюю границу значения фактора скважности в них:

$$\alpha^a = 5.3\cdot10^{-5}; \quad \alpha^b = 1.3\cdot10^{-5}; \quad \alpha^c = 1.0\cdot10^{-3}.$$

Используя исправленные за поглощение значения светимостей сгущений в линии H_β, вычислим количество лаймановских квантов, излучаемых ими [13].

$$N^a_{L_c} = 8.8\cdot10^{50} \text{ квант/с}, \quad N^b_{L_c} = 6.4\cdot10^{50} \text{ квант/с}, \quad N^c_{L_c} = 6.0\cdot10^{51} \text{ квант/с}.$$

Такое количество L_c квантов в сгущениях галактики могут обеспечить, например, около 90 звезд спектрального класса O7 для сгущения «a», около 70 звезд для сгущения «b» и около 620 — для сгущения «c» [14].

3. *Обсуждение.* Маркарян 314 была включена в список [3], так как предполагалось, что все три центральных сгущения в ней имеют ядерную природу.

Попытаемся выяснить природу центральных сгущений Маркарян 314, опираясь на результаты их спектрофотометрии, а также на морфологию галактики.

Оптическое и 21-см исследования галактики, выполненные Ботинелли и др. [15], показали, что ее, по-видимому, можно считать иррегулярной, с большим содержанием нейтрального водорода, светимость которой превосходит среднее значение светимости для классических иррегулярных галактик в 9 раз. Авторы указывали и на высокую степень возбуждения атомов в галактике, что подтверждается и нашими наблюдениями (по критерию Сирла [16] мера возбуждения в галактике в среднем равна + 0.4).

Результаты спектрофотометрии сгущений скорее всего указывают на то, что Маркарян 314 является иррегулярной галактикой, а ее сгущения— гигантскими комплексами H II, так как:

а) Среднее содержание тяжелых элементов в них, и особенно значения отношения N/O (в среднем 0.03), характерно для иррегулярных галактик [17, 18].

б) Количество молодых звезд, оцененных для сгущений, на 2—3 порядка ниже,чем имеем в случае ядер галактик Серсика—Пасторизы [6] и ядер галактики Маркарян 266 [19], и одного порядка с изолированными H II областями [20].

в) Сгущения содержат большое количество ионизованного водорода, распределение которого в них сильно неоднородно. Отметим также, что абсолютная светимость сгущений [3] того же порядка, что и у обычных сверхассоциаций — гигантских комплексов H II [21].

С другой стороны, если подойти к морфологической структуре галактики с точки зрения работы [22], то можно заключить, что, по всей вероятности, сгущения в ней, являясь сверхассоциациями (т. е. имея в своем составе большое количество O—B звезд), в то же время имеют ядерную природу, так как:

а) Они симметрично расположены относительно центра внешних изоденс галактики.

б) Из центральных областей галактики выходят выбросы.

в) Расстояние между сгущениями довольно маленькое.

В пользу ядерной природы сгущений говорит и то, что Маркарян 314 является заметным источником нетеплового радиоизлучения [23—27].

Говоря о ядерной природе сгущений, мы подразумеваем не только их своеобразное расположение и возможную динамическую роль, но и ядерную активность этих образований. Нельзя исключить также, что сгущения обладают этими «ядерными свойствами» в различной степени.

В литературе уже неоднократно упоминалась возможность совмещения свойств H II области со свойствами ядра галактики [28, 29]. Возможно, что здесь мы имеем дело именно с таким явлением.

Автор выражает глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за ценные замечания, Э. Е. Хачикяну за дискуссию, А. Буренкову за помощь при наблюдениях, а также сотрудникам ВЦ САО АН СССР за помощь в получении изоденситометрических картин галактики.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE REMARKABLE GALAXY MARKARIAN 314 WITH THREE CONDENSATIONS

A. R. PETROSSIAN

On the basis of direct photographs, obtained on 2.6 m telescope of the Byurakan Observatory a morphological and isodensitometrical investigation of the galaxy Markarian 314 has been carried out. The results of processing of the spectra of the central condensations of galaxy obtained with the 6 m telescope of the SAO are presented. Using the values of equivalent widths and relative intensities of the observed lines for $T_e = 10\,000$ K, electron density, abundances of the heavy elements (O, N, Ne, S), mass of the emitting gas are calculated. The number of O7 type stars in condensations which can provide their luminosity in H_β is evaluated. It has been concluded that Markarian 314 resembles in characteristics an irregular galaxy. But it differs from typical irregular galaxy with three large H II regions in the central part of the galaxy which can be considered as usual nuclei.

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. P. Huchra*, The Nature of Markarian Galaxies, Thesis of Diss., 1977.
2. *D. W. Weedman*, Ap. J., 183, 29, 1973.
3. *А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян*, Астрофизика, 14, 69, 1978.
4. *R. P. S. Stone*, Ap. J., 218, 767, 1977.
5. *А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян*, Астрофизика, 15, 209, 1979.

6. *P. S. Osmer, M. G. Smith, D. W. Weedman*, Ap. J., 192, 279, 1974.
7. *И. В. Носов*, Астрон. цирк., № 1050, 1, 1979.
8. *M. Peimbert, S. Torres-Peimbert*, Ap. J., 168, 413, 1971.
9. *P. Benvenuti, S. D'Odorico, M. Peimbert*, Astron. Astrophys., 28, 447, 1973.
10. *S. A. Hawley*, Ap. J., 224, 417, 1978.
11. *А. Д. Код*, Звездные атмосферы, ИЛ, М., 67, 1963.
12. *D. Menzel*, Ap. J., 85, 330, 1937.
13. *S. R. Pottasch*, Vistas in Astronomy, 6, 149, 1965.
14. *P. G. Mezger, L. F. Smith, E. Churchwell*, Astron. Astrophys., 32, 269, 1974.
15. *L. Bottinelli, R. Duflot, L. Gouguenheim, J. Heidmann*, Astron. Astrophys., 41, 61, 1975.
16. *L. Searle*, Ap. J., 168, 327, 1971.
17. *D. Alloin, S. Collin-Soufrin, M. Joly, L. Vigroux*, Astron. Astrophys., 78, 200, 1979.
18. *J. Lequeux, M. Peimbert, J. F. Rayo, A. Serrano, S. Torres-Peimbert*, Astron. Astrophys., 80, 155, 1979.
19. *А. Р. Петросян*, Астрофизика, 16, 631, 1980.
20. *J. Bergeron*, Ap. J., 211, 62, 1977.
21. *Р. К. Шахбазян*, Астрофизика, 4, 273, 1968.
22. *Ю. П. Коровяковский, А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян*, Астрофизика, 17, 231, 1981.
23. *H. M. Tovmassian, Y. Terzian*, P. A. S. P., 86, 649, 1974.
24. *R. A. Sramek, H. M. Tovmassian*, Ap. J., 196, 339, 1975.
25. *J. W. Sulentic*, A. J., 81, 582, 1976.
26. *J. H. Bieging, P. Biermann, K. Fricke, I. I. K.Pauliny-Toth, A. Witzel*, Astron. Astrophys., 60, 353, 1977.
27. *L. L. Dressel, J. J. Condon*, Ap. J., Suppl. ser., 36, 53, 1978.
28. *V. A. Ambartsumian*, IAU—URSI Symp. No. 20, Canberra, 1964, p. 122.
29. *Th. Schmidt-Kaler, J. V. Feitzinger*, Astrophys. Space Sci., 41, 357, 1976.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17 АВГУСТ, 1981 ВЫПУСК 3

УДК 524.7

ОДНОРОДНАЯ ВЫБОРКА ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК. II.ОРБИТАЛЬНЫЕ МАССЫ

И. Д. КАРАЧЕНЦЕВ

Поступила 5 июня 1980
Принята к печати 27 мая 1981

Рассмотрено распределение 423 двойных галактик по оценкам их орбитальной массы. С привлечением данных, моделирующих условия отбора пар по критерию изолированности, обнаружено существенное влияние на оценки масс ложных, неизолированных пар — как оптических, так и членов систем галактик. После исключения ложных пар и учета ошибок измерения лучевых скоростей среднее значение орбитальной массы получается в согласии с обычными оценками масс по вращению галактик. Анализ факторов проекции при разных типах орбитального движения членов пар показывает, что предположение о сильно вытянутых орбитах с эксцентриситетом $e > 0.8$ не согласуется с наблюдательными данными. Для круговых движений галактик в парах распределение их по отношению суммарной орбитальной массы к суммарной светимости заключено в интервале $[0—38]\ f_\odot$ со средним значением 10.4, дисперсией 6.6 и максимумом распределения на 5.1. Отмечено, что тесные и широкие пары имеют, практически, одинаковые отношения массы к светимости. Не обнаружено признаков существования массивных корон вокруг двойных галактик на масштабах $\lesssim 200$ кпс. Сделан вывод, что причина различий в оценках масс у пар галактик, получаемых разными авторами, обусловлена, преимущественно, степенью чистоты исходной выборки.

1. *Введение.* В предыдущей статье этого цикла [1] были рассмотрены основные эффекты изибирательности и проекции, возникающие при отборе двойных галактик с использованием количественного критерия пары. Исходным материалом для анализа служила сводка 440 пар [2] из «Каталога двойных галактик северного неба» [3]. Моделирование на ЭВМ условий включения двойных галактик в каталог по критерию их изолированности показало, что около 11% выборки составляют случайные, оптические пары, а 32% пар являются результатом случайной близости на луче зрения двух членов физической системы галактик. Если оптическую па-

ру легко распознать среди истинных по большой разности лучевых скоростей, то члены систем галактик, образующие неизолированные пары, практически не отличимы от действительных пар и являют собой серьезный источник систематических ошибок при определении массы галактик по их орбитальным движениям.

Проблема орбитальных масс двойных галактик имеет довольно большую литературу. Основы ее решения были заложены Пэйджем [4] и Холмбергом [5]. Из последних обзоров состояния данного вопроса укажем обстоятельную работу Фабера и Галлахера [6]. Авторы этой статьи отмечают большое расхождение в оценках орбитальных масс двойных галактик, получаемых на разном наблюдательном материале и при различном подходе к его анализу. Среднее отношение орбитальной массы к светимости в парах получается у разных авторов от обычного значения $f \simeq (5-10) f_{\odot}$, находимого по вращению галактик, до, примерно, на порядок большего значения [7, 8].

2. *Роль неизолированных пар.* Имея для каждой пары галактик значения разности лучевых скоростей, y, и проекцию линейного расстояния между компонентами, X, можно определить суммарную массу компонентов пары

$$\mathfrak{M} \equiv \mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2 = \langle \eta \rangle^{-1} \gamma^{-1} y^2 X, \qquad (1)$$

где γ — постоянная тяготения, а $\langle \eta \rangle$ — среднее значение фактора проекции, зависящее от типа орбитальных движений галактик. В случае эллиптических орбит с эксцентриситетом e, ориентированных относительно наблюдателя произвольным образом, средний фактор проекции выражается как

$$\langle \eta | e \rangle = \frac{3\pi}{32}\left(1 - \frac{2}{3}e^2\right)^{*}. \qquad (2)$$

Таким образом, для строго круговых движений ($\langle \eta \rangle_к = 3\pi/32$) оценка орбитальной массы будет в три раза меньше, чем для строго радиальных ($\langle \eta \rangle_р = \pi/32$). Чтобы избежать неопределенности, условимся в дальнейшем считать движения галактик в парах круговыми. Обоснование этому будет дано ниже.

Выражение для среднего фактора проекции (2) получено усреднением множества пар по углам ориентации плоскости орбиты к лучу зрения, а также по фазе орбитального движения галактик. Для каждой пары индивидуальное значение фактора проекции может существенно отличаться от среднего, что привносит большую дисперсию в оценки масс отдельных пар галактик.

* Зависимость (2) впервые была получена С. П. Якимовым [14].

Распределение 423 пар галактик из сводки [2] по суммарным орбитальным массам приведено на рис. 1. При вычислении массы принято $\langle \eta \rangle = 3\pi/32$ и значение постоянной Хаббла $H = 75$ км/с Мпс. Как видим, различия в оценках массы очень велики и простираются на девять порядков. Помимо факторов проекции, вклад в дисперсию оценок массы вносят фиктивные, неизолированные пары.

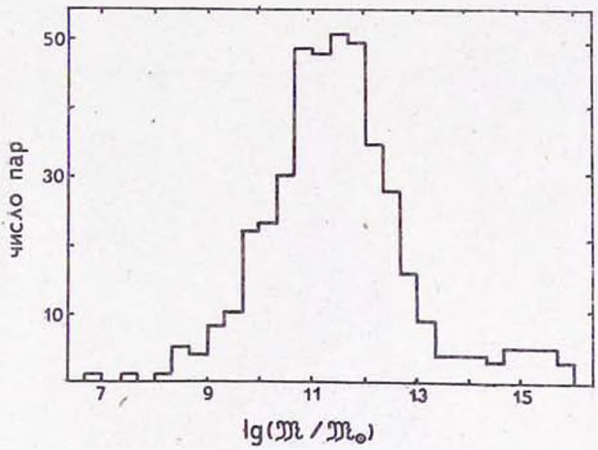


Рис. 1. Распределение 423 пар галактик по оценкам орбитальной массы в единицах солнечной.

В предыдущей статье [1] дано описание выборки двойных галактик, полученных в результате применения того же критерия изолированности пары к видимому распределению галактик, смоделированному на ЭВМ. При моделировании методом Монте-Карло учитывалось распределение галактик по системам разной населенности. Наблюдаемые характеристики этих М-пар оказались весьма близкими к характеристикам реальных, каталожных К-пар. Несмотря на то, что при моделировании не учитывалось гравитационное взаимодействие галактик и не был задан тип их орбитального движения, наблюдаемые значения взаимных расстояний и скоростей в М-парах можно формально использовать для оценки массы по формуле (1). Распределение М-пар по оценкам массы приведено на рис. 2. Физические пары на нем отмечены двойной штриховкой, неизолированные пары (члены систем галактик) — косой, а случайные, оптические пары, не заштрихованы.

Сравнение рис. 1 и 2 показывает хорошее взаимное соответствие двух распределений. Как и следовало ожидать, экстремально большие значения орбитальных масс, $\mathfrak{M} > 2 \cdot 10^{13}\ \mathfrak{M}_\odot$, целиком обусловлены оптическими парами. Физические и оптические пары разделяются на этом распределении вполне отчетливо.

Нетривиальным обстоятельством является то, что принятому в каталоге [3] критерию изолированности удовлетворяет большое число членов систем, оценки массы у которых находятся в диапазоне $(10^7—2\cdot10^{13})\ \mathfrak{M}_\odot$. По относительному числу эти псевдопары преобладают в области $(10^{12}—2\cdot10^{13})\mathfrak{M}_\odot$ и тем самым заполняют провал между максимумами, соответствующими физическим и оптическим парам. На маскирующую роль неизолированных пар при вычислении массы раньше не обращалось достаточного внимания.

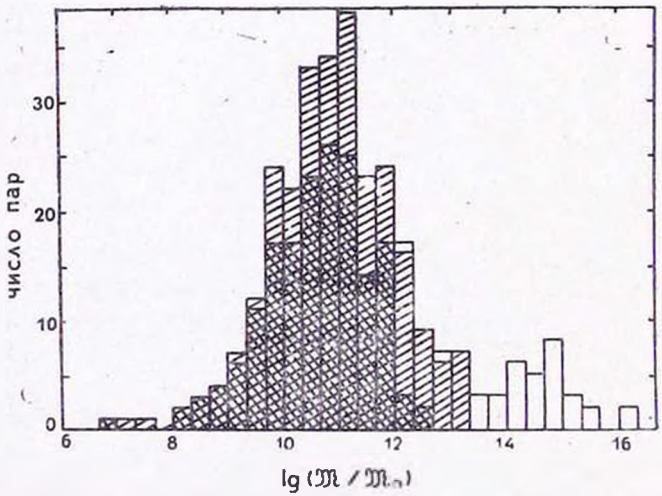


Рис. 2. Распределение 301 моделированной пары по оценкам орбитальной массы. Физические пары отмечены двойной штриховкой, члены систем — косой, оптические пары не заштрихованы.

На диаграмме «суммарная масса — суммарная светимость» (рис. 3) каталожные пары рассеяны по большой площади. Наблюдается лишь слабая тенденция у пар группироваться вдоль линии постоянного отношения массы к светимости $f = \mathfrak{M}/L = 10\, f_\odot$. Основная причина этого — дисперсия углов ориентации пар относительно луча зрения. Наибольший вклад ложных пар, как оптических, так и ярчайших членов систем, проявляется в области высоких светимостей.

Известно, что отношение массы к светимости у отдельных галактик заключено в сравнительно небольшом интервале значений в отличие от масс, изменяющихся на несколько порядков при переходе от карликовых галактик к сверхгигантским. По этой причине мы будем в дальнейшем интересоваться распределением двойных галактик по отношению их суммарной орбитальной массы к суммарной светимости, f. Распределение 423 пар каталога по f приведено в логарифмической шкале на рис. 4.

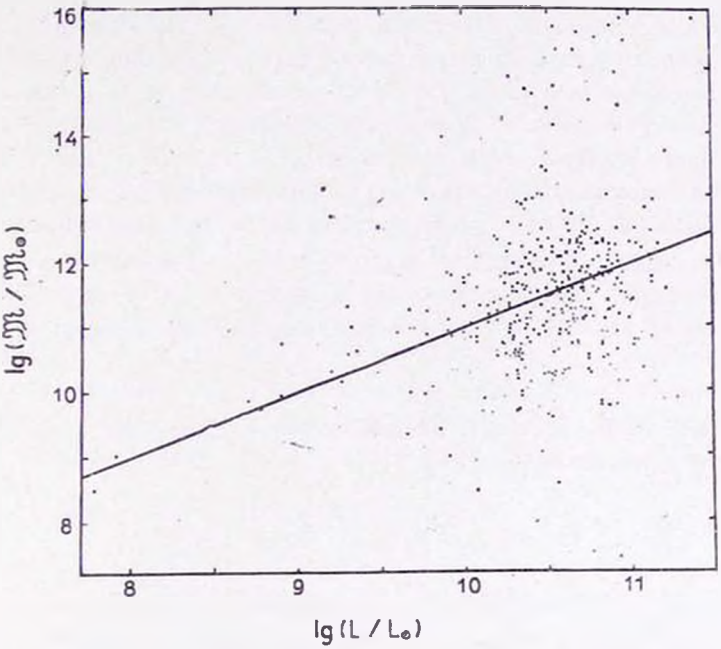


Рис. 3. Распределение 423 пар по суммарным орбитальным массам и суммарным светимостям. Прямая линия соответствует значению $\mathfrak{M}/L=10$.

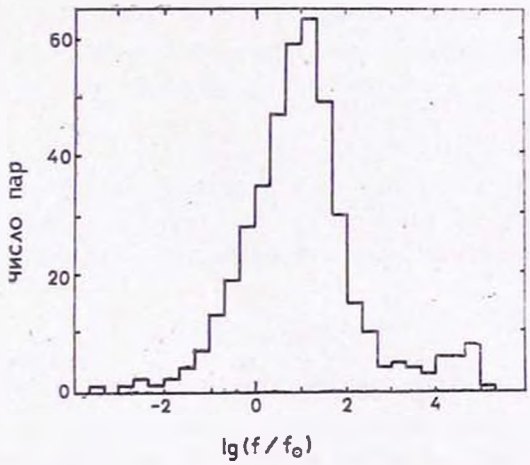


Рис. 4. Распределение 423 пар по оценкам отношения массы к светимости.

3. Факторы проекции и тип движения. Роль факторов проекции для разных типов движения галактик в парах была подробно рассмотрена в [9, 10]. Оценка отношения вычисляемой из (1) орбитальной массы к светимости для некоторой пары, $f = \mathfrak{M}/L$, отличается от ее истинного отношения массы к светимости, f_0, на фактор проекции η, индивидуальное значение которого у данной пары неизвестно. Для достаточно многочисленной выборки двойных галактик, хаотически ориентированных относительно наблюдателя, оценку f можно рассматривать как произведение взаимно независимых случайных величин, $f = \langle \eta \rangle^{-1} \eta f_0$, и заменять усреднение по углам ориентации усреднением по совокупности пар*. Поэтому „n"-ые моменты искомой случайной величины f_0 определяются из выражения

$$\langle f^n \rangle = \langle \eta \rangle^{-n} \langle \eta^n \rangle \langle f_0^n \rangle, \quad n = 1, 2, \ldots \tag{3}$$

В случае строго круговых движений моменты фактора проекции представляются через гамма-функции [10]:

$$\langle \eta^n \rangle_к = \frac{\Gamma(n + 1/2)\,\Gamma(3n/2 + 1)}{2\Gamma(n + 1)\,\Gamma(3n/2 + 3/2)}. \tag{4}$$

Для строго радиальных движений (осцилляций) имеем

$$\langle \eta^n \rangle_р = \frac{2^{n-1}\,\Gamma(n/2 + 1)\,\Gamma(n + 1/2)\,\Gamma(n + 1/2)}{\Gamma(3n/2 + 3/2)\,\Gamma(n + 2)}. \tag{5}$$

Аналогичные выражения моментов фактора проекции можно определить для общего случая эллиптических движений. По известным выборочным моментам $\langle f^n \rangle$ и заданном типе движений легко найти моменты искомой величины f_0 и по ним восстановить вид распределения $p\{f_0\}$, скажем, используя диаграммы Пирсона [11].

Простые соотношения (3) между моментами f и f_0 справедливы лишь в идеальном случае, когда ошибки измерения скоростей пренебрежимо малы. В действительности разность лучевых скоростей компонентов пары, y, представляет собой сумму истинной разности, y_0, и случайной ошибки ее измерения, u, т. е.

$$y = y_0 + u, \tag{6}$$

где y_0 и u следует считать взаимно независимыми случайными величинами. Тогда из (1) и (6) имеем

$$f^{1/2} = \langle \eta \rangle^{-1/2} \gamma^{-1/2} (y_0 + u) X^{1/2} L^{-1/2} =$$
$$= \langle \eta \rangle^{-1/2} \eta^{1/2} f_0^{1/2} + \gamma^{-1/2} \langle \eta \rangle^{-1/2} u X^{1/2} L^{-1/2}. \tag{7}$$

* Для ансамбля пар числом k оценку f можно также определить как сумму взаимно независимых случайных величин $f = k^{-1} \langle \eta \rangle^{-1} \eta f_0$.

И вместо простого соотношения (3) для моментов $\langle f^n \rangle$ и $\langle f_0^n \rangle$ получается выражение

$$\langle f^n \rangle = \langle \eta_i^{-n} \rangle \sum_{i=0}^{2n} C_{2n}^i \gamma^{-(2n-i)/2} \langle u^{2n-i} \rangle \langle X^{(2n-i)/2} L^{-(2n-i)/2} \eta_i^{i/2} f_0^{i/2} \rangle, \quad (8)$$

содержащее смешанные моменты. Очевидно, что проекция расстояния между компонентами, X, и фактор ориентации пары, η_i, являются взаимно зависимыми величинами. Из самых общих соображений можно допускать также существование взаимной корреляции между суммарной светимостью пары, L, истинным отношением массы к светимости, f_0, и взаимным расстоянием членов пары, X, (скажем, вследствие начальных условий образования двойных галактик или из-за наличия у них массивных корон).

В силу симметричности распределения ошибок лучевых скоростей ($\langle u \rangle = 0$) для первых моментов имеем из (8) очевидное соотношение

$$\langle f \rangle = \langle f_0 \rangle + \gamma^{-1} \langle \eta \rangle^{-1} \langle u^2 X L^{-1} \rangle \equiv \langle f_0 \rangle + \langle \Delta f_u \rangle, \quad (9)$$

где $\langle \Delta f_u \rangle$ — средняя поправка отношения массы к светимости пары, обусловленная ошибками измерения лучевых скоростей.

В дальнейшем для простоты вычислений мы предположим, что величины $\{X, L, \eta_i, f_0\}$ взаимно независимы. Тогда рекуррентные соотношения (8) для моментов f^n и f_0^n приобретают вид

$$\langle f^n \rangle = \sum_{i=0}^{n} C_{2n}^{2i} \langle \eta_i^{n-i} \rangle \langle \eta \rangle^{-n+i} \langle f_0^{n-i} \rangle \langle \Delta f_u^i \rangle, \quad n = 1, 2, \ldots \quad (10)$$

Таким образом, вычисляя выборочные моменты отношения f у двойных галактик и учитывая их смещение Δf_u из-за ошибок лучевых скоростей, мы можем последовательно определить из (10) n-ые моменты искомой величины f_0 при заданном типе орбитальных движений и по ним восстановить истинное распределение двойных галактик по отношению их массы к светимости, $p\{f_0\}$.

4. Избирательность по углам ориентации пар. Некоторые авторы [6, 7] высказывали предположение, что средний фактор проекции, определяемый выражением (2), требует коррекции за избирательность ориентации пар относительно луча зрения. Соображения основывались на том, что условие отбора двойных галактик по их видимому расстоянию затрудняет выделение пространственно широких пар. Согласно косвенным оценкам упомянутых авторов, учет этого обстоятельства должен увеличивать среднюю орбитальную массу пары на 10—40%.

Моделируя видимое распределение галактик и условия их включения в каталог пар, мы имели возможность проверить это предположение. По-

скольку для каждой М-пары была известна не только проекция расстояния между компонентами на картинную плоскость, X, но и их пространственное взаимное расстояние, R, мы вычислили среднее значение $\langle X/R \rangle$ для М-пар, удовлетворяющих критерию изолированности. При отсутствии селекции и равномерно случайной ориентации пар относительно луча зрения $\langle X/R \rangle = \pi/4 \simeq 0.785$. Для удовлетворяющих критерию изолированности М-пар эта величина оказалась равной 0.763, что в пределах ошибок совпадает с ожидаемой. Таким образом, отбор двойных галактик по условию их изолированности не привносит существенной анизотропии в видимую ориентацию пар, следовательно, систематическая ошибка в оценке средней орбитальной массы должна быть незначительной.

5. *Распределение пар по отношению орбитальной массы к светимости.* Чтобы определить функцию масс или отношения массы к светимости у двойных галактик, необходимо исключить из выборки ложные пары. Четких критериев для этого, по-видимому, не существует. Результаты моделирования показывают, что среди случайных (оптических) пар 94% имеют формальное отношение массы к светимости $f = 10^3$—10^6. Таких пар в каталоге ожидается около 11%. Рассматриваемая выборка 423 пар содержит 33 пары с $f > 10^3$, что составляет 8% общего числа пар. Очевидно, все эти пары с $f > 10^3$ можно считать результатом случайной близости на луче зрения двух физически не связанных галактик.

Помимо оптических в выборке ожидается значительная часть (32%) случайно близких на луче зрения членов групп и скоплений галактик. По данным моделирования у таких псевдопар оценки f по разности скоростей и взаимному расстоянию распределены в широком интервале ($10^{-} \div 10^3$) и существенно перекрываются с оценками f для истинно физических (изолированных) пар. Наибольший удельный вклад членов систем приходится на область значений $f = 10^2$—10^3. Поэтому в дальнейшем условимся считать пары галактик с $f > f^{\text{cut}} = 10^2$ неизолированными, ложными парами. Условию $f < 10^2$ удовлетворяет 361 пара из 423, т. е. 85% всей выборки. Это значение заметно выше ожидаемого относительного числа изолированных пар (57%) по испытаниям критерия отбора пар методом Монте-Карло. По-видимому, рассматриваемая ниже выборка 361 пары с $f < 10^2$ включает в себя остаточную примесь членов систем. Однако ужесточение условия разграничения физических пар от ложных (скажем, полагая $f^{\text{cut}} = 50$) следует считать нецелесообразным, т. к. при жестком отборе двойных галактик по значениям f появится систематическая избирательность.

Распределение 361 пары с $f < 10^2$ по значениям отношения массы к светимости представлено на рис. 5. Гистограммой изображено распределение по f без учета ошибок измерения лучевых скоростей, точками — рас-

пределение несмещенных оценок отношения массы к светимости $f_c = f - \Delta f_n$. Отрицательные значения f^c соответствуют парам, у которых ошибка измерения разности лучевых скоростей превосходит модуль значения разности ($\sigma_y > |y|$). Сравнение этих распределений дает наглядное представление о влиянии ошибок измерения скоростей на оценку массы. Отметим, что более ранние разрозненные измерения лучевых скоростей пар, выполненные разными авторами, содержали значительные ошибки и поэтому были мало информативными при вычислении орбитальных масс.

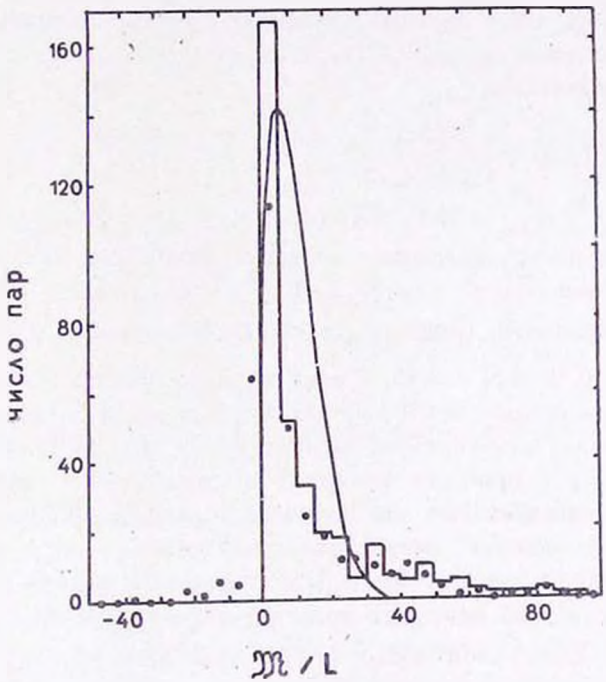


Рис. 5. Распределение 361 пары с $f < 100$ по отношению массы к светимости, f_1 — гистограмма. Точками отмечено распределение по несмещенным оценкам $f_c = f - \Delta f_n$, учитывающим ошибки измерения скоростей. Линией обозначена плотность распределения пар по истинным отношениям массы к светимости f_0 при строго круговых движениях галактик (уравнение (11)).

Чтобы улучшить надежность определения массы, мы исключили из рассматриваемой выборки пары с наибольшими ошибками измерения скоростей. Для оставшихся 322 пар, имеющих $\Delta f_n < 10$, были определены выборочные моменты отношения массы к светимости, $\langle f^n \rangle$, и поправки к ним $\langle \Delta f_n^n \rangle$ до четвертого момента включительно. Малая величина поправок Δf_n за ошибки измерения скоростей позволяет ослабить влияние возможной коррелированности случайных величин в уравнении (8) и

использовать для определения $\langle f_0^n \rangle$ упрощенное выражение (10), не содержащее смешанных моментов.

Подставляя в (10) значения моментов фактора проекции для строго круговых и для строго радиальных движений из (4) и (5), мы вычислили моменты $\langle f_0^n \rangle$ при $n = 1, ..., 4$, т. е. среднее, дисперсию, асимметрию и эксцесс искомого распределения $p\{f_0\}$. Используя эти моменты и метод диаграмм Пирсона [11], можно найти аналитическое представление функции $p\{f_0\}$. Результаты расчетов привели к следующим заключениям.

1) В случае чисто круговых движений галактик плотность распределения их отношения суммарной массы к суммарной светимости выражается бэта-распределением

$$p\{f_0\} = \frac{\Gamma(5.5)}{\Gamma(4)\,\Gamma(1.5)} S^{1/2}(1-S)^3, \quad [0 \leqslant S \leqslant 1], \tag{11}$$

где $S = f_0/f_{0\max}$, $f_{0\max} = 38.0$, а $\Gamma(z)$ — значения гамма-функции. Таким образом, величина f_0 оказывается распределенной на интервале [0—38] со средним значением $\langle f_0 \rangle = 10.4$ и стандартом $\sigma_{f_0} = 6.6$. Коэффициенты асимметрии и эксцесса этого распределения равны, соответственно, $\beta_1 = 0.48$ и $\beta_2 = 2.93$, а максимум приходится на $\hat{f}_0 = 5.1$. Графический вид зависимости (10) представлен на рис. 5 сплошной линией.

Сравнение $p\{f_0\}$ с видимым распределением пар $N(f)$ показывает, что действие факторов проекции приводит к существенному видоизменению истинного распределения, а именно, образованию длинного хвоста больших значений f и резкому пику в числе пар с $f \simeq 0$.

При плотности распределения (11) измеряемые оценки f у отдельных пар могут достигать максимального значения $f_{\max} = (32/3\pi) f_{0,\max} = 129$. Поэтому использованное выше ограничение выборки пар по условию $f^{\text{cut}} = 100$ лишь незначительно (на 0.5 %) усекает „хвост" распределения $p\{f_0\}$.

2) Для строго радиальных движений галактик в парах система уравнений (10) и (5) не имеет физически осмысленного решения относительно $\langle f_0^n \rangle$. Дисперсия значений отношения массы к светимости получается отрицательной, а на диаграмме «асимметрия—эксцесс» характеристика выборки попадает в критическую область. Этот результат следует понимать таким образом, что случай радиальных движений приводит к избыточно большой дисперсии оценок f от пары к паре из-за различия углов ориентации. Даже при δ-видной функции истинных значений f_0 ожидаемый разброс оценок f оказывается больше наблюдаемого. Дополнительный анализ показывает, что вариация параметра обрезания выборки, f^{cut}, в разумных

пределах не устраняет отрицательного значения $\sigma^2_{f_0}$. Следовательно, предположение о чисто радиальных движениях в парах не согласуется с наблюдательными данными.

3) Реальный характер орбитальных движений в парах галактик может быть промежуточным между двумя рассмотренными крайними ($e = 0$ и $e = 1$) случаями. Зависимость относительной дисперсии фактора проекции от эксцентриситета орбиты изображена на рис. 6. Основываясь на ней и полагая, чтобы дисперсия искомого распределения $p\{f_0\}$ имела неотрицательное значение, мы получили допустимую область значений эксцентриситета орбит в парах $e < 0.8$.

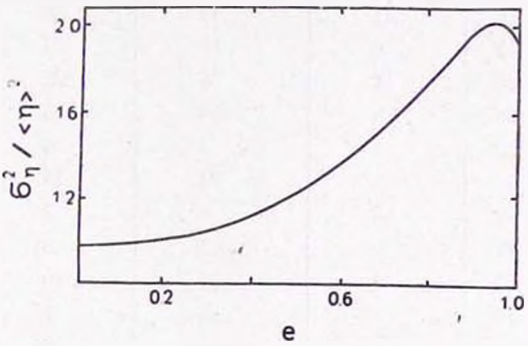


Рис. 6. Зависимость относительной дисперсии фактора проекции от эксцентриситета орбиты пары.

В заключение данного раздела отметим, что эксцентриситет орбиты пары может зависеть от линейного расстояния между компонентами. Например, для широких пар мыслимы преимущественно радиальные движения, а для тесных пар — почти круговые. Причины этого могут быть вызваны начальными условиями образования двойных галактик или же приливным трением при тесных сближениях [12]. Для проверки таких сложных гипотез имеющийся наблюдательный материал, по-видимому, недостаточен.

Следует помнить также, что анализируемая выборка, вероятно, содержит остаточное число неизолированных псевдопар, и это будет влиять на результаты более тонкого анализа типа движений в парах галактик.

6. *Дополнительные свидетельства отсутствия скрытых масс у двойных галактик.* Реальную точность, с которой получено аналитическое представление (11) для функции $p\{f_0\}$ не следует переоценивать. Отличие движений в парах от строго круговых и некоторая примесь неизолированных пар могут явиться источниками систематических искажений вида $p\{f_0\}$. В табл. 1 содержится распределение числа пар по f для трех подвыборок,

удовлетворяющих, соответственно, основному (мягкому), среднему и жесткому критерию изолированности. Эти распределения имеют заметные различия. Как видно из последних строк таблицы, среднее отношение массы к светимости уменьшается с возрастанием жесткости критерия, что указывает на присутствие в выборках некоторого числа неизолированных (ложных) пар.

Таблица 1

f	Число пар, удовлетворяющих критерию		
	Жесткий	Средний	Мягкий
0— 5	70	136	168
5— 10	21	42	52
10— 15	6	16	33
15— 20	11	16	20
20— 25	6	14	18
25— 30	1	4	6
30— 35	5	14	16
35— 40	3	6	7
40— 45	0	3	6
45— 50	4	10	10
50— 55	2	3	5
55— 60	3	4	6
60— 65	0	3	3
65— 70	1	1	2
70— 75	0	0	2
75— 80	0	0	2
80— 85	1	2	3
85— 90	1	1	1
90— 95	0	1	1
95—100	0	0	0
Всего	135	276	361
$\langle f \rangle$	12.2 ±1.5	13.3 ±1.1	14.2 ±1.0

В табл. 2 приведено сопоставление величины $\langle f_c \rangle$ с относительным содержанием в выборке оптических пар и членов систем, определенным путем моделирования условий отбора пар при разных критериях изолированности. Данные включают также выборки двойных галактик Тэрнера [7] и Петерсона [8], редуцированные к $e = 0$ и $H = 75$ км/с Мпс. Зависимость $\langle f_c \rangle$ от степени чистоты выборки вполне очевидная. Поэтому

следует заключить, что главная причина расхождений между оценками $\langle f_c \rangle$ у разных авторов обусловлена тем, насколько правильно учтена роль ложных пар, а не различием в методике определения орбитальных масс. Заметим, что формальное добавление к 361 паре нашей выборки с $f < 100$ еще 29 случаев с $f = 10^2 \div 10^3$ способно поднять оценку среднего до $\langle f_c \rangle \approx 50$.

Таблица 2

Критерий	Относительное число пар (%)			$\langle f_c \rangle$
	физические	члены систем	оптические	
Жесткий [3]	75 %	21 %	4 %	9.5
Средний [3]	64	27	9	9.8
Мягкий [3]	57	32	11	10.3
Тэрнера [7]	44	36	20	25.5
Петерсона [8]	30	45	25	48

Стремясь найти независимое подтверждение роли неизолированных пар (членов систем) в завышении отношения массы к светимости в парах, мы предприняли подсчеты галактик каталога Цвикки в кольцевых зонах вокруг центров тех пар, у которых оценки массы к светимости умеренно высокие, $f = 40 \div 100$. Ожидаемый избыток числа галактик в окрестностях этих пар действительно наблюдается. В среднем на одну пару приходится 0.9 ± 0.1 галактик с характерным расстоянием $\sim 10'$ (или 200 кпс), что указывает на ассоциирование этих пар с рассеянными системами галактик. Для отдельных пар (например, № 127, 190, 263, 416, 548, 584), где у соседних с ними галактик известны лучевые скорости, наблюдается соответствие скоростей в парах и у ближайших их соседей.

Еще более определенные результаты дает рассмотрение самых близких двойных галактик. В табл. 3 содержится список 10 ближайших пар с указанием их расстояния от наблюдателя и обозначением принадлежности к близким группам галактик согласно Вокулеру [13]. Мы видим, что большинство ближайших пар является членами групп Вокулера. Разумеется, такие пары, как № 379 (M 51) представляют собой изолированные, гравитационно обособленные субструктуры в группах. Однако в других случаях (например, № 218 = M 81 + M 82) изолированность пар и корректность оценки их орбитальной массы вызывают сомнения.

В свете перечисленных соображений попытки объяснить большие оценки орбитальной массы у отдельных пар наличием вокруг галактик невидимых массивных корон выглядят неубедительными. В предыдущей статье [2] мы отмечали, что у 30 широких пар с расстоянием между компонента-

ми $X = 100 \div 260$ кпс и $f < 100$ среднее отношение орбитальной массы к светимости $\langle f_c \rangle = 12.0 \pm 2.5$ не отличается от среднего для тесных пар. Отсутствие зависимости $\langle f_c/X \rangle$ находится в прямом противоречии с гипотезой массивных корон. Среди широких пар имеется также 14 двойных галактик с оценками $f_c = 2 \cdot 10^2 - 2 \cdot 10^5$. Такие случаи следует считать ложными, неизолированными парами. Формально большие орбитальные массы для этих пар не соответствуют по нашим данным малой величине внутренних движений у составляющих их галактик.

Таблица 3

№ пары	Расстояние (Мпс)	Средняя скорость группы (км/с)	Принадлежность группе Вокулера
218	2.5	309	G 2
133	2.5	253	G 2 (?)
217	4.1	308	—
384	4.6	348	G 5
379	4.6	593	G 5
40	6.3	530	G 7
294	8.0	786	G10
341	8.0	733	G10
349	8.0	680	G10 (?)
350	8.0	710	G10

7. *Заключение.* Анализ оценок орбитальных масс для достаточно многочисленной и однородной выборки двойных галактик позволяет сделать ряд вполне определенных выводов о динамике этих простейших систем галактик.

а) При интерпретации измеряемых орбитальных масс двойных галактик первостепенное значение имеет правильный учет ложных, неизолированных пар, как оптических, так и «верхушек» систем, удовлетворяющих критерию изолированности. Исключение таких псевдопар, сделанное на основе моделирования условий отбора пар методом Монте-Карло, существенно понижает среднюю оценку орбитальных масс и приводит ее в соответствие с обычными значениями, получаемыми по вращению галактик.

б) Среди различных предположений о типе движений галактик в парах наилучшим образом наблюдательным данным соответствует случай круговых или близких к ним орбит. Вытянутые орбиты с эксцентриситетом $e > 0.8$ как преобладающий тип движений могут быть исключены.

в) После редукции за факторы ориентации и ошибки измерения лучевых скоростей отношение орбитальной массы к светимости у двойных

галактик оказывается заключенным в интервале [0, 38] со средним $\langle f_0 \rangle = 10.4$, дисперсией $\sigma_{f_0} = 6.6$ и максимумом распределения на $\tilde{f}_0 = 5.1$. Возможно, что в нашей выборке еще не до конца исключены ложные пары, поэтому значение $\langle f_0 \rangle$ следует рассматривать как верхний предел для истинно изолированных пар.

г) Широкие ($X > 100$ кпс) и тесные пары галактик имеют в среднем одинаковые отношения массы к светимости, что не согласуется с предположением о существовании в парах массивных корон на масштабах $\lesssim 200$ кпс.

д) Зависимость средней массы двойных галактик от жесткости критерия при отборе пар показывает, что расхождения в оценках $\langle f \rangle$ для разных выборок обусловлены в основном степенью чистоты выборки, т. е. отсутствием в ней ложных пар. Это является главной причиной различий между данными Тэрнера, Петерсона и представленными здесь результатами.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

HOMOGENEOUS SAMPLE OF BINARY GALAXIES. II. ORBITAL MASSES

I. D. KARACHENTSEV

Distribution of 423 binary galaxies is considered according to estimates of their orbital masses. Using the data simulating the sampling conditions of pairs by the degree of isolation an essential effect of false nonisolated pairs both optical and members of systems of galaxies on the mass estimates is found. After the exclusion of false pairs and allowance for radial velocity measurement errors the mean orbital mass value appears to be in agreement with the ordinary mass estimates obtained from galactic rotation. Analyses of projection factors for different types of orbital motion of members of pairs show that the suggestion on very elongated orbits with an eccentricity $e > 0.8$ does not agree with the observational data. For the circular motions of the pairs galaxies their distribution according to the integral orbital mass to integral luminosity ratio lies within the interval $[0-38]\ f_\odot$ with the mean value 10.4, dispersion 6.6 and distribution maximum at 5.1. It is noted that the mass to luminosity ratios for close and wide pairs are practically the same. There are no signs of existence of massive coronae round binary galaxies in the range of $\lesssim 200$ kpc. A conclusion is

made that the reason of differences in mass estimates obtained by different authors for pairs of galaxies is caused, mainly, by a degree of purity of the initial sample.

ЛИТЕРАТУРА

1. *И. Д. Караченцев*, Астрофизика, 17, 249, 1981.
2. *И. Д. Караченцев*, Астрофизика, 16, 217, 1980.
3. *И. Д. Караченцев*, Каталог изолированных пар галактик северного неба, Сообщения САО, 7, 3, 1972.
4. *T. Page*, Ap. J., 116, 63, 1952.
5. *E. Holmberg*, Lund Obs. Medd., Ser. 1, 186, 1, 1954.
6. *S. M. Faber, J. S. Gallagher*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 17, 135, 1979.
7. *E. L. Turner*, Ap. J., 208, 20, 304, 1976.
8. *S. D. Peterson*, Ap. J., Suppl. ser., 40, 527, 1979.
9. *I. D. Karachentsev, A. Shcherbanovsky*, Acta Astronomica, 20, 373, 1970.
10. *I. D. Karachentsev*, "Proceedings of the Third European Astronomical Meeting", Tbilisi, 1975.
11. *G. J. Hahn, S. S. Shaptro*, Statistical Models in Engineering, John Willey and Sons, inc., New York—London—Sydney, 1967.
12. *S. D. White, N. A. Sharp*, Nature, 269, 395, 1977.
13. *G. de Vaucouleurs*, in "Calaxies and the Universe", vol. IX, Chicago, Univ. Chicago Press, 1975, p. 557.
14. *С. П. Якимов*, Уч. зап. ЛГУ, мат. сер., 42, 112, 1968.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17 АВГУСТ, 1981 ВЫПУСК 3

УДК 524.354/.353

ДАЛЬНЕЙШИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ПЕРЕМЕННЫХ РАДИОИСТОЧНИКОВ НА РАТАН-600

В. А. МАЙЗЕЛЬ, М. Г. МИНГАЛИЕВ, С. А. ПУСТИЛЬНИК, С. А. ТРУШКИН

Поступила 5 апреля 1979
Принята к печати 20 мая 1981

По результатам наблюдений на радиотелескопе РАТАН-600 на волнах 2.08, 3.9, 6.52, 8.2 см получены спектры переменных радиоисточников Симеиз 0528+13, PKS 0735+17, OJ 287, 3C 273, 3C 279, PKS 1510-08 на эпоху 1977.23. Проведено сравнение этих спектров со спектрами, полученными в эпохи 1976.25 и 1976.75. Для источника Симеиз 0528+13 по этим наблюдениям обнаружено быстрое возрастание плотности потока на волне λ2.08 за время $\tau \leqslant 10$ дней. Для этого же источника по всем доступным данным построена сводная кривая блеска на сантиметровых волнах за период 10 лет. Из кривой блеска видно, что Симеиз 0528+13 является одним из наиболее активных радиоисточников.

1. *Введение.* В нашей предыдущей статье [1] были представлены результаты измерений спектров переменных источников в сантиметровом диапазоне длин волн на эпохи 1976.25 и 1976.75. Здесь мы приводим результаты следующего цикла наблюдений (эпоха 1977.23) для шести источников, наблюдавшихся в двух предыдущих циклах: Симеиз 0528 + 13. PKS 0735+17, OJ 287, 3C 273, 3C 279 и PKS 1510—08. В этом цикле наблюдения проводились на волнах $\lambda\lambda$ 2.08, 3.9, 6,52, 8.2 см.

Спектры эпохи 1977.23 сравнены со спектрами эпох 1976.25 и 1976.75 и сделаны выводы о характере переменности на временах $\tau \geqslant 0.5$ года для разных источников.

У источника Симеиз 0528+13 мы обнаружили в этом цикле быстрое возрастание потока на волне 2.08 см ($\tau \leqslant 10$ дней). Собрав все доступные нам измерения этого источника в коротком сантиметровом диапазоне длин волн, мы построили сводную кривую блеска за последние 10 лет. Большая амплитуда переменности и быстрые «вспышки» ставят этот источник в один ряд с такими объектами, как OJ 287.

2. *Наблюдения. Аппаратура.* Наблюдения проводились на северном секторе РАТАН-600 с помощью штатных радиометров [3, 4]. Кроме радиометров на волны 2.08, 3.9, 6.52 см, использовавшихся в предыдущих циклах, в этом цикле наблюдения проводились и с новым радиометром на волну 8.2 см, который будет описан в отдельной статье. Параметры диаграммы направленности телескопа приведены в нашей работе [1], там же приведены чувствительности приемников по антенной температуре на λ 2.08, 3.9, 6.52 см. Для приемника на λ 8.2 см чувствительность $\Delta T_A(\tau = 1\text{с}) \approx 0\ 02$ K.

Наблюдения всех источников проведены в течение двух коротких циклов с 14 по 19 марта и с 28 марта по 1 апреля 1977 года.

Методика наблюдений в этом цикле полностью аналогична описанной в статье [1]: двухлучевой прием на волнах $\lambda\lambda$ 2.08, 3.9 см и опорный рупор в небо в качестве эквивалента антенны на волнах $\lambda\lambda$ 6.52, 8.2 см.

Для калибровки по плотности потока в течение этого цикла проводились наблюдения опорных источников 3С 161 и 3С 286. Принятые значения плотностей потоков этих источников приведены в табл. 1 (в Ян = $=10^{-26}$ Вт/м^2 Гц).

Таблица 1

ПЛОТНОСТИ ПОТОКОВ ОПОРНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Источник	2.08 см	3.9 см	6.52 см	8.2 см
3С 161	2.5	4.6	7.2	8.6
3С 286	3.4	5.5	7.5	9.4

Ошибки измерений обсуждены в статье [1]. Для измерений на λ 8.2 см $\Delta S_{\text{ушум}} = 0.06$ Ян.

3. *Результаты.* В табл. 2 приводятся средние за цикл значения плотности потоков, среднеквадратичные ошибки этой величины и число наблюдений на каждой волне. Кроме того, полученные спектры выведены на графиках вместе со спектрами в предыдущие эпохи, для того, чтобы легче можно было произвести их сравнение визуально. Первый столбец — название источника. Второй столбец — тип объекта, Q — квазар, L — лацертид, RSO — красный звездообразный объект с неисследованным оптическим спектром; 3, 4 и 5 столбцы — плотность потока, ошибка и число наблюдений на волне λ 2.08 см; 6, 7, 8 столбцы — то же на λ 3.9 см; 9, 10 и 11 столбцы — то же для λ 6.52 см и 12, 13, 14 столбцы — то же для λ 8.2 см, S_ν приведены в Ян $= 10^{-26}$.

Таблица 2

СРЕДНИЕ ПЛОТНОСТИ ПОТОКОВ ПЕРЕМЕННЫХ РАДИОИСТОЧНИКОВ НА ЭПОХУ 1977.23

Источник	Тип	2.08 см			3.9 см			6.52 см			8.2 см		
		S_ν	ΔS_ν	n	S_ν	ΔS_ν	n	S_ν	ΔS_ν	n	S_ν	ΔS_ν	n
Симеиз 0528+13*	RSO	1.62	0.24	7	1.42	0.02	6	1.67	0.10	6	1.88	0.05	7
PKS 0735+17	L	1.85	0.10	7	2.02	0.04	6	1.84	0.09	7	2.16	0.10	7
OJ 287**	L	2.40	0.20	6	2.04	0.07	5	1.76	0.09	6	1.01	0.06	6
3C 273	Q	34.5	2.3	8	41.3	2.10	8	41.3	1.20	4	45.0	1.10	4
3C 279	Q	11.8	1.0	8	13.6	2.12	8	13.8	1.20	5	13.2	0.85	5
PKS 1510—08	Q	1.32	0.10	8	1.80	0.06	7	1.76	0.05	8	1.55	0.07	9

* Следует отметить, что для этого источника S_ν и ΔS_ν на волне λ 2.08 см написаны формально. Для него обнаружено значимое возрастание потока между началом цикла (14—17 марта) и концом цикла (29—31 марта) от (1.28±0.10) Ян.

** Для OJ 287 на λ 2.08 выборочная дисперсия по отдельным измерениям также слишком велика по сравнению с ожидаемой для непеременного источника. По-видимому, в этом цикле на волне λ 2.08 см OJ 287 показывал быструю переменность с амплитудой $\lesssim 30\%$.

4. *Обсуждение.* Из сравнения спектров, полученных в три последовательные эпохи с шагом в полгода, можно сделать уточненные выводы по сравнению со статьей [1] о характере переменности этих источников на временах сравнимых или больше полугода. Рассмотрим полученные результаты конкретно по каждому источнику.

Симеиз 0528+13. В диапазоне $\lambda\lambda$ 3.9—8.2 см поток монотонно падал за период, охваченный нашими наблюдениями (эпохи 1976.25—1977.23). На волне 2.08 см поток в начале последнего цикла уже был больше, чем в предыдущем цикле, а в конце марта 1977 г. возрос приблизительно в 1.5 раза по сравнению с потоком в середине марта (быстрая вспышка). По скорости убывания потока в диапазоне $\lambda\lambda$ 8.2—3.9 см характерное время падения блеска $\tau = (d \ln S/dt)^{-1}$ можно оценить порядка 3—4 лет. Этот вывод подтверждается и сравнением с кривой блеска и за более длительный период (смотри следующий раздел). Дальнейшие наблюдения на РАТАН этого источника показали, что в 1977 г. его поток в сантиметровом диапазоне достиг абсолютного минимума и стал быстро расти (подробнее смотри следующий раздел).

PKS 0735+17. Спектр этого источника оставался плоским в диапазоне $\lambda\lambda$ 2.08—8.2 см в течение всех трех циклов. Поток в этом диапазоне с точностью до ошибок измерений $\lesssim 10\%$ тоже оставался неизменным в течение года. На волне λ 2.08 см в первых двух циклах (эпохи 1976.25 и

1976.75) в спектре намечается слабый завал в сторону коротких волн. За период наших наблюдений PKS 0735+17 был самым спокойным из 6-ти наблюдавшихся переменных радиоисточников. Характерное время изменения блеска в сантиметровом диапазоне в этот период $\tau \geqslant 10$ лет.

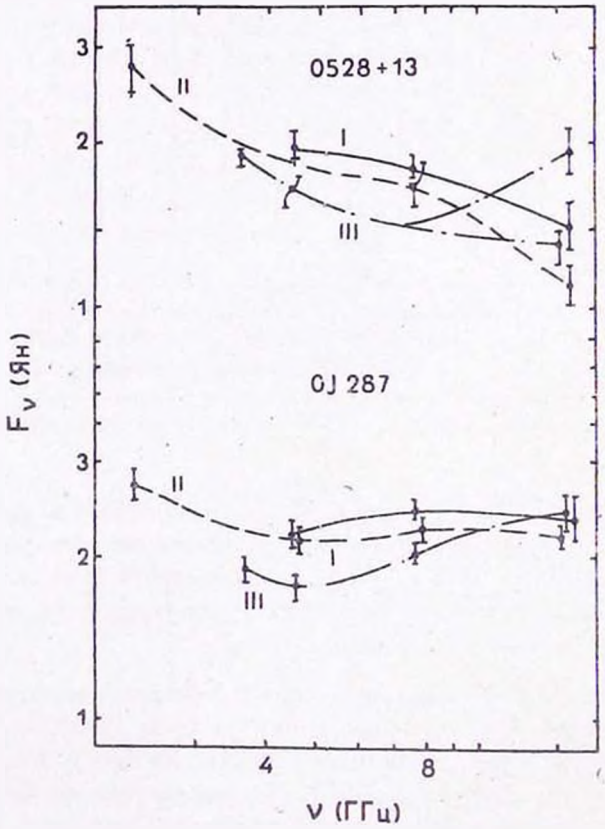


Рис. 1. Спектры источников Симеиз 0528+13 и OJ 287 на эпохи 1976.25 (кривая I), 1976.75 (кривая II) и 1977.23 (кривая III). По оси абсцисс — частота в ГГц, по оси ординат — плотность потока в Янских. В третьем цикле у Симеиз 0528+13 поток на λ 2.08 см резко увеличился к концу цикла, что показано разветвляющейся кривой III на участке от λ 3.9 см до λ 2.08 см.

OJ 287. В течение трех циклов у этого источника значимо изменились как спектр, так и поток в диапазоне $\lambda\lambda$ 3.9—8.2 см. В первом и втором циклах (1976.25 и 1976.75) спектр в диапазоне $\lambda\lambda$ 2.08—6.52 см был практически плоским ($\alpha = 0$), причем поток во всем диапазоне за полгода упал приблизительно на 10%. По результатам 3-го цикла обнаружено дальнейшее уменьшение потока в диапазоне $\lambda\lambda$ 3.9—8.2 см с одновременным увеличением потока на волне λ 2.08 см. При этом спектр превратился в ин-

версный ($\alpha > 0$), что при обычной синхротронной интерпретации соответствует появлению нового высокочастотного компонента. Характерное время падения потока в диапазоне $\lambda\lambda$ 3.9—8.2 см по нашим наблюдениям $\tau \approx 5$ лет.

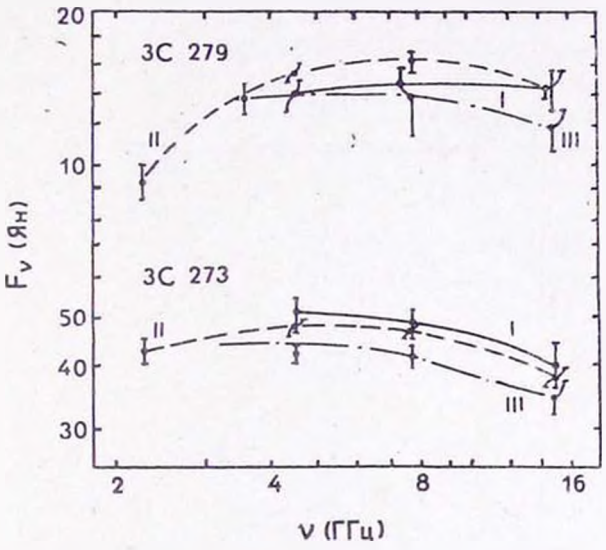


Рис. 2. Спектры источников 3C 273 и 3C 279 на эпохи 1976.25 (кривая I), 1976.75 (кривая II) и 1977.23 (кривая III), по осям то же, что на рис. 1.

3C 273. По нашим наблюдениям, поток этого источника в диапазоне 2.08—6.52 см падал от первого цикла ко второму и от второго цикла к третьему. Характер спектра за этот период в указанном диапазоне оставался одним и тем же с точностью до ошибок измерений. Характерное время падения потока $\tau \lesssim 6$ лет. В более длинноволновой области ($\lambda \geqslant 8$ см), судя по нашим данным о потоках на λ 13 см во втором цикле и на λ 8.2 см в третьем цикле, падение происходит медленнее.

Описанное поведение спектра 3C 273 в модели канонического синхротронного источника соответствует случаю прозрачной на волнах $\lambda\lambda$ 2—6 см расширяющейся оболочки, с уменьшающейся во времени плотностью релятивистских электронов и напряженностью магнитного поля [5]. Воспользовавшись формулами из [5] для скорости падения потока со временем в прозрачной части спектра, можно получить момент начала вспышки, затухание которой мы наблюдали:

$$(S_2/S_1) = (t_2/t_1)^{-2\gamma}, \quad \gamma = 2\alpha + 1,$$

α — в прозрачной части спектра ($\lambda\lambda$ 2.08—3.9 см) $\simeq 0.3$. Отсюда, сравни-

вая потоки в эпохи 1976.25 и 1977.23, легко получим, что $t_1(1976.25) \simeq$ $\simeq$ 1 год, т. е. выброс частиц и вспышка произошли в эпоху 1975.25, где-то в апреле—мае 1975 г. На кривой блеска на волне λ 2.8 см, приведенной в [8], видно, что как раз в этот период началось увеличение потока, что подтверждает наши оценки момента вспышки.

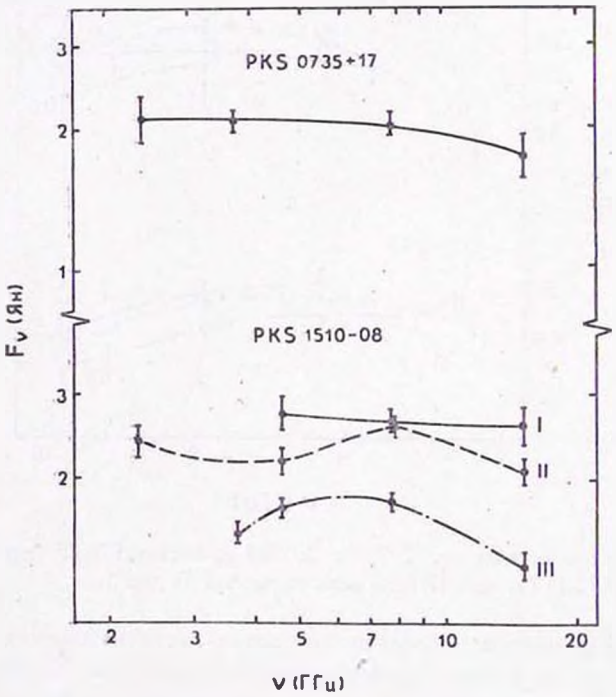


Рис. 3. Спектры источников PKS 0735+17 и PKS 1510—08 на эпохи 1976.25 (кривая I), 1976.75 (кривая II) и 1977.23 (кривая III). Для PKS 0735+17, ввиду отсутствия значимых отличий от цикла к циклу, приведен только средний за три цикла радиоспектр.

3C 279. Изменения сантиметрового потока этого источника в течение трех циклов наших наблюдений носили немонотонный характер. В период между первым и вторым циклом произошел общий подъем потока в диапазоне $\lambda\lambda$ 2.08—6.52 см, до 10% на λ 3.9 см. В следующий период поток во всем диапазоне упал до 14% на λ 2.08 и λ 3.9 см. Характер спектра в этом диапазоне остался неизменным, со средним спектральным индексом $\alpha \simeq 0$.

По нашим наблюдениям можно только констатировать, что для этого источника в сантиметровом диапазоне свойственна переменность на временах в полгода.

PKS 1510—08. У этого источника в течение года (эпохи 1976.25, 1976.75 и 1977.23) произошло общее изменение характера спектра в см диапазоне и сильно изменился поток. В первом цикле спектр в диапазоне $\lambda\lambda$ 2.08—6.52 см плоский ($\alpha \simeq 0$) и средний по спектру поток $S_\nu \simeq 2.7$ Ян. Во втором цикле поток на волне λ 3.9 см остался неизменным, а поток как на λ 2.08, так и на λ 6.52 см упал. Таким образом, в спектре образовался максимум около λ 3.9 см. В третьем цикле зарегистрировано убывание потока уже во всем диапазоне $\lambda\lambda$ 2.08—8.2 см, причем максимум в спектре сместился к волне $\lambda = 5$ см. Характерное время уменьшения потока по данным второго и третьего циклов $\tau = 2.5$ года. Интерпретация в рамках модели расширяющейся оболочки для такого типа изменений радиоспектра, очевидно, встречает трудности.

Отметим здесь, что для трех источников: PKS 0735+17, OJ 287 и 3C 273, которые наблюдались в конце января—начале февраля 1977 г. на американском радиотелескопе VLA на волнах, близких к нашим λ 6.52 и λ 2.08 см [6], имеется хорошее согласие между нашими измерениями потоков в марте 1977 г. и потоками, приведенными в [6].

5. О переменности источника Симеиз 0528+13 за последние 10 лет. Пять из шести источников, наблюдавшихся нами в этих циклах, патрулировались в течение последних 10 лет на волнах 2.8 и 4.5 см канадскими радиоастрономами из обсерватории Алгонкин [7, 8]. В работе [8] приводятся кривые блеска, которые позволяют проследить характер переменности этих источников с характерным временным разрешением 1—2 месяца, а для OJ 287 — с лучшим разрешением. В работе [9] приводятся кривые блеска на волне 3.7 см за интервал около 5 лет.

К сожалению, источник Симеиз 0528+13 не патрулировался в этих программах. Поэтому для него нет однородного наблюдательного ряда на больших интервалах времени. Для того, чтобы хотя бы грубо представить себе характер переменности этого источника, мы собрали всю доступную нам информацию об измерениях потока Симеиз 0528+13 в диапазонах 7.7—8.5 ГГц и 14.5 ГГц и свели эти данные в условную кривую блеска (рис. 4).

Для диапазона 7.7—8.5 ГГц использованы следующие наблюдения:

1. Апрель—май 1969 г.—8.5 ГГц, РТ-22 КрАО [10] — первое обнаружение.

2. Апрель—май 1970 г.— 8.5 ГГц, РТ-22 КрАО, частное сообщение авторов [10].

3. Декабрь 1971 г.— 7.7 ГГц, Большой Пулковский радиотелескоп, ссылка в [10].

4. Июнь 1975 г. — 8.1 ГГц, NRAO [2].

5. Июнь 1975 г. — 7.7 ГГц, РАТАН-600 (не опубликовано).

6. Апрель 1976 г.— март 1977 г., 7.7 ГГц, РАТАН-600 [1] и настоящая статья.

7. Декабрь 1977 г. и апрель 1978 г., 8.5 ГГц, РАТАН-600, Ларионов, Горшков, частное сообщение.

8. Декабрь 1978 г.— март 1979 г., 7.7 ГГц, РАТАН-600, наши наблюдения, не опубликовано.

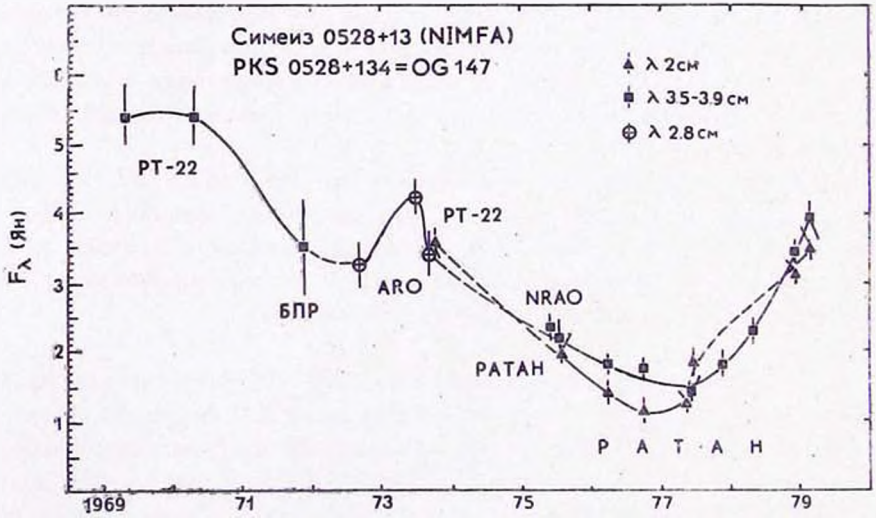


Рис. 4. Кривые блеска источника Симеиз 0528+13 (NIMFA) в диапазонах λλ 3.5—3.9 см с 1969 по 1979 г. и λ 2.08 см с 1973 по 1979 г. по наблюдениям на РАТАН, РТ-22 (КрАО АН СССР), БПР (Пулково), ARO (Алгонкин, Канада). NRAO (США). По оси абсцисс — время в годах, по оси ординат — плотность потока в Янских.

Кроме того, в промежутке с августа 1972 г. по сентябрь 1973 г. использованы также измерения потока на $\nu = 10.6$ ГГц в Алгонкинской радиообсерватории [11]. Этот источник обозначен в [11] как OG 147.

Для диапазона 14.5 ГГц использованы следующие наблюдения:

1. Сентябрь 1973 г., 14.4 ГГц, РТ-22 КрАО [12].

2. Июль 1975 г., 14.4 ГГц, РАТАН-600, не опубликовано.

3. Апрель 1976 г.— март 1977 г., РАТАН-600, [1] и настоящая статья.

4. Декабрь 1978 г.— март 1979 г., РАТАН-600, наши наблюдения, не опубликовано.

Исходя из приведенной на рис. 4 кривой блеска, поведение источника Симеиз 0528+13 в коротком сантиметровом диапазоне можно охарактеризовать так. Объект был открыт в фазе наибольшей яркости ($S_\nu \simeq 5.4$ Ян с учетом коррекции на 14% шкалы, принятой в [10]), причем период этот

продолжался не менее года. С 1970 г. по 1977 г. поток от источника падал монотонно до значения $S_\nu \simeq 1.4$ Ян. В 1973 г., как видно из наблюдений а λ 2.8 см, произошла небольшая вспышка с характерным временем не больше полугода.

Быстрая вспышка на волне λ 2.08 см была обнаружена по нашим наблюдениям на РАТАН в конце марта 1977 г. Поток в этот период возрос в 1.5 раза за $\tau \leqslant 10$ дней. Сейчас источник находится в фазе большой вспышки и, безусловно, представляет интерес для патрулирования, так как можно ожидать новых быстрых «вспышек». Изучение вариаций спектра в таких вспышках могло бы дать важный материал для проверки различных моделей радиопеременности.

Резюмируя, можно отметить, что по большой амплитуде относительного изменения потока от 5.4 до 1.4 Ян и по малому характерному времени радиовспышки радиоисточник Симеиз 0528+13 является одним из наиболее активных и интересных для дальнейшего изучения.

О природе этого объекта пока сказать ничего нельзя. Он находится в низких галактических широтах ($b^{II} \approx -11°$) и отождествлен с очень слабым объектом: RSO 20^m [2] в области с заметным поглощением. Оптический спектр его не изучен.

Авторы выражают благодарность Ю. Н. Парийскому за поддержку этой работы и ценные советы, М. Г. Ларионову и А. Г. Горшкову за представление неопубликованных данных. Авторы благодарны также сотрудникам лаборатории А. Б. Берлина, поддерживавшим аппаратуру в хорошем состоянии.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

FURTHER OBSERVATIONS OF VARIABLE RADIO SOURCES WITH RATAN-600 RADIOTELESCOPE

V. A. MAIZEL', M. G. MINGALIEV, S. A. PUSTILNIK, S. A. TRUSHKIN

Radiospectra at epoch 1977.23 of variable radio sources Simeiz 0528+13, PKS 0735+17, OJ 287, 3C 273, 3C 279 and PKS 1510−08 are presented as a result of observations with RATAN-600 at wavelengths 2.08, 3.9, 6.52 and 8.2 cm. The comparison of these spectra is made with the spectra obtained at epochs 1976.25 and 1976.75. The radio source Simeiz 0528+13 has shown, in late March 1977, the fast increase of flux density at λ 2.08 cm with characteristic time $\tau \lesssim 10$ days. For this source the light curve for centimetre range was constructed

using all known measurements during the last 10 years. This light curve gives evidence that Simeiz 0528+13 is one of the most active radio sources.

ЛИТЕРАТУРА

1. *М. Г. Мингалиев, С. А. Пустильник, С. А. Трушкин, Р. М. Киракосян, В. Г. Малумян*, Астрофизика, 14, 91, 1978.
2. *J. J. Condon, P. D. Hicks, D. L. Jauncey*, A. J., 82, 692, 1977.
3. *С. Э. Хайкин, Н. Л. Кайдановский, Ю. Н. Парийский, Н. А. Есепкина*, Изв. ГАО, № 188, 3, 1972.
4. *Ю. Н. Парийский, О. Н. Шиврис, Д. В. Корольков, А. Б. Берлин, Н. Л. Кайдановский, Н. А. Есепкина, Ю. К. Зверев, А. И. Копылов, Э. И. Коркин, А. П. Лавров, Н. С. Соболева, А. А. Стоцкий*, Радиофизика, 19, № 11, 1581, 1976.
5. *K. I. Kellermann*, in "Galactic and Extragalactic Radioastronomy", eds. Verschuur and Kellermann, Springer Verlag, 1974. (Русск. пер.: „Галактическая и внегалактическая радиоастрономия", Мир, М., 1976).
6. *F. N. Owen, R. W. Porcas, S. L. Mufson, T. J. Moffett*, A. J., 83, 685, 1978.
7. *W. J. Medd, B. H. Andrew, G. A. Harvey, J. L. Locke*, Mem. R. Astron. Soc., 77, 109, 1972.
8. *B. H. Andrew, J. M. MacLeod, G. A. Harvey, W. J. Medd*, A. J., 83, 863, 1978.
9. *W. A. Dent, J. E. Kapitzky*, A. J., 81, 1053, 1976.
10. *М. Г. Ларионов, А. Г. Горшков, М. В. Попов, И. Г. Моисеев*, Астрон. цирк., № 665, 1971.
11. *M. R. Gearhart, J. D. Kraus, B. H. Andrew*, Ap. J., Suppl., ser., 30, No. 3, 337, 1971.
12. *В. Р. Амирханян, А. Г. Горшков, В. К. Конникова, М. Г. Ларионов, В. Г. Мировский, И. А. Струков, В. С. Эткин*, Астрон. цирк., № 802, 7, 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17 АВГУСТ, 1981 ВЫПУСК 3

УДК 524.3/.4—32+524.6

ГЕНЕРАЦИЯ СПИРАЛЬНЫХ ВОЛН ПЕРЕМЫЧКАМИ В ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНО ВРАЩАЮЩИХСЯ ДИСКАХ

В. И. КОРЧАГИН, Ю. Г. ШЕВЕЛЕВ

Поступила 6 августа 1980
Принята к печати 27 мая 1981

Численно исследован нестационарный нелинейный отклик дифференциально вращающегося газового диска на потенциал перемычки, имеющей вид вытянутого эллипсоида вращения при различных соотношениях угловой скорости перемычки и кривой вращения диска. Возбуждение крупномасштабного отстающего спирального узора имело место, если перемычка опережала вращение большей части диска. Характерной особенностью крупномасштабных узоров является появление кольцевых структур. Квазистационарная волновая картина устанавливается при достаточно медленном включении перемычки. На лидирующих по вращению кромках перемычек появляются газовые уплотнения.

1. *Введение.* Перемычки в центральных областях спиральных галактик являются, по-видимому, одним из наиболее вероятных механизмов генерации и поддержания спиральных волн плотности [1, 2]. Наблюдательные данные, полученные в последнее время, указывают на правильность этого предположения. Наиболее полно генерация и поддержание спиральных волн с наблюдательной точки зрения исследовались в работах [3] и [4]. В частности, авторы работы [4] показали, что во всех спиральных галактиках, в которых прослеживается глобальный спиральный узор, наблюдается генератор в форме бара или спутника, либо твердотельное вращение диска в области, занятой ветвями. Причем в большинстве случаев (в 33 галактиках из исследовавшихся 54) источником поддержания являются перемычки. Таким образом, исследование генерации волнового узора гравитационным полем перемычек является актуальной задачей в теории спиральной структуры.

Аналитическое решение такой задачи возможно лишь при целом ряде упрощающих предположений (линейное приближение, предположение о твердотельном вращении диска, его однородности и т. д.) [5—7]. Полное исследование генерации и поддержания волн плотности перемычками и зависимости получающегося волнового узора от параметров плоской подсистемы и перемычки возможно лишь численным путем.

Задача численно исследовалась ранее в работах [8—11] (см. также обзор [17] и работы [18, 19]). Результаты этих работ показывают, что несимметричное возмущение гравитационного потенциала способно возбуждать в дифференциально вращающемся диске отстающий квазистационарный спиральный узор. Появление двухрукавной отстающей спирали в численных экспериментах [9—10] имело место только в том случае, когда в системе достигаются несколько резонансов. Поэтому авторами [9—10] был сделан вывод о принципиальной роли наличия резонансов (линдбладовских и корогации) для генерации спиральных волн плотности. Исследование отклика твердотельно вращающейся плоской подсистемы, проведенное в [12], показало, что перемычки способны генерировать двухрукавный отстающий узор и в твердотельно вращающемся диске. Следовательно, наличие резонансов не существенно для генерации крупномасштабных волновых узоров.

В настоящей работе рассматривается возбуждение спиральных волн плотности гравитационным полем перемычек в дифференциально вращающихся плоских подсистемах галактик. Как отмечалось выше, задача в такой постановке рассматривалась и ранее, однако проведенные исследования не обладали необходимой полнотой. Так, в большинстве численных экспериментов [9—11] возмущение моделировалось потенциалом вида $\varphi \sim \cos 2\theta$. Однако возмущение такого вида неадекватно действительности: потенциал вытянутой перемычки содержит бесконечный набор фурье-компонентов. Получающийся волновой узор может существенно отличаться от случая $\varphi \sim \cos 2\theta$. Например, в холодном твердотельном диске, как показывают численные и аналитические расчеты (см. раздел 4), потенциал вида $\varphi \sim \cos 2\theta$ не возбуждает спиральный узор, в то время как однородный эллипсоид генерирует двухрукавную отстающую спираль. Кроме того, некоторые из выводов, полученных авторами [9, 10] представляются сомнительными. Например, авторы [10] пришли к выводу, что изменение дисперсии в 2.5 раза (от 10 км/с до 25 км/с) не приводит к существенному изменению волнового узора, что противоречит результатам линейной теории [6, 7]. Динамика отклика в численных экспериментах [8—11] исследовалась на нестационарном фоне в течение приблизительно двух оборотов бара, а стационарная картина устанавливалась за время 0.25—0.5 оборота бара. Однако результаты аналитических расчетов отклика в холодном диске показывают, что установление квазистационарной картины

возможно лишь при достаточно медленном адиабатическом включении потенциала. Таким образом, изложенное выше показывает необходимость дальнейшего исследования генерации перемычками спиральных волн плотности.

2. *Модель и постановка задачи.* Как и в [6—12] рассмотрим двухкомпонентную модель галактики, моделируя плоскую звездно-газовую подсистему тонким дифференциально вращающимся газовым диском, удерживаемым в равновесии гравитационным полем звезд сферической подсистемы. Самогравитация плоской подсистемы не учитывается, т. е. масса плоской подсистемы мала по сравнению с массой сферической подсистемы. Звуковая скорость газа считается постоянной. Возмущения в плоской подсистеме вызываются медленно нарастающим гравитационным полем перемычки, вращающейся в плоскости диска с заданной угловой скоростью Ω_b. Вращение диска дифференциально с кривой вращения, выбранной как и в [9, 10] в виде:

$$V(r) = C\left|\frac{r^2}{d^2}\left(d^2 + r^2\right)^{-3/2}\right|^{1/2}. \tag{1}$$

При сделанных выше предположениях динамика плоской подсистемы описывается системой уравнений гидродинамики, которую удобнее записать в цилиндрической системе координат, вращающейся вместе с перемычкой с угловой скоростью Ω_b.

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial(\mu r v_r)}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial(\mu v_\theta)}{\partial \theta} = 0,$$

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r}\frac{\partial u_r}{\partial \theta} - \frac{u_\theta^2}{r} = -\frac{\partial(\Phi_d + \Phi_b)}{\partial r} - \frac{c_s^2}{\mu}\frac{\partial \mu}{\partial r} + 2u_\theta\Omega_b + r\Omega_b^2, \tag{2}$$

$$\frac{\partial u_\theta}{\partial t} + u_r\frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r}\frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_r u_\theta}{r} = -\frac{1}{r}\frac{\partial(\Phi_d + \Phi_b)}{\partial \theta} - \frac{c_s^2}{\mu r}\frac{\partial \mu}{\partial \theta} - 2u_r\Omega_b.$$

Здесь $\mu(r, \theta, t)$ — поверхностная плотность; u_r и u_θ — радиальная и тангенциальная компоненты скорости; $\Phi_d(r)$ — осесимметричный потенциал сферической подсистемы; $\Phi_b(r, \theta)$ — потенциал перемычки; c_s — скорость звука в плоской подсистеме. Система (2) записана для безразмерных величин, где за единицу времени принято $1/\Omega_b$, за единицу поверхностной плотности — невозмущенная поверхностная

плотность μ_0, за единицу длины — радиальный размер отдельной ячейки разбиения l.

В качестве модели перемычки был выбран однородный вытянутый эллипсоид вращения из бесстолкновительных звезд (модель Фримана [13]) с полуосями $a > b = c$, вращающийся твердотельно с угловой скоростью Ω_b. Потенциал такого эллипсоида в плоскости диска имеет вид [14]:

$$\Phi_b(x, y) = \begin{cases} -\pi G\rho_b [A_1(a^2 - x^2) + A_2(2b^2 - y^2)], \\ \dfrac{x^2}{a^2} + \dfrac{y^2}{b^2} \leqslant 1. \\ -\pi G\rho_b a \dfrac{1-e^2}{e^2}\left[ae\left(1 - \dfrac{x^2}{a^2e^2} + \right.\right. \\ \left.\left. + \dfrac{y^2}{2a^2e^2}\right)\ln\dfrac{\sqrt{a^2+\lambda} + ae}{\sqrt{a^2+\lambda} - ae} + \dfrac{2x^2}{\sqrt{a^2+\lambda}} - \dfrac{y^2\sqrt{a^2+\lambda}}{b^2+\lambda}\right], \\ \dfrac{x^2}{a^2} + \dfrac{y^2}{b^2} > 1. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь x, y — декартовы координаты в плоскости диска, $x = r\cos\theta$, $y = r\sin\theta$, G — гравитационная постоянная; ρ_b — объемная плотность перемычки, $e = \sqrt{1 - (b/a)^2}$ — эксцентриситет эллипсоида; λ — эллипсоидальная координата, определяемая из уравнения:

$$\frac{x^2}{a^2+\lambda} + \frac{y^2}{b^2+\lambda} = 1.$$

Система дифференциальных уравнений (2) решалась методом конечных разностей по схеме типа «жидкость в ячейке» [15]. Исследуемая область плоской подсистемы галактики разбивалась цилиндрической сеткой по радиусу на 30 частей, а по углу на 120. Гидродинамические величины в граничной области принимались равными невозмущенным первоначальным значениям. Переход к цилиндрической сетке устранил трудность, связанную с быстрым ростом плотности в центральной области невозмущенного диска, на которую указывалось в работе [8]. Дифференциально вращающийся диск при отсутствии возмущений удерживался в наших экспериментах в равновесии сколь угодно долго.

3. *Волновой узор в дифференциально вращающемся диске.* Динамика дифференциально вращающейся плоской подсистемы рассчитывалась при следующих значениях параметров d и C в равновесной кривой вращения (1); $d = 14$, 142, $C = 200$. Максимальное значение безразмерной невозмущенной вращательной скорости $v = 8.5$ достигается в $n = 20$. Параметры перемычки выбирались следующими: большая полуось $a = 8$, отношение полуосей $a/b = 4$, безразмерная амплитуда возмущения

$A_b = \pi G\rho_b/\Omega_b^2$ полагалась равной 1. Если принять $l = 0.5$ кпс, $\Omega_b =$ $= 30$ км/с кпс, невозмущенную поверхностную плотность плоской подсистемы $\mu_0 = 40\ M_\odot/nc^2$, то приведенные выше значения безразмерных параметров дают для размеров и массы бара значения $a = 4$ кпс,

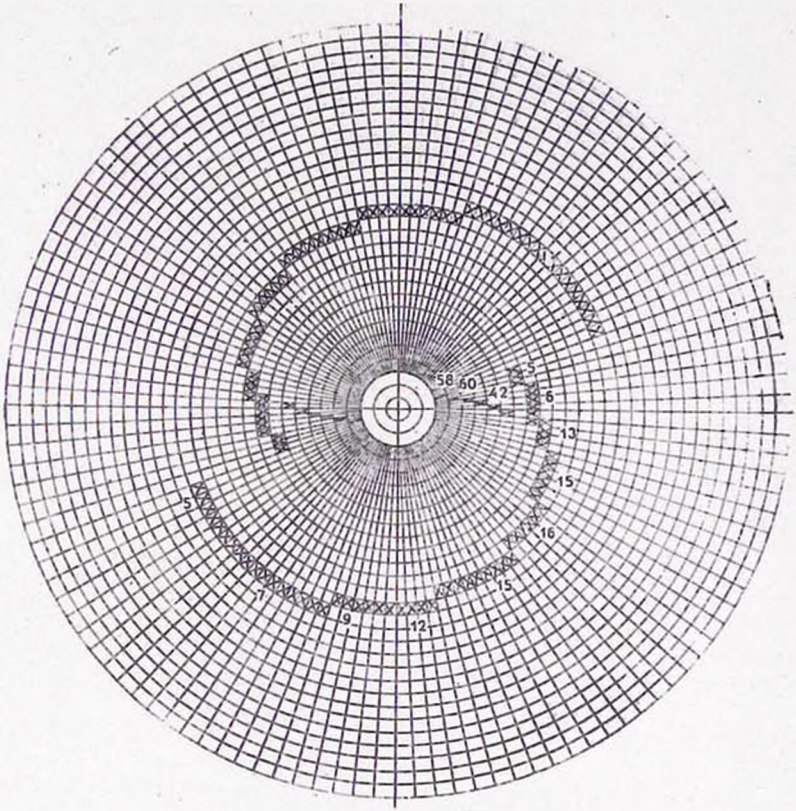


Рис. 1. Распределение возмущенной плотности μ_1 в различные моменты времени для полностью отстающего диска. Крестиками обозначены положения максимумов плотности, значения которой даны в процентах по отношению к невозмущенному фону. Безразмерная скорость звука $c_s = 1.5$. Время дано в периодах обращения перемычки T_b. Потенциал перемычки включается за время $\tau = 0.5\ T_b$. Вращение перемычки и диска во всех экспериментах направлено против часовой стрелки. $t = T_b$.

$M_b = 10^9\ M_\odot$, что составляет $\sim 2\%$ массы плоской подсистемы. Потенциал бара включался по линейному закону за 300 временных шагов, что соответствует приблизительно половине оборота бара. Расчеты проводились при различных соотношениях угловой скорости бара и кривой вращения диска. В первом варианте (см. рис. 1—3) рассматривалась динамика

полностью отстающего диска. Счет проводился в течение ~ 7 оборотов бара. Из рис. 1—3 видно, как спиральное возмущение плотности, возникающее во внутренней области диска, в течение нескольких оборотов захватывает всю счетную область. Приблизительно через 1.5 оборота бара

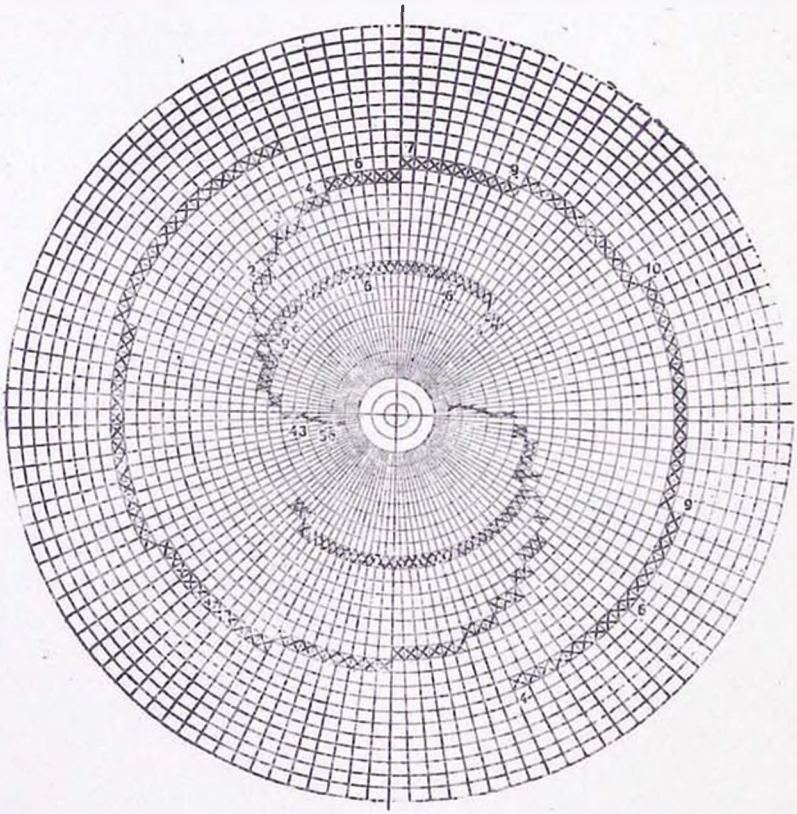


Рис. 2. То же, что и на рис. 1 при $t = 1.5\ T_b$.

после начала счета (рис. 2) возмущение плотности имеет вид охватывающего бар кольца, от которого отходят отстающие спиральные ветви. Эта картина качественно не изменяется в течение ~ 3.5 оборотов. Увеличивается лишь протяженность ветвей, достигающая приблизительно одного оборота ко времени $5T_b$. На больших временах спиральные рукава достигают границы счетной области, и возникающие на границе возмущения искажают действительную динамику.

В следующем варианте коротационный радиус равен $r_k = 8$, т. е. совпадает с большой полуосью бара. Из картины распределения плотности, приведенной на рис. 4, видно, что в этом случае в окрестности коротационного круга возбуждается кольцо, от которого отходят две туго закрученные

отстающие спиральные ветви. Внутри коротационного круга образуются короткие спиральные ветви 4—5% амплитуды. При большем удалении коротационного резонанса от центра ($r_k = 15$, см. рис. 5) регулярной спиральной структуры не наблюдается. Выделяются кольцевые структуры,

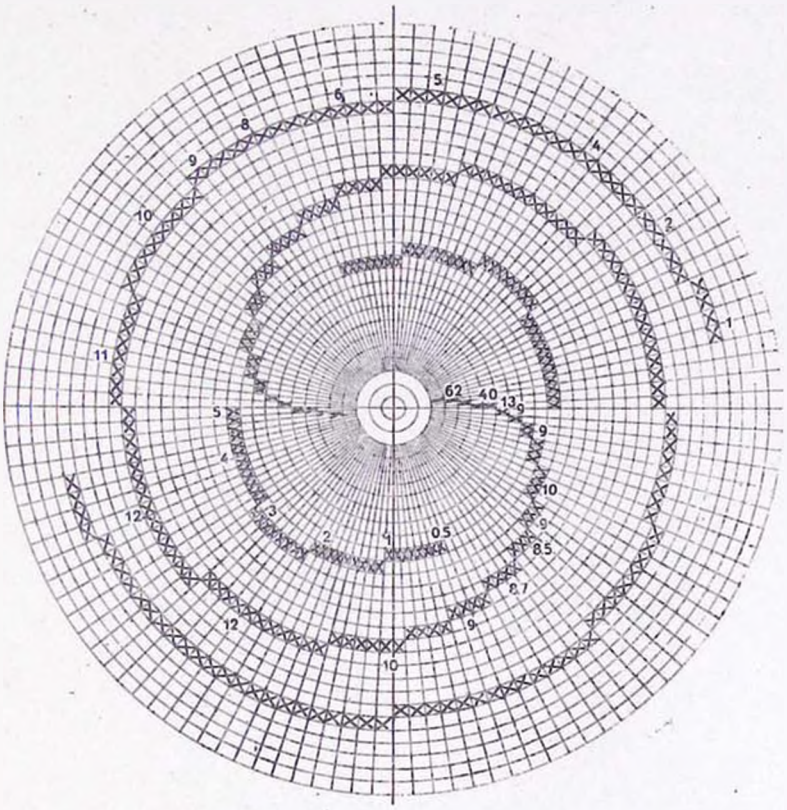


Рис. 3. То же, что и на рис. 1 при $t = 4.5\ Tb$.

возбуждающиеся вблизи коротационного резонанса. Если коротационный резонанс достигается на краю диска ($r_k = 26$), т. е. диск вращается в основном быстрее бара, отклик плотности имеет вид газового бара, совпадающего с перемычкой, и регулярной крупномасштабной структуры вне бара не возбуждается. Таким образом полученные результаты позволяют сделать следующий вывод: генерация спиральных рукавов имеет место лишь в отстающих по отношению к вращению бара дисках.

Заметим, что важной характерной деталью волновой картины в различных вариантах является появление кольцевых структур, образующихся на расстоянии порядка большой полуоси перемычки от центра (рис. 1—4), либо в окрестности коротационного радиуса (рис. 5). Кольца же,

как известно, являются характерной деталью пересеченных галактик (см., например, [16]).

Обращает внимание появление уплотнений газа на лидирующих по вращению кромках перемычек с амплитудой ~ 50—100%. С такими

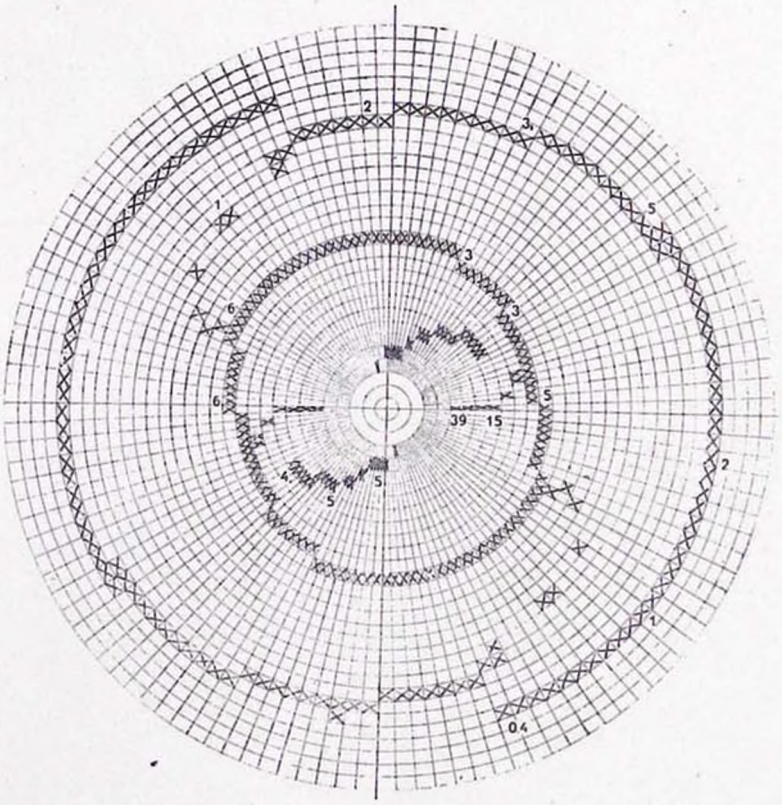


Рис. 4. Распределение μ_1 в момент времени $t = 1.5\ T_b$, $d = 14$, $C = 352$, $c_s = 1.5$, $\tau = 0.5\ T_b$. Коротационный радиус $r_k = 8$.

уплотнениями могло бы быть связано появление темных пылевых линий, наблюдающихся на внешних кромках перемычек. Возникающих в наших экспериментах величин уплотнений явно недостаточно. Однако в численных экспериментах, проведенных нами в холодном диске ($c_s = 0$), наблюдались значительные ($\Delta\mu/\mu \gtrsim 5$) уплотнения газа вблизи перемычки, которые могли бы быть ответственны за появление темных пылевых линий в SB-галактиках.

Таким образом, динамика плоских подсистем в гравитационном поле перемычек позволяет с единой точки зрения объяснить широкий комплекс

явлений, наблюдаемых в SB-галактиках (спиральные ветви, кольца, темные пылевые линии).

4. *Динамика холодного твердотельно вращающегося диска.* Пусть амплитуда возмущений, вызываемых потенциалом перемычки Φ_b, во всем

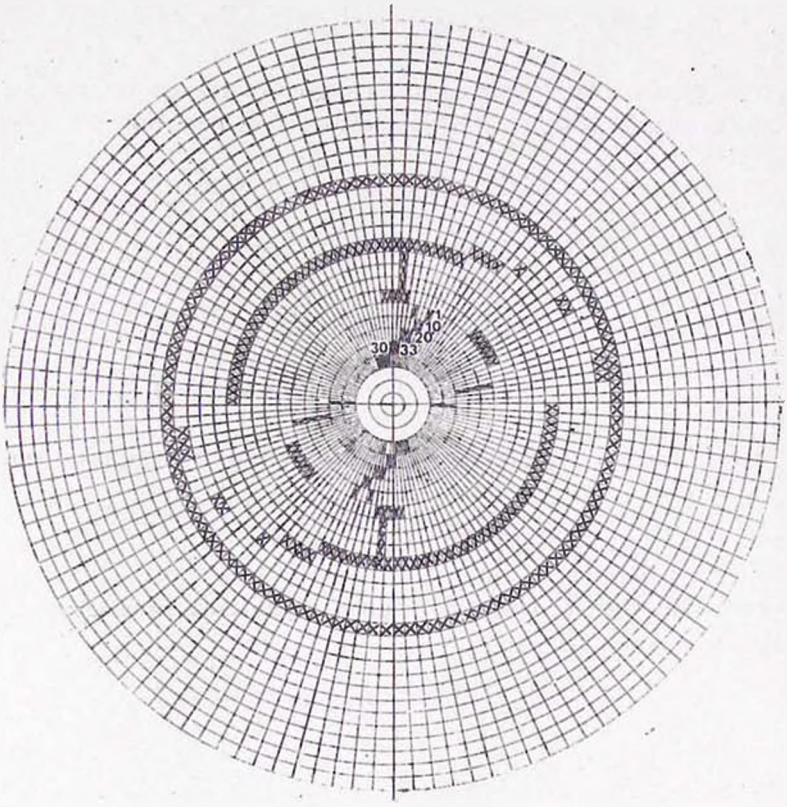


Рис. 5. Распределение μ_1 в момент времени $t = 1.5\ T_b$ при $d = 14$, $C = 3{,}52$ $r_k = 15$, $c_s = 1.5$, $\tau = 0.5\ T_b$.

диске мала. Тогда нестационарный отклик описывается линеаризованной системой уравнений холодной гидродинамики:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (\Omega_d - \Omega_b)\frac{\partial u}{\partial \theta} - 2\Omega_d v = -\frac{\partial \Phi_b}{\partial r},$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + (\Omega_d - \Omega_b)\frac{\partial v}{\partial \theta} + 2\Omega_d u = -\frac{1}{r}\frac{\partial \Phi_b}{\partial \theta}, \qquad (4)$$

$$\frac{\partial \mu_1}{\partial t} + \frac{\mu_0}{r}\frac{\partial (ru)}{\partial r} + \frac{\mu_0}{r}\frac{\partial v}{\partial \theta} + (\Omega_d - \Omega_b)\frac{\partial \mu_1}{\partial \theta} = 0.$$

Здесь μ_1 — возмущенная поверхностная плотность, u и v — возмущенные радиальная и азимутальная компоненты скорости соответственно.

Умножая второе уравнение системы (4) на i и складывая с первым получим

$$\frac{\partial V}{\partial t} + (\Omega_j - \Omega_b)\frac{\partial V}{\partial 0} + i2\Omega_d V = -\frac{\partial \Phi_b}{\partial r} - i\frac{1}{r}\frac{\partial \Phi_b}{\partial \theta}, \tag{5}$$

где $V(r, \theta, t) = u + iv$ — возмущенная комплексная скорость.

Раскладывая уравнение (5) в ряд Фурье по θ, получим

$$\frac{\partial V_n(r, t)}{\partial t} + i\alpha_n V_n(r, t) = \beta_n(r, t), \tag{6}$$

где

$$\alpha_n = 2\Omega_d + n(\Omega_d - \Omega_b),$$

$$\beta_n(r, t) = -\frac{\partial \varphi_n(r, t)}{\partial r} + \frac{n}{r}\varphi_n(r, t).$$

Здесь $\varphi_n(r, t)$ — коэффициенты фурье-разложения потенциала перемычки

$$\Phi_b(r, \theta, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \varphi_n(r, t)\, e^{-in\theta}.$$

Рассмотрим случай, когда потенциал перемычки включается линейно за время τ, т. е.

$$\Phi_b(r, 0, t) = \Phi(r, 0) f(t),$$

где

$$f(t) = \begin{cases} 0, & t < 0 \\ t/\tau, & 0 \leqslant t \leqslant \tau \\ 1, & t > \tau. \end{cases}$$

Тогда $\beta_n(r, t) = \beta_n(r) f(t)$ и уравнение (6) принимает вид:

$$\frac{\partial V_n(r, t)}{\partial t} + i\alpha_n V_n(r, t) = \beta_n(r) f(t), \tag{7}$$

где

$$\beta_n(r) = -\frac{d\varphi_n(r)}{dr} + \frac{n}{r}\varphi_n(r),$$

где $\varphi_n(r)$ — коэффициенты Фурье-разложения функции $\Phi(r, 0)$.

Решая уравнение (7) с начальным условием $V_n(r, t)|_{t=0} = 0$, получим:

$$V_n(r, t) = \begin{cases} \dfrac{\beta_n(r)}{\alpha_n^2 \tau}(1 - e^{-i\alpha_n t} - i\alpha_n t), & t \leqslant \tau \\ \dfrac{\beta_n(r)}{\alpha_n}\left[\dfrac{1}{\alpha_n \tau}(e^{i\alpha_n \tau} - 1)\, e^{-i\alpha_n t} - i\right], & t \geqslant \tau \end{cases}$$

Отсюда видно, что если время включения потенциала перемычки достаточно велико ($\tau \gg \alpha_n^{-1}$), то решение для $V_n(r, t)$ при $t > \tau$ почти стационарно и имеет вид:

$$V_n(r) \approx -i\frac{\beta_n(r)}{\alpha_n}.$$

Если условие $\tau \gg \alpha_n^{-1}$ будет выполняться для всех гармоник n, то отклик при $t > \tau$ будет квазистационарным при любом виде потенциала перемычки.

Для дальнейших расчетов конкретизируем вид потенциала перемычки, выбрав зависимость от координат в виде:

$$\Phi(r, \theta) = g(r)\cos 2\theta.$$

Тогда решение для возмущенных радиальной и азимутальной скоростей можно представить в виде:

$$\begin{aligned} u(r, \theta, t) &= A(r, t)\sin[2\theta + \Psi(r, t)], \\ v(r, \theta, t) &= B(r, t)\sin[2\vartheta + \chi(r, t)]. \end{aligned} \tag{8}$$

Здесь

$$\begin{aligned} A(r, t) &= \sqrt{a_1^2 + a_2^2}, \qquad B(r, t) = \sqrt{b_1^2 + b_2^2}, \\ \Psi(r, t) &= \operatorname{arctg}\frac{a_1}{a_2}; \qquad \chi(r, t) = \operatorname{arctg}\frac{b_1}{b_2}, \end{aligned} \tag{9}$$

где

$$a_1(r, t) = \begin{cases} \dfrac{h_1}{\omega_1^2 \tau}(1 - \cos\omega_1 t) + \dfrac{h_2}{\omega_2^2 \tau}(1 - \cos\omega_2 t), & t \leqslant \tau \\ \dfrac{h_1}{\omega_1^2 \tau}[\cos\omega_2(t - \tau) - \cos\omega_1 t] + & \\ + \dfrac{h_2}{\omega_2^2 \tau}[\cos\omega_2(t - \tau) - \cos\omega_2 t], & t \geqslant \tau \end{cases} \tag{10}$$

$$a_2(r,t)=\begin{cases}\dfrac{h_1}{\omega_1^2\tau}(-\sin\omega_1 t+\omega_0 t)+\dfrac{h_2}{\omega_2^2\tau}(\sin\omega_2 t-\omega_2 t), & t\leqslant\tau\\ \dfrac{h_1}{\omega_1}\left\{\dfrac{1}{\omega_1\tau}[\sin\omega_1(t-\tau)-\sin\omega_1 t]+1\right\}+ & \\ +\dfrac{h_2}{\omega_2}\left\{\dfrac{1}{\omega_2\tau}[-\sin\omega_2(t-\tau)+\sin\omega_2 t]-1\right\}, & t\geqslant\tau\end{cases} \tag{11}$$

$$b_1(r,t)=\begin{cases}\dfrac{h_1}{\omega_1^2\tau}(\sin\omega_1 t-\omega_1 t)+\dfrac{h_2}{\omega_2^2\tau}(\sin\omega_2 t-\omega_2 t), & t\leqslant\tau\\ \dfrac{h_1}{\omega_1}\left\{\dfrac{1}{\omega_1\tau}[-\sin\omega_1(t-\tau)+\sin\omega_1 t]-1\right\}+ & \\ +\dfrac{h_2}{\omega_2}\left\{\dfrac{1}{\omega_2\tau}[-\sin\omega_2(t_2-\tau)+\sin\omega_2 t]-1\right\}, & t\geqslant\tau\end{cases} \tag{12}$$

$$b_2(r,t)=\begin{cases}\dfrac{h_1}{\omega_1^2\tau}(1-\cos\omega_1 t)+\dfrac{h_2}{\omega_2^2\tau}(-1+\cos\omega_2 t), & t\leqslant\tau\\ \dfrac{h_1}{\omega_1^2\tau}[\cos\omega_1(t-\tau)-\cos\omega_1 t]+ & \\ +\dfrac{h_2}{\omega_2^2\tau}[-\cos\omega_2(t-\tau)+\cos\omega_2 t], & t\geqslant\tau\end{cases} \tag{13}$$

где

$$h_1=-\frac{1}{2}\frac{dg}{dr}+\frac{g}{r},\qquad h_2=-\frac{1}{2}\frac{dg}{dr}-\frac{g}{r}.$$

$$\omega_1=2(2\Omega_d-\Omega_b),\qquad \omega_2=2\Omega_b.$$

При достаточно медленном включении потенциала перемычки ($\tau\gg\alpha^{-1}$, где $\alpha=\max\{2(2\Omega_d-\Omega_b);\ 2\Omega_b\}$) решение при $t>\tau$ для u и v стационарно с точностью до членов порядка $1/\alpha\tau$ и имеет вид:

$$\begin{aligned}u(r,\theta)&=R(r)\sin 2\theta,\\ v(r,\theta)&=-R(r)\cos 2\theta,\end{aligned} \tag{14}$$

где

$$R(r)=\frac{2(\Omega_b-\Omega_d)g-\Omega_d g' r}{2\Omega_b r(2\Omega_d-\Omega_b)}.$$

Из (14) видно, что в холодном твердотельно вращающемся диске отклик на адиабатически медленно включаемый потенциал перемычки $-\cos 2\theta$ не является спиральным и имеет секторную структуру. Однако,

если генератором является перемычка в виде вытянутого эллипсоида, то в холодном диске генерируется, как показывает численный эксперимент (см. рис. 6), отстающая двухрукавная спираль. Следует отметить, что в отличие от горячего диска спиральные ветви в холодном диске начинают-

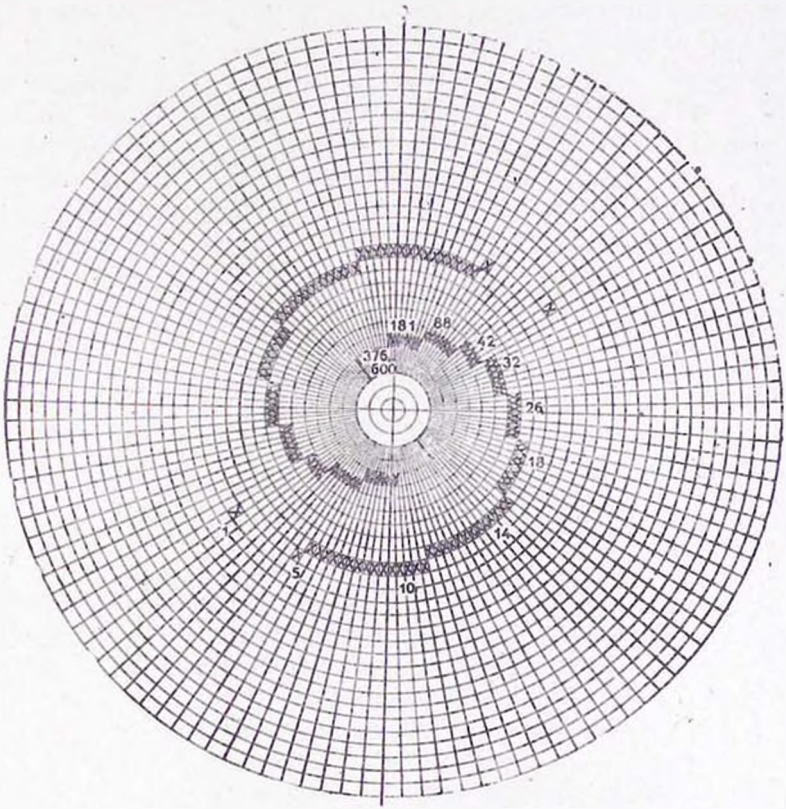


Рис. 6. Распределение μ_1 в твердотельн вращающемся холодном диске в момент времени $t = 2T_b$. Угловая скорость диска $\Omega_d = 1{,}3\,\Omega_b$.

ся ближе к центру и отходят не от концов бара, а от газовой перемычки, повернутой примерно на 45° против вращения относительно большой полуоси бара. Амплитуда плотности в спиральной волне в 3—4 раза больше, чем в горячем диске с теми же параметрами.

Ростовский государственный
университет

THE GENERATION OF SPIRAL DENSITY WAVES BY BAR IN DIFFERENTIALLY ROTATING DISKS

V. I. KORCHAGIN, Yu. G. SHEVELEV

The time dependent response of differentially rotating gaseous disk forced by bar for different values of its angular speed is numerically investigated. The generation of large scale trailing spiral pattern takes place if the bar leads to the rotation of most parts of the disk. The natural feature of large scale patterns is the appearence of ring like structures. The quasistationary wave pattern is established for sufficiently slow inclusion of bar potential. The peaks of gas density appears on the leading edges of bar.

ЛИТЕРАТУРА

1. *A. Toomre*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 15, 437, 1977.
2. *A. J. Kalnajs*, IAU Symp. No. 77, Dordrecht—Boston, 1978.
3. *J. Kormendy*, Ap. J., 227, 714, 1979.
4. *J. Kormendy, C. Norman*, Ap. J., 233, 539, 1979.
5. *S. I. Feldman, C. C. Lin*, Stud. Appl. Math., 52, 1, 1973.
6. *В. И. Корчагин, Л. С. Марочник*, Астрон. ж., 52, 15, 1975.
7. *В. И. Корчагин, Л. С. Марочник*, Астрон. ж., 52, 700, 1975.
8. *S. A. Sorensen, T. Matsuda, M. Fujimoto*, Astrophys. Space Sci., 43, 491, 1976.
9. *R. H. Sanders, J. M. Huntley*, Ap. J., 209, 53, 1976.
10. *J. M. Huntley, R. H. Sanders, W. W. Roberts*, Ap. J., 221, 521, 1978.
11. *R. H. Berman, D. J. Pollard, R. W. Hockney*, Astron. Astrophys., 78, 133, 1978.
12. *В. И. Корчагин, Ю. Г. Шевелев*, Астрофизика, 16, 757, 1980.
13. *K. C. Freeman*, M. N. R. A. S., 134, 1, 1966.
14. *С. Чандрасекар*, Эллипсоидальные фигуры равновесия, Мир. М., 1973.
15. *R. A. Gentry, R. E. Martin, B. J. Daly*, J. Coput. Phys., 1, 87, 1966.
16. *Ж. Вокулёр*, Строение звездных систем, ИЛ, М., 1962.
17. *W. W. Roberts*, in "Large-Scale Charact. of Galaxy", Symp. College Park, ed. W. B. Burton, 1979, p. 175.
18. *W. W. Roberts, J. M. Hyntley, G. van Albada*, Ap. J., 233, 67, 1979.
19. *R. H. Sanders, A. D. Tubbs*, Ap. J., 235, 803, 1980.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17 АВГУСТ, 1981 ВЫПУСК 3

УДК 524.3/.4—32+524.6

НЕЛИНЕЙНЫЙ РОСТ ВОЗМУЩЕНИЙ ПЛОТНОСТИ В РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ СРЕДЕ

А. М. ШУКУРОВ

Поступила 11 декабря 1979
Принята к печати 6 января 1981

Рассматривается нелинейная стадия эволюции адиабатических возмущений плотности в бесстолкновительной среде при наличии динамического давления, создаваемого хаотическими движениями частиц. Анализируется процесс увеличения крутизны профиля и опрокидывания нелинейных волн. Получена в явном виде функция, приближенно описывающая эволюцию нелинейных возмущений в «горячей» среде. Приводятся соотношения, позволяющие рассчитать плотность, давление вещества и т. д. по начальным параметрам среды. Результаты работы могут быть использованы при рассмотрении совместной эволюции мелкомасштабных ($M \simeq M_J \simeq (10^5 \div 10^6) M_\odot$) энтропийных и крупномасштабных ($M \simeq (10^{13} \div 10^{15}) M_\odot$) адиабатических возмущений и описывают скучивание образовавшихся после рекомбинации плотных газовых облаков $M \sim M_J$ в более крупные объединения — галактики и скопления галактик.

Задача настоящей работы — рассмотрение развития нелинейных адиабатических возмущений плотности в бесстолкновительной самогравитирующей среде. Нелинейная теория гравитационной неустойчивости [1—3] в газодинамической среде предсказывает образование на некотором этапе развития возмущений так называемых «блинов» — уплощенных газовых облаков, в которых вещество сжато и разогрето в ограничивающих их ударных волнах. Образование ударных волн останавливает сжатие вещества, предотвращая достижение бесконечных плотностей. «Блины» (их масса — $10^{13} \div 10^{15} M_\odot$) могут быть отождествлены с протоскоплениями галактик. Решение уравнений гидродинамики с тяготением, приводящее к таким выводам, является точным при возмущениях, зависящих только от одной декартовой координаты, а в общем случае ошибки не превышают 20—30% [4]. Характерным свойством нелинейной теории являет-

ся резко анизотропный характер сжатия вещества в центральных частях «блина», что позволяет использовать результаты, полученные в одномерном приближении. Это обстоятельство широко используется ниже.

В бесстолкновительной среде образования ударных волн не происходит и движение частиц приводит к появлению некоторой области, где плотность вещества бесконечно велика. Однако учет пекулярных движений частиц предотвращает неограниченный рост плотности, делая задачу более реалистической. Процессы, приводящие к образованию «блина» в бесстолкновительной среде, вполне аналогичны процессам опрокидывания нелинейных волн в плазме [5]. Бесстолкновительный «блин» представляет собой систему нескольких взаимопроникающих потоков частиц. В настоящей работе мы не будем рассматривать процессы релаксации в этой системе и взаимодействие потоков друг с другом. Поэтому рассматриваются моменты времени, близкие к моменту опрокидывания, пока движение потоков может считаться независимым.

Отметим, что момент образования «блина» (т. е. опрокидывания волны) — единственный физически выделенный момент времени. До этого момента общая картина развития возмущений одинакова как в бесстолкновительной, так и в газодинамической средах; только после опрокидывания (или образования ударных волн) возникают характерные отличия бесстолкновительного «блина» от газодинамического. Поэтому сравнивать характеристики «блинов» следует именно в момент их образования, хотя опрокидывание волны происходит, при прочих равных условиях, тем позже, чем больше начальная температура среды, определяемая пекулярными движениями частиц.

Кинетическое описание «горячих» и «холодных» систем гравитирующих точечных масс (т. е. систем, частицы которых соответственно обладают или не обладают пекулярными скоростями) обсуждалось в [6—8], однако нелинейная стадия развития возмущений требует дальнейшего рассмотрения.

Выводы настоящей работы представляют интерес при изучении развития нелинейных адиабатических возмущений, сосуществующих с энтропийными возмущениями плотности, причем общий спектр возмущений сразу после рекомбинации имеет два резких максимума на масштабах, соответствующих массе Джинса ($\sim 10^5\ M_\odot$) и массе Силка ($\gtrsim 10^{13} M_\odot$) [2], и амплитуда мелкомасштабных возмущений много больше амплитуды крупномасштабных. В этом случае на раннем этапе эволюции Вселенной ($z \sim 200$) развитие мелкомасштабных возмущений приводит к образованию плотных газовых облаков массой порядка $10^5\ M_\odot$, в которых может начинаться интенсивное звездообразование, превращающее часть из них в шаровые скопления [2, 3, 9, 10]. Затем развитие крупномасштабных возмущений приводит к формированию скоплений галактик и отдельных га-

лактик в бесстолкновительном [11] «газе», состоящем из протошаровых скоплений и/или уже успевших образоваться звезд.

Кроме того, результаты, полученные ниже, могут оказаться полезными при развитии гипотезы о существовании у нейтрино массы покоя (< 13.5 эВ) [12, 13]. Такие «тяжелые» нейтрино образуют при $z < 10^4$ нерелятивистский бесстолкновительный газ, нарастание малых возмущений в котором приводит к формированию своеобразных «блинов», в которых наряду с веществом уплотнен и нейтринный газ.

Решение задачи о движении частиц, обладающих пекулярными скоростями, проведем методом последовательных приближений. Сначала найдем распределение плотности и средней скорости «холодного» вещества; это распределение разобьем на невозмущенное движение, затухающее и растущее возмущения. Такое разбиение совершается тривиально для малых возмущений [14], после чего растущее возмущение на фоне невозмущенного решения описываем с помощью нелинейной теории гравитационной неустойчивости. Решение этой задачи об образовании «блина» в бесстолкновительной среде, частицы которой не обладают пекулярными скоростями («холодной», бесстолкновительной среде), описывается в разделе 1. Полученные характеристики «холодного блина» (плотность, толщина, поверхностная плотность и т. д.) сопоставляются затем с соответствующими параметрами газодинамического «блина», ограниченного ударными волнами.

При наличии пекулярных скоростей рассматриваем движение частиц в потенциале, заимствованном из предыдущего решения. Такой подход является несамосогласованным, но следующее приближение — изменение потенциала при учете пекулярных скоростей, вызывающих изменение плотности, — слишком громоздко и не вносит качественных изменений; мы отказываемся от этого приближения. Задача об образовании «блина» из бесстолкновительных частиц, обладающих пекулярными скоростями, обсуждается в разделе 2. Получена в явном виде функция, описывающая развитие нелинейных возмущений в такой среде, приведены соотношения, позволяющие рассчитать важнейшие характеристики «горячего бесстолкновительного блина». Раздел 3 посвящен расчету распределения вещества и скоростей частиц в «горячем блине» в зависимости от времени при различных начальных температурах среды и обсуждению полученных результатов.

1. *Развитие возмущений в «холодной» бесстолкновительной среде.* Допустим, что разброса частиц по скоростям нет и, следовательно, давление и температура среды равны нулю. Согласно нелинейной теории гравитационной неустойчивости движение частиц в этом случае приближенно описывается формулой [2]

$$r = a(t)\xi + b(t)S(\xi), \tag{1.1}$$

где $r = (x, y, z)$ — эйлерова координата частицы; $\xi = (\xi, \eta, \zeta)$ — лагранжева координата, совпадающая с невозмущенной координатой частицы в начальный момент времени; $S(\xi)$ — вектор смещения частицы из невозмущенного положения; $a(t)$ и $b(t)$ — известные функции времени, описывающие хаббловское расширение и эволюцию возмущений соответственно.

Вообще говоря, формула (1.1) справедлива только до начала пересечений траекторий частиц. После этого в области пересечения траекторий возникает многопотоковая конфигурация (см. ниже), для которой характерна многозначность зависимости скорости частиц от эйлеровых координат. Формула (1.1) дает в этом случае неоднозначность также и в зависимости ускорения частиц от эйлеровых координат и в этой области неверна. Однако ее можно экстраполировать на моменты времени сразу после опрокидывания, когда скорости частиц еще близки к значениям, получаемым по (1.1).

В дальнейшем для простоты будем рассматривать случай критической плотности вещества $\Omega = 1$, $a = a_0 t^{2/3}$, $b = b_0 t^{4/3}$, одномерные возмущения, а $S(\xi)$ зададим в виде

$$S_x(\xi) = -a\left(\xi - \frac{\beta}{3}\xi^3\right); \quad S_y(\xi) = S_z(\xi) \equiv 0. \tag{1.2}$$

Для плотности вещества получаем следующее выражение:

$$\rho(\xi, t) = \frac{\rho_0}{Dr/D\xi} = \frac{\rho_0}{a^3\left(1 + \frac{b}{a}\frac{dS_x}{d\xi}\right)} = \frac{\bar{\rho}}{1 - \tau + \beta\tau\xi^2}, \tag{1.3}$$

где $Dr/D\xi$ — якобиан перехода от лагранжевых к эйлеровым координатам, ρ_0 — начальная плотность, $\bar{\rho}$ — фоновая (невозмущенная) плотность, $\tau = (t/t_c)^{2/3}$, $t_c^{2/3} = a_0/b_0 2$. Ниже будем считать a нормированным так, что $a(t_c) = 1$. t_c есть тот момент времени, когда впервые (в плоскости $\xi = 0$) достигается бесконечная плотность.

Разрешая (1.1) относительно $\xi = \xi(x, t)$ и подставляя результат в (1.3), найдем $\rho(x, t)$. При $\tau > 1$ функция $\xi = \xi(x, t)$ неоднозначна. Данному x отвечают, вообще говоря, три значения ξ. Это говорит о том, что при $\tau > 1$ в каждой точке некоторой области физического эйлерова пространства в данный момент времени находятся три частицы с различными лагранжевыми координатами. Таким образом, „блин" состоит из трех потоков частиц, занимавших в начальный момент времени различное положение в пространстве. Заметим, что выражение (1.2) можно рассматривать как результат разложения S_x в ряд с точностью до кубичных членов. С течением времени все

большее значение приобретают следующие члены, поэтому число потоков может расти (см. [15], а также [16, 17]).

В области $|\xi| < \xi_0 = ((\tau - 1)/\beta)^{1/2}$ при $\tau > 1$ формально $\rho < 0$. Это означает, что частицы с $|\xi| < \xi_0$ уже миновали область с бесконечной плотностью, а частицы с $|\xi| > \xi_0$ особенности еще не достигли. Плотность вещества в „блине" есть сумма модулей плотностей этих потоков. (см. рис. 1, где отдельные части кривой $x(\xi)$ отвечают соот-

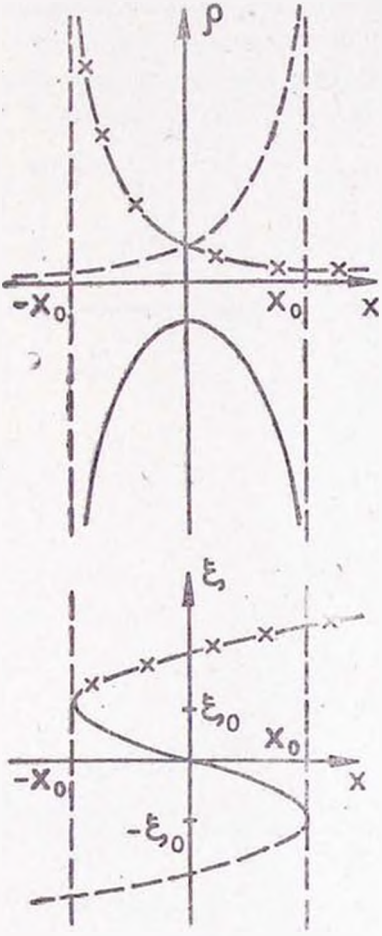


Рис. 1.

ветственно помеченным составляющим плотности). Зависимость $\rho(x, t)$ в окрестности точек $x = 0$, $x = x_0$ (и любых других) можно получить в виде разложений (1.3) в ряд в следующем виде:

при $x \simeq 0$ $\quad \rho \simeq 2\bar{\rho}(\tau-1)^{-1}(1+0.36\,x^2/x_0^2)$,

при $x \lesssim x_0$ $\quad \rho \simeq 2.24\bar{\rho}(\tau-1)^{-1}(1-x/x_0)^{-2/3}$,

при $x \gtrsim x_0$ $\quad \rho \simeq 0.33\bar{\rho}(\tau-1)^{-1}[1+0.17(1-x/x_0)]$,

где $x_0 \simeq (2/3)\,\beta^{-1/2}(\tau-1)^{3/2}$ — эйлерова координата фронта уплотнения, т. е. поверхности „блина".

Полная масса «блина» конечна, в соответствии с этим $\rho(x, t)$ имеет в точке $x = x_0$ интегрируемую особенность порядка 2/3. Особенность, появляющаяся при $\tau = 1$ в плоскости $\xi = 0$ $(x = 0)$, имеет порядок 1/2 и также интегрируема, а затем она распадается на две особенности порядка 2/3, движущиеся от центра $x = 0$ со скоростью

$$\dot{x}_0 = \frac{2}{3}\,t_c^{-1}\,\beta^{-1/2}(\tau-1)^{1/2}.$$

Вид функции $\rho(x, t)$ изображен на рис. 2.

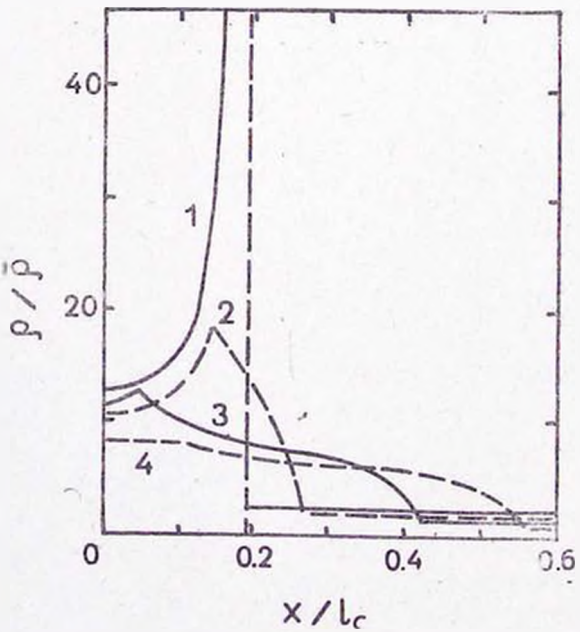


Рис. 2. Зависимость плотности вещества от эйлеровой координаты при $\alpha = 1.16$. 1) $\gamma = 0$; 2) $\gamma = 1.4 \cdot 10^{-3}$; 3) $\gamma = 4.2 \cdot 10^{-3}$; 4) $\gamma = 7.0 \cdot 10^{-3}$.

В заключение приведем сравнительные характеристики «блина» из бесстолкновительных частиц с газодинамическим «блином», ограниченным ударными волнами (см. также табл. 1). Все величины, относящиеся к га-

зодинамическому «блину», помечены знаком «$\sim$» (тильда) и относятся к моментам времени сразу после образования «блина» $0 < \tau - 1 \ll \tau$, l_c — эйлерово расстояние между экстремумами скорости при $\tau = 1$.

1. Толщина «блина» в лагранжевых (l_ξ) и эйлеровых (l_x) координатах: $l_\xi \simeq 4\beta^{-1/2}(\tau-1)^{1/2} \simeq 1{,}04\ \bar{l}_\xi$; $l_x \simeq 1.33\,\beta^{-1/2}(\tau-1)^{3/2} \simeq 1.57\,\bar{l}_x$. Таким образом, на начальном этапе бесстолкновительный «блин» примерно в полтора раза толще газодинамического, а количество вещества, заключенное в них, примерно одинаково.

Таблица 1

$\gamma \cdot 10^3$	$\rho_{ср}/\bar{\rho}$	$(l^*/l_c)\cdot 10^3$	$\sigma/(\bar{\rho} l_c)$
Газодинамический „блин"	225.0	0.5	2.3
0	150.0	1.7	2.4
1.4	14.6	1.7	2.5
4.2	9.0	2.1	4.1
7.0	6.0	5.2	4.6

Поверхностная плотность σ «блина» просто связана с его толщиной: $\tau = \bar{\sigma} l_\xi$.

2. Средняя плотность «блина» $\rho_{ср} = \left(\int_{-x_0}^{x_0} \rho\, dx\right)/l_x = \sigma/l_x$. Отсюда $\rho_{ср} \simeq 3\bar{\rho}(\tau-1)^{-1} \simeq 2/3\,\bar{\rho}_{ср}$. Очевидно, этот результат находится в полном соответствии с результатом пункта 1.

3. Определим эффективную толщину «блина» так:

$$l^* = \left(\int_0^{x_0} x\rho\, dx\right) \Big/ \int_0^{x_0} \rho\, dx.$$

Эта величина отражает степень концентрации вещества в «блине»: чем более сконцентрировано вещество, тем меньше эффективная толщина

$$l^* \simeq 0.42\,\beta^{-1/2}(\tau-1)^{3/2} \simeq 3.79\bar{l}^*; \qquad l^*/\bar{l}^* \simeq 2.41\, l_x/\bar{l}_x.$$

Таким образом, «блин» из бесстолкновительных частиц толще газодинамического, а степень концентрации вещества в последнем выше. Кинетическая энергия сталкивающихся слоев вещества в газодинамическом «блине» трансформируется в ударной волне в тепловую энергию сжатого газа и затем высвечивается. При $0 < \tau - 1 \ll \tau$ для поверхностной плотности кинетической энергии вещества в газодинамическом «блине» полу-

чаем такое выражение: $\tilde{W} \simeq 6\bar{\rho}\, a_0^2 t_c^{-2/3} \beta^{-1/2} (\tau - 1)^2$. Аналогичная величина в «блине» из бесстолкновительных частиц имеет примерно такое же значение: $W \simeq 0.8\tilde{W}$. Однако в бесстолкновительном «блине» не происходит столь бурной диссипации энергии, как в газодинамическом. Взаимодействие частиц лишь перераспределяет энергию между ними.

2. *Эволюция среды с разбросом частиц по скоростям.* Будем рассматривать движение частиц, обладающих начальными пекулярными скоростями и, в частности, развитие возмущений плотности в среде, состоящей из таких частиц. Для упрощения выкладок рассмотрим частицы одинаковой массы и, аналогично 1, одномерную задачу, в которой плотность, функция распределения частиц по скоростям v_x и гравитационный потенциал нетривиально зависят только от координаты x. При этом учитывается общее хаббловское расширение по всем осям и наличие компонент пекулярной скорости v_y, v_z. Однако предполагается, что v_y и v_z не вызывают возмущений плотности, так что плотность ρ остается зависящей только от x, а потенциал имеет вид:

$$\varphi = \frac{1}{2}(x) + \frac{2\pi}{3}\bar{G\rho}\,(y^2 + z^2).$$

Как уже отмечалось, в одномерном случае при условии отсутствия пекулярных скоростей частиц приближенное решение (1.1) оказывается точным вплоть до момента появления бесконечной плотности. Уравнение движения частиц при наличии пекулярных скоростей запишем в следующем виде, добавив в (1.1) дополнительный член:

$$x = a(t)\xi + b(t)S(\xi) + c(t, \xi, v_x)v_x, \tag{2.1}$$

где $v_x - x$ — компонента начальной пекулярной скорости частицы.

В дальнейшем $c(t, \xi, v_x)$ будем искать, не учитывая последовательно обратное влияние пекулярных движений частиц на гравитационный потенциал (последовательный учет этого эффекта предполагает изменение вида функции $b(t)$).

Дальнейшее упрощение возникает, если начальное распределение по компоненте хаотической скорости v_x (индекс «x» в дальнейшем опускаем) взято в виде ступеньки

$$f = Ae(v/v_0) = \begin{cases} A & \text{при } |v| \leqslant v_0, \\ 0 & \text{при } |v| > v_0 \end{cases} \tag{2.2}$$

причем A не зависит от x, y, z. Такое распределение соответствует полностью вырожденному одномерному Ферми-газу.

По теореме Лиувилля, плотность в фазовом пространстве сохраняется, поэтому заданное вначале постоянство A сохраняется автоматически, в силу уравнений движения, во все последующие моменты времени. Отсюда следует, что достаточно следить за движением совокупности частиц, обладающих в точке x максимальной скоростью $u_1 = \bar{v}(\xi, t_0) + v_0$ и минимальной скоростью $u_2 = \bar{v}(\xi, t_0) - v_0$. Эти частицы сохраняют свои экстремальные свойства и в дальнейшем. Находим для них по (2.1) $x_1(\xi, t_0, t)$ и $x_2(\xi, t_0, t)$. Исключая ξ, t_0, являющиеся параметрами, определим $u_1(x_1, t)$ и $u_2(x_2, t)$. Но индексы при x теперь не нужны. В данной точке $x = x_1 = x_2$, согласно теореме Лиувилля, распределение является ступенькой, следовательно

$$\bar{v}(x, t) = \frac{u_1(x, t) + u_2(x, t)}{2},$$
$$\rho(x, t) = A a^{-2} (u_1 - u_2). \tag{2.3}$$

Эти значения $\bar{v}$ и особенно $\rho(x, t)$ мы и будем сравнивать со значениями, найденными без учета пекулярной скорости. Отметим, что согласно [18], уравнения для u_1 и u_2 совпадают с уравнениями для характеристик $\alpha_0 = \bar{v} + c_s$ и $\beta_0 = \bar{v} - c_s$ (c_s — скорость звука) для одномерного движения газа с показателем адиабаты, равным 3:

$$P = \frac{1}{3} \frac{v_0^2}{\rho_0^2} \rho^3, \quad c_s = \frac{v_0}{\rho_0} \rho.$$

Необходимо иметь в виду, что уравнение состояния $P \propto \rho^3$ является универсальным для одномерного движения бесстолкновительного газа, частицы которого не обладают внутренними степенями свободы.

Начиная с определенных моментов времени t при соответствующих x возможно появление двух или более заполненных областей в пространстве скоростей (см. рис. 3). В этом случае суммарная плотность числа частиц пропорциональна сумме нескольких отрезков $AB + CD + EF$, ее нельзя считать пропорциональной полной разности $u_1 - u_2 = AF$. Ситуация эта совершенно аналогична возникновению трехпотоковых конфигураций, характерных для движения частиц, не обладающих пекулярными скоростями (см. раздел 1).

Таким образом, осталось определить функцию $c(t, \xi, v)$. В отличие от функции $b(t) S(\xi)$, описывающей развитие растущей моды возмущений, функцию $c(t, \xi, v)$ в общем случае нельзя представить в факторизованном виде. Это связано с тем, что даже на линейном этапе в присутствии пекулярных скоростей возмущение растет без сохранения пространственного подобия.

Из каких соображений следует определять функцию $c(t, \xi, v)$? Прежде всего, в дальнейшем можно ограничиться рассмотрением только растущей моды возмущений в выражении потенциала, считая вклад убывающей моды пренебрежимо малым. Кроме того, необходимо учитывать, что соответствующие нейтральной моде возмущений пекулярные скорости из-

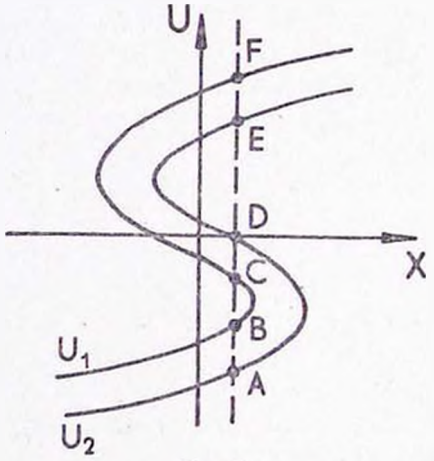


Рис. 3.

меняются со временем по закону $v \propto 1/a$. Если среда неоднородна, имеем $v \propto \rho a^2$. В однородном случае, если $S(\xi) \equiv 0$, зависимость между ξ, v и x имеет вид: $x = a_0 t^{2/3}\xi + 3a_0^{-1} v t^{1/3}$ и, соответственно, $u = \dot{x} = (2/3)a_0 t^{-1/3}\xi - v a_0^{-1} t^{-2/3}$. Аналогичные соотношения справедливы для y- и z-компонент. Первый член в этих формулах описывает общее хаббловское расширение, а второй — вклад пекулярных скоростей в движение отдельной частицы (заметим, что этот член не нарушает однородность среды [19]). Таким образом, в пределе малых возмущений (начальный этап эволюции, когда $b \cdot S \ll a\xi$), должна существовать асимптотика $(\partial/\partial t)\, c(t, \xi, v) = a_0/a(t)$.

Существенные ограничения на функцию $c(t, \xi, v)$ накладывает следующее обстоятельство: совершенно естественно, что все соотношения, полученные для «горячего блина», должны переходить в соответствующие формулы раздела 1 при устремлении начальной температуры среды к нулю (т. е. $v_0 \to 0$, $Av_0 = \text{const}$). Очевидно, определяющим является осуществление такого предельного перехода в формулах для плотности среды.

Для плотности вещества справедливо выражение (2.3), где

$$u_1 = a\xi_1 + bS(\xi_1) + c(t, \xi_1, v_0)\cdot v_0,$$
$$u_2 = a\xi_2 + bS(\xi_2) - c(t, \xi_2, -v_0)\cdot v_0, \qquad (2.4)$$

а ξ_1 и ξ_2, в свою очередь, определяются из соотношений

$$x = a\xi_1 + bS(\xi_1) + c(t, \xi_1, v_0)\cdot v_0,$$
$$x = a\xi_2 + bS(\xi_2) - c(t, \xi_2, -v_0)\cdot v_0. \tag{2.5}$$

(2.4) определяет скорости u_1 и u_2 частиц, обладающих в точке x максимальной и минимальной скоростями соответственно, а (2.5) — их лагранжевы координаты ξ_1 и ξ_2.

Используя (2.3), (2.4), (2.5), получаем:

$$\rho = \frac{\rho_0}{2a_0^2}\left[(\dot{c}_1 + \dot{c}_2) - \frac{\dot{a} + \dot{b}\dfrac{\Delta S}{\Delta\xi}}{a + b\dfrac{\Delta S}{\Delta\xi}}(c_1 + c_2)\right], \tag{2.6}$$

где индексы 1 и 2 обозначают зависимость от ξ_1 и ξ_2, $(\Delta S)/(\Delta\xi) = (S_1 - S_2)/(\xi_1 - \xi_2)$ и учтена нормировка $2Av_0 = \rho_0$. Для того, чтобы эта формула переходила в (1.3) при $v_0 \to 0$, предельное значение $c(t, \xi, 0) = c(t, \xi, v_0)\big|_{v_0\to 0}$ должно иметь вид (при $dS/d\xi \leqslant 0$):

$$c(t, \xi, 0) = \frac{2}{a}\left[1 + \frac{3}{2}\frac{b}{a}\frac{\partial S}{d\xi} - \frac{3}{4}\left(1 + \frac{b}{a}\frac{dS}{d\xi}\right)\times\right.$$
$$\left.\times\left(-\frac{b}{a}\frac{dS}{d\xi}\right)^{1/2}\ln\left|\frac{1 + \left(-\dfrac{b}{a}\dfrac{dS}{d\xi}\right)^{1/2}}{1 - \left(-\dfrac{b}{a}\dfrac{dS}{d\xi}\right)^{1/2}}\right|\right].$$

Однозначно восстановить по этому предельному значению вид функции $c(t, \xi, v_0)$, вообще говоря, нельзя. Но, учитывая, что при $v_0 \to 0$ $\Delta S/\Delta\xi \to dS/d\xi$, и принимая во внимание вид выражения (2.6) для плотности среды, логично предпочесть следующее выражение:

$$c(t, \xi, v_0) = \frac{2}{a}\left[1 + \frac{3}{2}\frac{b}{a}\frac{\Delta S}{\Delta\xi} - \frac{3}{4}\left(1 + \frac{b}{a}\frac{\Delta S}{\Delta\xi}\right)\times\right.$$
$$\left.\times\left(-\frac{b}{a}\frac{\Delta S}{\Delta\xi}\right)^{1/2}\ln\left|\frac{1 + \left(-\dfrac{b}{a}\dfrac{\Delta S}{\Delta\xi}\right)^{1/2}}{1 - \left(-\dfrac{b}{a}\dfrac{\Delta S}{\Delta\xi}\right)^{1/2}}\right|\right]. \tag{2.7}$$

Выбранное так c зависит одновременно от ξ_1 и ξ_2, но это ничего не меняет во всех предыдущих выкладках.

Как показывают проведенные ниже (раздел 4) расчеты, такой выбор наилучшим образом соответствует сделанным выше предположениям о пренебрежении обратным влиянием пекулярных движений на вид функции $b(t)$.

Таким образом, задача сводится к решению нелинейной системы уравнений (2.5) относительно ξ_1 и ξ_2. Аналитическое решение ее в общем случае затруднительно, но возможно численное решение, результаты которого обсуждаются ниже.

3. *Результаты численных расчетов.* Рассмотрим движение набора пробных частиц, обладающих пекулярными скоростями в потенциале, заимствованном из решения для «холодной» среды, т. е. в поле ускорений $\ddot{x} = \ddot{a}q + \ddot{b}S(q)$, где q — текущая лагранжева координата пробной частицы, совпадающей в начальный момент времени с материальной частицей. Так как пробные частицы обладают начальными скоростями, положение их не может все время совпадать с положением одних и тех же материальных частиц, создающих общее поле. Таким образом, q есть функция времени.

Отметим, что предлагаемая методика в настоящем виде применима только до начала пересечений траекторий частиц (т. е. до опрокидывания волны).

Дважды дифференцируя соотношение $x = aq(t) + bS[q(t)]$ и приравнивая результат к ускорению в «холодном блине» $\ddot{x} = \ddot{a}q + \ddot{b}S(q)$, получаем следующее уравнение для $q(t)$:

$$\frac{d}{dt}[(a + bS')\dot{q}] + (\dot{a} + \dot{b}S')\dot{q} = 0, \tag{3.1}$$

где $S = S(q)$, $a = a(t)$, $b = b(t)$ — известные функции, точка обозначает дифференцирование по t, штрих — по q.

Решая численно уравнение (3.1) и разрешая (1.1) относительно q при данном x, находим плотность среды, связанную с q следующим образом:

$$\rho(x) \propto a\left[\dot{q}_1\left(1 + \frac{b}{a}S_1'\right) - \dot{q}_2\left(1 + \frac{b}{a}S_2'\right)\right] = u_1^*(x) - u_2^*(x),$$

где индексы 1 и 2 обозначают, так же как и в (2.4), величины, относящиеся к частицам, движущимся в данной точке x с максимальной и минимальной скоростями соответственно. Последнее выражение полезно сравнить с формулой (2.3).

Результаты численных расчетов профилей плотности вещества в различные моменты времени для разных значений начальной температуры среды представлены на рис. 2, 4а, б, в. Безразмерный параметр γ характеризует начальные параметры среды и по порядку величины совпадает с числом Маха при $t = t_c$ в однородной невозмущенной среде:

$$\gamma = 2v_0 \frac{a_0}{a_c} \frac{t_c}{l_c}$$

(индекс «с» обозначает величины, относящиеся к моменту времени t_c; l_c есть характерный масштаб задачи, совпадающий с эйлеровым расстоянием между экстремумами скорости).

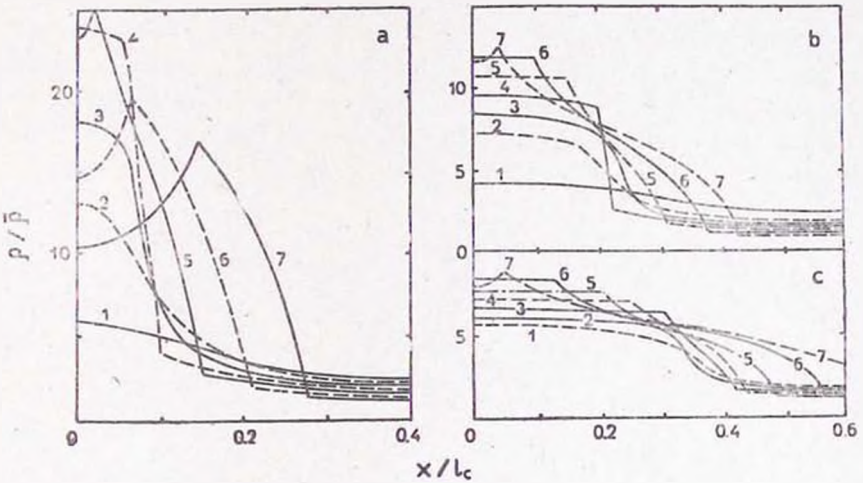


Рис. 4. a) Зависимость плотности вещества от эйлеровой координаты для различных моментов времени при $\gamma = 1.4 \cdot 10^{-3}$. Номерами помечены кривые, соответствующие следующим значениям a: 1) $a=0.86$; 2) $a=0.96$; 3) $a=1.00$; 4) $a=1.04$; 5) $a=1.08$; 6) $a=1.12$; 7) $a=1.16$. b) То же, что и на рис. 4а при $\gamma=4.2 \cdot 10^{-3}$. Нумерация кривых соответствует рис. 4а. c) То же, что и на рис. 4а при $\gamma=7.0 \cdot 10^{-3}$. 1) $a=0.96$; 2) $a=1.00$; 3) $a=1.04$; 4) $a=1.08$; 5) $a=1.12$; 6) $a=1.16$; 7) $a=1.20$.

Расчеты проведены для следующих значений γ: $\gamma_1 = 1.4 \cdot 10^{-3}$; $\gamma_2 = 4.2 \cdot 10^{-3}$; $\gamma_3 = 7.0 \cdot 10^{-3}$.

Из полученных результатов нетрудно видеть (рис. 5), что зависимость максимальной степени сжатия вещества $\rho_{max}/\bar{\rho}$ на момент времени $a = 0.99$ хорошо аппроксимируется степенным законом

$$\rho_{max}/\bar{\rho} = 0.23\gamma^{-2/3}. \qquad (3.2)$$

Это соотношение следует из уравнения состояния:

$$\rho = 3^{1/3}\rho_0^{2/3}P^{1/3}v_0^{-2/3} \tag{3.3}$$

и описывает одномерное адиабатическое сжатие бесстолкновительного газа, причем на одну частицу приходится энтропия $S \propto \ln T^2/\rho$. Так как при численном счете рассматривается движение частиц в гравитационном поле «холодного блина», подставляя в (3.3) максимальное значение давления в газодинамическом «блине» [2], получим максимальную степень сжатия вещества, с хорошей точностью совпадающую с (3.2).

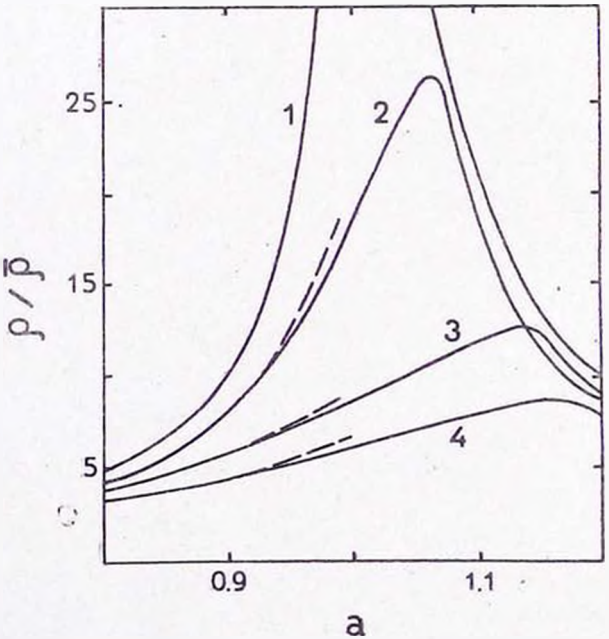


Рис. 5. Плотность в центре «блина» в зависимости от a. Нумерация кривых соответствует рис. 2.

На начальном этапе сжатия плотность вещества максимальна в центре «блина» ($x=0$). Но при $a>1$ для некоторых значений x, зависящих от a и γ, возникает двухпотоковая система, вследствие чего возникают изломы на графике $\rho(x)$ (рис. 4). Далее при $a \geqslant a_m(\gamma)$ в некоторой окрестности точки $x=0$ возникают три взаимопроникающих потока частиц, при бо́льших x продолжают существовать два потока. Максимальное значение плотности достигается теперь при $x \neq 0$ на границе трех- и двухпотоковой областей. Отметим, что при $a < a_m$ центральная плотность «блина» возрастает почти линейно по a. Основные характеристики «горячего бли-

на» в сравнении с «холодным» и газодинамическим при $a = 1.02$ приведены в табл. 1. Чем меньше γ, тем больше средняя плотность и тем более сконцентрировано вещество; однако степень концентрации вещества в «горячем блине» убывает со временем гораздо медленнее, чем в «холодном» и газодинамическом. Можно ожидать, что чем больше γ, тем меньше изменится в процессе релаксации распределение вещества. Отметим в этой связи появление в центральной части «горячего блина» области постоянной плотности (и, следовательно, температуры).

На рис. 5 представлены результаты расчета по (2.4)—(2.7) зависимости степени сжатия вещества в центре «блина» ($x = 0$) от времени (сплошные кривые). Там же отложена эта зависимость по результатам численного решения уравнения (3.1) (соответствующие пунктирные линии). Решение этого уравнения, как отмечалось выше, может быть проведено только до момента времени, соответствующего особой точке $a = 1$. Решение же системы (2.4)—(2.8) возможно и при $a \gg a - 1 > 0$, пока применимо соотношение (2.2). При $a < 0.9$ результаты, полученные этими способами, практически совпадают, а при $a > 0.9$ расхождение невелико. Это хорошо подтверждает правильность определения вида (2.8) функции $c(t, \xi, v_0)$.

В настоящей работе получены основные характеристики бесстолкновительного «блина» при различных значениях начальной температуры среды. Однако дальнейшая эволюция «блина», в частности, процессы релаксации в этой системе, требует дополнительного рассмотрения.

С ростом начальной температуры среды (т. е. γ) максимальная плотность и степень концентрации вещества в «блине» падают. При достаточно больших γ полная энергия «блина» оказывается положительной, и он вообще не образует связанной системы. К разрушению «блина» ведет также хаббловское расширение по осям y и z, остановить которое, и тем самым предотвратить распад «блина», можно, если плотность в «блине» достаточно велика. Таким образом, характер воздействия крупномасштабных адиабатических возмущений на процесс скучивания газовых облаков $M \sim M_J$ существенно зависит от величины пекулярных скоростей последних.

Предлагаемый подход, предполагающий образование, вследствие эволюции энтропийных возмущений, протошаровых скоплений и формирование «блинов» в «газе», состоящем из них, представляется достаточно многообещающим. В частности, возникает возможность совместить образование галактик, не сопровождающееся бурной диссипацией энергии, с относительной низкой плотностью вещества в галактиках, соответствующей $z_c \simeq 4 \div 6$ [20]. Эта схема нуждается в дальнейшей подробной разработке.

В заключение автор благодарит Я. Б. Зельдовича и А. Г. Дорошкевича за постоянное внимание, без которого настоящая работа не могла бы быть выполнена, а также С. Ф. Шандарина за полезные обсуждения.

Институт астрофизики
АН Тадж.ССР,
ГАИШ МГУ

THE NONLINEAR THEORY OF GRAVITATIONAL INSTABILITY IN THE EXPANDING COLLISIONLESS MEDIUM

A. M. SHUKUROV

The development of Newtonian nonlinear density perturbations in non-collisional expanding medium possessing pressure caused by chaotic motions of particles is considered. Chaotic motions of the particles prevent appearance of density singularities which are the characteristic features of the theory of nonlinear perturbations in noncollisional pressure-free medium. We find out the function describing the evolution of density perturbations in such a medium and derive relations for estimation of matter density, pressure etc. corresponding to various initial temperatures. Our results may be used for more detailed analysis of combined development of small-scale ($M \simeq M_J \simeq (10^3 \div 10^6)\, M_\odot$) isothermal fluctuations and large-scale ($M \simeq (10^{13} \div 10^{15})\, M_\odot$) adiabatic ones. The evolution of isothermal fluctuations leads to the formation at $z \sim 200$ of collisionless "gas", made up by dense gas clouds of $M \sim M_J$. Nonlinear growth of adiabatic perturbations in this "gas" causes the formation of "pancakes", thus leading to formation of galaxies and/or clusters of galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Я. Б. Зельдович*, Астрофизика, 6, 319, 1970.
2. *Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков*, Строение и эволюция Вселенной, Наука, М., 1975.
3. *А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, Р. А. Сюняев*, в сб. «Происхождение и эволюция галактик и звезд», под ред. С. Б. Пикельнера, Наука, М., 1976.
4. *А. Г. Дорошкевич, В. С. Рябенький, С. Ф. Шандарин*, Астрофизика, 9, 258, 1973.
5. *Б. Б. Кадомцев*, Коллективные явления в плазме, Наука, М., 1976.
6. *Г. С. Бисноватый-Коган, Я. Б. Зельдович*, Астрон. ж., 47, 942, 1970.
7. *В. Б. Магалинский*, Астрон. ж., 49, 1017, 1972.
8. *В. В. Селиверстов*, Астрон. ж., 51, 293, 1974.
9. *R. H. Dicke, P. J. E. Peebles*, Ap. J., 194, 838. 1968.
10. *J. R. Gott, M. J. Rees*, Astron. Astrophys., 45, 365, 1975.

11. *P. J. E. Peebles*, J. Roy. Astron. Soc., Canada, 63, 4, 1969.
12. *A. S. Szalay, G. Marx*, Astron. Astrophys., 49, 437, 1976.
13. *D. A. Dicus, E. W. Kolb, V. L. Teplitz*, Ap. J., 221, 327, 1978.
14. *А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович*, Астрон. ж., 40, 807, 1963.
15. *А. Г. Дорошкевич, Е. В. Коток, И. Д. Новиков, Ю. С. Сигов, С. Ф. Шандарин*, Препринт ИПМ АН СССР, № 82, 1978.
16. *А. М. Шукуров*, Докл. АН Тадж.ССР, 21, 30, 1978.
17. *И. С. Весселовский*, ЖЭТФ, 77, 1352, 1979.
18. *Я. Б. Зельдович*, ДАН, 238, 336, 1977.
19. *R. C. Mjolsness*, Phys. Rev., 187, 1753, 1969.
20. *J. Binney*, Ap. J., 215, 483, 1977.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17 АВГУСТ, 1981 ВЫПУСК 3

УДК 524.8

НАГРЕВ ПЕРВИЧНОГО ГАЗА РЕЛИКТОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ПРИ НАЛИЧИИ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Д. А. ВАРШАЛОВИЧ, В. К. ХЕРСОНСКИЙ, Р. А. СЮНЯЕВ

Поступила 6 августа 1980
Принята к печати 27 мая 1981

Рассмотрено влияние примесей элементов C, O, Si, S в первичном газе на тепловой режим вещества при космологическом расширении в эпоху $z < 150$. Показано, что примесь этих элементов в количестве нескольких процентов от современного их обилия может приводить к значительному нагреву газа. Оценены соответствующие искажения в спектре реликтового излучения.

1. *Введение.* Как показано в работе [1], при однородном расширении Вселенной после рекомбинации водорода температура излучения $T_R(z)$ и температура вещества $T_M(z)$ оказываются равными вплоть до эпохи, характеризуемой красным смещением $z_e = 150$ из-за наличия дополнительных надтепловых квантов L_α. В последующий период предполагалось, что эти температуры изменялись независимо с различной скоростью из-за различия в показателе адиабаты.

$$T_R(z) = T_0(1+z) \tag{1}$$

$$T_M(z) = T_0(1+z)^2/(1+z_e), \tag{2}$$

где $T_0 = 2.76$ K — современное значение температуры реликтового излучения. Однако, если в такой однородной расширяющейся Вселенной имелась даже небольшая примесь тяжелых элементов типа углерода, кислорода, кремния, серы и т. п., то вследствие взаимодействия этих элементов с реликтовым излучением энергия этого излучения должна была перерабатываться в кинетическую энергию газа и тем самым способствовать выравниванию температур T_R и T_M.

Несомненно, значительная часть тяжелых элементов образовалась в процессе эволюции звезд. Однако некоторая часть обилия этих элементов как малая примесь к водороду и гелию, в принципе, могла образоваться в эпоху первичного нуклеосинтеза, если тогда имели место флуктуации барионной плотности и/или при термоядерных реакциях в самых первых звездах при $z = 1000—500$ [2].

Цель данной статьи состоит в том, чтобы рассчитать нагрев реликтового газа за счет этого эффекта, а также оценить соответствующее искажение спектра реликтового излучения.

2. *Уравнение для температуры* $T_M(z)$. При однородном и изотропном расширении Вселенной изменение кинетической температуры вещества определяется уравнением

$$\frac{d}{dz} kT_M = \frac{2}{1+z} kT_M + \Lambda(t) \frac{dt}{dz}. \tag{3}$$

Здесь

$$\frac{dt}{dz} = -[H_0(1+z)^2(1+\Omega z)^{1/2}]^{-1}, \tag{4}$$

k — постоянная Больцмана, H_0 — постоянная Хаббла, а Ω — отношение средней плотности вещества во Вселенной к критической плотности при $z = 0$. Функция нагрева $\Lambda(t)$ в расчете на один атом вещества (эрг/с атом) определяется выражением

$$\Lambda(t) = \sum_{\alpha} \xi^{\alpha} \sum_{u,\, l}{}' \varepsilon^{\alpha}_{ul} (n^{\alpha}_l R^{\alpha}_{lu} - n^{\alpha}_u R^{\alpha}_{ul}), \tag{5}$$

где ξ^{α} — относительное обилие атомов типа α, $\varepsilon^{\alpha}_{ul} \equiv E^{\alpha}_u - E^{\alpha}_l$ — разности энергий между уровнями u и l для атомов типа α, а n_u и n_l — населенности верхнего и нижнего уровней, связанных радиационными переходами. R^{α}_{ul} и R^{α}_{lu} — вероятности радиационных переходов $u \to l$ и $l \to u$, соответственно. В частном случае, когда тяжелые элементы отсутствуют, т. е. все $\xi^{\alpha} = 0$, то $\Lambda = 0$ и из уравнения (3) непосредственно следует формула (2). Функция охлаждения будет равна нулю также и в том случае, когда

$$\frac{n_u}{n_l} = \frac{R_{lu}}{R_{ul}}, \text{ т. е. } e^{-\frac{\varepsilon_{ul}}{kT_{ex}}} = e^{-\frac{\varepsilon_{ul}}{kT_R}}, \tag{6}$$

т. е. когда температура излучения $T_R(z)$ равна температуре возбуждения атомов $T_{ex}(z)$ для всех переходов $u \leftrightarrow l$.

Из данных по относительному обилию элементов в современную эпоху ($z = 0$), а также из анализа эмиссионных спектров самых удаленных квазаров $z = 3.0$—3.5 можно полагать, что в эпоху $z = 150$—15 наиболее обильными из элементов с $A \geqslant 12$ также были углерод, азот, кислород, кремний, сера. Можно также показать, что при адиабатическом однородном космологическом расширении кинетика процессов рекомбинации рассматриваемых элементов такова, что в данном интервале $z = 150 \div 15$ эти элементы должны быть в виде нейтральных атомов. Существенно, что все эти атомы, за исключением азота, имеют в основном состоянии уровни тонкой структуры с энергией возбуждения $\varepsilon_{ul} \sim kT_R(z)$ при $z \approx 100$. Эти уровни соответствуют конфигурации ^3P_l (три уровня с $l = 0, 1, 2$).

Из-за различия радиационной и кинетической температур ($T_R \neq T_M$) населенности уровней тонкой структуры не являются термодинамически равновесными. Они определяются уравнениями баланса

$$\sum_i n_i^a (R_{ik}^a + C_{ik}^a) = \sum_i n_k^a (R_{ki}^a + C_{ki}^a), \tag{7}$$

в которых R_{ik}^a и C_{ik}^a — есть радиационные и столкновительные вероятности переходов, соответственно.

Вероятности переходов C_{ik}^a между уровнями тонкой структуры атомов при столкновениях с атомами водорода и гелия рассматривались в работе [3]. При $z \simeq 100$ и $\Omega = 1$ концентрация газа $N(z) = N(0)(1+z)^3 \approx \approx 1 \div 10$ см$^{-3}$ и вероятности всех разрешенных радиационных переходов R_{ul}^a значительно больше вероятностей соответствующих столкновительных переходов C_{ul}^a. Вследствие этого температура возбуждения уровней тонкой структуры $T_{ex}(z)$ близка к радиационной температуре $T_R(z)$. Поэтому выражение в скобках, входящее в формулу (5), в первом приближении по отношению C_{ul}/R_{ul} можно представить в виде

$$\sum_{u,l} \varepsilon_{ul}(n_l R_{lu} - n_u R_{ul}) = \varepsilon_{ba} n_a(T_R)\left[C_{ab}\left(e^{\frac{\varepsilon_{ba}}{k\vartheta}} - 1\right) + C_{ac}\left(e^{\frac{\varepsilon_{ca}}{k\vartheta}} - 1\right)\right] +$$

$$+ \varepsilon_{cb} n_c(T_R)\left[C_{cb}\left(1 - e^{-\frac{\varepsilon_{cb}}{k\vartheta}}\right) + C_{ca}\left(1 - e^{-\frac{\varepsilon_{ca}}{k\vartheta}}\right)\right]. \tag{8}$$

Здесь индексами a, b, c обозначены уровни тонкой структуры с энергиями $E_a < E_b < E_c$ (a — основное состояние); $n_a(T_R)$ и $n_c(T_R)$ — больцмановские населенности нижнего и верхнего из трех уровней, соответствующие температуре $T_R(z)$; а величина ϑ определяется со отношением $1/\vartheta = 1/T_M - 1/T_R$.

Численный расчет $T_M(z)$ был выполнен нами для различных относительных обилий элементов. Пусть ξ_0^α — средняя космическая распространенность элемента α в нашу эпоху ($z = 0$). Расчеты проводились для значений $\xi_i^\alpha = \beta_i \xi_0^\alpha$, где $\beta_i = 1.0,\ 0.5,\ 0.1,\ 0.05,\ 0.01$. Результаты этих расчетов представлены на рис. 1.

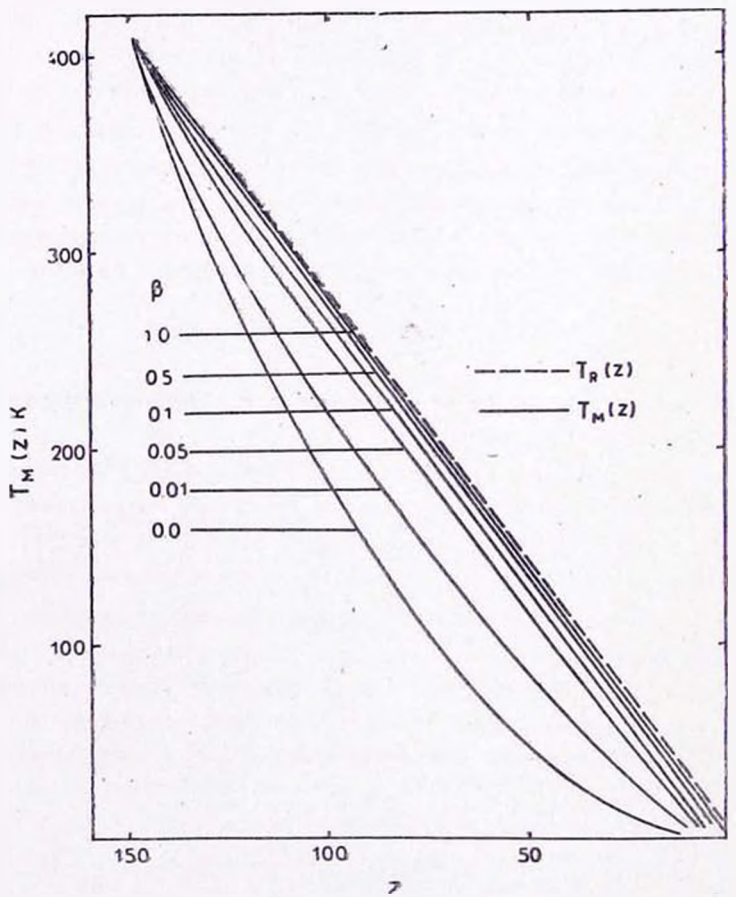


Рис. 1. Графики радиационной температуры $T_R(z)$ и кинетической температуры $T_M(z)$ в зависимости от величины красного смещения z при различном относительном обилии тяжелых элементов ($\Omega = 1$, $H_0 = 55$ км/с Мпс).

Таким образом, наличие примеси тяжелых элементов в эпоху $z = 150 \div 15$ могло значительно изменить кинетическую температуру вещества $T_M(z)$, приближая ее к $T_R(z)$. При нормальном обилии $\beta_i = 1$ $T_M(z) \approx T_R(z) = T_0(1 + z)$; разность $T_R(z) - T_M(z) \lesssim 2K$ в интервале $z = 150 \div 30$. С другой стороны, при $\beta_i \leqslant 0.005$ в том же

интервале $T_M(z) \approx T_0(1+z)^2/(1+z_e)$. При промежуточных значениях β_i кривые $T_M(z)$ располагаются между указанными предельными кривыми и могут быть аппроксимированы в интересующем нас интервале значений $z = 130 \div 30$ с погрешностью, не превышающей 10%, формулой

$$T_M(z) = T_M(z_1)[(1+z)/(1+z_1)]^{1+\alpha}, \qquad (9)$$

где $z_1 = 100$, а величины $T_M(z_1)$ и α как функции относительного обилия тяжелых элементов β представлены на рис. 2.

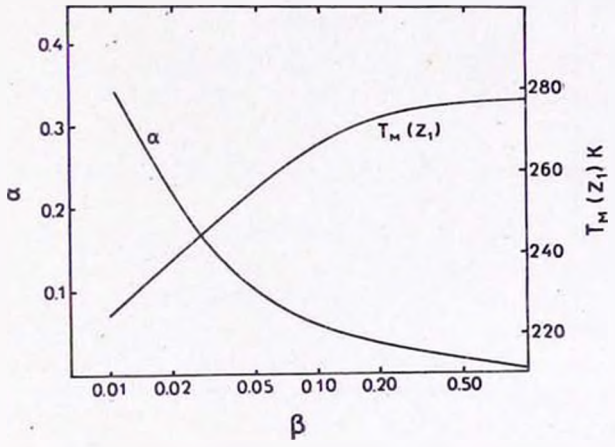


Рис. 2. Зависимость параметров, определяющих кинетическую температуру газа (формула (9)), от β — относительного обилия тяжелых элементов.

Результаты расчетов, приведенные на рис. 1 и 2, соответствуют $\Omega = 1$. Эти же кривые могут быть использованы для других значений Ω при соответствующем изменении значения параметра $\beta \to \beta\Omega^{1/2}$, поскольку в уравнении (3) $\Lambda(t)\, dt/dz \propto \beta\Omega^{1/2}$.

3. Искажение спектра реликтового излучения. Проведенные вычисления кинетической температуры газа с учетом влияния тяжелых элементов позволяют рассчитать контуры соответствующих искажений спектра реликтового излучения, которые представлены на рис. 3 для значений параметра $\beta = 1.0,\ 0.1,\ 0.01,\ 0.001$.

Метод расчета такого рода искажений спектра реликтового излучения предложен нами ранее при рассмотрении взаимодействия этого излучения с атомами водорода в линии $\lambda_0 = 21$ см в эпоху $z = 150 \div 15$ (см. [4]). В случае атомов тяжелых элементов, для которых в отличие от HI $\varepsilon_{nl} \sim kT_R(z)$ и необходим самосогласованный учет обратного влияния этого взаимодействия на кинетическую температуру газа.

На рис. 3 показана относительная глубина поглощения $(I_B - I_A)/I_B$ как функция длины волны λ в дважды логарифмическом масштабе. Здесь I_A и I_B — интенсивности реликтового излучения на длине волны λ с учетом и без учета эффектов поглощения. При $\beta = 0.001$ нагрев газа в рассматриваемом интервале оказывается уже несущественным; поэтому при построении соответствующей кривой на рис. 3 температура вещества $T_M(z)$ определялась по формуле (2). При $\beta \leqslant 0.001$ величина поглоще-

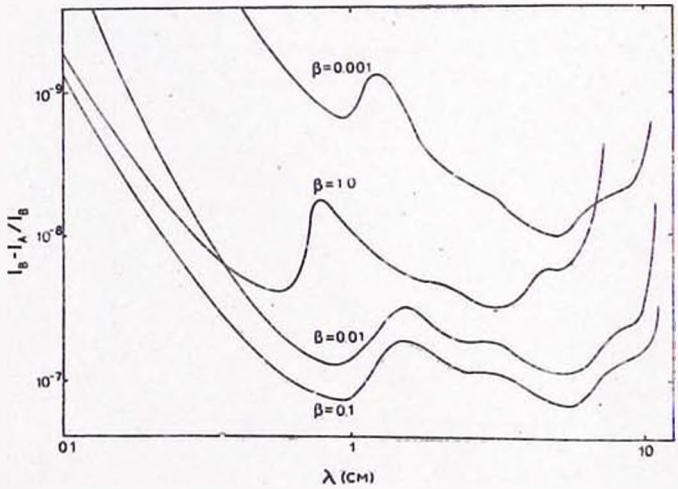


Рис. 3. Искажение спектра реликтового излучения $(I_B - I_A)/I_B$ как функция длины волны λ при $\beta = 1$, 0.1, 0.01 и 0.001.

ния оказывается пропорциональной β при любых λ. При увеличении β эта пропорциональность нарушается и форма профиля спектрального искажения меняется. Максимальная величина искажения $2 \cdot 10^{-7}$ достигается при $\beta \approx 0.1$. При большем обилии тяжелых элементов, в частности, при нормальном обилии ($\beta = 1$) величина эффекта уменьшается из-за существенного выравнивания температур вещества и излучения.

4. *Заключение.* Таким образом, проведенное рассмотрение показывает, что даже при небольшой примеси атомов указанных элементов ($\beta = 0.1$—0.01) за счет их взаимодействия с реликтовым излучением охлаждение вещества в эпоху $z < 150$ не было адиабатическим, вещество нагревалось излучением. Это же взаимодействие должно было привести и к некоторому искажению спектра реликтового излучения. Хотя величина этого искажения пока недостаточна для радиоастрономических измерений, однако такие измерения, по-видимому, будут возможны в будущем. Это позволит непосредственно из наблюдений оценить обилие тяжелых

элементов в эпоху $z = 150 \div 15$, что имеет фундаментальное значение для общей проблемы происхождения химических элементов и образования звезд первого поколения.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе
Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР
Институт космических
исследований

HEATING OF THE PRIMORDIAL GAS BY THE BACKGROUND RADIATION IF HEAVY ELEMENTS WERE AVAILABLE

D. A. VARSHALOVICH, V. K. KHERSONSKY, R. A. SUNYAEV

The thermal evolution of the primordial H and He gas during the cosmological expansion at the epoch $z < 150$ depended on the impurties of the C, O, Si, S atoms. The resonance interaction of these atoms with the background radiation results essential heating of the matter if the abundance of these elements were of some percent of the contemporary values. The proper distortion of the primordial radiation spectrum are calculated.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Я. Б. Зельдович, В. Г. Курт, Р. А. Сюняев*, ЖЭТФ, 55, 278, 1968.
2. *M. J. Rees*, Physica Scripta, 17, 371, 1978.
3. *J. N. Bachall, R. A. Wolf*, Ap. J.. 152, 701, 1968.
4. *Д. А. Варшалович, В. К. Херсонский*, Письма АЖ, 3, 291, 1977.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17 АВГУСТ, 1981 ВЫПУСК 3

УДК 524.31

ВНЕАТМОСФЕРНЫЕ И НАЗЕМНЫЕ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГРУППЫ ЗВЕЗД КЛАССОВ F, G И K

Р. А. ЕПРЕМЯН

Поступила 23 сентября 1980
Принята к печати 27 мая 1981

В работе приведены результаты спектрофотометрических измерений 22 звезд классов F, G и K в широком диапазоне длин волн — от 2400 А до 4800 А. Наблюдаемые распределения энергии непрерывных спектров этих звезд в целом находятся в хорошем согласии с новейшими теоретическими моделями звездных атмосфер Куруча. В отдельных случаях, когда звезда двойная, обнаружены расхождения между наблюдениями и теорией. Привлечение ультрафиолетовых наблюдений и построение комбинированных спектров позволяют существенно повысить надежность нахождения классов светимостей компонентов двойных звезд. Показано на конкретных примерах, что комбинированный метод наблюдений спектров звезд (наземные + внеатмосферные) может стать мощным средством для открытия гиганта или сверхгиганта среднего или позднего класса в качестве одного из компонентов неразрешимых двойных систем.

1. *Введение.* Настоящая работа посвящена спектрофотометрическим наблюдениям спектров 22 звезд промежуточных спектральных классов F, G и K в области неба вокруг Капеллы, в интервале длин волн от 2400 А до 4800 А. Наблюдательный материал получен в ультрафиолетовой области спектра (2400—3800 А) в 1973 г. с помощью орбитальной обсерватории «Орион-2», а для длинноволновой области (3500—4800 А) по наземным наблюдениям, проведенным нами в 1976 г. на 70-см менисковом телескопе Абастуманской обсерватории в сочетании с 8-градусной объективной призмой. Список исследованных звезд представлен в табл. 1. Для большинства из них класс светимости оказался неизвестным, поэтому сперва была проведена нами общая для всех этих 22 звезд классификация как спектра, так и светимости согласно критериям, применяемым в Абастуманской обсерватории (четвертый столбец табл. 1). В последнем столбце даны расстояния звезд, найденные по их визуальной величине и абсолютной

светимости, без поправки за межзвездное поглощение, имея в виду, что расстояния звезд не превышают 300 пс (за исключением одного случая).

Таблица 1

СПИСОК ИССЛЕДОВАННЫХ ЗВЕЗД

Звезда		V	Спектр	r (пс)
SAO	HD			
040136	33602	8.6	F0 IV	191
040036	32751	8.3	F2 IV	151
040226	34331	8.4	F2IV+F2IV	158
040251	34533	6.5	F2IV+A	48
040256	34601	8.3	F2 IV	151
040170	33878	8.2	F3 IV	144
040077	33167	5.6	F4 V	26
040104	33381	8.2	F5 V	83
040008	32416	6.6	F8 IV	63
040213	34248	8.1	F8 I	1900
040370	35830	8.7	F8 V	79
040124	33520	8.4	G0 IV	58
040142	33686	8.8	G2 V	63
040146	33732	8.2	G4 IV	105
040053	32948	8.7	G5 IV	132
040158	33798	7.0	G5 III	158
040289	34887	8.1	G5 IV	100
040329	35312	8.1	K0 V	29
040352	35585	8.2	K0 III	251
040242	34498	6.7	K2 III	151
040341	35496	7.9	K2 III	263
040196	34145	8.1	K3 I-I	298

Дисперсионная кривая была построена обычным способом, по линиям поглощения водорода, а характеристическая кривая — по стандартным снимкам, полученным с помощью ртутной лампы и девятиступенчатого кварцевого ослабителя. Кривая же относительной спектральной чувствительности (редукционная кривая) 70-см телескопа с объективной призмой (дисперсия 166 А/мм у H_γ) и с фотопластинкой Кодак-IIa-0 была построена с использованием тех же трех звезд класса A0 (SAO 040194, 040265 и 040280), которые ранее были использованы при построении аналогичной кривой для ультрафиолетовой области спектральных снимков «Ориона-2» [1]; при этом в качестве спектра сравнения была взята мо-

дель Веги (A0 V) при $T_{эфф.} = 9400$ K и $\lg g = 3.95$ [2]. Найденные таким путем числовые величины коэффициента редукции δ_λ для длинноволновой области приведены в табл. 2. Для упомянутых 22 звезд были получены и обработаны 66 спектрограмм в области 3500—4800 А. Измерения проводились с интервалами $\Delta\lambda = 25$ А, а иногда 10 А. По результатам измерений трех спектрограмм для каждой звезды были найдены среднеквадратичные ошибки; они оказались порядка 10% на 3600 А и 4600 А

Таблица 2

ЧИСЛОВЫЕ ВЕЛИЧИНЫ КОЭФФИЦИЕНТА РЕДУКЦИИ δ_λ ДЛЯ 70-СМ МЕНИСКОГО ТЕЛЕСКОПА АБАСТУМАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ В КОМБИНАЦИИ С 8° ОБЪЕКТИВНОЙ ПРИЗМОЙ И С ФОТОПЛАСТИНКОЙ КОДАК-IIA—O

λ, A	lg δ_λ	λ, A	lg δ_λ	λ, A	lg δ_λ
4800	—0.18	4350	—0.10	3900	+0.24
4750	—0.19	4300	—0.07	3850	+0.32
4700	—0.20	4250	—0.04	3800	+0.33
4650	—0.20	4200	0	3750	+0.34
4600	—0.19	4150	+0.03	3700	+0.39
4550	—0.18	4100	+0.07	3650	+0.48
4500	—0.16	4050	+0.10	3600	+0.61
4450	—0.14	4000	+0.13	3550	+0.77
4400	—0.12	3950	+0.17	3500	+0.99

относительно среднего уровня непрерывного спектра. Найденные в результате измерений распределения энергии в их непрерывных спектрах исправлены за влияние межзвездного избирательного поглощения. Результаты же наблюдений в коротковолновой области спектра (2400 — 3800 А) опубликованы в [3].

2. *Распределение энергии в области 2400—4800 А.* Нами сделана попытка увязать обе кривые распределения энергии в ультрафиолетовой и видимой областях, несмотря на то, что ошибки измерения на месте стыковки обеих частей спектра сравнительно велики. Интенсивность на месте стыковки — на длине волны 3700 А — принята за единицу. Основная цель увязки — нахождение распределения энергии на всей протяженности спектра — от 2400 до 4800 А; подобная работа в отношении избранной группы звезд проводится впервые. Полученные при этом результаты сопоставляются затем с теоретическими моделями фотосфер звезд, рассчитанными Куручом [2], а также с данными для других звезд тех же спектральных классов, полученными с помощью OAO-2 [4, 5] и запусков ракет „Aerobee“ [6].

Остановимся на анализе полученных результатов для каждого спектрального класса в отдельности.

Класс F. В нашем списке имеются 11 звезд этого спектрального класса, которые, согласно нашей классификации, принадлежат IV и V классам светимости (за исключением звезды SAO 040213, сверхгиганта типа F8). Три из этих звезд (SAO 040251, 040008 и 040370) обладают спектральными особенностями и поэтому они будут рассматриваться отдельно. Распределения же энергии для остальных 8 звезд в диапазоне 2400—4800 А показаны на рис. 1 (здесь и на последующих рисунках точками обозначены результаты «Ориона-2», а кружками — результаты обработки Абастуманских пластинок).

На рис. 1 распределение энергии звезды SAO 040136 спектрального типа F0 IV сравнивается с теоретической моделью для $T_{эфф.} = 7500$ К и $\lg g = 4$ (сплошная линия). Согласие наблюдений с этой моделью, как видим, достаточно хорошее как в ультрафиолетовой, так и в видимой областях.

Результаты измерений для звезд SAO 040036, 040226 и 040256 спектрального класса F2 IV (рис. 1) сопоставляются с моделью для $T_{эфф.} = 7000$ К и $\lg g = 4$. И здесь наблюдения хорошо следуют за моделью. Для звезды SAO 040036 сравнение в ультрафиолете проводилось также с результатами наблюдений OAO-2 для звезды HD 128167 типа F2 V [4].

Звезда SAO 040226 согласно каталогу AGK_3 является двойной ($m_1 = 9^m.0$ и $m_2 = 8^m.7$). На наших пластинках спектрограммы обоих компонентов оказались разделенными и указывают на их принадлежность типу F2 IV.

На рис. 1 показаны также распределения энергии для звезд SAO 040170 (F3 IV), SAO 040077 (F4 V) и SAO 040104 (F5 V) наряду с теоретическими спектрами при $T_{эфф.} = 6500$ К и $\lg g = 4.0$ и 3.25. В случае звезд SAO 040170 и 040104 наши результаты оказались в хорошем согласии на протяжении всего диапазона (2400—4800 А) с потоками при $T_{эфф.} = 6500$ К и $\lg g = 3.25$. Распределение энергии в непрерывном спектре звезды SAO 040077 сравнивается также с наблюдательными данными OAO-2 для звезды HD 61421 типа F5 IV—V [4]. Обращает на себя внимание тот факт, что в некоторых областях спектра теоретическая кривая проходит систематически выше наблюдаемой кривой. Наряду с этим в определенных областях спектра (2640—2710 А, 2900—2960 А, 3110—3160 А) результаты наших наблюдений оказались в согласии с данными OAO-2.

Последняя наблюдательная кривая на рис. 1 принадлежит сверхгиганту SAO 040213 спектрального типа F8. Эта кривая оказалась в полном согласии с теоретической моделью для $T_{эфф.} = 6000$ К и $\lg g = 2$ как в ультрафиолетовой, так и в видимой областях спектра.

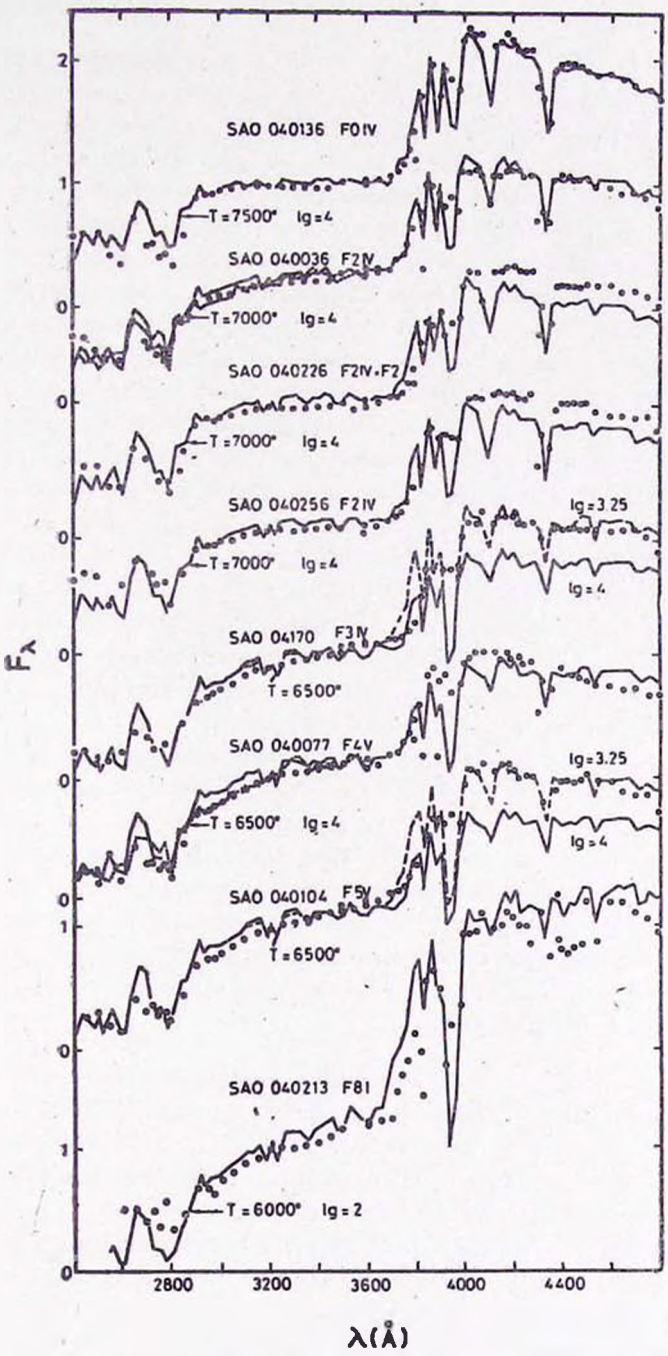


Рис. 1. Наблюдаемые распределения энергии в спектрах группы звезд типа F в области 2400—4800 А; точки — наблюдения «Ориона-2»; кружки — наземные наблюдения. Сплошные и пунктирные линии — теоретические модели [2]. Точечные линии — результаты наблюдений OAO-2 звезд HD 128167 (F2 V) и HD 61421 (F5 IV—V).

Класс G. Из шести звезд этого спектрального класса одна, SAO 040158, является нормальным гигантом типа G5, на чем остановимся отдельно. Для остальных пяти звезд IV—V классов светимости результаты наших измерений представлены на рис. 2. При этом для звезды SAO 040124 класса G0 IV наблюдаемые точки следуют за теоретической моделью при $T_{эфф.} = 6000$ K и $\lg g = 4$ во всем ультрафиолетовом диапазоне, до бальмеровского скачка, а в длинноволновой части эти точки оказались выше теоретической кривой. Однако, когда мы перешли к другой модели, а именно, $T_{эфф.} = 5500$ K и $\lg g = 3.5$, согласие между ними в обоих диапазонах оказалось хорошее. Распределение энергии в спектре этой звезды находится в соответствии с тем, что дают наблюдения OAO-2 для звезд HD 150680 того же класса G0 IV [5]. Любопытно, что отклонения от теоретической кривой в отдельных участках спектра по характеру одинаковые как в случае наших наблюдений, так и наблюдений OAO-2.

Распределение энергии в спектре другой звезды, SAO 040142, класса G2 V (в каталоге SAO она классифицируется как G5) сравнивается с теоретическим спектром при $T_{эфф.} = 5770$ K и $\lg g = 4.44$, а также распределением потока в спектре Солнца [7] (рис. 2). Как видим, модельное распределение потока в видимом диапазоне проходит ниже наблюдаемых точек. В то же время наши наблюдения находятся в хорошем согласии с данными OAO-2 для звезды HD 188376 типа G5 V.

На рис. 2 приведены также кривые распределения энергии трех звезд класса G5 IV (SAO 040146, 040053 и 040289) наряду с теоретической кривой при $T_{эфф.} = 5500$ K и $\lg g = 3.5$, а также с наблюдательными данными OAO-2 для звезды HD 188376 типа G5 V. Картина и здесь аналогична той, которую мы имели выше, то есть отклонения от теоретической кривой носят локальный характер и связаны с одними и теми же областями спектра. Возможно эти отклонения исчезли бы, если привлечь модели, соответствующие более низким температурам — ниже 5500 K. Однако такие модели пока отсутствуют.

Класс K. Распределения энергии в диапазоне 2400—4800 A в спектрах пяти звезд этого класса представлены на рис. 3. Кривые распределения энергии для звезд SAO 040329 (K0 V) и SAO 040352 (K0 III) в ультрафиолетовой области сравниваются с наблюдательными данными OAO-2 для звезды HD 197989 класса K0 III.

И, наконец, в распределениях энергии в спектрах звезд SAO 040242, 040341 (K2 III) и SAO 040196 (K3 III) налицо внутреннее согласие как с наблюдениями OAO-2 (для звезды HD 12929 класса K2 III), так и с наблюдениями "Aerobee-150" (для α Boo) [6].

3. Об аномальных звездах типа F и G. Представим себе ситуацию, когда звездная пара, неразрешимая при наших условиях наблюдений, со-

стоит из двух звезд одного и того же спектрального класса, но одна из которых является обычным карликом (класс светимости V), а вторая гигантом или сверхгигантом (класс светимости II или I). Если мы будем рас-

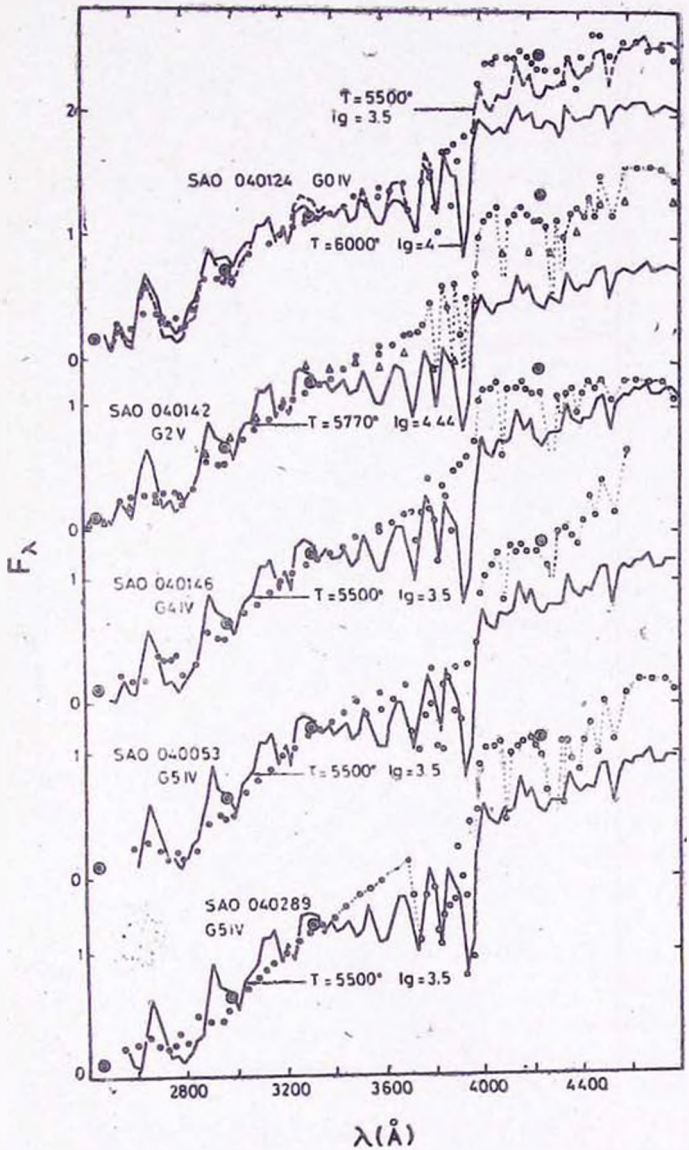


Рис. 2. Наблюдаемые распределения энергии в спектрах группы звезд типа G в области 2500—4800 А (точки и кружки). Сплошные и пунктирная линии — теоретические модели [2]; большие кружки — наблюдения OAO-2 HD 150680 (G0 IV) и HD 188376 (G5 V); треугольники — распределения энергии в спектре Солнца [7].

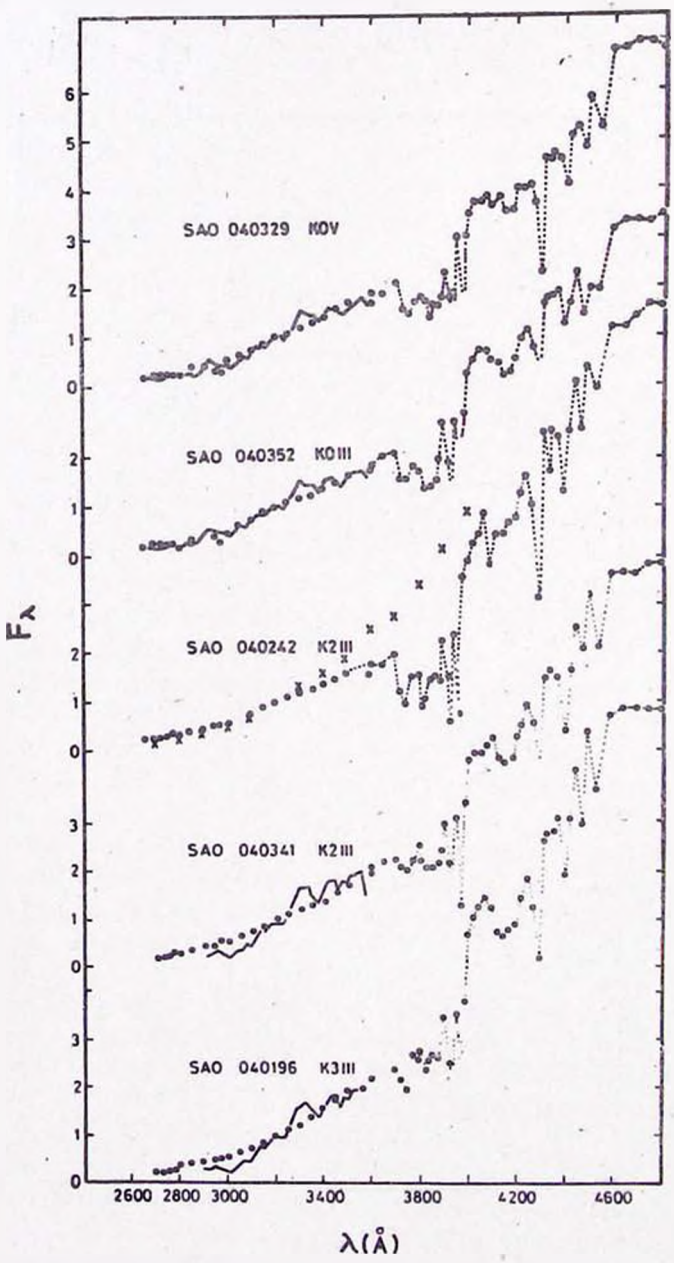


Рис. 3. Наблюдаемые распределения энергии в спектрах группы звезд класса К в области 2600—4800 А (точки и кружки). Сплошные линии — наблюдения OAO-2 HD 197989 (K0 III) и HD 12929 (K2 III); крестики — наблюдения „Aerobee-150" для α Boo (K2 III).

полагать данными о наблюдаемом распределении энергии в непрерывном спектре указанной пары как в оптическом диапазоне, так и в ультрафиолете, то мы сможем определить спектральные классы составных звезд, поскольку перепад, то есть контраст между общими уровнями непрерывного спектра в оптическом диапазоне (длиннее 3600 А) и ультрафиолете (короче 3600 А) зависит от величины g, причем в довольно ощутимой степени. При этом минимальный перепад или наименьший контраст мы будем иметь у звезд V класса светимости (g наибольшее).

Следовательно, комбинированные наблюдения — наземные и внеатмосферные — позволят, во всяком случае в принципе, найти как спектральные классы, так и, в особенности, классы светимостей компонентов звездных пар, практически неразрешимых в обычных условиях наблюдений с применением объективных призм.

Как уже было упомянуто выше, имеются отдельные случаи, когда распределения энергии рассматриваемых звезд на протяжении всего диапазона 2400—4800 А находятся в противоречии с моделями, соответствующими их спектральным классам. При этом отклонения, как правило, охватывают обширную область спектра. Как показывает анализ, в этих случаях мы имеем дело как раз с той ситуацией, о которой речь шла выше. Остановимся на этих аномальных случаях более подробно.

SAO 040251. Эта звезда представляет собой двойную систему, один из компонентов которой принадлежит к спектральному типу F2 (V = 6,54; B—V = 0.60; U—B = 0.365), а второй — A2 (V = 9.32; B—V = 0.175; U—B = 0.02) [8, 9]. По другим данным спектральные классы компонентов A2 V + G III [10].

Найденное нами распределение энергии в спектре этой звезды в интервале 2400—4800 А приведено на рис. 4 наряду с теоретическими моделями при $T_{эфф.}$ = 7000 К и трех значениях $\lg g$: 4, 3 и 2.65. Как видим, согласие наблюдений с этими моделями полное для ультрафиолетового диапазона (2400—3600 А). Однако этот факт просто констатирует слабую зависимость распределения энергии в ультрафиолете от светимости звезды.

Таким образом, найденное нами распределение энергии в ультрафиолете этой звезды указывает на ее принадлежность к спектральному типу F2, сказать же что-либо определенное о ее классе светимости мы не можем. В то же время в длинноволновой области спектра распределение энергии находится в хорошем согласии с теоретической моделью при $\lg g$=2.65, что соответствует нормальному гиганту. Между тем, по критериям Абастуманской классификации эта звезда принадлежит IV классу светимости, то есть является почти нормальным карликом. Возможно это противоречие является следствием того, что рассматриваемая звезда — двойная. По-ви-

димому, не случайно имеющиеся классификации для этой звезды столь противоречивы — от F2 + A2 до A2 V + G III.

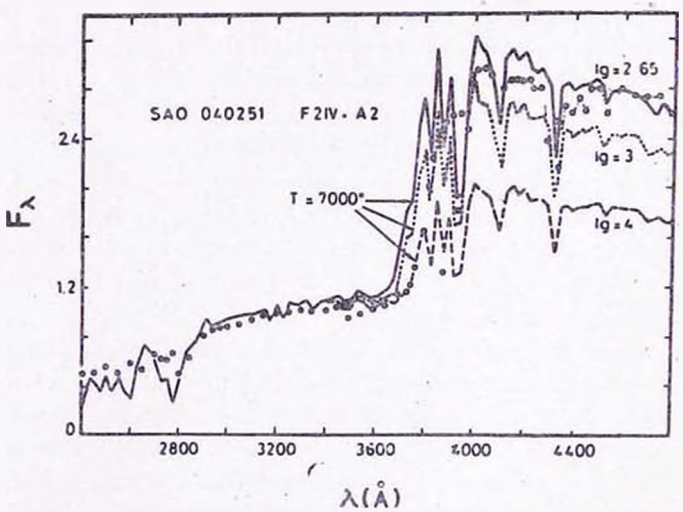


Рис. 4. Наблюдаемое распределение энергии в спектре звезды SAO 040251 в области 2400—4800 А (точки и кружки). Сплошная и пунктирные линии — теоретические модели при $T_{эфф.} = 7000$ К и $\lg g = 4$; 3; 2.65.

Если один из компонентов принадлежит типу A2, то результирующее распределение в ультрафиолетовой части должно было бы расположиться выше наблюдаемого и не соответствовать эффективной температуре 7000 К. Это, однако, не имеет место. В действительности наблюдаемое распределение в ультрафиолетовой части соответствует теоретической модели для спектрального класса F2, а наблюдение в длинноволновой области не противоречит теоретической модели для спектрального класса G0 III. Исходя из этого, можно придти к выводу, что компоненты этой двойной системы соответствуют спектральным классам, близким к F2 IV + G0 III.

SAO 040008 и 040370. Согласно Абастуманской классификации звезды SAO 040008 и 040370 принадлежат к спектральным типам F8 IV и F8 V соответственно. Распределения энергии в их непрерывных спектрах представлены на рис. 5. Видно, что наблюдения в диапазоне 2400—4800 А хорошо согласуются с теоретической моделью при $T_{эфф.} = 6000$ К для обеих звезд, но при разных значениях g: $\lg g = 1.25$ в случае первой звезды и $\lg g = 1.65$ — в случае второй.

Однако это расхождение может быть легко устранено, если предположить, что SAO 040008 является двойной системой (по каталогу Бичвара так и есть) и что слабый компонент ($V = 8.2$) является сверхгигантом спектрального класса F8 или позднее.

Наблюдаемая кривая распределения энергии в видимой области спектра в случае звезды SAO 040370 (F8 V) оказалась выше теоретической кривой. Мы полагаем, что и эта звезда является двойной системой, хотя в литературных источниках нам не удалось найти данных на этот счет. Если

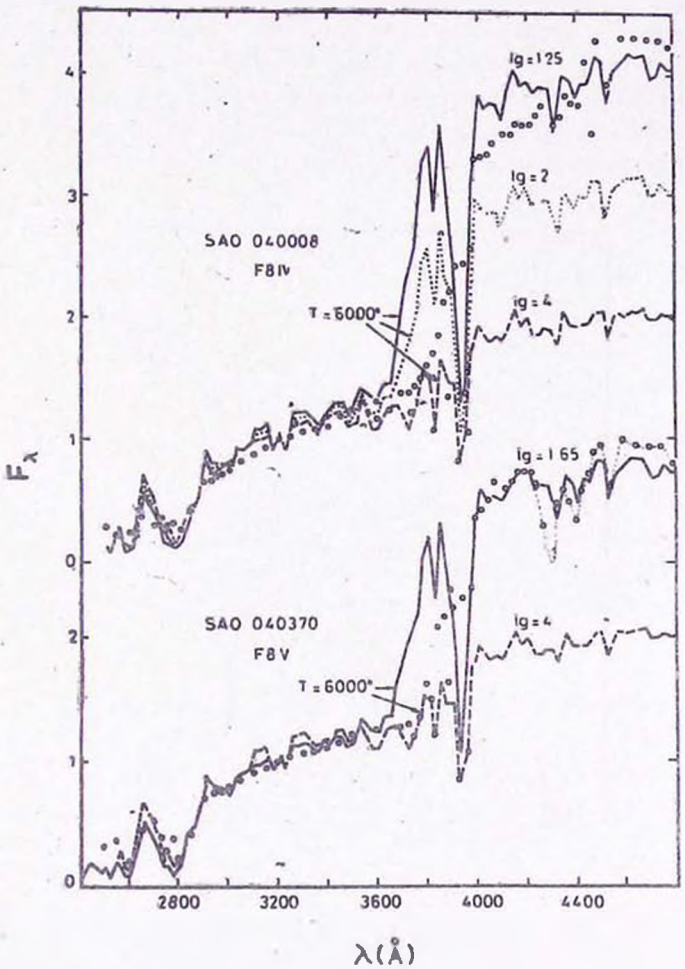


Рис. 5. Сопоставление наблюдаемых кривых распределения энергии двух звезд типа F8 (точки и кружки) с разными теоретическими моделями при $T_{эфф.} = 6000$ К и $\lg g = 4$; 2; 1.65 и 1.25.

это так, то второй компонент этой системы должен быть скорее всего сверхгигантом класса F8 и в этом случае мы добьемся согласия наблюдений с теорией как в ультрафиолете, так и в длинноволновой области. Кстати, когда оба компонента принадлежат одному и тому же классу светимости,

согласие наблюдений с теорией получается вполне хорошее во всем диапазоне — от 2400 А до 4800 А. Наглядным примером является случай со звездой SAO 040226 (F2 IV + F2 IV).

SAO 040158. Эта двойная звезда согласно каталогу AGK_2 классифицируется как G5, класс светимости был определен нами как III. Распределение энергии в непрерывном спектре этой звезды (рис. 6) сопоставляется с теоретической моделью при $T_{эфф.} = 5500$ K и $\lg g = 3$ (спектральному типу G5 III соответствует эффективная температура 5000 K, для которой теоретической модели не имеется, и поэтому мы были вынуждены провести сопоставление с моделью для $T_{эфф.} = 5500$ K).

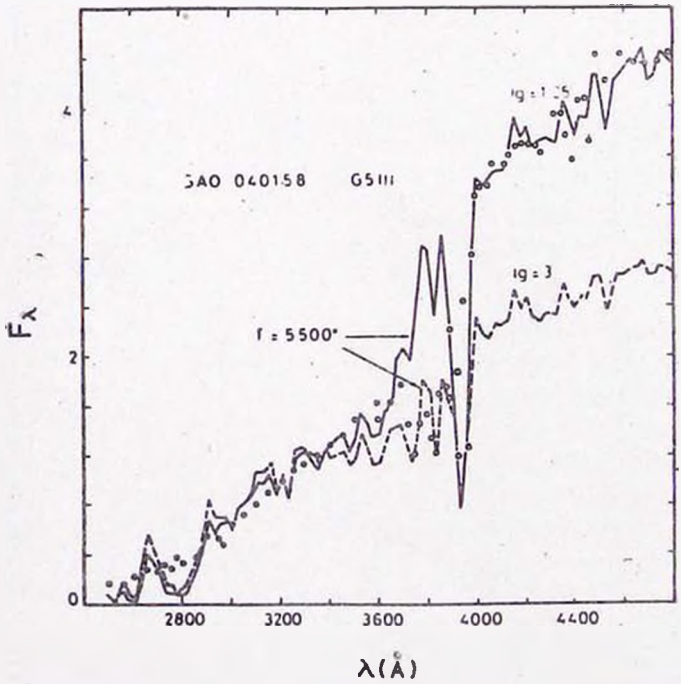


Рис. 6. Сопоставление кривой распределения энергии звезд SAO 040158 (точки и кружки) с двумя теоретическими моделями: $T_{эфф.} = 5500$ K, $\lg g = 3$ и $T_{эфф.} = 5500$ K, $\lg g = 1.25$.

Как следует из рис. 6, наблюдения в длинноволновой области располагаются значительно выше теоретической кривой при $\lg g = 3$, но оказались в хорошем согласии с кривой, соответствующей значению $\lg g = 1.25$. Следует полагать поэтому, что в случае $T_{эфф.} = 5000$ K наблюдаемое распределение энергии в спектре звезды SAO 040158 окажется в согласии с моделью при значении $\lg g$ во всяком случае не больше 2. Тогда мы при-

ходим к выводу, что если звезда одиночная, то она должна быть сверхгигантом класса G5, а если двойная, то второй ее компонент определенно должен быть сверхгигантом, аналогично предыдущим случаям.

Сводка полученных результатов для последних четырех звезд по нахождению их спектральных классов и классов светимостей на основе коротковолновых внеатмосферных и длинноволновых наземных наблюдений приведена в табл. 3.

Таблица 3

СПЕКТРАЛЬНЫЕ КЛАССЫ И КЛАССЫ СВЕТИМОСТЕЙ КОМПОНЕНТОВ ЧЕТЫРЕХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

Звезда	V_1	V_2	Спектральный класс
SAO 040251	6.5	9.3	F2 IV + G0 III
040008	6.9	8.2	F8 IV + F8 I
040370	8.7		F8 V + F8 I–II
040158	7.0		G5 III + G5 I

До недавнего времени метод комбинированных наблюдений — наземного и внеатмосферного — успешно применялся при открытии *белых карликов* в двойных системах, основным компонентом которых является нормальная звезда позднего класса [11, 12]. Здесь же, как было видно, речь идет о выявлении этим методом обычной высокотемпературной звезды сравнительно низкой светимости в звездной паре, основным компонентом которой является гигант или сверхгигант позднего класса.

4. *Выводы.* Истинные распределения энергии в непрерывных спектрах звезд промежуточных спектральных классов F, G, K в диапазоне длин волн от 2400 A до 4800 A, найденные по данным внеатмосферных и наземных спектральных наблюдений, в целом находятся в хорошем согласии с новейшими теоретическими моделями звездных фотосфер [2].

В отдельных случаях, когда звезда двойная, налицо явные расхождения между наблюдениями и теорией, касающейся спектрального типа и класса светимостей, определенных по наземным наблюдениям. Привлечение ультрафиолетовых наблюдений и построение комбинированных спектров позволяют существенно повысить надежность нахождения классов светимостей компонентов двойных звезд.

Комбинированный метод (наземные + внеатмосферные) наблюдений спектров звезд может стать мощным средством не только для открытия невидимого высокотемпературного компонента низкой светимости у двойных систем. Этот метод позволяет установить наличие гиганта или сверхгиганта среднего или позднего класса в качестве одного из компонентов

неразрешимых двойных систем. Четыре таких случая приведены в настоящей статье.

Автор выражает глубокую благодарность Р. А. Бартая за содействие при получении наземного наблюдательного материала, помощь и советы при спектральной классификации звезд. Он приносит также свою искреннюю благодарность профессору Г. А. Гурзадяну за ценные советы и обсуждение вопросов, связанных с выполнением настоящей работы.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

SPACE AND GROUND BASED SPECTROPHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF A GROUP OF F, G AND K TYPE STARS

R. A. EPREMYAN

The results of the spectrophotometric measurements of 22 F, G and K type stars in the wavelength region 2400—4800 A are presented. The observed energy distributions in the continuous spectra of these stars are in good accordance with the latest theoretical star photosphere models by Kurucz. A combination of space observations with the ground based observations gives a possibility for the determination of the brightness classes for the components of double systems. It is shown on real examples that the combined method of the observations (ground based + space) might be a powerful means for the discovery of giants and supergiants of middle or later spectral classes as a component of unresolved double systems.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Дж. Б. Оганесян*, Сообщ. Бюраканской обс., 48, 68, 1976.
2. *R. L. Kurucz*, Ap. J., Suppl. ser., 40, 1, 1979.
3. *Р. А. Епремян*, Сообщ. Бюраканской обс., 48, 137, 154, 1976.
4. *A. D. Code, M. R. Meade*, Ap. J., Suppl. ser., 39, 195, 1979.
5. *B. D. Savage, J. J. Caldwell*, Ap. J., 187, 197, 1974.
6. *Y. Kondo*, Ap. J., 171, 605, 1972.
7. Landolt-Borstain, new series VI Astronomy and Astrophysics, vol. 1, 1965, p. 100.
8. *O. J. Eggen*, Roy. Obs. Bull., No. 102, E333, 1966.
9. *V. M. Blanco, S. Demers, C. C. Donglass, P. M. Fitzgerald*, Publ. U. S. Naval Obs., Ser. 21, 772, 1968.
10. *A. P. Cowley, D. L. Crawford*, P. A. S. P., 83, 296, 1971.
11. *S. B. Parsons et al.*, Ap. J. Letters, 206, L71, 1976.
12. *S. B. Parsons et al.*, Ap. J., 203, 435, 1976.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17 АВГУСТ, 1981 ВЫПУСК 3

УДК 524.33+524.352

ПОИСК БЫСТРЫХ ИЗМЕНЕНИЙ БЛЕСКА DF TAU

В. С. ШЕВЧЕНКО, Н. А. ШУТЕМОВА

Поступила 10 июня 1980
Принята к печати 27 мая 1981

За десять часов чистого времени патрулирования в фильтре U с 10 и 20 секундными экспозициями у DF Tau не найдено изменений блеска $\Delta U/\Delta t > 0^m.05$ за минуту. В течение одного-двух часов отмечаются колебания блеска до $0^m.1$ в U, а за сутки — до $1^m.7$ в U. $UBVRI$-наблюдения, проведенные в течение 17 ночей, показали, что звезда активна, а соотношение амплитуд $\Delta U{:}\Delta B{:}\Delta V{:}\Delta R$ равно соответственно $1^m.71$, $1^m.48$, $1^m.01$, $0^m.51$.

1. *Введение.* Зайцева и Лютый [1—3] обратили внимание на переменную типа T Tau DF Tau как на звезду в стадии повышенной активности. Поскольку механизм переменности звезд типа T Tau до сих пор дискутируется, наблюдения таких активных переменных представляют особый интерес.

Зайцева и Лютый [3] отметили наличие вспышек длительностью 30—40 с со средней амплитудой $\Delta U = 0^m.85$ и кратковременных падений блеска за 30—40 с с амплитудой $\Delta U = 0^m.7$. Первое явление по быстроте развития процесса аналогично вспышкам красных карликов, второе — уникально. Авторы [3] предположили, что вспышки, охватывающие небольшие участки на поверхности звезды, происходят перманентно, и лишь на короткое время блеск звезды падает до «вневспышечного» уровня. Куан [4] проводил специальные исследования быстрой переменности четырех звезд типа T Tau, в числе которых была DF Tau. Хотя общая продолжительность патрулирования DF Tau с экспозицией 10 с на 0.9-м телескопе обсерватории Китт Пик составляла всего 1.5 часа за три даты, наблюдения были выполнены со всей возможной тщательностью. Куан не на-

шел быстрых колебаний блеска, превышающих $\Delta U \approx 0^m05$ мин$^{-1}$, но заподозрил, что такие колебания могут происходить с очень малой амплитудой ($\Delta U \ll 0^m05$).

В обширном фотометрическом материале, полученном Зайцевой и Лютым [1], имеются 29 ночей, когда *UBV*-наблюдения DF Tau производились более двух раз в ночь в интервалах от 1 до 5.5 часа. Характерная максимальная амплитуда по 28 ночам $\Delta U \approx 0^m03 \div 0^m05$ за 2—3 часа и лишь в одну из ночей $\Delta U = 0^m45$ за 2 часа. Из сравнения наблюдений Зайцевой и Лютого [3] с другими источниками складывается впечатление, что очень быстрые изменения блеска $\Delta U_1/\Delta t \approx 0^m1 \div 1^m5$ мин$^{-1}$ происходят исключительно редко на фоне постоянных колебаний блеска $\Delta U_2/\Delta t \approx 0^m0003 \div 0^m003$ мин$^{-1}$. Тем не менее, существование столь быстрых изменений блеска ($\Delta U_1/\Delta t$) у звезд типа T Tau достаточно критично для некоторых обсуждаемых в литературе механизмов их активности. Целью настоящей работы являлся поиск быстрых изменений блеска у DF Tau.

2. *Наблюдения* проводились на 60-см рефлекторах Цейсса, установленных на горе Майданак, с идентичными фотометрами на счете импульсов [5] в сентябре 1978 г. (13 ночей) и в октябре 1979 г. (3 ночи). В течение 10 ночей звезда патрулировалась в фильтре U с 10 с и 20 с экспозициями. Чистое время патрулирования — 10 часов. Общее время наблюдений DF Tau — 21 час — включает в себя патрулирование в фильтре U самой переменной, звезды сравнения, фона и *UBVRI*-наблюдения DF Tau и звезд сравнения. Время интегрирования в фильтрах B, V, R выбиралось с таким расчетом, чтобы среднеквадратичная ошибка определения B, V, R не превышала $\pm 0^m02$, а в фильтре I, редуцированном к системе I Джонсона — $\pm 0^m03$. Поскольку суммарное время наблюдений в U достаточно велико в каждый сеанс, среднеквадратичная ошибка определения $U - B$ не превышает $\pm 0^m03$. Применялись диафрагмы с диаметрами от 12″ до 24″. Поток от DF Tau в фильтре U составлял от 50 до 190 имп. с$^{-1}$, и, в зависимости от потока от фона неба, среднеквадратичная ошибка одного определения блеска в U DF Tau за десятисекундную экспозицию колебалась в пределах $\pm 0^m06 \div \pm 0^m03$, а за 20 с — $\pm 0^m04 \div \pm 0^m02$. 12 и 13 сентября 1978 г. патрулирование DF Tau с экспозицией 20 с велось одновременно на двух 60-см телескопах — на одном в фильтре U, на другом — в B. 22 сентября 1978 г. при патрулировании в фильтре U на одном из 60-см телескопов на другом проводились эпизодические измерения *UBVR*. Результаты *UBVR*(I)-фотометрии DF Tau пред-

ставлены в табл. 1. На рис. 1 представлены кривые блеска DF Tau в лучах *UBVR* в сентябре 1978 г.

Таблица 1

$JD_{\odot}$ 244...	*V*	*U*−*B*	*B*−*V*	*V*−*R*	*V*−*I*
1	2	3	4	5	6
3763^d.448	12^m.11	−0^m.07	1^m.46	—	—
458	12.13	−0.07	1.47	—	—
475	12.13	−0.06	1.46	—	—
487	12.16	−0.05	1.48	—	—
3764.387	11.56	−0.07	1.12	—	—
401	11.58	−0.07	1.15	—	—
419	11.60	−0.05	1.15	—	—
459	11.57	−0.06	1.14	—	—
479	11.61	−0.08	1.18	—	—
3770.480	11.85	−0.10	1.00	1^m.37	—
500	11.83	−0.09	1.04	1.39	—
3771.442	12.17	−0.15	1.30	1.53	—
467	12.18	−0.11	1.29	1.51	—
483	12.16	−0.11	1.28	1.52	—
489	12.11	−0.19	1.24	1.49	—
3772.490	12.06	−0.20	1.32	1.63	—
3773.412	11.96	−0.01	1.27	1.52	—
427	12.02	−0.07	1.23	1.53	—
457	12.02	−0.10	1.28	1.54	—
487	12.02	−0.11	1.28	1.55	—
3774.420	12.12	−0.22	1.15	1.52	—
425	12.13	−0.27	1.18	1.56	—
440	12.16	−0.29	1.17	1.58	—
3775.460	11.92	−0.24	1.11	1.50	—
3776.403	12.34	0.10	1.26	1.63	—
420	12.34	0.09	1.27	1.62	—
3777.490	11.33	−0.14	0.80	1.13	1^m.98
3778.360	11.73	−0.20	0.98	1.43	2.36
410	11.76	−0.17	0.93	1.44	2.33
470	11.79	−0.18	0.95	1.46	2.30
512	11.78	−0.19	0.96	1.45	2.29
3779.372	11.91	−0.18	0.99	1.45	2.45
409	11.93	−0.22	1.21	1.48	2.45

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6
3779^d460	11^m92	-0^m18	1^m06	1^m50	2^m43
490	11.94	−0.16	1.16	1.51	2.46
4148.365	11.54	−0.27	0.74	1.26	2.17
389	11.56	−0.25	0.72	1.28	2.18
412	11.62	−0.22	0.78	1.30	2.23
4149.387	11.78	−0.27	0.72	1.35	2.32
397	11.65	−0.38	0.78	1.27	2.27
424	11.64	−0.32	0.78	1.27	2.24
4150.357	11.70	−0.32	0.96	1.28	2.31
360	11.71	−0.29	0.92	1.33	2.31
387	11.86	−0.39	0.84	1.38	2.45
425	11.99	−0.30	0.83	1.40	2.54
438	11.87	−0.34	0.82	1.38	2.30
451	11.87	−0.38	0.83	1.37	2.29

3. *Поиск изменений блеска* в интервале времени 0.5 ÷ 2 мин. В табл. 2 приведены результаты поиска быстрых изменений блеска в фильтре U у DF Tau в течение 8 ночей в сентябре 1978 г. и двух ночей в октябре 1979 г. В таблице указано время интегрирования, продолжительность интервала наблюдений и чистое время патрулирования звезды в фильтре U. Основные данные таблицы — максимальная амплитуда изменений блеска в фильтре U внутри выбранных интервалов времени 0.5, 2.5, 30 мин, 1 час и 2 часа. Для определения колебаний блеска в интервалах, составляющих несколько экспозиций, мы выбрали достаточно жесткий критерий. Реальными мы полагали такие отклонения, когда два соседних отсчета превышали среднеквадратичное уклонение от среднего потока в фильтре U внутри интервала 5—10 мин на 3σ и более, либо один отсчет уклонялся от среднего потока на 4.5σ и более. Для четкой определенности мы проанализировали наблюдения контрольной звезды в тех же условиях, причем поток от контрольной звезды в фильтре U был на 20% ниже, чем поток от DF Tau. На интервалах 30 с и 120 с нам не удалось отметить ни одного случая, когда колебания блеска DF Tau в фильтре U были бы реальными по нашим критериям. На рис. 2 приведены участки кривых блеска DF Tau в фильтре U, которые представляют собой случайную выборку из нескольких дат наблюдений по программе поиска быстрых изменений блеска. Мы сопоставили наблюдения с короткими экспозициями DF Tau и контрольной звезды с нормальной кривой. Блеск обеих звезд усреднялся по пятиминутным интервалам, и уклонения от среднего потока от звезды анализировались как случайные уклонения. Для обеих звезд эти уклонения

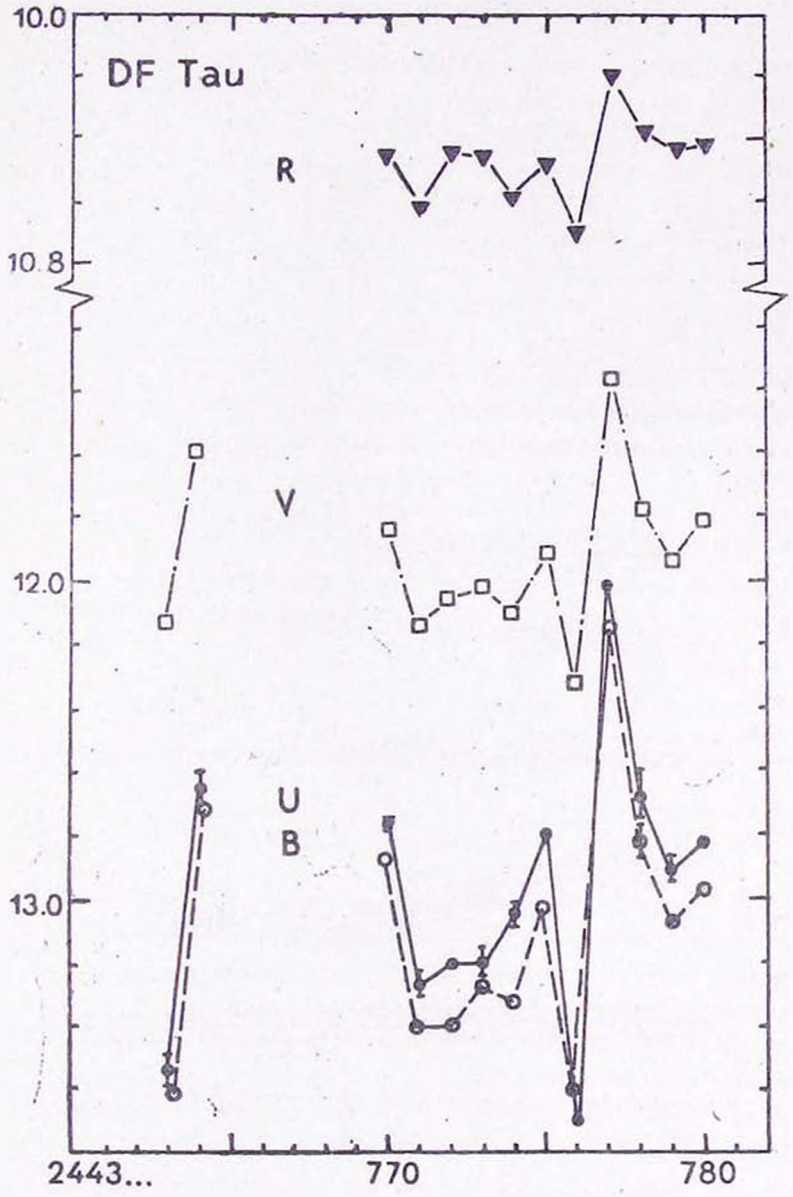


Рис. 1. Кривые блеска DF Tau в фильтрах *UBVR* в сентябре 1978 г.

Таблица 2

Дата	Период патрулирования (мин)	Чистое время патрулирован. (мин)	Экспозиция (с)	ΔU_{max} (мин)					
				0.5	2	5	30	60	120
12.09.78	130	70	10	$<0^m.06$	$<0^m.06$	$0^m.08$	$0^m.10$	$0^m.18$	$0^m.18$
13.09.78	150	115	10	<0.07	<0.07	0.06	0.08	0.15	0.18
20.09.78	130	70	20	<0.04	<0.05	0.05	0.08	0.10	0.10
22.09.78	120	110	20	<0.04	<0.05	0.06	0.08	0.08	0.09
23.09.78	110	30	10	<0.06	<0.08	0.07	0.08	0.10	0.16
27.09.78	140	70	10	<0.07	<0.08	0.17	0.24	0.28	0.28
28.09.78	60	30	20	<0.03	<0.05	0.06	0.08	0.10	—
04.10.79	60	40	10	<0.07	<0.08	0.06	0.08	0.10	—
05.10.79	160	90	20	<0.03	<0.05	0.05	0.08	0.10	0.15

хорошо представляются гауссовой кривой. Величина среднеквадратичного уклонения ненамного превышает значение $\sqrt{n}$, где n — суммарное число

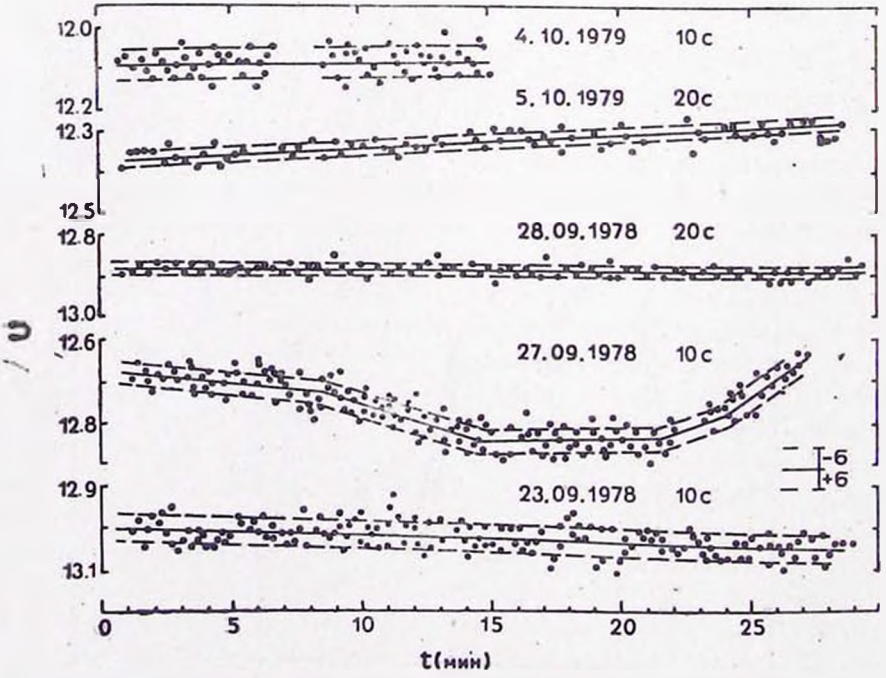


Рис. 2. Примеры наблюдений DF Tau с 10 и 20-секундными экспозициями в фильтре U в эпохи с разными значениями блеска U.

импульсов от звезды, фона и «темнового тока» за время экспозиции. Анализ таких распределений позволяет заключить, что в период наблюдений

колебания блеска DF Tau, превышающие значения $1\sigma \div 1.5\sigma$, или $0^m.02 \div 0^m.05$ в U, отсутствовали. Куан [4], применив более строгий подход, указал более жесткие пределы, в которых быстрые изменения блеска DF Tau отсутствуют.

4. *Характерная скорость изменения блеска DF Tau.* На более длинных интервалах времени ($\Delta T > 2$ мин) изменения блеска в фильтре U становятся заметны. Самые быстрые изменения, которые могли бы быть реальными,— это повышения и ослабления блеска за 5—10 мин на $0^m.05 \div 0^m.1$ в U. Такие изменения в некоторые ночи происходят чаще, в другие удается отметить только 1—2 на протяжении 2—3 часов. Почти каждую ночь за 1—3 часа видно прогрессивное уменьшение или возрастание блеска DF Tau с амплитудой $0^m.1 \div 0^m.25$ в U. С меньшей амплитудой такие же изменения прослеживаются в фильтрах B и V и, если их удается отличить от ошибок, в R. В фильтре I изменения столь незначительны, что их почти не удается выделить из ошибок наблюдений, но от ночи к ночи они, тем не менее, отчетливо прослеживаются.

Максимальная амплитуда изменений блеска DF Tau, равно как и максимальная прогрессивная скорость изменения блеска, была зарегистрирована в течение двух ночей 25 и 26 сентября 1978 г. 25 сентября блеск звезды упал до $13^m.70$ в U, и показатель цвета $U-B$ принял положительное значение ($U - B = 0^m.09$), а 26 сентября блеск в U возрос до значения $11^m.99$. Таким образом $\Delta U_{max} = 1^m.71$, при этом $\Delta B_{max} = 1^m.48$, $\Delta V_{max} = 1^m.01$ и $\Delta R_{max} \approx 0^m.51$. Трудно предположить, что в этом процессе нам удалось отнаблюдать максимум и минимум, поэтому $dU/dt > 0^m.07$ час$^{-1}$.

По скорости изменения блеска изменения от ночи к ночи и в течение ночи сходны и могут быть составляющими одного процесса.

5. *Заключение.* 1) Нам не удалось найти очень быстрых (< 2 мин) изменений блеска DF Tau заметной амплитуды. Зарегистрированные изменения лежат в пределах $\Delta U_{max} < 0^m.05$. Наши результаты поиска быстрых изменений подтверждают данные Куана [4]. Возможно, быстрые изменения, отмеченные Зайцевой и Лютым [3], происходят только в определенные эпохи. Однако нам не удалось найти никаких существенных отличий в поведении звезды в целом: в эпохи наблюдений Зайцевой и Лютого [1, 2] и Куана [4], и в период 1978—1979 гг. звезда не изменила характера изменений блеска.

2) Наши наблюдения полностью подтверждают все остальные результаты, полученные Зайцевой и Лютым: движение DF Tau на двухцветной диаграмме, зависимость цветов от блеска V, характеристики дополнитель-

ного излучения $U_{доп.}$ и т. п. [1], скорость и характер изменения блеска на интервалах $12^d \div 0^d.2$ [1, 2]. Учитывая неоднозначную зависимость $B—V$ и $U—B$ от V, мы полагаем, что приведенные выше соотношения полных амплитуд на небольшом интервале (10 дней) нисколько не противоречат соотношению полных амплитуд, полученному Зайцевой и Лютым [1] на интервале в несколько лет: $\Delta U_{max} = 2^m.7$, $\Delta B_{max} = 1^m.9$, $\Delta V_{max} = 1^m.1$.

3) Из наших наблюдений и из сравнения с наблюдениями Мендозы [6] и Вернера и др. [7] следует, что $\Delta R_{max} < 0^m.6$, $\Delta I_{max} < 0^m.4$. Казалось бы, что амплитуда переменности быстро затухает с увеличением длины волны. Однако, по данным Ридгрена и Стремов [8], при дальнейшем увеличении длины волны амплитуда переменности DF Tau вновь возрастает (I). В случайной выборке из 5 наблюдений $\Delta K \approx 0^m.44$, а $\Delta L \approx 0^m.91$. Наблюдения Коэна [9, 10] не противоречат этим значениям. Уменьшение амплитуды в области 1 мкм не согласуется с механизмом нестационарности эмиссии при свободно-свободых переходах [8]. Вместе с тем все данные свидетельствуют о наличии высоких температур в районе возбуждения плазмы (20 000 К).

Авторы благодарят В. В. Бруевича за участие в наблюдениях и Г. В. Зайцеву за ценный обмен информацией.

Астрономический институт
АН Узб.ССР

THE SEARCH OF THE SHORT-TIME LIGHT VARIATIONS IN DF TAURI

V. S. SHEVCHENKO, N. A. SHUTYOMOVA

The 10-hour patrol observations have not shown any light variations of DF Tau more than $0^m.05$ min^{-1} with time resolution of 10 s and 20 s. There are light fluctuations up to $0^m.1$ in U during $1 \div 2$ hours and up to $1^m.7$ in U from night to night. The 17 nights $UBVRI$-observations have shown that the star is active and the ratio of the amplitudes $\Delta U : \Delta B : \Delta V : \Delta R$ are $1^m.71$, $1^m.48$, $1^m.01$, $0^m.51$ respectively.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г. В. Зайцева, В. М. Лютый*, ПЗ, 20, № 3, 255, 1976.
2. *Г. В. Зайцева, В. М. Лютый*, ПЗ, 20, № 3, 266, 1976.
3. *Г. В. Зайцева, В. М. Лютый*, Письма АЖ, 2, № 9, 431, 1976.

4. *Kuan Pat*, Ap. J., 210, 1, 129, 1976.
5. *Н. Н. Килячков, В. С. Шевченко*, Письма АЖ, 2, № 10, 494, 1976.
6. *E. E. Mendoza*. Ap. J., 143, 1010, 1966.
7. *J. W. Warner, R. P. Hubbard, J. S. Gallagher*, A. J., 83, 1614, 1978.
8. *A. E. Rydgren, S. E. Strom, K. M. Strom*, Ap. J., Suppl, ser., 30, 1976.
9. *M. Cohen*, M. N., 161, 1, 97, 1973.
10. *M. Cohen*, M. N,, 169, 2, 257, 1974,

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17 АВГУСТ, 1981 ВЫПУСК 3

УДК 524.33+524.352

БЫСТРЫЕ И МЕДЛЕННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ СПЕКТРА SU ВОЗНИЧЕГО

Л. В. ГИМОШЕНКО

Поступила 1 декабря 1980
Принята к печати 27 мая 1981

По 51 спектрограмме SU Возничего (94 А/мм у H_γ) обнаружены быстрые изменения эквивалентных ширин и лучевых скоростей абсорбционных линий H, Fe и Ca за время порядка нескольких минут, происходящие нерегулярно и с переменной амплитудой, а также изменения от ночи к ночи и сезонные колебания этих параметров. Проведен анализ имеющихся фотометрических данных по SU Возничего.

1. *Введение.* Неправильная переменная SU Возничего первоначально входила в класс звезд типа T Тельца, однако Хербиг [1] исключил ее из этого класса, так как из-за более высокой светимости в фиолетовой области виден только спектр поглощения. Эмиссия наблюдается лишь в линии H_α и иногда слабые эмиссии накладываются на широкие абсорбции в H и K (Ca II). Эквивалентная ширина эмиссии в H_α колеблется между 1.9 А и 3 А [4].

По изменению контура H_α Кухи [6] оценил для SU Возничего скорость потери массы $0.25 \cdot 10^{-7}\ M_\odot$/год, массу звезды $M = 1.21\ M_\odot$ и ее размер $R = 5.68\ R_\odot$.

В спектре SU Возничего не были найдены ни запрещенные линии, ни флуоресцентные линии излучения Fe I λλ. 4063 и 4132 А, характерные для звезд типа T Тельца. Однако, как и у некоторых звезд типа T Тельца, в спектре SU Возничего обнаружено обилие лития [7], что, как известно, является признаком молодости звезды.

Спектральный класс оценен Хербигом [2] как G2n$_e$III. Блеск звезды m_{pg} колеблется между $9^m.7$ и $11^m.3$ [8].

С помощью многоцветной фотометрии в диапазонс 0.36—5.0 мкм. Менлоза [10] обнаружил у SU Возничего значительный инфракрасный избыток $(V-M)=5^m.6$.

По характеру изменения блеска SU Возничего отнесена к звездам с непериодическими алголеподобными ослаблениями блеска [9].

Звезда находится в голове кометарной туманности, закрученной по часовой стрелке и простирающейся на 13″ [3].

2. *Наблюдения.* Прежние спектральные наблюдения SU Возничего проводились нерегулярно, с большими промежутками времени между ними.

Наши наблюдения проведены в течение трех сезонов: январь—февраль 1977 г., январь—март и декабрь 1978 г. на 2-х метровом телескопе Шемахинской обсерватории с помощью призменного спектрографа в фокусе Кассегрена с обратной дисперсией 94 А/мм у H_γ.

Всего получена 51 спектрограмма, пригодная для обработки. Спектры отсняты в фотографической области на пластинках ZU-2 в 1977 г. и Kodak 103a-0 в 1978 г. Основная часть спектров снималась с расширением 0.2 мм. Материал обрабатывался в стандартных условиях. Все спектрограммы записаны в почернениях на саморегистрирующем микрофотометре «Лирефо» фирмы Карл Цейсс с увеличением в 37.5 раза. Данные наблюдений приведены в табл. 1.

3. *Результаты.* По всем спектрам измерены эквивалентные ширины и лучевые скорости линий H_δ, H_γ, H_α, Ca I 4227 A и ряда линий железа Fe I $\lambda\lambda$ 4383 A, 4325 A, 4271 A, 4132 A, 4071 A, 4063 A, 4045 A. Результаты измерений W_λ и V_r даны соответственно в табл. 2 и 3.

На рис. 1 приводятся изменения эквивалентных ширин и лучевых скоростей этих линий в течение трех отдельных ночей наблюдений: 18.02.77 г. (5 спектров), 22.02.77 г. (9 спектров) и 26.12.78 г. (4 спектра).

Из рис. 1 видно, что 22.02.77 г. средняя эквивалентная ширина линии H_β намного больше, чем 18.02.77 г. и 26.12.78 г. (соответственно 7 А, 3.5 А и 2.5 А).

Амплитуда изменения водородных линий 22.02.77 г. превосходит амплитуду в ночь 18.02.77 г. Надо отметить, что время экспозиции спектров 18.02.77 г. в 2 раза больше и составляет соответственно 40 и 20 мин. Можно было предположить, что изменения эквивалентных ширин 18.02.77 г. с 40-минутными экспозициями как бы усредняются и подозревать наличие у звезды изменений с характерным временем порядка 20 минут. Однако данные, полученные 26.12.78 г., опровергают такую возможность.

Время экспозиции каждого спектра, полученного в эту ночь, по 15 минут. Как видно из рис. 1, изменения эквивалентных ширин 26.12.78 г. очень незначительны и в основном находятся в пределах ошибок измерений.

Таблица 1

№ спектра	Дата	Время эксп.	UT (середина)	№ спектра	Дата	Время эксп.	UT (середина)
1	25.01.77 г.	40^m	20^h48^m	27	22.02.77 г.	20^m	19^h31^m
2		30	21 23	28		20	20 00
3	26.01.77	40	19 25	29		20	20 23
4		45	20 13	30	23.02.77	20	17 00
5		30	20 50	31		24	17 23
6	28.01.77	60	19 30	32		24	17 47
7	1.02.77	40	17 17	33		20	18 11
8	10.02.77	30	18 00	34		24	18 33
9		29	18 31	35	2.02.78	20	19 50
10		30	19 01	36		20	20 12
11		30	19 35	37		20	20 32
12	17.02.77	40	19 50	38		20	20 54
13	18.02.77	40	17 40	39		20	21 54
14		40	18 25	40	28.02.78	10	19 54
15		40	19 15	41		10	20 07
16		32	19 56	42	22.03.78	20	16 50
17		38	20 31	43		20	17 15
18	19.02.77	20	18 30	44		25	17 37
19		20	18 51	45		30	18 07
20		30	19 12	46	23.12.73	30	18 05
21	22.02.77	20	17 22	47		40	18 42
22		21	17 45	48	26.12.78	15	18 49
23		20	18 05	49		15	19 07
24		20	18 30	50		15	19 22
25		20	28 50	51		15	19 38
26		20	19 11				

Таким образом, рис. 1 свидетельствует о том, что быстрые изменения у SU Возничего происходят нерегулярно и с произвольной амплитудой.

На рис. 2 приведены данные 8 ночей 1977 г., когда наблюдения проводились наиболее плотно. По оси абсцисс указано время UT, в течение которого звезда наблюдалась, количество спектрограмм и дата наблюдений. Между собой соединены только значения, полученные подряд за несколько ночей. Изменения эквивалентных ширин, усредненных за ночь, указывают на постепенное возрастание значения W_{H_3} в течение 4 ночей. Достигнув максимального значения в ночь 22—23 февраля, значение W_{H_3} в следующую ночь, 23—24 февраля, резко падает.

Таблица 2

Дата	№ спектра	W_λ (A)										
		H_β	H_γ	H_δ	Ca I 4226 A	Fe I 4383 A	Fe I 4325 A	Fe I 4271 A	Fe I 4063 A	Fe I 4132 A	Fe I 4045 A	Fe I 4071 A
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
25.01.77 г.	1	4.7	2.4	2.4	2.1	1.7	1.6	1.7	2.0	0.8	1.6	0.7
	2	2.8	2.8	1.2	1.4	2.0	1.8	1.7	0.9	0.4	1.3	0.3
26.01.77 г.	3	3.6	3.3	2.8	1.7	3.7	1.5	1.4	0.9	0.7	1.1	0.9
	4	3.6	2.5	2.6	1.3	1.2	0.8	2.1	0.9	0.6	1.1	0.6
	5	4.7	3.6	2.3	2.0	1.3	0.9	1.4	1.0	0.6	1.1	0.6
28.01.77 г.	6	4.6	3.5	2.3	3.1	2.3	1.7	1.5	1.8	1.3	1.1	0.9
01.02.77 г.	7	—	1.1	2.1	0.9	—	—	—	—	—	—	—
10.02.77 г.	8	4.3	3.2	2.3	2.1	2.8	1.3	1.8	1.4	1.6	1.2	0.7
	9	4.9	2.5	2.1	1.6	1.4	1.1	1.7	0.7	1.0	0.6	0.4
	10	9.0	4.0	1.8	1.8	1.5	1.5	1.6	1.0	1.3	0.7	0.5
	11	2.6	2.3	1.6	0.9	0.3	0.4	0.6	0.3	0.4	0.3	0.1
17.02.77 г.	12	3.3	2.5	2.2	1.4	1.1	0.9	0.8	0.6	1.2	0.6	0.2
18.02.77 г.	13	3.3	2.2	2.5	1.4	0.9	0.9	0.8	1.4	0.7	1.2	0.3
	14	4.0	2.9	2.9	1.0	1.4	0.7	1.1	0.9	0.6	1.2	0.2
	15	2.8	2.5	2.3	0.8	0.9	0.8	0.6	0.5	0.6	0.8	0.3
	16	3.7	2.7	2.3	1.5	1.4	1.2	1.3	1.3	0.9	0.8	0.5
18.02.77 г.	17	5.1	2.9	3.1	1.8	1.9	1.1	1.3	0.9	1.2	1.6	0.8
19.02.77 г.	18	5.2	2.3	2.0	2.0	1.5	1.1	0.8	0.9	0.7	1.0	0.6
	19	5.5	2.6	3.5	1.9	1.6	1.4	1.4	0.7	0.9	0.7	0.4
	20	3.8	5.5	2.0	1.4	1.3	0.8	0.8	0.9	—	1.0	0.2
22.02.77 г.	21	9.0	3.4	2.2	2.8	2.4	1.2	3.6	1.5	1.0	1.2	0.6

1	2	3	4	5	6	7	8
22.02.77 г.	22	4.4	3.0	2.8	1.3	2.2	1.4
	23	7.5	3.9	2.0	1.8	1.5	1.7
	24	5.2	3.5	2.3	2.1	1.8	1.7
	25	5.5	2.9	2.3	1.8	1.8	1.2
	26	5.8	2.6	3.5	1.4	1.4	0.9
	27	7.1	4.6	2.0	2.4	3.0	1.5
	28	8.8	3.4	2.4	3.4	1.9	1.9
	29	6.1	3.2	4.0	2.3	1.3	1.8
23.02.77 г.	30	4.1	1.8	2.1	1.4	1.7	1.0
	31	3.1	2.5	2.7	1.1	0.6	1.2
	32	3.7	2.8	2.5	1.7	1.2	0.6
	33	4.3	3.0	2.2	1.1	1.4	0.9
	34	3.0	2.4	1.8	1.2	1.1	0.6
02.01.78 г.	35	—	2.4	2.5	1.7	—	—
	36	—	2.8	2.5	1.5	—	—
	37	—	2.7	3.2	1.5	—	—
	38	—	2.2	3.1	1.9	—	—
	39	—	3.2	3.2	2.1	—	—
28.02.78 г.	40	4.0	2.7	3.4	1.4	2.0	1.6
	41	4.3	3.8	1.6	2.4	2.0	1.3
22.03.78 г.	42	2.5	3.0	2.4	1.9	2.2	1.4
	43	4.4	3.5	2.6	1.8	1.4	1.8
	44	2.2	2.9	2.7	1.6	1.5	1.3
	45	3.2	3.3	3.2	1.7	1.8	1.6

Таблица 2 (продолжение)

9	10	11	12	13
1.6	1.0	0.8	1.0	0.4
2.1	1.3	1.0	1.0	0.5
1.8	0.8	1.0	0.6	0.6
1.8	0.6	0.7	0.6	0.4
1.2	1.0	0.6	1.4	0.4
2.3	1.0	1.3	1.5	0.3
2.7	1.4	1.4	1.1	0.9
2.2	1.5	1.8	1.7	1.0
0.9	0.9	1.1	0.4	0.2
1.2	0.8	0.4	0.7	0.3
0.9	0.9	0.8	0.7	0.2
1.5	0.2	0.5	1.0	0.2
0.8	0.7	0.4	0.8	0.2
—	0.8	—	0.8	0.2
—	0.8	—	1.2	0.3
—	0.8	—	0.8	0.2
—	0.9	—	1.2	0.3
—	1.0	—	1.4	—
1.2	1.7	0.7	3.1	0.6
1.8	1.2	1.1	1.3	0.2
2.0	1.6	0.9	1.2	0.5
1.9	1.3	0.6	1.2	0.6
0.8	1.0	0.7	1.1	0.3
1.5	1.5	1.1	1.6	0.5

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
23.12.78 г.	46	4.3	2.0	1.9	1.3	1.3	0.8	1.5	0.9	0.3	0.8	0.2
23.12.78 г.	47	3.8	2.4	1.4	1.3	1.0	1.2	1.0	0.9	0.5	1.5	0.6
26.12.78 г.	48	2.5	2.6	2.8	1.2	1.3	0.9	1.2	0.3	0.3	0.7	0.1
	49	3.3	2.2	1.9	1.7	1.8	1.4	1.7	1.3	0.4	1.1	0.2
	50	1.8	2.5	2.5	1.8	1.6	1.3	1.4	1.3	0.9	0.8	0.3
	51	2.4	2.3	2.5	1.3	1.4	0.9	0.9	0.9	0.9	1.0	0.2

Дата	№ спектра			
		H_β	H_γ	H_δ
1	2	3	4	5
25.01.77 г.	1	—	55	111
	2	—	34	100
26.01.77 г.	3	135	49	130
	4	170	51	138
	5	128	108	171
28.01.77 г.	6	49	— 9	26
01.02.77 г.	7	75	—25	12
10.02.77 г.	8	—	48	74
	9	74	18	52
	10	—	20	25
	11	—	62	—
17.02.77 г.	12	—	27	—
18.02.77 г.	13	75	97	91
	14	88	70	66
	15	—	—18	88
	16	53	49	96
	17	79	42	158
19.02.77 г.	18	—57	53	—
	19	—19	14	11
	20	—72	11	18
22.02.77 г.	21	9	— 5	14

Таблица 3

	V_r (км/с)						
Ca I 4226 A	Fe I 4383 A	Fe I 4325 A	Fe I 4271 A	Fe I 4063 A	Fe I 4132 A	Fe I 4045 A
6	7	8	9	10	11	12
— 6	20	64	9	— 13	22	—20
24	18	12	6	12	—	—22
10	58	62	37	35	—	50
14	— 6	— 66	—	5	—	—51
47	54	6	—	— 19	—	—13
— 18	—	—	—	— 2	—79	37
— 13	—	—	—	—	—	—
10	—19	— 28	16	16	9	—32
10	106	—134	—	—	—	—
— 33	54	7	123	—	—	— 6
4	—	63	107	—	—71	—
— 78	—	— 21	—	—	—	—
—	58	— 53	—38	— 61	—43	45
— 17	63	— 21	—	— 3	—	— 5
— 22	—	— 8	—	—	111	— 8
— 61	120	— 16	111	—	—	—
— 43	105	54	100	—	—	—
— 81	120	— 37	—	83	12	— 8
—115	105	—	—	19	17	1
—124	—12	— 29	—	65	—	3
— 45	70	— 37	—	—146	—	—95

1	2	3	4	5	6	
20.02.77 г.	22	—	—	—	—	
	23	59	5	25	3	
	24	—	— 8	—	—21	
	25	—10	— 7	23	—76	
	26	—12	1	74	—20	
	27	—	43	58	—10	—
	28	25	42	—	—51	
	29	30	44	68	4	-
23.02.77 г.	30	107	30	48	18	
	31	78	41	43	— 3	
	32	—	2	49	—29	-
	33	12	—21	2	—55	
	34	7	41	119	—18	
02.01.78 г.	35	32	23	74	4	
	36	31	65	80	—20	
	37	14	—18	40	—76	—
	38	—	30	—	—25	
	39	—31	—	—	—	
28.02.78 г.	40	—	—	—	—	-
	41	—	—	—	—	-
22.03.78 г.	42	—	—	—	—	-
	43	—	1	—	—44	-
	44	—	—	10	—34	-
	45	—	17	52	— 4	-

Таблица 3 (продолжение)

7	8	9	10	11	12
55	—	85	—73	—	51
55	32	—58	54	91	37
95	47	—	71	—	—34
79	—19	59	—28	—	—44
21	11	—23	15	72	8
14	16	—19	8	—30	— 4
49	18	16	—	—	—
—	41	—40	—	—	—
23	15	—	—	36	—
20	—42	12	— 6	—	32
—	—	40	—33	—	13
51	—62	65	—	—	42
18	7	—	17	—	—
22	— 8	—13	— 7	116	—27
3	13	15	—	—	—
17	15	—34	—	—	—
99	103	119	—	—	—
3	95	1	—	—	—
—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	185	—
—	—	—	92	—	99
—	—	—	—67	30	60
—	—	—	11	—	1

Таблица 3 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
23.12.78 г.	46	—	113	110	68	109	83	159	—	—	—
	47	—	63	77	26	172	82	182	—	—	—
26.12.78 г.	48	97	26	93	—6	180	24	91	—6	114	46
	49	60	28	56	1	146	37	47	41	—	—7
	50	—	—1	60	56	57	83	99	30	—	37
	51	81	26	74	80	126	52	36	—	—	—

Что касается лучевых скоростей, то из рисунков видно, что при уменьшении эквивалентных ширин лучевые скорости увеличиваются и в основном имеют положительный знак, тогда как при увеличении эквивалентных ширин значение лучевых скоростей уменьшается, они становятся близки-

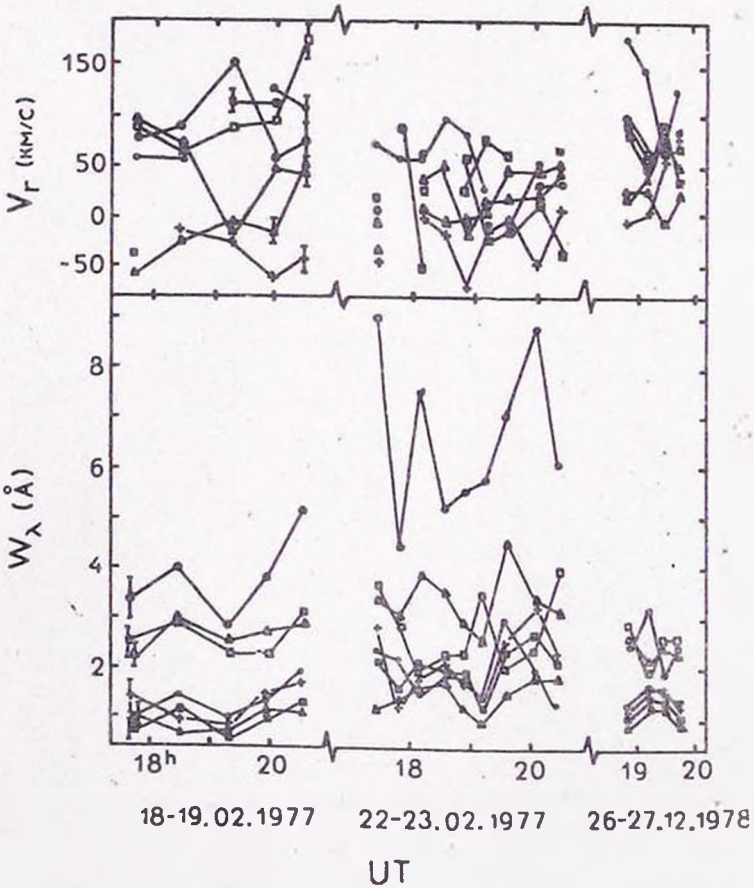


Рис. 1. Изменение W_λ и V_r линий: ○ — H_β, △ — H_γ, □ — H_δ, ● — Fe I λ 4383, ▲ — Fe I λ 4325, ▣ — Fe I λ 4271, + — Ca I λ 4226 в течение ночей: 18—19 февраля, 22—23 февраля 1977 г. и 26—27 декабря 1978 г.

ми к нулю или отрицательными. Наибольшего положительного значения лучевые скорости измеренных линий достигают в ночь 26—27 декабря 1978 г., когда резко уменьшились эквивалентные ширины всех линий, а среднее значение лучевой скорости по водородным линиям стало равно $V_{ср} \approx +100$ км/с.

Такая корреляция между эквивалентными ширинами и лучевыми скоростями подтверждается и полученными сезонными изменениями SU Воз-

ничего (рис. 3). Все обсуждаемые линии нами разбиты на три группы — водородные (H_3, H_γ, H_δ) линии, линии железа, аномальные у звезд типа T Тельца ($\lambda\lambda$ 4132, 4063 A и линия этого мультиплета λ 4045 A), а также линия железа FeI 4383, 4325, 4271 A и CaI 4226 A. Цифры в кружках

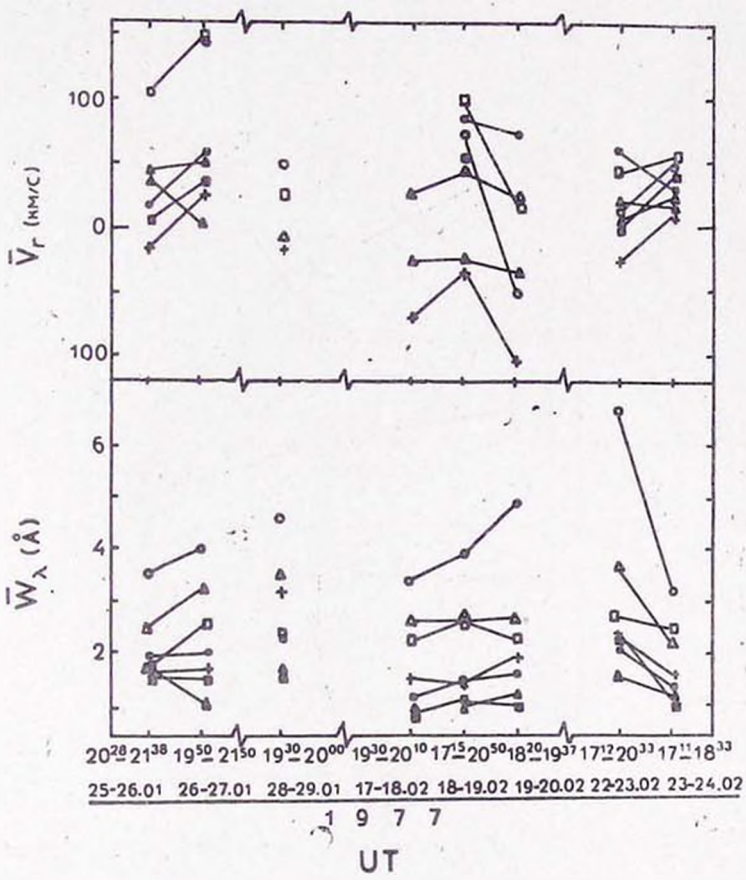


Рис. 2. Изменение $\bar{W}_\lambda$ и $\bar{V}_r$ от ночи к ночи. Обозначения те же, что и на рис. 1.

соответствуют количеству измерений по всем линиям данной группы. Обращает на себя внимание значительное увеличение лучевых скоростей всех линий и в то же время заметное уменьшение их эквивалентных ширин в последнем наблюдательном сезоне. Такие сезонные изменения, по всей видимости, можно рассматривать как возможность наличия медленных колебаний $\bar{W}_\lambda$ и $\bar{V}_r$ у SU Возничего.

Обнаруженные изменения в спектре SU Возничего привели нас к целесообразности анализа имеющихся в литературе данных по фотометрии этой звезды.

На рис. 4 показаны диаграммы (R, $B-V$), построенные по UBV данным работ [9, 11, 12, 14, 15]. Из рисунка видно, что блеск звезды колеблется в основном около значения $m_B \approx 10^m.2$, которое можно считать нормальным блеском SU Возничего. Кроме этого в наблюдениях Гетца и Вен-

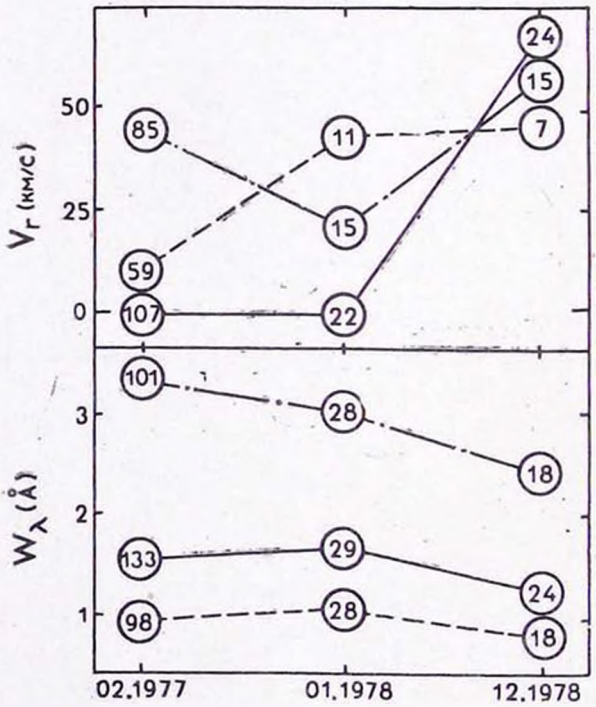


Рис. 3. Сезонные изменени W_λ и V_r.

целя [9], Зайцевой [10], Ридгрена и Стромов [14] зафиксированы ослабления блеска в среднем на $0^m.8$, повторяющиеся непериодически. Ослабление блеска происходит постепенно от ночи к ночи, при этом $B-V$ растет.

В наблюдениях Пугача [12] блеск SU Возничего колебался с амплитудой всего $0^m.05$. В этот период ослабления блеска не наблюдались, но от ночи к ночи блеск звезды постепенно растет (большие незакрашенные точки).

В 1975 г. Куан [15] наблюдал SU Возничего подряд в течение трех ночей. Средний блеск звезды в его наблюдениях выше, чем в 1973 г. [12, 14] на $0^m.3$ в лучах B. Также заметна тенденция к постепенному увеличению блеска звезды от ночи к ночи, при этом $B-V$ уменьшается.

Совершенно по другому ведет себя показатель цвета $U—B$. На рис. 5 показана диаграмма $(V, U—B)$ для нескольких минимумов по данным раз-

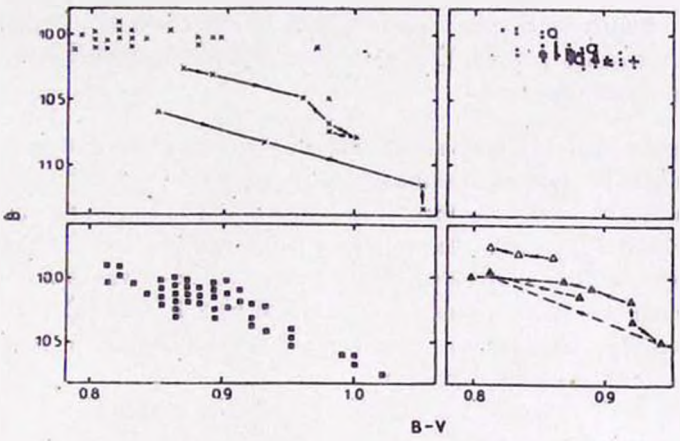


Рис. 4. Диаграмма B от $(B-V)$ SU Возничего для фотометрических данных разных авторов: × — Гетц и Венцель 1963, 65 гг.; ▣ — Зайцева 1966, 67, 70, 71, гг. ● — Пугач 1973 г.; ▲ — Ридгрен и Стромы 1973 г.; △ — Куан 1975 г.

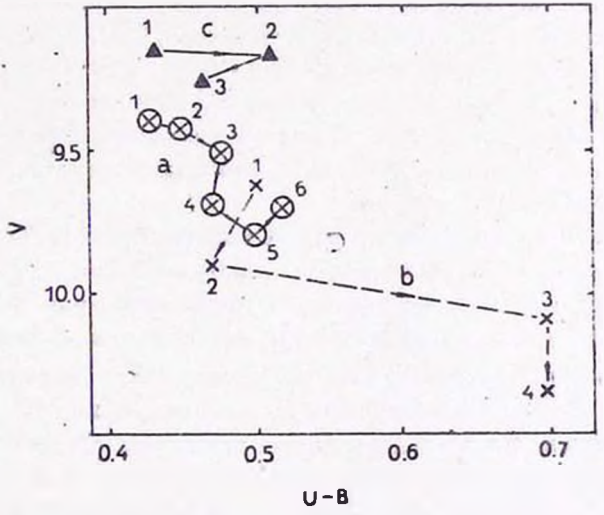


Рис. 5. Диаграмма $(V, U-B)$ для некоторых минимумов: × (в кружке)— минимум a, × — минимум b Гетц и Венцель; ▲ — Ридгрен и Стромы (c).

ных авторов. Видно, что по данным Ридгрена и Стромов при ослаблении блеска от ночи к ночи $U—B$ сначала увеличивается, а потом начинает уменьшаться. По данным Гетца и Венцеля построена диаграмма $(V, U—B)$ для двух минимумов (a и b). В минимуме a блеск получен для 5 ночей под-

ряд, следующая шестая точка указывает уже на подъем блеска. В минимуме *b* значения блеска получены через ночь, а между 3 и 4 точками — через 5 ночей, однако блеск звезды при этом все время падает. Как видно из рисунка, в минимуме *a*, показатель цвета $U-B$ сначала растет, потом уменьшается и снова растет. Очень сильный изгиб кривой V от $U-B$ виден на примере минимума *b*.

4. *Обсуждение.* На основании анализа спектральных и фотометрических исследований можно предполагать о наличии медленных изменений SU Возничего. На возможность псевдоциклов у звезд типа T Тельца и сходных объектов указывалось в работе [16], где у самой T Тельца предполагается псевдоцикл в 50 дней, когда от ночи к ночи увеличивались эквивалентные ширины эмиссионных линий H_β и H и K (Ca II) с одновременным увеличением амплитуды изменения W_λ этих линий в течение ночи, при этом блеск звезды уменьшался.

Изменения лучевых скоростей водородных линий и линий Fe I в спектре SU Возничего напоминают картину изменений у RW Возничего [17] и T Тельца [16], а именно, наибольшие положительные скорости соответствуют минимуму W_λ абсорбционных линий водорода и Fe I и наоборот. Анализ же кривых изменений лучевых скоростей у SU Возничего наталкивается на трудности, обычные для всех звезд типа T Тельца. Однако нам хотелось бы подчеркнуть, что рис. 1, 2, 3, в которых, в основном, средние значения лучевых скоростей $V_{ср.} \geqslant 0$, нельзя интерпретировать в пользу только аккреции вещества на SU Возничего.

Вообще в случае звезд типа T Тельца и сходных объектов для такого заключения, в зависимости от объекта, необходимо иметь более плотные наблюдения длительного периода.

Надо отметить, что в период наших наблюдений (1977—78 гг.) звезда была все время около состояния максимального блеска. Так по неопубликованным данным, любезно предоставленным нам д-ром Венцелем, средний блеск звезды по фотографическим наблюдениям Зоннебергской обсерватории в период 1976—1979 гг. равен $m_{pg} \approx 9^m.8$ и изменения блеска очень незначительны. Ослабления блеска в этот период не наблюдались. По всей видимости, общий подъем блеска произошел после 1973 г., так как по электрофотометрическим данным Куана [15] средний блеск SU Возничего в 1975 г. увеличился на $0^m.3$ по сравнению с данными, полученными в 1973 г. [12, 14].

Судя по диаграмме $(B, B-V)$ при ослаблении блеска звезда краснеет, при этом $B-V$ растет.

Недавно Пугачем отмечалось в [13], что у антивспыхивающей звезды RZ Рыб, показатель $B-V$ при резком ослаблении блеска на $1^m.5$ меняется весьма мало, что приводит к очень большому значению коэффициента по-

краснения $R \approx 8.5$, из-за чего Венцель и др. [18, 19] по наблюдениям других антивспыхивающих звезд предположили, что ослабление блеска вызывается облаками твердых частиц ($r \approx 1$—10 см), движущихся вокруг звезды. Для SU Возничего по фотометрическим данным других авторов получаем значение коэффициента покраснения

$$R \approx \frac{\Delta V}{\Delta (B-V)} \approx 3.0.$$

Примечательно, что Зайцева [5] нашла у RZ Рыб два вида антивспышек: селективные и неселективные, то есть сопровождающиеся покраснением звезды и происходящие без изменения цвета звезды. По всей видимости, медленные ослабления блеска у SU Возничего являются как раз примером селективных медленных антивспышек.

Как и у RZ Рыб, изменение показателя цвета $U-B$ при ослаблениях блеска SU Возничего показывает сложную картину, а именно, у RZ Рыб [13] с падением блеска $U-B$ сначала увеличивается, а потом начинает уменьшаться, принимая в минимуме блеска наименьшее значение. Как видно из рис. 6, еще сложнее картина выглядит при медленных антивспышках. Можно подразумевать, что резкое изменение $U-B$ в процессе ослабления блеска связано с появлением ультрафиолетового избытка у этих звезд.

Автор благодарен З. А. Исмаилову за постоянное внимание к работе и предоставление наблюдательного материала.

Шемахинская астрофизическая
обсерватория

ON THE RAPID AND SLOW VARIATIONS IN THE SPECTRUM OF SU AUR

L. V. TIMOSHENKO

Using 51 spectrograms of SU Aur (94 A/mm in H_γ) rapid oscillations of the spectral parameters taking place irregularly during some minutes and with the variable amplitude, oscillations from night to night and seasonal oscillations of these parameters have been found. An analysis of the photometric data on SU Aur has also been carried out.

ЛИТЕРАТУРА

1. *G. H. Herbig*, Soc. R. Sci. Liege, Ser. 4, 20, 1958.
2. *G. H. Herbig*, Trans. JAU, 8, 807, 1952.
3. *G. H. Herbig*, Ap. J., 133, 337, 1961.

4. *Г. В. Зайцева, Е. А. Колотилов*, Астрофизика, 9, 185, 1973.
5. *Г. В. Зайцева*, Письма АЖ, 2, 431, 1978.
6. *L. V. Kuhi*, Ap. J., 143, 991, 1966.
7. *W. K. Bonsac, J. L. Greenstein*, Ap. J., 131, 83, 1960.
8. *Б. В. Кукаркин* и др. Общий каталог переменных звезд, III изд., М., 1969.
9. *W. Götz, W. Wenzel*, MVS, 5, 53, 1969.
10. *E. Mendoza*, Ap. J., 143, 1010, 1966.
11. *Г. В. Зайцева*, Кандидатская диссертация, М., 1974.
12. *А. Ф. Пугач*, ПЗ, прилож., 10, 195, 1975.
13. *А. Ф. Пугач*, В сб. «Вспыхивающие звезды, фуоры и объекты Хербига—Аро», Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1980, стр. 153.
14. *A. E. Rydgren, S. E. Strom, K. M. Strom*, Ap. J., Suppl. ser., 30, 307, 1976.
15. P. *Kuan*, Ap. J., 210, 129, 1976.
16. *З. А. Исмаилов, Т. И. Тимошенко*, Цирк. Шемахинской обс., 67, 17, 1979.
17. *З. А. Исмаилов*. В сб. «Вспыхивающие звезды», Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1977, стр. 97.
18. *W. Wenzel, J. Dorscher, C. Friedman*, Astron. Nachr., 292, 221, 1971.
19. *R. Rossiger, W. Wenzel*, Astron. Nachr., 295, 47, 1974.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17 АВГУСТ, 1981 ВЫПУСК 3

УДК 524.3—1/—8

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ, МНОГОКРАТНО РАССЕЯННОГО В ПЛОСКОМ СЛОЕ

В. М. ЛОСКУТОВ, В. В. СОБОЛЕВ

Принята к печати 23 января 1981

Рассматривается задача о переносе излучения в плоском слое конечной оптической толщины при законе рассеяния Рэлея и при истинном поглощении. Для нахождения интенсивностей выходящего из слоя излучения используются линейные интегральные уравнения, обобщающие уравнения, полученные ранее [5, 3] для полубесконечной среды. Эти уравнения решены для случая равномерного распределения источников энергии внутри слоя. Найденная таким путем степень поляризации излучения приведена в таблицах.

1. *Введение.* Для многих астрофизических и геофизических применений значительный интерес представляет задача об определении степени поляризации излучения, выходящего из среды, рассеивающей излучение по закону Рэлея. Эта задача рассматривалась в большом числе статей и книг (см., например, [1] и [2]). В частности, она решалась в двух наших недавних статьях [3, 4], где содержится подробная библиография по данному вопросу.

В упомянутых статьях [3, 4] определялась степень поляризации излучения, выходящего из полубесконечной атмосферы при внутренних источниках энергии. При этом принималось, что наряду с рассеянием излучения происходит его истинное поглощение. В первой из этих статей отношение коэффициента рассеяния к коэффициенту истинного поглощения считалось постоянным в атмосфере, во второй — функцией от оптической глубины. Для решения задачи применялся предложенный ранее [5] метод, состоящий в получении линейных интегральных уравнений, определяющих

непосредственно интенсивности излучения, выходящего из атмосферы (см. также [2], гл. V).

В настоящей статье тем же методом решается задача об определении степени поляризации излучения, выходящего из атмосферы конечной оптической толщины. Точнее говоря, полученные в нашей статье [3] результаты для полубесконечной атмосферы обобщаются здесь на конечную атмосферу.

Следует отметить, что используемые нами уравнения могут быть также получены из более общих уравнений, содержащихся в работах [6] и [7].

2. *Линейные интегральные уравнения.* Пусть атмосфера состоит из плоско-параллельных слоев и имеет оптическую толщину τ_0. Допустим, что в ней расположены источники энергии, мощность которых зависит только от оптической глубины τ. Тогда интенсивности диффузного излучения будут зависеть от τ и от угла $\arccos\eta$ между направлением излучения и направлением внутренней нормали к слоям. В качестве таких интенсивностей можно взять величины $I_l(\tau, \eta)$ и $I_r(\tau, \eta)$, представляющие собой интенсивности излучения с колебаниями соответственно в плоскости, проходящей через луч и нормаль к слоям, и перпендикулярно к этой плоскости. Вместо этих интенсивностей мы будем пользоваться, однако, их суммой и разностью

$$I = I_l + I_r, \quad K = I_r - I_l. \tag{1}$$

Величина $I(\tau, \eta)$ есть полная интенсивность излучения, а величина $p(\tau, \eta) = K(\tau, \eta)/I(\tau, \eta)$ — степень поляризации.

Уравнения переноса излучения при рассеянии по закону Рэлея даны в книгах [1, 2], а также в статье [3] [уравнения (2)—(5)]. К этим уравнениям необходимо добавить граничные условия

$$I(0, \eta) = 0, \quad K(0, \eta) = 0 \quad \text{при} \quad \eta > 0, \tag{2}$$

$$I(\tau_0, \eta) = 0, \quad K(\tau_0, \eta) = 0 \quad \text{при} \quad \eta < 0. \tag{3}$$

Как уже сказано, нас будут интересовать лишь интенсивности излучения, выходящего из атмосферы, т. е. величины $I(\tau_0, \eta)$, $K(\tau_0, \eta)$, $I(0, -\eta)$ и $K(0, -\eta)$ $(\eta > 0)$. Используя метод, предложенный раньше [5], из уравнений переноса излучения при граничных условиях (2) и (3) получаем следующую систему уравнений для определения искомых функций:

$$I(0, -\eta) = \frac{\lambda}{2}\int_{-1}^{1} \frac{\eta I(0, -\eta) - \eta' I(0, -\eta')}{\eta - \eta'}\,d\eta' -$$

$$- \frac{\lambda}{2} e^{-\tau_0/\eta} \int_0^1 \frac{\eta' I(\tau_0, \eta')}{\eta + \eta'}\,d\eta' + \left[\frac{3}{2}(1-\lambda)\eta^2 - \frac{1}{2}\right] u(\eta) + I_0(0, \eta), \qquad (4)$$

$$u(\eta) = \frac{\lambda}{4}\int_{-1}^{1} P_2(\eta') \frac{\eta I(0, -\eta) - \eta' I(0, -\eta')}{\eta - \eta'}\,d\eta' +$$

$$+ \frac{9}{16}\lambda \int_{-1}^{1} (1-\eta'^2)^2 \frac{\eta u(\eta) - \eta' u(\eta')}{\eta - \eta'}\,d\eta' - \qquad (5)$$

$$- \frac{\lambda}{4} e^{-\tau_0/\eta} \int_0^1 \frac{\eta'}{\eta + \eta'} \left[P_2(\eta') I(\tau_0, \eta') + \frac{3}{2}(1-\eta'^2) K(\tau_0, \eta') \right] d\eta',$$

$$I(\tau_0, \eta) = \frac{\lambda}{2}\int_{-1}^{1} \frac{\eta I(\tau_0, \eta) - \eta' I(\tau_0, \eta')}{\eta - \eta'}\,d\eta' -$$

$$- \frac{\lambda}{2} e^{-\tau_0/\eta} \int_0^1 \frac{\eta' I(0, -\eta')}{\eta + \eta'}\,d\eta' + \left[\frac{3}{2}(1-\lambda)\eta^2 - \frac{1}{2}\right] v(\eta) + I_0(\tau_0, \eta), \qquad (6)$$

$$v(\eta) = \frac{\lambda}{4}\int_{-1}^{1} P_2(\eta') \frac{\eta I(\tau_0, \eta) - \eta' I(\tau_0, \eta')}{\eta - \eta'}\,d\eta' +$$

$$+ \frac{9}{16}\lambda \int_{-1}^{1} (1-\eta'^2)^2 \frac{\eta v(\eta) - \eta' v(\eta')}{\eta - \eta'}\,d\eta' - \qquad (7)$$

$$- \frac{\lambda}{4} e^{-\tau_0/\eta} \int_0^1 \frac{\eta'}{\eta + \eta'} \left[P_2(\eta') I(0, -\eta') + \frac{3}{2}(1-\eta'^2) K(0, -\eta') \right] d\eta',$$

где обозначено

$$K(0, -\eta) = \frac{3}{2}(1-\eta^2) u(\eta), \quad K(\tau_0, \eta) = \frac{3}{2}(1-\eta^2) v(\eta). \qquad (8)$$

В этих уравнениях величина λ есть отношение коэффициента рассеяния к сумме коэффициентов рассеяния и истинного поглощения, $P_2(\eta)$ — второй полином Лежандра, а свободные члены уравнения (4) и (6) равны

$$I_0(0,\ \eta) = \int_0^{\tau_0} B_0(\tau)\, e^{-\tau/\eta}\, \frac{d\tau}{\eta}, \tag{9}$$

$$I_0(\tau_0,\ \eta) = \int_0^{\tau_0} B_0(\tau)\, e^{-\frac{\tau_0-\tau}{\eta}}\, \frac{d\tau}{\eta}, \tag{10}$$

где $B_0(\tau)$ — функция источников, обусловленная непосредственно источниками энергии, находящимися в среде.

Во всех интегралах от — 1 до 1 должны быть приняты во внимание граничные условия (2) и (3). Например, первый из таких интегралов переписывается в виде

$$\int_{-1}^{1} \frac{\eta I(0, -\eta) - \eta' I(0, -\eta')}{\eta - \eta'}\, d\eta' =$$

$$= \eta I(0, -\eta) \int_{-1}^{1} \frac{d\eta'}{\eta - \eta'} - \int_0^1 \frac{\eta' I(0, -\eta')}{\eta - \eta'}\, d\eta'. \tag{11}$$

Аналогично переписываются и другие подобные интегралы.

Из уравнений (4) и (5) при $\tau_0 = \infty$ вытекают рассмотренные ранее [3] уравнения, определяющие величины $I(0, -\eta')$ и $K(0, -\eta)$ для полубесконечной атмосферы.

3. Дополнительные условия. Система уравнений (4)—(7) не полностью определяет неизвестные функции, и к ней необходимо присоединить дополнительные условия (см. [6] и [7]). Чтобы сделать это, рассмотрим поле излучения в глубоких слоях полубесконечной среды. Согласно [5], в этом случае интенсивности излучения $I(\tau, \eta)$ и $K(\tau, \eta)$ определяются формулами

$$I(\tau, \eta) = i(\eta)\, e^{-k\tau}, \qquad K(\tau, \eta) = i_*(\eta)\, e^{-k\tau}, \tag{12}$$

где

$$i(\eta) = \frac{1 + b_0 P_2(\eta)}{1 - k\eta}, \quad i_*(\eta) = \frac{3}{2}\, b_2\, \frac{1 - \eta^2}{1 - k\eta}. \tag{13}$$

Для определения постоянной k имеем уравнение

$$\left[\frac{3}{k^2}(1-\lambda)-1\right]\frac{\lambda}{8}\int_{-1}^{1}\frac{P_2(\eta)}{1-k\eta}\,d\eta=$$

$$=\left(1-\frac{\lambda}{2k}\ln\frac{1+k}{1-k}\right)\left[1-\frac{9}{16}\lambda\int_{-1}^{1}\frac{(1-\eta^2)^2}{1-k\eta}\,d\eta\right], \tag{14}$$

а постоянная b_2 дается формулой

$$b_2\frac{\lambda}{2}\int_{-1}^{1}\frac{P_2(\eta)}{1-k\eta}\,d\eta=1-\frac{\lambda}{2k}\ln\frac{1+k}{1-k}. \tag{15}$$

Подставим теперь $\eta=1/k$ в уравнения (4)—(7). Преобразуя эти уравнения с помощью соотношений типа (11) и пользуясь (14) и (15), приходим к формулам

$$\frac{\lambda}{2}\int_0^1[I(0,-\eta_i)\,i(\eta_i)+K(0,-\eta_i)\,i_*(\eta_i)]\,\eta_i d\eta_i=\frac{1}{k}I_0\left(0,\frac{1}{k}\right)-$$

$$-\frac{\lambda}{2}e^{-k\tau_0}\int_0^1[I(\tau_0,\eta_i)\,i(-\eta_i)+K(\tau_0,\eta_i)\,i_*(-\eta_i)]\,\eta_i d\eta_i, \tag{16}$$

$$\frac{\lambda}{2}\int_0^1[I(\tau_0,\eta_i)\,i(\eta_i)+K(\tau_0,\eta_i)\,i_*(\eta_i)]\,\eta_i d\eta_i=\frac{1}{k}I_0\left(\tau_0,\frac{1}{k}\right)-$$

$$-\frac{\lambda}{2}e^{-k\tau_0}\int_0^1[I(0,-\eta_i)\,i(-\eta_i)+K(0,-\eta_i)\,i_*(-\eta_i)]\,\eta_i d\eta_i, \tag{17}$$

которые и могут служить искомыми дополнительными условиями.

Особо должен быть рассмотрен случай чистого рассеяния ($\lambda=1$). Произведем разложения в (16) и (17) по степеням k, удерживая лишь члены нулевого и первого порядков. Тогда, пользуясь тем, что при малых k величины $1-\lambda$ и b_2 пропорциональны k^2, находим

$$\frac{1}{2}\int_0^1[I(0,-\eta_i)+I(\tau_0,\eta_i)]\,\eta_i d\eta_i=\int_0^{\tau_0}B_0(\tau)\,d\tau, \tag{18}$$

$$\frac{1}{2}\int_0^1 [I(0, -\eta) - I(\tau_0, \eta)](2\eta + \tau_0)\,\eta\,d\eta = \int_0^{\tau_0} B_0(\tau)(\tau_0 - 2\tau)\,d\tau, \qquad (19)$$

Таким образом, искомые функции $I(0, -\eta)$, $K(0, -\eta)$, $I(\tau_0, \eta)$ и $K(\tau_0, \eta)$ могут быть определены из уравнений (4)—(7) при дополнительных условиях (16) и (17) [или (18) и (19) в случае $\lambda = 1$] при произвольных источниках энергии, характеризуемых функцией $B_0(\tau)$. Эти уравнения легко решаются численно.

4. *Случай равномерного распределения источников.* Приведенные выше уравнения были решены для случая, когда источники энергии распределены в атмосфере равномерно, т. е. $B_0 = \text{const}$. В этом случае $I(0, -\eta) = I(\tau_0, \eta)$ и $K(0, -\eta) = K(\tau_0, \eta)$, вследствие чего степень поляризации выходящего из атмосферы излучения одинакова на обеих границах и равна

$$p(\eta) = \frac{K(\tau_0, \eta)}{I(\tau_0, \eta)}. \qquad (20)$$

Вычисленные значения степени поляризации приведены в таблицах 1—9, составленных для разных оптических толщин τ_0.

Таблица 1

СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ $\tau_0 = 0.05$

η \ λ	0.5	0.8	0.9	0.95	0.99	1.0
0	−1.00	−1.65	−1.88	−2.00	−2.09	−2.11
0.1	−1.17	−1.92	−2.18	−2.31	−2.42	−2.45
0.2	−1.15	−1.90	−2.16	−2.29	−2.40	−2.43
0.3	−1.10	−1.82	−2.07	−2.20	−2.30	−2.33
0.4	−1.02	−1.70	−1.94	−2.06	−2.16	−2.18
0.5	−0.92	−1.53	−1.75	−1.86	−1.96	−1.98
0.6	−0.79	−1.32	−1.51	−1.61	−1.69	−1.71
0.7	−0.63	−1.06	−1.22	−1.30	−1.37	−1.38
0.8	−0.45	−0.76	−0.87	−0.93	−0.97	−0.98
0.9	−0.24	−0.40	−0.46	−0.49	−0.52	−0.52
1.0	0	0	0	0	0	0

Таблица 2

СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ $\tau_0=0.1$

η \ λ	0.5	0.8	0.9	0.95	0.99	1.0
0	−1.45	−2.46	−2.83	−3.02	−3.17	−3.21
0.1	−1.84	−3.10	−3.55	−3.78	−3.96	−4.01
0.2	−1.78	−3.00	−3.43	−3.66	−3.84	−3.88
0.3	−1.69	−2.85	−3.27	−3.48	−3.66	−3.70
0.4	−1.57	−2.65	−3.04	−3.24	−3.41	−3.45
0.5	−1.41	−2.39	−2.74	−2.43	−3.08	−3.12
0.6	−1.21	−2.05	−2.36	−2.52	−2.66	−2.69
0.7	−0.97	−1.65	−1.90	−2.03	−2.14	−2.17
0.8	−0.68	−1.17	−1.35	−1.45	−1.52	−1.54
0.9	−0.36	−0.62	−0.72	−0.77	−0.81	−0.82
1.0	0	0	0	0	−0	0

Таблица 3

СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ $\tau_0=0.25$

η \ λ	0.5	0.8	0.9	0.95	0.99	1.0
0	−2.03	−3.66	−4.30	−4.64	−4.93	−5.00
0.1	−2.86	−5.04	−5.87	−6.31	−6.67	−6.76
0.2	−2.82	−4.96	−5.78	−6.20	−6.56	−6.65
0.3	−2.68	−4.72	−5.50	−5.91	−6.25	−6.33
0.4	−2.48	−4.38	−5.10	−5.49	−5.80	−5.89
0.5	−2.22	−3.94	−4.59	−4.94	−5.23	−5.30
0.6	−1.91	−3.39	−3.96	−4.26	−4.51	−4.58
0.7	−1.53	−2.72	−3.19	−2.43	−3.64	−3.69
0.8	−1.08	−1.94	−2.28	−2.45	−2.60	−2.64
0.9	−0.58	−1.03	−1.22	−1.31	−1.39	−1.41
1.0	0	0	0	0	0	0

Таблица 4

СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ $\tau_0 = 0$.

η \ λ	0.5	0.8	0.9	0.95	0.99	1.0
0	−2.12	−4.17	−5.06	−5.55	−6.97	−6.08
0.1	−3.30	−6.17	−7.35	−7.99	−8.54	−8.68
0.2	−3.40	−6.33	−7.53	−8.18	−8.73	−8.87
0.3	−3.27	−6.09	−7.24	−7.87	−8.40	−8.54
0.4	−3.04	−5.67	−6.75	−7.34	−7.84	−7.96
0.5	−2.73	−5.10	−6.08	−6.62	−7.07	−7.19
0.6	−2.34	−4.40	−5.25	−5.72	−6.11	−6.22
0.7	−1.88	−3.54	−4.24	−4.62	−4.94	−5.03
0.8	−1.33	−2.53	−3.03	−3.31	−3.55	−3.11
0.9	−0.71	−1.35	−1.63	−1.78	−1.91	−1.94
1.0	0	0	0	0	0	0

Таблица 5

СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ $\tau_0 = 1.0$

η \ λ	0.5	0.8	0.9	0.95	0.99	1.0
0	−1.59	−3.57	−4.58	−5.18	−5.72	−5.86
0.1	−2.91	−5.91	−7.30	−8.10	−8.80	−8.98
0.2	−3.21	−6.45	−7.93	−8.77	−9.51	−9.71
0.3	−3.20	−6.41	−7.87	−8.71	−9.43	−9.62
0.4	−3.02	−6.06	−7.44	−8.23	−8.92	−9.10
0.5	−2.73	−5.49	−6.76	−7.48	−8.11	−8.28
0.6	−2.36	−4.75	−5.85	−6.49	−7.04	−7.18
0.7	−1.89	−3.84	−4.74	−5.26	−5.71	−5.83
0.8	−1.35	−2.75	−3.40	−3.78	−4.11	−4.20
0.9	−0.72	−1.47	−1.83	−2.04	−2.22	−2.27
1.0	0	0	0	0	0	0

Таблица 6

СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ $\tau_0 = 2.0$

η \ λ	0.5	0.8	0.9	0.95	0.99	1.0
0	−0.60	−1.61	−2.25	−2.69	−3.12	−3.24
0.1	−1.90	−4.00	−5.10	−5.78	−6.41	−6.58
0.2	−2.23	−4.69	−5.95	−6.73	−7.44	−7.63
0.3	−2.29	−4.87	−6.18	−6.98	−7.71	−7.91
0.4	−2.22	−4.73	−6.02	−6.80	−7.51	−7.70
0.5	−2.04	−4.37	−5.56	−6.29	−6.95	−7.13
0.6	−1.77	−3.82	−4.87	−5.51	−6.09	−6.25
0.7	−1.43	−3.10	−3.97	−4.49	−4.97	−5.10
0.8	−1.02	−2.23	−2.86	−3.24	−3.59	−3.69
0.9	−0.55	−1.20	−1.54	−1.75	−1.94	−1·99
1.0	0	0	0	0	0	0

Таблица 7

СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ $\tau_0 = 5.0$

η \ λ	0.5	0.8	0.9	0.95	0.99	1.0
0	0.15	0.84	1.49	2.02	2.63	2.81
0.1	−1.09	−1.50	−1.37	−1.16	−0.87	−0.77
0.2	−1.38	−1.18	−2.30	−2.26	−2.14	−2.10
0.3	−1.42	−2.40	−2.65	−2.73	−2.74	−2.73
0.4	−1.34	−2.37	−2.71	−2.85	−2.94	−2.96
0.5	−1.20	−2.20	−2.57	−2.75	−2.89	−2.92
0.6	−1.02	−1.91	−2.28	−2.47	−2.62	−2.66
0.7	−0.81	−1.54	−1.86	−2.04	−2.19	−2.23
0.8	−0.56	−1.10	−1.34	−1.48	−1.60	−1.63
0.9	−0.29	−0.58	−0.72	−0.80	−0.87	−0.89
1.0	0	0	0	0	0	0

Таблица 8

СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ $\tau_0 = 10$

η \ λ	0.5	0.8	0.9	0.95	0.99	1.0
0	0.21	1.23	2.48	3.80	5.82	6.60
0.1	—1.04	—1.11	—0.40	0.57	2.16	2.79
0.2	—1.32	—1.78	—1.33	—0.60	0.70	1.22
0.3	—1.35	—1.99	—1.72	—1.15	—0.10	0.32
0.4	—1.28	—1.97	—1.81	—1.38	—0.54	—0.20
0.5	—1.14	—1.81	—1.73	—1.40	—0.75	—0.49
0.6	—1.95	—1.55	—1.53	—1.29	—0.81	—0.60
0.7	—0.74	—1.23	—1.23	—1.07	—0.73	—0.59
0.8	—0.51	—0.86	—0.87	—0.78	—0.57	—0.48
0.9	—0.26	—0.45	—0.46	—0.42	—0.32	—0.28
1.0	0	0	0	0	0	0

Таблица 9

СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ $\tau_0 = \infty$

η \ λ	0.5	0.8	0.9	0.95	0.99	1.0
0	0.21	1.24	2.56	4.10	7.44	11.7
0.1	—1.04	—1.11	—0.33	0.84	3.66	7.45
0.2	—1.32	—1.77	—1.26	—0.32	2.09	5.41
0.3	—1.35	—1.98	—1.64	—0.89	1.16	4.04
0.4	—1.28	—1.96	—1.74	—1.13	0.59	3.03
0.5	—1.14	—1.80	—1.66	—1.18	0.23	2.25
0.6	—0.95	—1.54	—1.47	—1.10	0.01	1.63
0.7	—0.74	—1.22	—1.18	—0.92	—0.01	1.11
0.8	—0.51	—0.85	—0.84	—0.67	—0.01	0.68
0.9	—0.26	—0.44	—0.44	—0.36	—0.01	0.32
1.0	0	0	0	0	0	0

Из таблиц видно, что степень поляризации сильно зависит от всех своих аргументов: оптической толщины τ_0, параметра λ и косинуса угла выхода излучения η. С изменением этих аргументов может меняться и положение плоскости преимущественных колебаний, т. е. знак величины $p(\eta)$.

Особенного внимания заслуживает тот факт, что даже при больших оптических толщинах (скажем, при $\tau_0 = 10$) значения степени поляризации еще далеки от ее значений при $\tau_0 = \infty$, причем они тем дальше, чем параметр λ ближе к 1. Поэтому часто делаемую на практике замену конечной атмосферы на полубесконечную нельзя считать обоснованной.

5. *Другие частные случаи.* Уравнения (4)—(7) были также решены при следующих типах распределения источников энергии в атмосфере:

1) Линейное распределение:

$$B_0(\tau) = 1 + a\tau. \tag{21}$$

Степень поляризации была вычислена при $a = 0$ (результаты приведены выше), $a = 1$ и $a = \infty$. Знание величины $p(\eta)$ в этих случаях позволяет найти ее значения при любом a.

2) Экспоненциальное распределение:

$$B_0(\tau) = e^{-b\tau}. \tag{22}$$

Степень поляризации определена при разных значениях параметра b.

3) Нормальное падение параллельных лучей на атмосферу. В этом случае однократно рассеянное излучение можно считать излучением источников, расположенных в атмосфере. Так как это излучение является поляризованным, то вместо одной функции $B_0(\tau)$ надо ввести две функции

$$B_0(\tau, \eta) = \frac{3\lambda}{16}(1 + \eta^2)\, e^{-\tau}, \quad C_0(\tau, \eta) = \frac{3\lambda}{16}(1 - \eta^2)\, e^{-\tau} \tag{23}$$

(подробнее см. [2], гл. V). Значения степени поляризации, вычисленные для данного случая, согласуются с ее значениями, приведенными в работе [8].

Результаты описанных вычислений будут опубликованы в «Трудах Астрономической обсерватории Ленинградского университета».

Как видно из уравнений (4)—(7), вычислительная процедура при их решении почти не зависит от типа источников энергии. Поэтому эти уравнения могут быть легко решены и при других источниках, встречающихся на практике.

В заключение заметим, что результаты, содержащиеся в двух наших предыдущих статьях [3, 4] и в настоящей статье, по определению степени поляризации излучения в зависимости от характеристик атмосферы могут быть использованы при интерпретации результатов наблюдений различных астрофизических объектов. Этому вопросу будет посвящена следующая наша статья.

Ленинградский государственный
университет

POLARIZATION OF RADIATION MULTIPLE SCATTERED IN A PLANE LAYER

V. M. LOSKUTOV, V. V. SOBOLEV

The problem of radiative transfer in a plane layer of finite optical thickness with nonconservative Rayleigh scattering is considered. To determine the emergent intensity the use is made of the linear integral equations which generalize those found previously [5, 3] for a semi-infinite atmosphere. These equations are solved for the case of uniform distribution of embedded sources. The degree of polarization is calculated and the results are tabulated.

ЛИТЕРАТУРА

1. *S. Chandrasekhar*, Radiat. Transfer, Oxford, 1950 (русск. пер.: С. Чандрасекар, Перенос лучистой энергии, ИЛ, М., 1953).
2. *В. В. Соболев*, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, М., 1956.
3. *В. М. Лоскутов, В. В. Соболев*, Астрофизика, 15, 241, 1979.
4. *В. М. Лоскутов, В. В. Соболев*, Астрофизика, 17, 97, 1981.
5. *В. В. Соболев*, Уч. зап. ЛГУ, № 116, 1949.
6. *T. W. Mallikin*, Ap. J., 139, 379, 1964.
7. *H. Domke*, Astron. Nachr., 298, 57, 1977.
8. *K. L. Coulson, J. V. Dave, Z. Sekera*, Tables Related to Radiation Emerging from a Planetary Atmosphere with Rayleigh Scattering, Berkeley, 1960.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17 АВГУСТ, 1981 ВЫПУСК 3

УДК 524.3—1/—8

О ЗАКОНЕ ДВИЖЕНИЯ СИЛЬНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В ОБОЛОЧКАХ ЗВЕЗД

И. А. КЛИМИШИН, Б. И. ГНАТЫК

Поступила 3 сентября 1980
Принята к печати 25 мая 1981

На основании проведенных авторами расчетов предложены аппроксимационные формулы для определения скорости ударной волны, движущейся в неоднородной звездной оболочке. Обсуждены возможности использования в космической газодинамике приближенных аналитических методов Бринкли—Кирквуда и Уизема.

1. *Введение.* На протяжении уже многих лет теория ударных волн (УВ) используется для объяснения явлений самых различных масштабов — от атомных взрывов в земной атмосфере до вспышек Сверхновых и активности ядер галактик. Для расчета параметров нестационарных УВ, движущихся в неоднородных средах, разработан ряд аналитических и численных методов. Среди первых наибольшую известность получили автомодельный метод [1, 2], а также приближенные методы Бринкли-Кирквуда [3—5], Чизнелла [6, 5] и Уизема [7, 5]. Наиболее эффективным численным методом решения уравнений космической газодинамики, позволяющим, в частности, определять параметры ударных волн, если таковые в процессе движения возникают, является метод конечных разностей или метод сеток [8]. При этом расчет газодинамической задачи численным методом требует значительно больших затрат труда и времени, тогда как использование методов Бринкли-Кирквуда (Б-К), Чизнелла (Ч) или Уизема (У) сводится к численному интегрированию обычных дифференциальных уравнений.

Вместе с тем при решении некоторых конкретных астрофизических задач расчет параметров УВ, движущихся в заданной среде, является про-

межуточным результатом, на основании которого делаются дальнейшие исследования, причем существующая почти всегда некоторая условность исходной модели делает ненужной очень высокую точность решения этой промежуточной задачи. Поэтому представляет особый интерес установление аппроксимационных формул, которыми с достаточной степенью точности и можно было бы описать движение нестационарных ударных волн в среде с заданным распределением плотности.

Из анализа, проведенного различными авторами (см., например, обзор [9]), следовало, что в случае экстремально сильных УВ методы Б-К, Ч и У дают следующую зависимость скорости УВ D от геометрической координаты r и плотности среды $\rho(r)$:

$$D = C\rho^{-a} r^{-b}, \tag{1}$$

где показатели степеней a и b являются некоторыми функциями параметров γ (отношения удельных теплоемкостей) и N ($N = 0, 1, 2$ соответственно для плоской, цилиндрической и сферической УВ). Постоянная C определяется из условия, что $D = D_0$ при $r = r_0$ и $\rho = \rho(r_0) = \rho_0$. В частности, при $\gamma = 5/3$ имеем

$$a_{БК} = 0.273, \quad b_{БК} = b_{У} = 0.25\,N; \quad a_{Ч,\,У} = 0.236, \quad b_{У} = 0.225\,N,$$

тогда как в случае $\gamma = 4/3$ (главную роль за фронтом УВ играют эффекты излучения)

$$a_{БК} = 0.265, \quad b_{БК} = b_{У} = 0.244\,N; \quad a_{Ч,\,У} = 0.207. \quad b_{Ч} = 0.187\,N.$$

Исходя из этого, в 1967 г. С. А. Каплан [10] предложил следующую аппроксимационную формулу для расчета скорости экстремально сильной сферической УВ:

$$D = C(\rho r^2)^{-1/4}. \tag{2}$$

Принимая, однако, во внимание, что методы Б-К, Ч и У в случае политропной оболочки дают завышенное значение скорости УВ [4], С. А. Каплан еще в 1973 г. предложил авторам этой статьи попытаться установить закон движения УВ в неоднородной среде, используя численные методы, и на этом основании еще раз сопоставить различные приближенные методы, устанавливая тем самым условия их применимости при решении конкретных задач космической газодинамики. Это и было сделано нами после того, как в нашем распоряжении оказалась достаточно мощная ЭВМ. Результаты проведенных расчетов и обобщений и излагаются ниже.

2. *Расчеты.* При расчетах были рассмотрены три различных случая распределения плотности в неоднородной среде:

1) оболочка со степенным законом изменения плотности

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^m, \quad m_* = m = -\frac{d\ln\rho}{d\ln r}, \tag{3}$$

2) политропная оболочка

$$\rho = \rho_{00}\left(\frac{1-r}{r}\right)^n, \quad m_* = \frac{n}{1-r}, \tag{4}$$

3) экспоненциальная атмосфера

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{r-r_0}{H}\right), \quad m_* = \frac{r}{H}. \tag{5}$$

Здесь r — расстояние от центра звезды, r_0 — начальное положение фронта УВ, H — масштабная высота (r, r_0 и H выражены в единицах радиуса звезды), ρ_{00} — постоянная, n — индекс политропы. Вводя величину m_*, мы стремимся подчеркнуть тот факт, что в случае любого закона изменения плотности в окрестности точки r_* плотность ρ можно аппроксимировать степенной зависимостью $\rho = \rho(r_*)(r_*/r)^{m_*}$.

В каждом из случаев 1—3 предполагалось, что сильная УВ образуется в результате кратковременного движения поршня по направлению к внешним слоям звезды. Параметры УВ находились сначала численным методом, потом методами Бринкли-Кирквуда и Уизема. Для численного решения уравнений газодинамики использован метод конечных разностей с введением искусственной вязкости, разностная схема аналогична описанной в [11]. Уравнения методов Б-К и У решались методом Рунге-Кутта с использованием начальных данных, полученных численным методом на момент остановки поршня.

Анализ проведенных расчетов показал, что 1) сильная УВ движется ускоренно, если $m_* = -(d\ln\rho)/(d\ln r) > N+1$, т. е. в сферическом случае при $m_* > 3$, и замедленно при $m_* < N+1$, и 2) закон движения сильной УВ в неоднородной среде с распределением плотности типа (3)—(5) можно аппроксимировать выражением

$$D = C(\rho r^{N+1})^{-1/2} \tag{6а}$$

для замедляющихся волн и

$$D = C(\rho r^{N+1})^{-1/5} \tag{6б}$$

для ускоряющихся УВ. Используя обозначение $m_* = -(d\ln\rho)/(d\ln r)$, можно формулы (6а) и (6б) в окрестностях произвольной точки r_* записать в виде

$$\frac{d\ln D}{d\ln r}=\alpha=\begin{cases}\dfrac{m_*-(N+1)}{2}, & m_*<N+1,\\[2ex] \dfrac{m_*-(N+1)}{5}, & m_*>N+1.\end{cases} \tag{7}$$

Если $m_*=\text{const}$, то выражения (7) можно использовать наравне с (6) для установления соотношения между скоростями УВ в произвольных точках r_1 и r_2. Сравнивая (6б) с (1), находим: $a_{(6)}=0.2$; $b_{(6)}=0.2\,(1+N)$.

3. Результаты. Вот некоторые результаты, на основании которых были получены аппроксимационные формулы (6а) и (6б).

а) *Движение УВ в оболочке звезды, плотность которой описывается степенным законом.* Из автомодельного решения, полученного Л. И. Седовым [1] для точечного взрыва в среде, плотность которой изменяется по закону (3), следует $\alpha_{\text{Д}}=(d\ln D)/(d\ln r)=(m-(N+1))/2$, причем упомянутое решение может быть использовано при $m<(N+1)$. С другой стороны, из соотношения (2) имеем $\alpha_{\text{К}}=(m_*-N)/4$ и, следовательно, аппроксимация (2) вообще не может быть использована при $m_*<N+1$, в частности, при $m_*=0$.

Результаты наших расчетов приведены в табл. 1 и для случая $m=5$ — на рис. 1. Здесь $\alpha(6)$, $\alpha(2)$, $\alpha_{\text{ЧМ}}$, $\alpha_{\text{БК}}$ и $\alpha_{\text{У}}$ — соответствующие значения параметра $\alpha=(d\ln D)/(d\ln r)$, полученные из аппроксимаций (6) и (2), методом конечных разностей (ЧМ), методом Бринкли-Кирквуда (БК) и, наконец, методом Уизема (У). Так как метод Чизнелла дает практически одинаковую с методом Уизема зависимость скорости УВ D от плотности среды ρ, то расчеты этим методом не проводились.

Таблица 1

m	$\alpha(6)$	$\alpha(2)$	$\gamma=5/3$			$\gamma=4/3$		
			$\alpha_{\text{ЧМ}}$	$\alpha_{\text{БК}}$	$\alpha_{\text{У}}$	$\alpha_{\text{ЧМ}}$	$\alpha_{\text{БК}}$	$\alpha_{\text{У}}$
0	−1.50	−0.50	−1.54	−1.63	−0.45	−1.53	−1.66	−0.37
2	−0.50	0.00	−0.52	−0.47	0.02	−0.51	−0.54	+0.04
3	0.00	0.25	−0.07	−0.02	0.26	−0.04	−0.13	0.25
4	0.20	0.50	0.20	0.48	0.49			
5	0.40	0.75	0.40	0.78	0.73			
6	0.60	1.00	0.60	1.10	0.97	0.60	1.00	0.87

Как видно, результаты численного расчета неплохо согласуются с аппроксимационными формулами (6а)—(6б) и соответствуют автомодель-

ному решению в области его применимости ($m < N + 1$). Некоторое отличие вызвано неточностью проведенных нами расчетов (ограничение счетного времени и возможностей ЭВМ «Минск-32»). На результаты расчета влияет также перестройка режима движения УВ после остановки поршня.

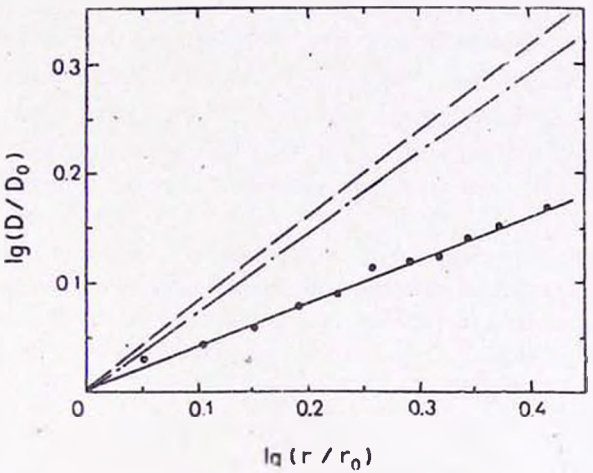


Рис. 1. Зависимость скорости сильной сферической ударной волны от расстояния в оболочке, плотность в которой изменяется по закону $\rho = \rho_0 (r_0/r)^m$, при $m = 5$. Черные кружки — результаты расчета численным методом, штриховая линия — методом Бринкли-Кирквуда, штрих-пунктирная — методом Уизема, сплошная линия — предлагаемая аппроксимация (65).

Из расчетов следует, что метод БК полностью применим в случае $m \leqslant N + 1$, то есть для замедляющихся УВ. Это понятно, так как метод Б-К разработан для однородной среды. Но так как на проведение расчета методом Б-К расходуется примерно в 50 раз меньше машинного времени, чем при расчетах ЧМ. то можно ожидать, что метод Б-К и в дальнейшем будет полезным при решении отдельных астрофизических задач. То же обстоятельство, что при $m > N + 1$ он дает уже неверные результаты — скорость УВ оказывается существенно завышенной по сравнению с ее истинным значением, нетрудно устранить введением в основное дифференциальное уравнение метода Б-К некоторых «нормирующих коэффициентов», как это будет видно из нашей следующей заметки.

С другой стороны, скорость УВ, найденная по методу Уизема, не соответствует результату численного расчета ни при каких m — она всегда завышена, хотя и несколько меньше, чем получается по методу Б-К.

Очевидно, что записанные здесь выводы имеют общий характер, то есть они пригодны в случае сред с произвольным законом изменения плотности, так как любой закон изменения плотности в окрестности некоторой

точки r_*, как уже отмечалось, можно аппроксимировать степенным законом.

6) *Движение УВ в политропной оболочке.* Для случая движения сильных УВ во внешних слоях политропы (плоская задача: $N = 0$, $r \approx 1$, так что $m_* = n/(1-r) \gg 1$) автомодельное решение дает следующее значение параметра α в законе (1): при $\gamma = 5/3$ $\alpha_A = 0.214$, если $n = 3.25$ (лучистая оболочка) и $\alpha_A = 0.22$ при $n = 1.5$ (конвективная оболочка). При $\gamma = 4/3$ имеем соответственно 0.185 и 0.191. Таким образом, в области значений параметра γ, представляющих астрофизический интерес ($4/3 \leqslant \gamma \leqslant 5/3$), эти решения довольно хорошо аппроксимируются формулой (6б).

Анализ задачи о распространении УВ, возникающей во внешних слоях политропы в результате кратковременного движения поршня, был дан в работе [4], результаты наших расчетов показаны на рис. 2. Как видно, ме-

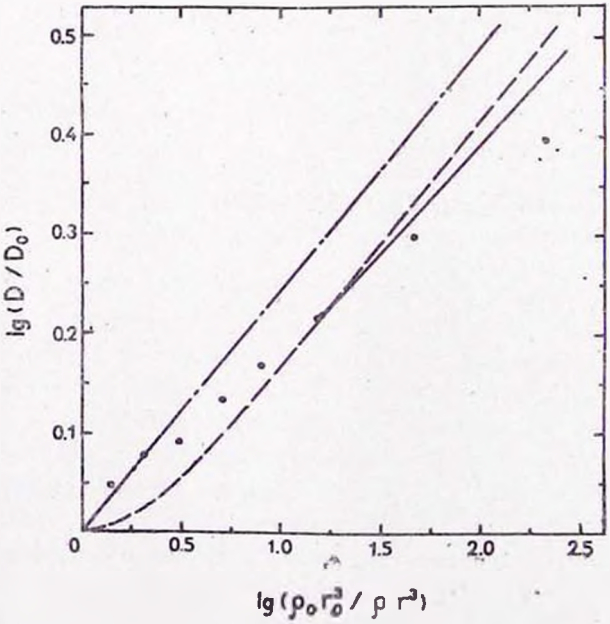


Рис. 2. Изменение скорости сильной сферической ударной волны, движущейся в политропной оболочке индекса $n = 3.25$. Сплошная линия — ход автомодельного решения в области его применения, остальные обозначения как и на рис. 1.

тоды Б-К и У дают завышенные, по сравнению с автомодельным, значения скорости УВ. Численный же метод соответствует показателю степени α соотношения (1), равному $\alpha_{ЧМ} = 0.17$. Это занижение параметра α,

по-видимому, связано с неточностью расчетов (которые начинались с расстояния $r \approx 0.8$), так как во внешних слоях звезды ширина фронта УВ становится сравнимой с характерным масштабом изменения плотности. Поэтому и в данном случае аппроксимацию (6) следует считать вполне удовлетворительной.

в) *Движение УВ в атмосфере с экспоненциальным законом изменения плотности.* Распространению УВ в атмосфере с распределением плотности по закону (5) посвящено много работ (см. обзоры в [2, 12, 13]). В частности, было установлено, что коэффициент a, входящий в соотношение (1), равен при $\gamma = 5/3$: $a_A = 0.204$, $a_{ЧМ} = 0.195$, $a_У = 0.236$, тогда как при $\gamma = 4/3$ путем интерполяции данных работы [13] можно получить: $a_A = 0.164$, $a_{ЧМ} = 0.165$, $a_У = 0.207$.

Результаты проведенных нами расчетов движения сферической УВ в экспоненциальной атмосфере показаны на рис. 3. Как видно, результаты, полученные ЧМ, аппроксимируются прямой с наклоном $a_{ЧМ} = 0.18$, что близко к значению 0.20, следующему из соотношения (6б). Но при $\gamma = 4/3$ более подходит аппроксимация $D = C\,(\rho r^3)^{-1/6}$.

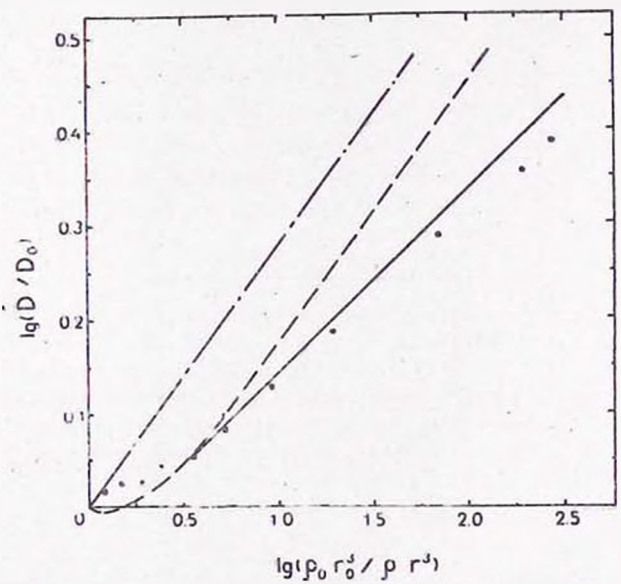


Рис. 3. Изменение скорости сильной сферической ударной волны в атмосфере с экспоненциальным законом изменения плотности. Сплошная линия — аппроксимация (6б), остальные обозначения как и на рис. 1.

Здесь также уместно привести результат расчета движения плоской УВ в экспоненциальной атмосфере (рис. 4). Масштабная высота принята

нами равной $H = 150$ км, скорость движения поршня $u = 30$ км/с, продолжительность движения поршня $t = 2$ с. Таким образом, смещение поршня составляет всего $0.4\,H$. Между тем переход УВ на режим свободного ускоренного движения происходит лишь при $z = h/H \approx 4$.

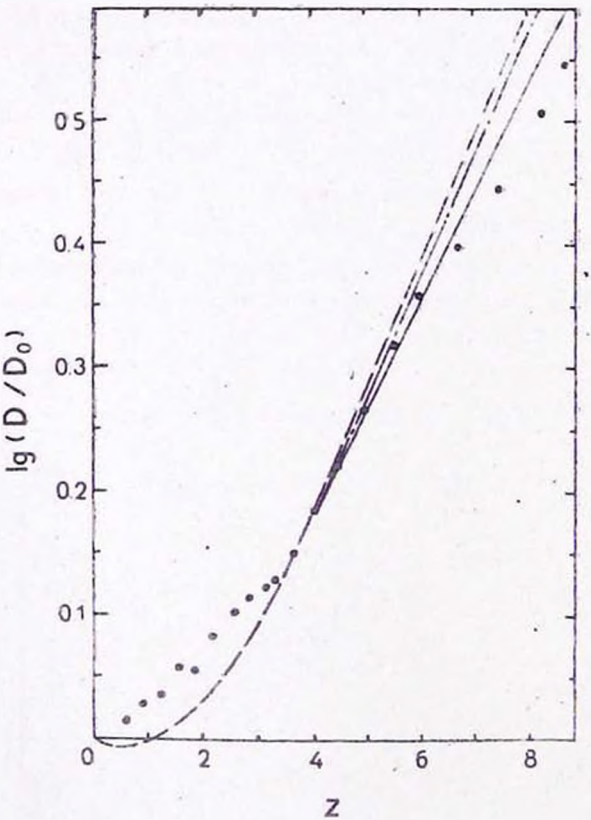


Рис. 4. Изменение скорости сильной плоской ударной волны в атмосфере с экспоненциальным законом распределения плотности. Автомодельное решение (сплошная линия) и решение методом Уизема (штрих-пунктирная линия) построены от точки пересечения численного решения (черные кружки) с решением по методу Бринкли-Киркву-да (штриховая линия).

Резюмируя вышеизложенное, отметим, что, как показывают расчеты, для оценки скорости ударной волны, движущейся в неоднородной космической среде, в частности, в оболочке звезды, с достаточной степенью точности можно пользоваться аппроксимацией (6).

Примечание при корректуре. Уместно подчеркнуть, что, как и в [1], соотношения (6а)—(6б) и (7) получены в предположении о центральном взрыве. Поэтому они, в частности, адекватно описывают движение сильной сферической УВ от *центра* звезды к ее поверхности. В этом случае координата фронта УВ r и координата r, которой определяется изменение плотности среды, являются одной и той же. Если же УВ возникла под действием поршня, движение которого началось с некоторого начального расстояния r_0 от центра звезды, то формула (6б) примет вид

$$D(R) = \text{const}\,[\rho(R)\,R\,(R+r_0)^N]^{-a},$$

где $R = r - r_0$ — расстояние УВ от места взрыва. Как и раньше, $a = 1/2$ и $1/5$ соответственно для замедляющейся $\left(\text{при } m(R) = -\dfrac{d\ln\rho(R)}{d\ln R} < 1 + N\dfrac{R}{R+r_0}\right)$ и ускоряющейся $\left(\text{при } m(R) > 1 + N\dfrac{R}{R+r_0}\right)$ УВ. Подробнее эти результаты будут обсуждены в следующей заметке авторов.

Ивано-Франковский пединститут,
ИППМиМ АН УССР, Львов

THE LAW OF MOVEMENT OF STRONG SHOCK WAVES IN STELLAR ENVELOPES

I. A. KLIMISHIN, B. I. GNATYK

On the basis of calculations that were carried out by the authors the approximate formulae for the determination of the velocity of shock wave moving in nonuniform stellar envelopes are proposed. The use in cosmic gasdynamic of approximate analytical methods of Brinkley-Kirkwood and Whithem are discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Л. И. Седов*, Методы подобия и размерности в механике, Наука, М., 1977.
2. *Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер*, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, Наука, М., 1966.
3. *S. R. Brinkley, J. G Kirkwood*, Phys. Rev., 71, 606, 1947.
4. *Д. К. Надежин, Д. А. Франк-Каменецкий*, Астрон. ж., 42, 290, 1965.
5. *І. А. Климишин*, Ударні хвилі в неоднорідних середовищах, изд. Львовск. ун-та, 1972.
6. *R. F. Chisnell*, Proc. Roy. Soc , A232, 350, 1955.
7. *G. B. Whithem*. J. Fluid Mech., 4, 337, 1958.
8. *А. А. Самарский, Ю. П. Попов*, Разностные схемы газовой динамики, Наука, М., 1975.
9. *J. Hazlehurst*, Adv. Astron. Astrophys., 1, 3, 1962.
10. *С. А. Каплан*, Астрон. ж., 44, 384, 1967.
11. *Д. К. Надежин, Д. А. Франк-Каменецкий*, Вопросы космогонии, 10, 154, 1964.
12. *Х. С. Кестенбойм, Г. С. Росляков, Л. А. Чудов*, Точечный взрыв, Наука, М., 1974.
13. *Г. Броуд*, в сб. «Расчеты взрывов на ЭВМ», Мир. М., 1976.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17 АВГУСТ, 1981 ВЫПУСК 3

УДК 524.31

ОБ ЭВОЛЮЦИОННОЙ СВЯЗИ ФУОРОВ И ЗВЕЗД ТИПА T TAU

Ю. К. МЕЛИК-АЛАВЕРДЯН

Поступила 14 марта 1980
Принята к печати 10 сентября 1980

Выдвинуто и обосновано предположение о том, что стадия T Tau обусловлена увеличением непрозрачности внешних слоев звезды. Предполагается, что увеличение непрозрачности обусловлено наличием во внешних слоях звезд типа T Tau продуктов распада дозвездного вещества.

В конце 1969 г. блеск звезды V 1057 Cyg возрос на 5^m5 [1]. Полное время возрастания блеска составило около 700 дней. До вспышки V 1057 Cyg была звездой типа T Tau [2, 3]. Интересно, что после столь значительного подъема блеска и последовавшего его небольшого убывания у V 1057 Cyg не наблюдается заметных колебаний яркости. Наблюдавшаяся в первое время после возрастания блеска эмиссия в H_α постепенно исчезла. Аналогичные явления отмечались ранее и у другой звезды — FU Ori.

Обе вышеупомянутые звезды, по всей вероятности, являются молодыми. На это указывает их расположение в поглощающих облаках и среди отражающих туманностей. В пользу представления о молодости этих объектов свидетельствует их расположение среди других молодых звезд, таких, как H_α-эмиссионные звезды Хербига [3]. Согласно [4], спектр V 1057 Cyg после возрастания блеска указывает на то, что эта звезда находится в радиативном равновесии. Сравнение положения V 1057 Cyg на Г-Р диаграмме с теоретическими эволюционными треками звезд приводит к оценке массы в 8 $M_\odot$. Однако перемещение этой звезды по Г-Р диаграмме совершенно не соответствует расчетам, выполненным на основе предположения о конденсации звезд из диффузной межзвездной материи. Напротив, сопоставление наблюдаемых характеристик излучения V 1057 Cyg

до и после подъема блеска наводит на мысль о том, что более спокойное состояние высокой светимости является нормальным состоянием этой звезды.

С другой стороны, для объяснения нестационарности блеска звезд типа T Tau В. А. Амбарцумян выдвинул гипотезу о том, что во внешних областях упомянутых звезд происходит распад особого сверхплотного вещества, сопровождающийся выделением значительной энергии [5]. Эта энергия обеспечивает наблюдаемое возрастание блеска этих звезд. Естественно задаться вопросом, не может ли распад сверхплотного дозвездного вещества быть причиной уменьшения блеска звезд, имеющих, скажем, более высокую светимость, чем звезды типа T Tau? Ведь можно представить такую возможность, когда продукты распада сверхплотного дозвездного вещества вызывают увеличение непрозрачности внешних слоев звезды и, следовательно, временное уменьшение ее светимости.

Такое предположение кажется на первый взгляд малообоснованным. Действительно, поскольку пока нет физической модели сверхплотного дозвездного вещества, то приписывание этому веществу каких-то свойств может показаться произвольным. Однако есть один, на наш взгляд, решающий тест для проверки истинности гипотезы о существовании и свойствах дозвездного вещества. А именно, по самому своему определению это вещество должно обладать той характерной особенностью, что его свойства и проявления должны быть одинаковы в различных космических объектах — от ядер галактик до карликовых звезд. Исходя из такой предпосылки мы и рассмотрим связь фуоров и звезд типа T Tau. Мы попытаемся развить некоторую внутренне непротиворечивую модель, в которой состояние низкой светимости фуоров обусловлено увеличением непрозрачности верхних слоев этих звезд из-за наличия в этих слоях продуктов распада сверхплотного дозвездного вещества. Для этого необходимо показать, что

а) появление продуктов распада сверхплотного дозвездного вещества во внешних слоях звезды может вызвать значительное падение блеска из-за увеличения непрозрачности;

б) появление продуктов распада является причиной выброса вещества под действием лучистого давления.

Действительно, в звездах типа T Tau наблюдается истечение вещества, достигающее $10^{-7} - 10^{-5}\ M_\odot$/год [6, 7]. Может ли появление продуктов распада сверхплотного дозвездного вещества на поверхности этих звезд быть причиной наблюдаемого истечения вещества?

Известно, что внешние слои звезды в целом находятся в состоянии механического равновесия из-за равенства сил гравитации, с одной стороны, и лучистого и газового давления, с другой. Появление продуктов распада сверхплотного дозвездного вещества может привести к нарушению этого

равновесия. Однако это еще не приведет непременно к истечению вещества. Ведь при расширении внешних слоев звезды уменьшается газовое давление и механическое равновесие может восстановиться при большем радиусе звезды. Выброс вещества с поверхности звезды будет неизбежен в том случае, если сила лучистого давления $F_{л.д}$ на внешние слои, содержащие продукты распада, превысит силу гравитационного притяжения $F_{г.п}$:

$$F_{л.д} > F_{г.п}. \tag{1}$$

Силу лучистого давления можно оценить по формуле:

$$F_{л.д} \approx \frac{aT_e^4}{3}\sigma, \tag{2}$$

где $a = 7.5 \cdot 10^{-15}$ эрг/см^3 град., σ — эффективное сечение ослабления излучения, рассчитанное на единицу поверхности звезды, T_e — эффективная температура звезды.

Сила гравитационного притяжения, действующая на массу m, содержащуюся над единицей поверхности звезды, равна:

$$F_{г.п} \approx gm, \tag{3}$$

где g — ускорение свободного падения, которое можно принять равным 10^3 см/с^2 [8].

Подставляя выражения (2) и (3) в (1) и полагая $T = 10^4$ К, находим:

$$\frac{\sigma}{m} > \frac{3g}{aT_e^4} \approx 100 \text{ см}^2/\text{г}. \tag{4}$$

В то же время, для уменьшения оптической светимости в L'/L раз, необходимо, чтобы сечение σ удовлетворяло соотношению

$$\frac{L}{L'} \approx e^{-\sigma}. \tag{5}$$

Для $L'/L = 100$ находим $\sigma = 5$. Следовательно, из (4) получаем, что $m < 0.05$ г/см^2. Сравнивая это значение с наблюдаемой интенсивностью выброса массы с поверхности звезд типа Т Tau, можно оценить, как быстро звезда возвращается в состояние высокой светимости после прекращения генерации продуктов распада. Действительно, принимая интенсивность выброса вещества 10^{-6} $M_\odot$/год, то есть $\dot{m} = 10^{19}$ г/с, находим, что вызывающие уменьшение светимости звезды продукты распада будут рассеяны за время

$$t = \frac{m}{\dot{m}} \approx 10^4 \text{ с}. \tag{6}$$

Сравнение полученного значения t с наблюдаемым временем увеличения блеска V 1057 Cyg (1 год) показывает, что скорость увеличения блеска должна определяться не скоростью рассеяния продуктов распада, а скоростью затухания самих процессов распада.

Итак, допустим, что светимость фуора уменьшается из-за увеличения непрозрачности. Естественно, при этом возникает вопрос, куда же девается энергия оптического излучения фуора? В определенном смысле нужно иметь механизм уничтожения энергии излучения фуора. Таким механизмом, как нам представляется, может быть преобразование энергии излучения в кинетическую энергию выбрасываемого с поверхности вещества. Действительно, скорость выбрасываемого с поверхности звезд типа T Tau вещества может достигать сотен километров в секунду [6, 7]. Подсчет кинетической энергии выбрасываемого с поверхности звезды типа T Tau вещества показывает, что эта энергия сравнима с полной светимостью фуора: $E = m(v^2/2) \approx 10^{35} - 10^{36}$ эрг/с. Подчеркнем еще раз: мы предполагаем, что преобразование энергии излучения фуора в кинетическую энергию выбрасываемого с его поверхности вещества обеспечивается продуктами распада сверхплотного дозвездного вещества.

Что представляют собой эти продукты распада? Полученное выше значение непрозрачности (4) заставляет нас считать, что это — пыль. Действительно, только для пылинок возможны такие большие значения $\varkappa/m$ [9]. Как может появиться пыль в результате распада сверхплотного дозвездного вещества? На этот вопрос сейчас ответить невозможно, можно только сказать, что наличие пыли в оболочках звезд типа T Tau является наблюдательным фактом, и, с другой стороны, конденсация пыли в условиях фуоров представляется невозможной.

Появление пыли приводит не только к ослаблению видимого излучения звезды, но и к ее покраснению, что и наблюдается в фуорах: в минимуме блеска континуум соответствует более холодной звезде. Отметим, что рассеяние пылевой оболочки, как причина возрастания яркости фуоров, рассматривалась в ряде работ (см. [3]). Как отмечено в [3], концепция рассеивающейся пылевой оболочки встречается с рядом трудностей при попытке объяснения спектральных изменений фуоров. Несомненно, только пылью невозможно объяснить все многообразие явления фуора — мы и не ставим перед собой такой задачи, понимая, что распад сверхплотного дозвездного вещества может сопровождаться самыми разнообразными явлениями. Отметим, между прочим, что появление пыли при распаде сверхплотного дозвездного вещества могло бы объяснить пылевую составляющую областей звездообразования и, быть может, уменьшение блеска «антивспыхивающих» звезд.

Может возникнуть вопрос о том, не приведет ли выделение энергии при распаде сверхплотного дозвездного вещества к увеличению, а не к

уменьшению светимости фуора. Здесь надо иметь в виду, что, согласно [5], при распаде сверхплотного дозвездного вещества энергия выделяется преимущественно в ультрафиолетовом диапазоне. Конечно, об энергии распада сверхплотного дозвездного вещества можно говорить лишь предположительно. Все же, исходя из сформулированного выше принципа независимости проявлений дозвездного вещества от конкретных условий, будем считать, что энерговыделение это составляет величину порядка 10^{18} эрг/г и что коэффициент трансформации этой энергии в оптическое излучение составляет 0.01 — просто потому, что именно эти значения были приняты нами в [10]. Тогда оказывается, что на стадии звезды типа T Tau, когда потери выбрасываемых с поверхности звезды продуктов распада дозвездного вещества компенсируются процессом деления этого вещества, выделяется энергия:

$$E \approx 10^{16} \dot{m} \approx 10^{31} \div 10^{35} \text{ эрг/с}. \qquad (7)$$

Как видно из этой оценки, выделяющейся энергии достаточно для того, чтобы обеспечить наблюдаемые флуктуации блеска звезд типа T Tau, но, по-видимому, недостаточно, чтобы компенсировать вызванное увеличением непрозрачности уменьшение блеска фуора.

Итак, приведенные выше соображения позволяют нам считать состояние высокой светимости нормальным, неактивным состоянием фуоров. Стадия T Tau отличается от стадии высокой светимости лишь тем, что имеют место распад сверхплотного дозвездного вещества во внешних областях звезды и соответствующее уменьшение светимости, вызванное увеличением непрозрачности. Возникает естественный вопрос о продолжительности пребывания фуора в нормальном состоянии и в состоянии звезды типа T Tau. Хотя трудно судить о продолжительности этих этапов и даже вообще о направлении эволюции фуоров на основе имеющихся крайне ограниченных данных, однако некоторые предположения можно сделать. В частности, то обстоятельство, что после увеличения блеска фуор V 1057 Cyg оказался в малонаселенной области провала Герцшпрунга, позволяет предположить, что стадия T Tau соответствует тому моменту эволюции фуора, когда он пересекает провал Герцшпрунга. Пересечение провала Герцшпрунга соответствует эволюционной фазе расширения конвективной оболочки при эволюции в области красных гигантов. Не исключено, что расширение конвективной оболочки как-то содействует выносу сверхплотного вещества на поверхность звезды и переходу к стадии T Tau. При этом мы должны допустить, что стадии T Tau предшествует стадия горячего гиганта и что после стадии T Tau наступает стадия красного гиганта. В пользу такого допущения свидетельствует, возможно, то обстоятельство, что в

некоторых ассоциациях наряду с горячими гигантами присутствуют звезды типа T Tau и красные гиганты.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE EVOLUTIONARY CONNECTION BETWEEN FUORS AND T-TAU TYPE STARS

Yu. K. MELIK-ALAVERDIAN

A suggestion that the T-Tau state of a star is caused by increased oppacity of external layers of the star is advanced. It is suggested that the increase of oppacity is caused by the presence of the product of decay of protostellar matter in external layers of T-Tau-type stars.

ЛИТЕРАТУРА

1. *G. Welin*, Astron. Astrophys., 12, 312, 1971.
2. *G. H. Herbig, E. A. Harlan*, Inf. Bull. Variable Stars, No. 513, 11, 1971.
3. *G. H. Herbig*, Ap. J., 217, 693, 1977.
4. *G. L. Grasdalen*, Ap. J., 182, 781, 1973,
5. *В. А. Амбарцумян*, Сообщ. Бюраканской обс., 13, 3, 1954.
6. *L. V. Kuhi*, P.A.S.P., 75, 416, 1963.
7. *G. H. Herbig*, Proc. Conf. on Stellar Evolution, La Plata, 1971, p. 23.
8. *К. У. Аллен*, Астрофизические величины, Мир, М., 1977.
9. *S. A. Kellman, J. E. Gustad*, Ap. J., 157, 1465, 1969.
10. *Ю. К. Мелик-Алавердян*, Астрофизика, 15, 129, 1979.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17 АВГУСТ, 1981 ВЫПУСК 3

УДК 524.31

СОДЕРЖАНИЕ ГЕЛИЯ В АТМОСФЕРЕ V 380 ЛЕБЕДЯ (ЭВОЛЮЦИОННЫЙ СТАТУС СИСТЕМЫ)

В. В. ЛЕУШИН и Л. И. СНЕЖКО

Поступила 14 июля 1980
Принята к печати 27 мая 1981

По полученным на БТА спектрам проанализированы эквивалентные ширины водородных и гелиевых линий яркого компонента системы V 380 Cyg. Найдено усиление всех линий поглощения в фазе выхода второго компонента из затмения. Оценено содержание гелия в атмосфере яркого компонента $N(He)/N(H) \approx 0.22$, что в два раза больше значений, характерных для нормальных непроэволюционировавших звезд. Делается заключение о необходимости пересмотра эволюционного статуса системы V 380 Cyg.

1. *Введение.* Определение химического состава атмосфер компонентов двойных звезд, эволюционирующих с потерей массы, может дать ключевую информацию о предыстории и настоящем эволюционном статусе двойной системы. Затменная двойная система V 380 Cyg была включена нами в список звезд, исследуемых с целью определения содержания в их атмосферах химических элементов, участвующих в CNO-цикле. Хотя V 380 Cyg отнесена к разделенным системам главной последовательности [1], не удается согласовать ее спектральные и фотометрические элементы в предположении, что более яркий компонент является нормальной звездой главной последовательности [2]. Предварительный анализ показал, что имеющиеся противоречия между светимостью и размерами могут быть сняты при предположении, что более яркий компонент является сверхгигантом, уже потерявшим значительную долю массы. Поэтому мы прежде всего поставили задачу определения содержаний водорода и гелия в атмосфере яркого компонента V 380 Cyg.

2. *Наблюдательный материал.* Спектральный наблюдательный материал был получен на спектрографе ОЗСП БТА с камерой II, дисперсия

8 А /мм. Для уменьшения влияния вторичного компонента на суммарный спектр системы наблюдения проводились вблизи вторичного минимума в кривой блеска. Фазы вычислялись по элементам, приведенным у Бэттэна [3]. Данные о спектрограммах приведены в табл. 1, всего получено по 4 спектрограммы для фаз 0.49 и 0.65.

Таблица 1

СПИСОК СПЕКТРОГРАММ V 380 Cyg

Номер снимка	Дата	Время	Фазы
10	18.05.1978	22^h59^m	1614.491
11	„	23 10	.492
12	„	23 24	.493
13	„	23 45	.494
26	20.05.1978	22 30	.651
27	„	22 52	.652
28	„	23 12	.653
29	„	23 26	.654

Спектрограммы были независимо профотометрированы на микрофотометре ИФО-451, дающем записи в фотографических плотностях, и на микрофотометре прямых интенсивностей САО АН СССР. Затем измерялись линии водорода, гелия и ряда других ионов, причем для определения точности получаемых значений эквивалентных ширин (W_λ) отдельно обрабатывались оба ряда регистрограмм. Рис. 1, где представлено сопоставление W_λ для этих двух измерений, показывает хорошее согласие результатов, что свидетельствует о точности нашего материала. Средняя вероятная ошибка, как показывает рис. 2, зависит от значения эквивалентной ширины и меняется в пределах от 10—15% для $W_\lambda \approx 0.01$ А до 3—4% для $W_\lambda \approx 1.5$ А.

Значения эквивалентных ширин линий водорода и гелия для фаз наблюдений приведены в табл. 2, данные которой показывают, что W_λ в фазе 0.49 в среднем в 1.5 раза превышают их значения в фазе 0.65. Среднее значение W_λ для H_γ, найденное другими авторами [3, 4], составляет (2.5 ± 0.1) А, что совпадает с нашими значениями для фазы 0.65.

3. *Спектральный класс и светимости компонентов системы.* В табл. 3 сведены имеющиеся в литературе определения параметров компонентов V 380 Cyg. Большие различия отдельных определений вызваны как качеством наблюдательного материала, так и методическими различиями. Данные МакНамары [9] получены из фотоэлектрических наблюдений с интерференционными фильтрами, пересчитанных затем в систему *UBV*. По-

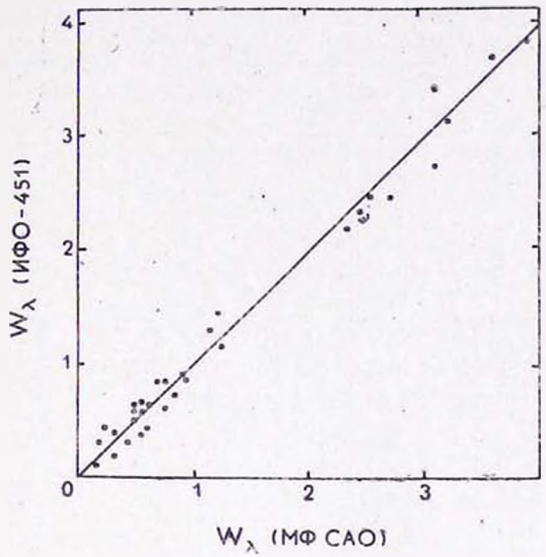


Рис. 1. Сопоставление эквивалентных ширин, полученных по разным регистрограммам.

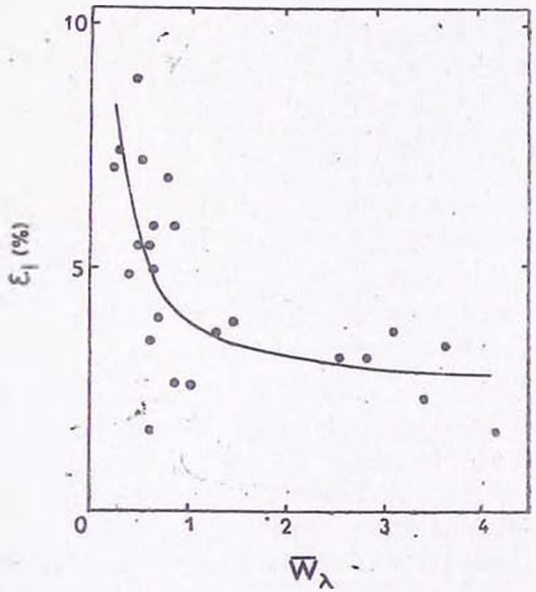


Рис. 2. Зависимость относительной ошибки от величины эквивалентной ширины.

Таблица 2

СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ШИРИН ЛИНИЙ ДЛЯ ДВУХ ФАЗ И ИХ ОТНОШЕНИЯ

λ, Элемент	W_λ		$\frac{W_{0.49}}{W_{0.65}}$	λ, Элемент	W_λ		$\frac{W_{0.49}}{W_{0.65}}$
	0.49	0.65			0.49	0.65	
3835.39 H_9		2.51		4026.36 HeI	1.27	0.95	1.5
3867.48 HeI		0.30		4101.74 H_δ	3.68	2.84	1.3
3871.79 HeI		0.27		4120.82 HeI	0.68	0.45	1.5
3878.18 HeI	0.27	0.15	1.8	4143.76 HeI	0.81	0.55	1.5
3889.05 H_8	3.70	2.95	1.2	4168.97 HeI	0.23	0.13	1.8
3926.50 HeI	0.79	0.59	1.3	4340.47 H_γ	4.13	2.51	1.6
3964.73 HeI	0.47	0.34	1.4	4387.07 HeI	0.86	0.54	1.6
3970.07 H_ε	3.42	3.08	1.1	4437.55 HeI	0.26	0.11	2.4
4009.27 HeI	0.73	0.54	1.4	4471.73 HeI	1.42	0.84	1.6
4023.90 HeI	0.11	0.09	1.2	4861.33 H_β		3.85	

Таблица 3

ХАРАКТЕРИСТИКИ КОМПОНЕНТОВ V 380 Cyg

Автор	Первичный компонент				Вторичный компонент			
	S_p	M_v	$\mathfrak{M}_\odot$	$R_\odot$	S_p	M_v	$\mathfrak{M}_\odot$	$R_\odot$
Бэттен [3]	B1.5	-4^m4	14.1	12.8	B3	-3^m2	8.0	8.7
Кох и др. [4]	B0.5	−4.9			B0–B2	−3.4		
Копал [2]	B1.5	−5.5	17	22	B2.5		9.1	6.1
Петри [5]	B2	−3.9						
Морган [1]	B1	−5.1						
Дуке [7]	B1	−2.8	по межзвездным линиям					
Рамзей [8]	B1	−3.6						
МакНамара [9]	O9.5	−5.3	$(U-B)_0 = -1^m09$, $(B-V)_0 = -0^m30$					
Николет [10]			$(U-B)_0 = -0^m77$, $(B-V)_0 = -0^m04$					

лученные им значения $T_{\text{eff}} = 39\,000$ K и спектрального класса O 9.5 никак не могут быть согласованы с наблюдаемыми величинами эквивалентных ширин линий H, He, Mg и Si. В то же время прямые измерения в системе UBV приводят к значениям T_{eff}, не превышающим 20 000 K [10].

В табл. 4 приведены определения спектрального класса по нашему наблюдательному материалу с помощью построенных Копыловым калибровочных зависимостей [11, 12]. Для фазы 0.65 среднее значение спектрального класса составляет B2.2, чему соответствует $T_{\text{eff}} = 22\,800$ K.

Обращает на себя внимание большой разброс отдельных определений для фазы 0.49, что не может быть объяснено неточностью определения

эквивалентных ширин. При этом усиление линий при переходе от фазы 0.65 к фазе 0.49 не удается объяснить изменением основных параметров атмосферы яркого компонента, так как одновременно усиливаются линии всех ионов с различными потенциалами возбуждения и ионизации.

Таблица 4

ВЕЛИЧИНЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ КРИТЕРИЕВ (А) И СПЕКТРАЛЬНЫЕ КЛАССЫ ДЛЯ ДВУХ ФАЗ

Критерий	0.49	0.65	0.49	0.65
$\frac{W_\lambda (Mg\ II\ 4481)}{W_\lambda (He\ I\ 4471)}$	0.41	0.40	B2.6	B2.6
W_λ (C III+O II 4649)	0.66	0.54	B1.2	B2.8
W_λ (O II 4641)	0.70	0.60	B1.4	B1.8
W_λ (Mg II 4481)	0.58	0.36		B2.6
W_λ (Si 4131 + 4128)	0.31	0.21	B2.6	B1.8
W_λ (Si III 4553 + 4568+4573)	1.34	0.90	B1.6	B1.8
W_λ (C II 4267 + 3920)	0.77	0.53	B2.0	B2.2

Для фазы 0.65 спектроскопические определения по W_λ водородных линий светимости первичной компоненты V 380 Cyg дают значение $M_V \approx -4^m5$. Принимая значение радиуса яркой компоненты $R_1 = 12.8\ R_\odot$ по данным Бэттена [3] и значение болометрической поправки для B2.2 $\Delta M = -2^m3$ [13], получаем $T_{eff} = 22\,900$ K, что хорошо согласуется со спектроскопическим определением. При находимых стандартной методикой значениях $M_V = -4^m5$ и $T_{eff} = 22\,800$ K яркая компонента V 380 Cyg лежит выше главной последовательности. Выполненное компромиссное согласование спектральных и фотометрических элементов приводит к тому, что оба компонента V 380 Cyg отклоняются от соотношений масса—радиус и масса—светимость для звезд главной последовательности и на диаграмме спектр—светимость лежат выше нее на 1^m—2^m.

4. *Возможные причины изменения интенсивности линий.* Определение эффективной температуры по W_λ линий H_γ и H_δ для фазы 0.49 дает значение $T_{eff} \simeq 19\,000$ K, что нельзя совместить с эквивалентными ширинами линий других ионов (He I, Si III и т. д.). В фазе 0.49 обнаруживается усиление всех линий спектра, что также не объясняется изменением T_{eff} и ускорения силы тяжести, так как, например, при понижении T_{eff} линии водорода усиливаются, тогда как линии He I и Si III должны ослабевать. Для объяснения изменения линий HeI и HI

в фазах 0.49 и 0.65 изменением силы тяжести необходимо предположить уменьшение последней в фазе 0.65 на $\Delta \lg g \approx 1$, что неприемлемо для фигуры возмущенной компоненты двойной системы (при выходе из затмения g увеличивается). Кроме того при этом не объясняется изменение линий металлов. Следовательно, причина изменения интенсивности линий должна быть внешней по отношению к атмосфере яркого компонента.

Рассмотрим в качестве такой причины наличие вокруг яркого компонента системы газовой оболочки, прозрачной в непрерывном спектре и поглощающей в частотах линий. Согласно Бэттэну [3], ослабление блеска в фазе 0.49 составляет $^m05$. Приняв, что все ослабление блеска в фазе 0.49 определяется поглощением излучения вторичного компонента газовой оболочкой вокруг более яркого, находим верхний предел поглощения в оболочке $e^{-\tau} \leqslant \frac{0.20}{0.25}$ (0.25 — относительная величина блеска второго компонента вне затмения, 0.20 — то же в фазе 0.49) и отсюда оценку оптической толщи в непрерывном спектре $\tau \leqslant 0.22$. Оценка коэффициента поглощения в линиях и в непрерывном спектре при электронном давлении $\lg p_e \approx 1$ и при температурах $10^4 \leqslant T \leqslant 2 \cdot 10^4$ показывает, что оптическая толщина оболочки в линиях на 3—4 порядка превышает таковую в непрерывном спектре. Отсюда следует, что при ослаблении блеска системы на 0^m05 (в фазе 0.49) излучение спутника в линиях полностью поглотится. Таким образом, если линия вне затмения имеет остаточную интенсивность $r_0 = 0.5$, то в фазе 0.49 для нее нужно записать

$$r_0(0.49) = \frac{0.5 \cdot 0.75}{0.75 + 0.20} = 0.39,$$

где 0.75 — относительный блеск первичного (яркого) компонента системы, 0.2 — то же для вторичного компонента в фазе 0.49 и числитель — относительная величина излучения в линии для той же фазы. Таким образом, центральная глубина линии $R_0 = (1 - r_0)$ в фазе 0.49 станет в 1.22 раза больше, чем в фазе 0.65. Для слабых линий $W_\lambda \infty R_0$, так что рассматриваемый механизм вполне может объяснить необходимое усиление W_λ всех линий в фазе 0.49. Для еще более слабых линий эффект усиливается и при $R_0 = 0.2$, ($r_0 = 0.8$) центральная глубина возрастает в 1.8 раза. На рис. 3, где показано усиление линий в зависимости от эквивалентной ширины, можно видеть некоторое возрастание эффекта при малых эквивалентных ширинах.

В пользу существования такой оболочки вокруг главного компонента V 380 Cyg говорит и сравнительно большой разброс точек на кривой блеска в минимумах [3, 6]. Исследуя структуру линии K Ca II, Бэттэн от-

метил появление некоторых деталей, возникающих, возможно, в оболочке вокруг главного компонента [3].

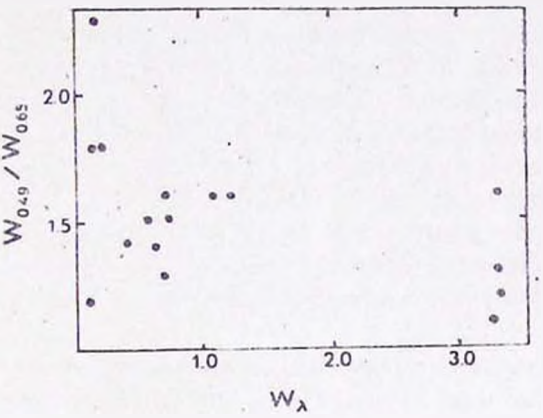


Рис. 3. Связь коэффициента усиления линии $\left(\frac{W_\lambda\ (0.49)}{W_\lambda\ (0.65)}\right)$ со средним значением W_λ.

Обнаруженная спектральная переменность V 380 Cyg требует ее детального исследования, а также поиска эмиссионного проявления предполагаемой оболочки вокруг первичного компонента системы.

5. *Определение относительного содержания гелия.* Имеющиеся в литературе данные [2, 3, 7], а также наши исследования свидетельствуют о том, что спектральные классы обоих компонентов V 380 Cyg близки. В этом случае в фазах максимального блеска и при наблюдаемых амплитудах лучевых скоростей [3], не приводящих к расщеплению линий, эквивалентные ширины линий в суммарном спектре будут равны их значениям в спектре каждого компонента. Действительно, пусть отношение светимостей $L_1/L_2 = l$, а $r1_\lambda$ и $r2_\lambda$ — остаточные интенсивности линий в спектре каждого компонента. Тогда для W_λ данной линии в суммарном спектре системы имеем:

$$W_\lambda = \int\left(1 - \frac{r1_\lambda + r2_\lambda l}{1+l}\right) d\lambda = \int\frac{1+l-r1_\lambda - r2_\lambda l}{1+l}\, d\lambda =$$

$$= \int\frac{1-r1_\lambda}{1+l}\, d\lambda + l\int\frac{1-r2_\lambda}{1+l}\, d\lambda = \frac{1}{1+l}\, W1_\lambda + \frac{l}{1+l}\, W2_\lambda$$

и если $W1_\lambda \approx W2_\lambda$, то $W1_\lambda = W2_\lambda = W_\lambda$.

Таким образом, при одинаковом спектральном классе обоих компонентов эквивалентные ширины в фазе 0.65 характеризуют главный компонент системы V 380 Cyg.

Примем для главного компонента системы значение $T_{eff} = 22\,800$ K, находимое из спектральных определений и по соотношению масса—радиус. Найденные Бэттэном [3] значения массы $\mathfrak{M} = 14.1\ \mathfrak{M}_\odot$ и радиуса $R_1 = 12.8\ R_\odot$ дают значение ускорения силы тяжести $\lg g \approx 3.37$. С помощью значений T_{eff} и $\lg g$ по эквивалентным ширинам из табл. 2, мы оценили содержание гелия относительно водорода в атмосфере главного компонента системы. Начальная оценка была получена с помощью полуэмпирической калибровки Унзольда, уточненной Любимковым [14]. Полученное значение составляет $N(\mathrm{He})/N(\mathrm{H}) = 0.20$, что примерно вдвое больше содержания гелия в атмосферах нормальных звезд. Необходимо отметить, что увеличение принятой температуры приводит к еще большему значению $N(\mathrm{He})$, так как линии гелия именно здесь достигают максимума [16].

Для более точного определения содержания гелия мы воспользовались результатами модельного расчета линий гелия, приведенными в работах О'Мара и Симпсона [15] и Ауэра и Михаласа [16]. Сводка полученных по разным линиям величин содержания He приведена в табл. 5, где принято $\lg N(\mathrm{H}) = 12.0$.

Таблица 5

СОДЕРЖАНИЕ ГЕЛИЯ В V 380 Cyg ДЛЯ РАЗНЫХ $\lg g$

λ (A)	$\lg N$ (He)	
	$\lg g = 3.37$	$\lg g = 3.0$
4009	11.22	11.36
4026	11.25	11.55
4121	11.70	11.75
4143	11.25	11.50
4387	11.25	11.50
4437	11.20	11.50
4471	11.20	11.40

Определения по разным линиям близки, исключение составляет линия λ 4121. Вероятнее всего, что интенсивность этой линии переоценена из-за блендирования с линиями O II и S II.

В целом, данные табл. 5 показывают, что содержание гелия в атмосфере главного компонента V 380 Cyg лежит в пределах $0.17 \leqslant \frac{N(\mathrm{He})}{N(\mathrm{H})} \leqslant 0.27$, что в 1.7—2.7 раза больше, чем у нормальных звезд. Основную неопределенность результатов создает неуверенность значения ускорения силы тяжести, достигающего $\Delta \lg g \sim 0.5$. Тем не менее, заключение о повышенном содержании гелия остается в силе.

6. *Заключение.* Фотометрические и спектральные данные для затменной двойной системы V 380 Cyg свидетельствуют о пекулярности ее компонентов [1, 2]. Попытка согласовать наблюдаемое у V 380 Cyg движение линии апсид с моделями однородных звезд не привела к успеху [17]. Проведенный здесь анализ обнаружил повышенное содержание гелия в атмосфере первичного компонента системы и возможное наличие вокруг него газовой оболочки. Все это показывает, что оценки основных характеристик компонентов системы, полученные с применением соотношений, установленных для нормальных одиночных звезд, следует рассматривать как первое приближение. Для установления эволюционного статуса V 380 Cyg необходимо выполнить наблюдения и их анализ с учетом обнаруживаемых пекулярностей.

Ростовский государственный
университет
Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

THE ABUNDANCE OF He IN THE ATMOSPHERE V 380 CYG (THE EVOLUTIONARY STATUS OF THE SYSTEM)

V. V. LEUSHIN, L. I. SNEZHKO

The equivalent widths of hydrogen and helium lines of the bright component of the system V 380 Cyg have been analysed using the spectra obtained with the 6-meter telescope. Strengthening of all the absorption lines in the phase of coming from eclipse of the second component is found and interpreted by the presence of envelopes. The helium abundance is determined ($N(\mathrm{He})/N(\mathrm{H}) \approx 0.22$), which is two times larger than the value for normal stars. A conclusion is made on the necessity of the evolutionary status revision for the system V 380 Cyg.

ЛИТЕРАТУРА

1. *М. А. Соечников*, Уч. зап. УрГУ, сер. астрон., вып. 5, 1969.
2. *Z. Kopal, M. B. Shapley*, Jodrell Bank Ann., 1, 141, 1956.
3. *H. Batten*, Publ. Dom. Astrophys. Obs., 12, 91, 1962.
4. *R. H. Koch, E. C. Olson, K. M. Yoss*. Ap. J., 141, 955, 1965.
5. *R. M. Petrie*, Publ. Dom., Astrophys. Obs., 9, 251, 1952.
6. *I. Semeniuk*, Acta Astronomica, 18, 1, 1968.
7. *D. Duke*, Ap. J., 113, 100, 1951.
8. *J. Ramsey*, Ap. J., 111, 434, 1950.
9. *D. H. Mc Namara*, in "Spectral Classification and Multicolour Photometry", IAU Symp. No. 24, 1966, p. 190.

10. *B. Nicolet*, Astron. Astrophys., Suppl. ser., 34, 1, 1978.
11. *И. М. Копылов*, Изв. Крымской обс., 20, 123, 1958.
12. *И. М. Копылов*, Изв. Крымской обс., 20, 157, 1958.
13. *К. У. Аллен*, Астрофизические величины, Мир. М., 1977.
14. *Л. С. Любимков*, Изв. Крымской обс., 52, 49, 1974.
15. *B. J. O'Mara, R. W. Simpson*, M. N., 75, 51, 1971.
16. *L. H. Auer, D. Mthalas*, Ap. J., Suppl. ser., 25, 433, 1973.
17. *I. Semeniuk, B. Paczynski*, Acta Astronomica, 18, 33, 1968.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17 АВГУСТ, 1981 ВЫПУСК 3

УДК 524.354/.358

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

НОВЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ С УФ-КОНТИНУУМОМ

На пластинках Бюраканского спектрального обзора неба кроме хорошо известных галактик Маркаряна в настоящее время выявлено также несколько сот кандидатов в квазизвездные объекты и несколько тысяч слабых голубых звезд. Выделенные объекты обладают характерным распределением энергии в непрерывном спектре (плоский спектр с усиленным УФ-континуумом) и, как правило, не показывают наличия заметных эмиссионных или абсорбционных линий на наших низкодисперсионных спектрах, за немногими исключениями. Для выяснения их природы необходимы щелевые спектрограммы. Ряд объектов сразу обращает на себя внимание благодаря переменности с большой амплитудой. Большинство объектов составляют звезды типа U Gem, новоподобные и другие редкие классы эруптивных звезд, но не исключена возможность попадания и квазаров. Сообщения о нескольких подобных объектах были опубликованы ранее в работах [1—3].

В настоящей работе приводятся сведения еще для пяти новых переменных объектов. Данные для этих объектов приведены в табл. 1, где даны координаты для эпохи 1950 г., вероятные интервалы изменения блеска, галактическая широта, предполагаемый спектральный класс и вероятный тип переменной.

Недостаток данных не позволяет уверенно определить тип переменных, указать характер изменения блеска и т. д. Однако при сравнении спектральных изображений известных переменных со спектрами вновь обнаруженных оказалось возможным для некоторых из вновь обнаруженных

указать их вероятные типы. Приводятся описания объектов как по картам Паломарского обозрения, так и по спектральным изображениям на наших пластинках. Приведены также юлианские дни наблюдений и соответствующий этим наблюдениям блеск объекта (блеск объекта указан рядом с JD в скобках). Оценки блеска глазомерные с точностью $\pm 0^m.3$ звездной величины.

Таблица 1

№	α_{1950}	δ_{1950}	Δm_V	b	Спектр	Вероятный тип
1	$0^h10^m.6$	+ 7°42′	16^m —$18^m.5$	—55°	BA	—
2	9 48.7	+34 21	14 —17	+51	OB	U Gem?
3	10 15.5	+12 38	15.5—18	+51	—	—
4	23 20.6	+18 08	11 —15	+19	OB	U Gem?
5	23 51.3	+22 52	15 —16	—38	BA	—

Карты отождествления, отмечатанные с красных карт Паломарского обозрения, даны на рис. 1.

Описание объектов.

1 — Объект на картах Паломарского обозрения имеет яркость около $18^m.5$. Спектральные и прямые снимки показывают, что яркость объекта по сравнению с картами Паломарского обозрения возросла примерно на 2.5 звездные величины. В спектре с невысоким разрешением, полученном на 6-м телескопе, наблюдаются бальмеровские линии поглощения. Спектральное распределение энергии соответствует спектрам звезд классов B или A. Блеск оценен по двум спектральным, трем прямым снимкам и двум визуальным определениям во время спектральных наблюдений: JD 2441242(16^m), 2334(16^m), 3105($>17^m.5$), 3431(16^m), 3432(16^m), 3451.4 (16^m).

2 — На картах Паломарского обозрения яркость звезды соответствует примерно 17 звездной величине. Спектральное распределение энергии в максимуме блеска соответствует спектрам звезд классов O—B. Во времена спада или нарастания блеска появляются сильные эмиссионные линии, по-видимому, бальмеровской серии, которые в максимуме блеска заливаются сильным УФ-континуумом. Наблюдаются быстрые колебания блеска с большой амплитудой. Изменения блеска изучены по 16 спектральным и семи прямым снимкам: JD 2438463(17^m), 2440673(15^m), 2039(14^m), 2476($16^m.5$), 2491(17^m), 2788(14^m), 2864(15^m), 2443168(14^m), 224(14^m),

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

(в красных лучах). Север сверху, восток слева. Сторона квадрата 16′.

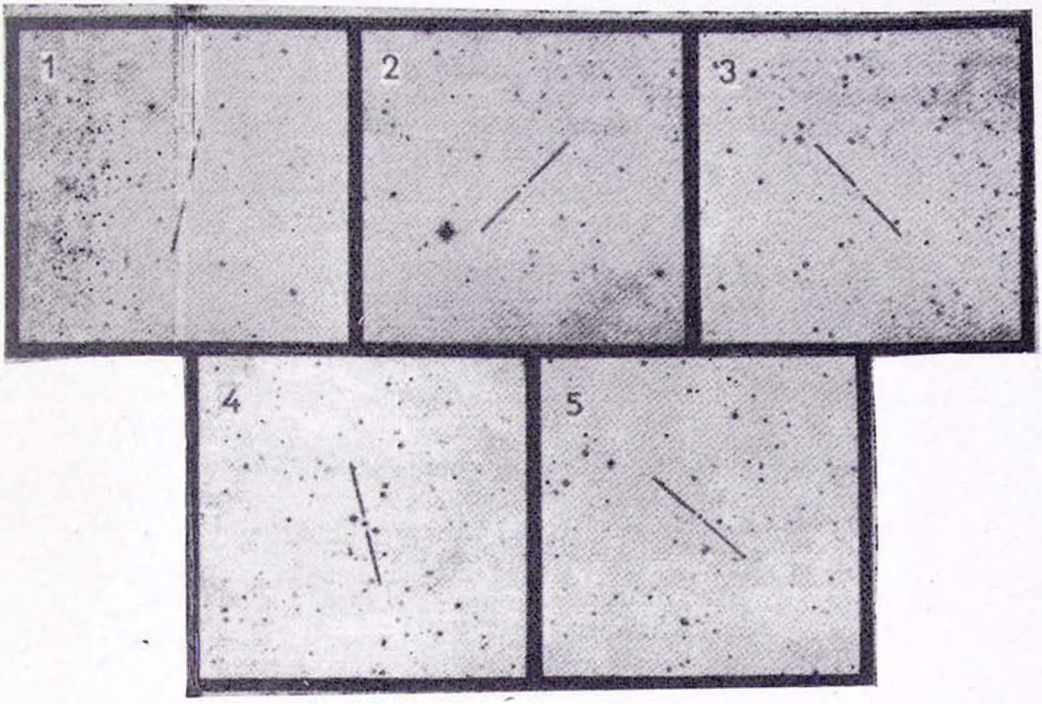


Рис. 1.

К ст. В. А. Липовецкого, Дж. А. Степаняна

226(14^m.5), 251(17^m), 254.7674(15^m), 254.8542(15^m.5), 570(17^m), 573(16^m), 601(15^m.5), 607(15^m), 952(16^m.5), 956(14^m.5), 961.7083(15^m), 961.7743(15^m), 961.8646(15^m.5), 963(17^m).

3 — На картах Паломарского обозрения объект имеет яркость около 18^m. Изменения блеска изучены по семи спектральным пластинкам: JD 2441357(15^m.5), 3198.8611(>17^m.5), 3198.8750(>17^m.5), 3251(17^m), 3608(>17^m.5), 3952(>17^m.5), 3961(>17^m.5).

4 — Имеются три спектральных и два прямых снимка. На картах Паломарского обозрения объект имеет яркость около 11^m. На всех наших пяти снимках яркость объекта около 15^m, то есть на четыре звездные величины слабее, чем на картах Паломарского обозрения. По-видимому, на картах Паломарского обозрения зарегистрирован момент максимального или предмаксимального состояния блеска объекта. В спектре наблюдаются эмиссионные линии бальмеровской серии. При сравнении спектрального изображения этой звезды (спектр горячей звезды типа O—B, наличие эмиссионных линий и т. д.) со спектральными изображениями звезд типа U Gem, в частности со звездой T Leo, выявляется большое сходство их спектров, что дает некоторое основание указать вероятный тип этой звезды — U Gem. В таком случае расстояние до нее должно быть порядка 160 пс. Юлианские дни наших наблюдений следующие: JD 2440511(15^m), 1304(15^m), 1305(15^m), 1535(15^m), 3431(15^m).

5 — На картах Паломарского обозрения объект довольно красный и имеет яркость около 15^m.5. Из спектральных снимков следует, что у него в 1974 г., JD 2442329, появился очень сильный и далекий УФ-континуум. Имеются три спектральных снимка: JD 2440511(16^m), 0512(16^m), 2329(15^m).

New Variable Stellar Objects with UV-Continuum. We have discovered five new variable stars in the course of a search for galaxies with ultraviolet continuum on plates obtained on the Byurakan observatory 40″ Schmidt-camera with a low-dispersion objective prism.

2 февраля 1981

Специальная астрофизическая обсерватория
Бюраканская астрофизическая обсерватория

В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ

Дж. А. СТЕПАНЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. *Б. Е. Маркарян*, Астрофизика, 3, 511, 1967.
2. *Б. Е. Маркарян*, Астрофизика, 4, 144, 1968.
3. *Дж. А. Степанян*, Астрофизика, 16, 187, 1980.

УДК 524.31

ВИДИМОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД В ОБЛАСТИ $115° \leqslant l \leqslant 126°$. $-5° < b \leqslant +5°$

После предварительных наблюдений и публикаций соответствующих результатов [1—4], имеющих методический характер, в Абастуманской астрофизической обсерватории на 70-см менисковом телескопе в комбинации с 2°-ой призмой начат низкодисперсный (1200 А/мм у Hγ) спектральный обзор Галактики $15° \leqslant l \leqslant 220°$, $-5° \leqslant b \leqslant +5°$ с целью выявления O—B—A, M5—M10, C и эмиссионных звезд.

Фотографирование ведется на IIIa-J и IIIa-F фотопластинках. Предельная фотографическая звездная величина равна 18^m0-18^m5 [1], что соответствует $I = 12^m5-13^m0$ [6]. Последняя на 2^m5 слабее предельной звездной величины ранее проведенных обзоров [5].

В отличие от инфракрасных обзоров ($I-N+$RG5) мы имеем возможность выявления и классификации O—B—A звезд, имеющих важное значение для исследования крупномасштабной структуры Галактики. Необходимо также отметить, что проводимый нами обзор явится дополнением к обзору Вестерлунда [7, 8], охватывающему область 220°—0°—10°, $-5° \leqslant b \leqslant +5°$ ($I = 12^m5-13^m0$).

В период с 1979 г. по 1980 г. нами получен наблюдательный материал для области $80° \leqslant l \leqslant 140°$, $-5° \leqslant b \leqslant +5°$. Параллельно со спектральным накапливался фотометрический материал в BVR цветах на 36/44-см телескопе системы Шмидта Абастуманской астрофизической обсерватории.

В результате просмотра фотонегативов, охватывающих область $115° \leqslant l \leqslant 126°$, $-5° \leqslant b \leqslant +5°$, выявлено 90 углеродных звезд, среди них 40 новых, не содержащихся в [9, 10]. Координаты и звездные величины девятнадцати новых углеродных звезд приводятся в табл. 1. Координаты определялись по соответствующим разностям Δx и Δy по отношению к ближайшим BD звездам, а звездные величины по диаметрам, изме-

ренным на Паломарских картах посредством зависимостей, приводимых в [11]. Данные об остальных углеродных звездах содержатся в [2, 12].

Таблица 1

№	α_{1900}	δ_{1900}	B	V
1*	$00^h02^m16^s$	64°09.9	$19^m.2$	$15^m.6$
2	18	61 09.9	19.5	14.8
3	06 03	63 56.4	19.0	14.9
4	09 36	62 38.7	19.7	15.7
5	14 32	59 57.6	17.1	13.3
6	28 04	44.4	17.6	14.0
7	32 07	60 05.5	19.7	14.2
8	33 04	55.2	19.0	14.1
9	23 37 33	62 40.1	19.3	14.8
10	41 37	06.9	19.0	14.5
11	43 17	64 08.2	16.0	12.9
12*	46 20	61 50.3	19.4	16.5
13	50 58	62 23.0	17.1	13.3
14	51 30	64 02.3	17.0	13.4
15	39	62 21.7	19.7	14.8
16	53 17	64 19.3	18.9	15.0
17	56 28	63 24.4	17.1	13.3
18*	54	62 25.2	19.7	15.5
19	57 52	63 04.3	19.7	15.6

* — переменные звезды.

Гистограммы распределения углеродных звезд в пределах исследуемой площадки представлены на рис. 1.

На рис. 1а показано распределение углеродных звезд по долготе. От других интервалов долготы резко отличается интервал 115°—117°, в котором выявлено относительно большое число новых углеродных звезд. На гистограмме широтного распределения им соответствует интервал положительных широт. Заслуживает внимания факт, что все они находятся в кругу радиуса 1.2 с центром в $l = 116°$ и $b = +1°$ (в среднем 5 звезд на кв. градус), что может быть результатом падения поглощения в указанном направлении. Не исключена также возможность существования реальной скученности некоторой доли этих объектов.

Десять углеродных звезд из табл. 1 относятся к классу очень красных звезд ввиду того, что $B - V \geqslant 4^m$ [13, 14].

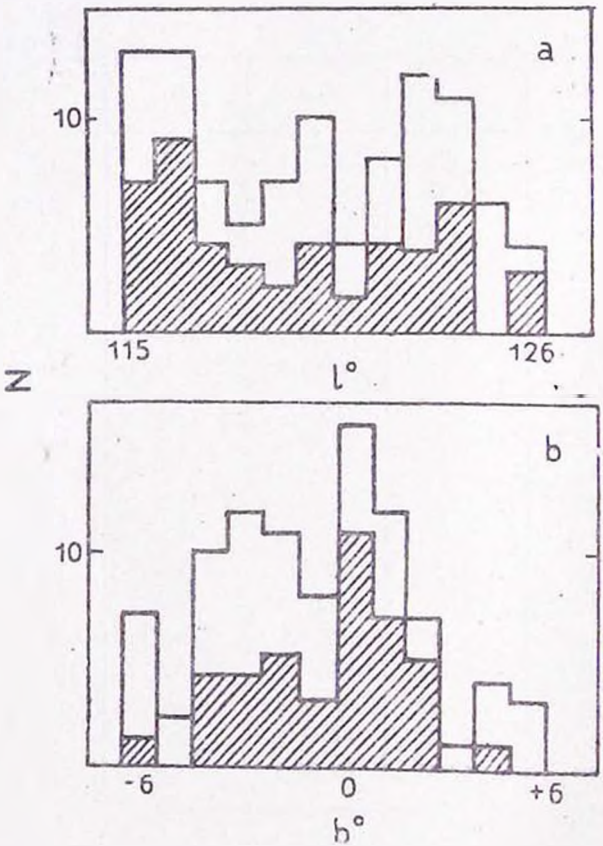


Рис. 1. Гистограммы распределения углеродных звезд по галактической долготе (*a*) и галактической широте (*b*). Заштрихованная область — количество звезд, выявленных в Абастумани.

Приводятся карты отождествления, отпечатанные с красных карт Паломарского атласа.

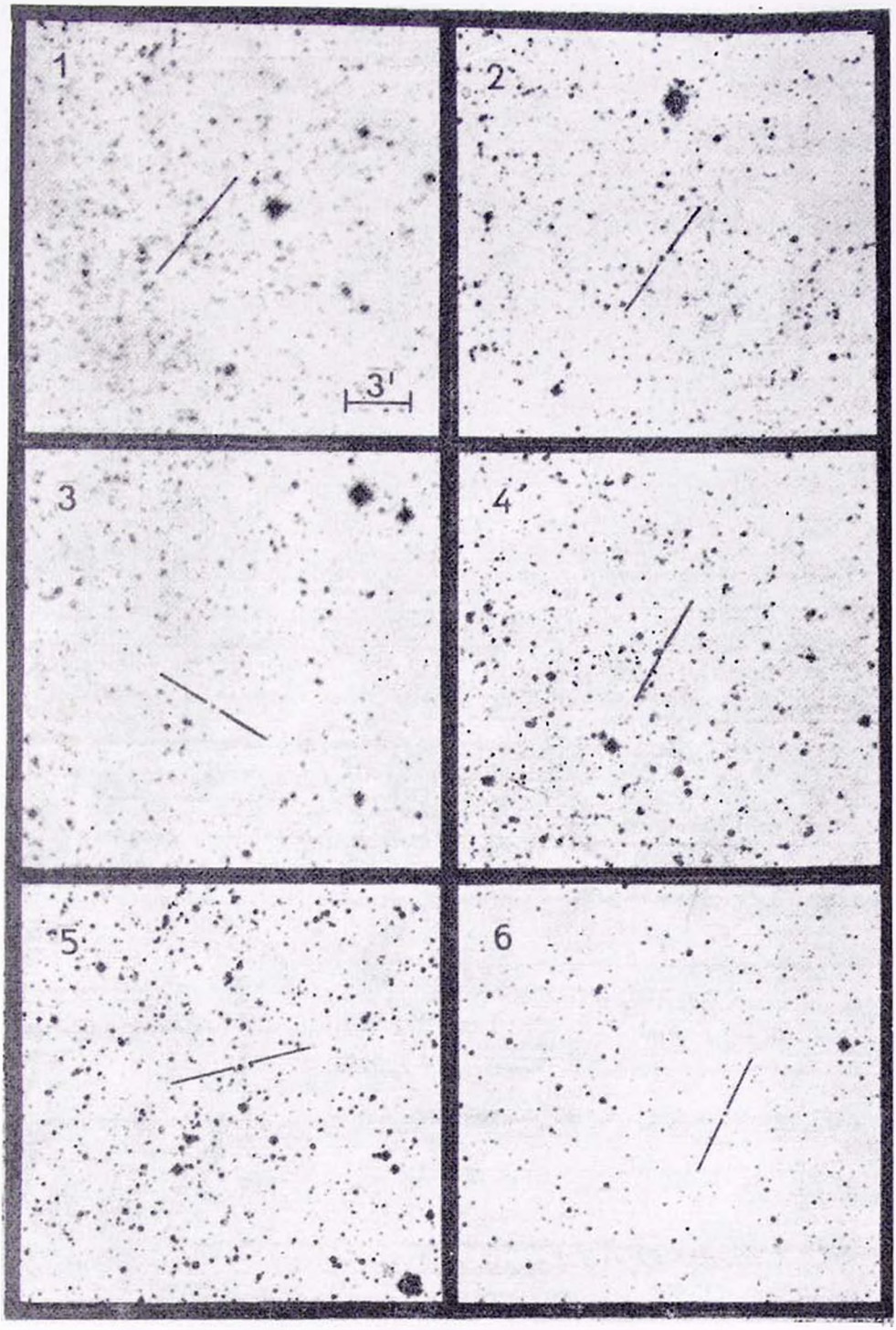
Apparent Distribution of the Carbon Stars in the Region $115° \leqslant l \leqslant 126°$, $-5° \leqslant b \leqslant +5°$. Forty new Carbon stars are revealed by the low dispersion spectral survey of six regions situated in Cas. The distribution of all known Carbon stars in this region is discussed.

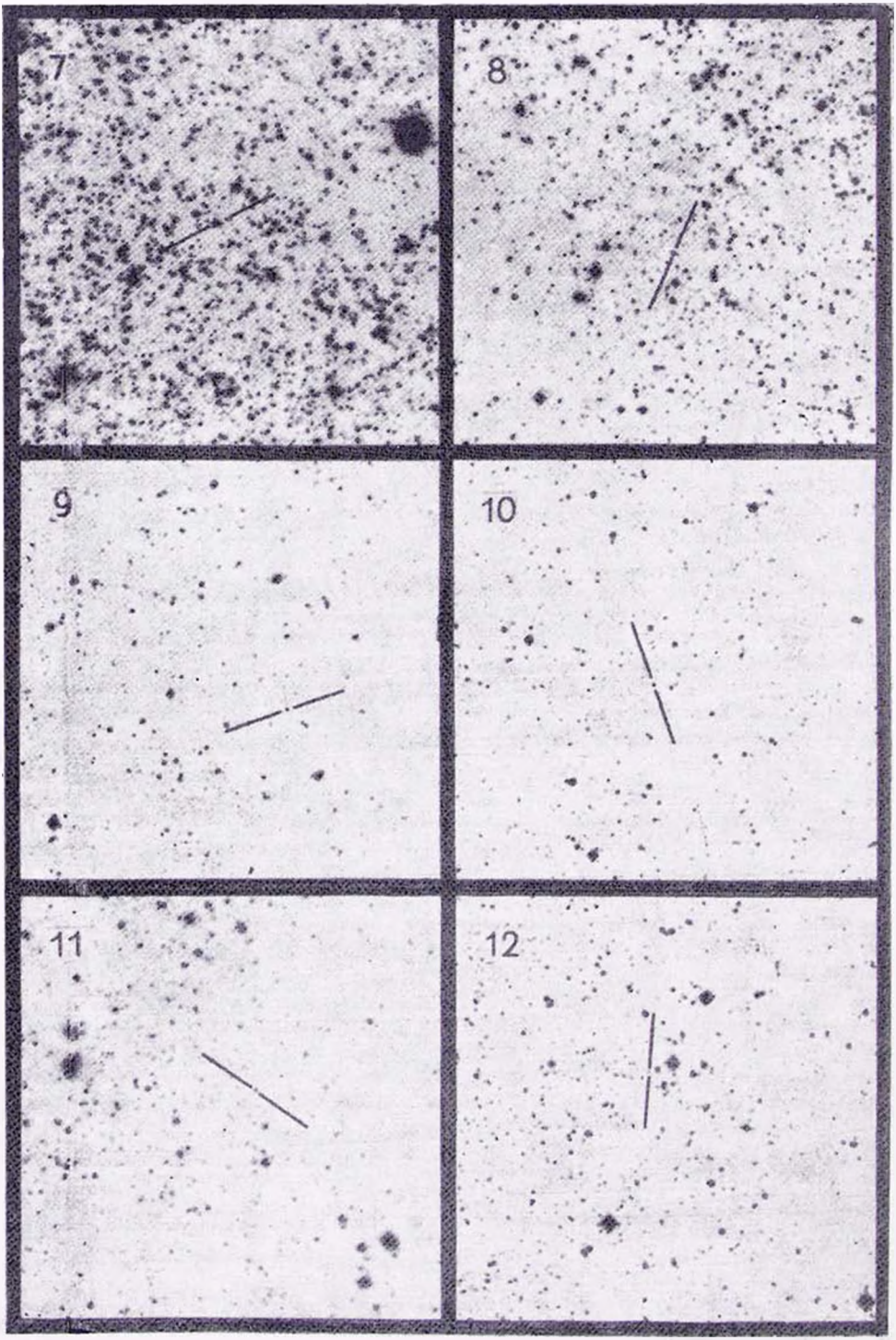
15 января 1981

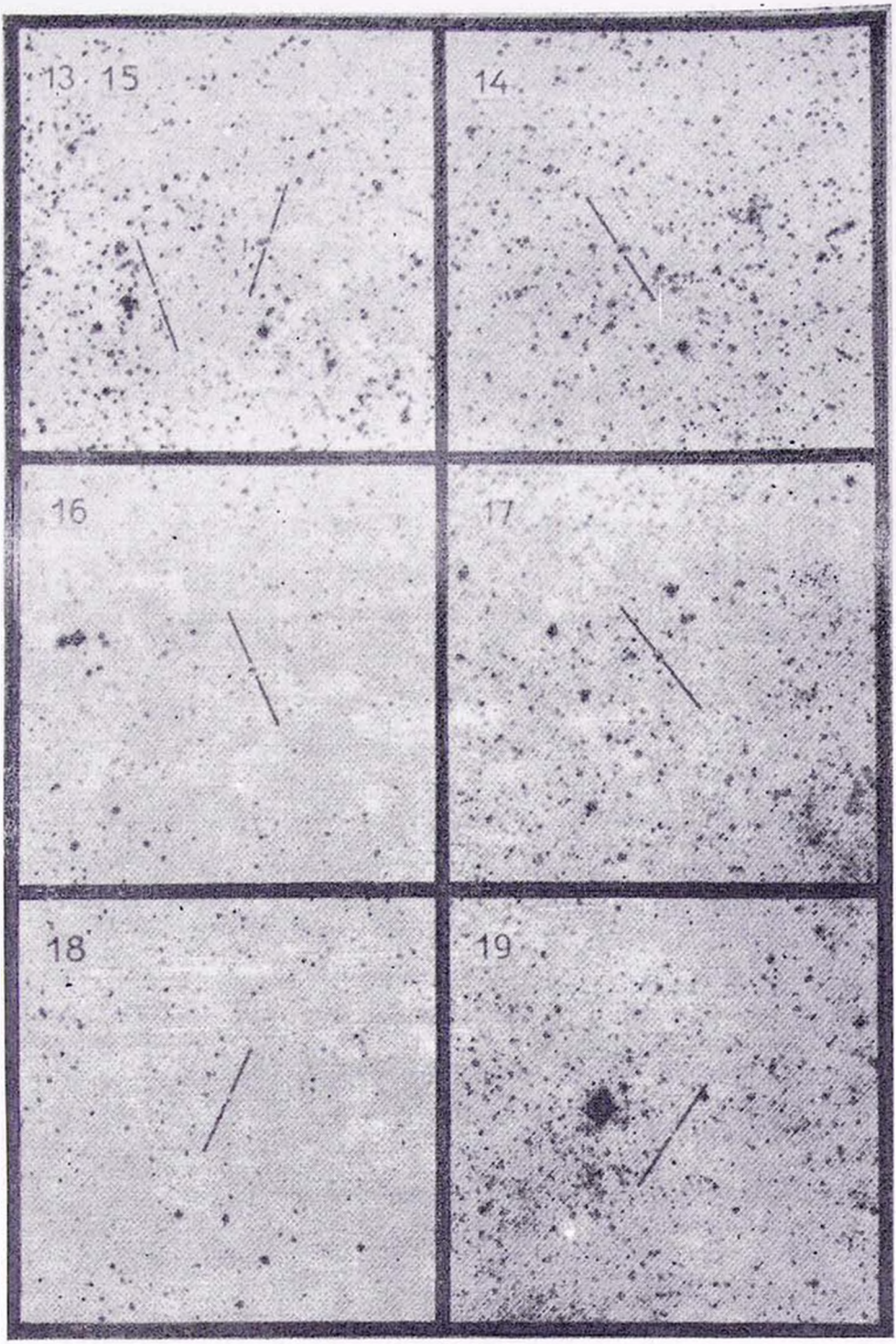
Абастуманская астрофизическая обсерватория

О. М. КУРТАНИДЗЕ
М. Г. НИКОЛАШВИЛИ

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ




7
8
9
10
11
12



К ст. О. М. Куртанидзе, М. Г. Николашвили

ЛИТЕРАТУРА

1. *O. M. Kurtanidze, R. M. West*, Astron. Astrophys., Suppl. ser., 39, 35, 1980.
2. *О. М. Куртанидзе, В. В. Натриашвили*, Астрон. цирк., № 1036, 1979.
3. *О. М. Куртанидзе*, Астрон. цирк., № 1109, 1980.
4. *О. М. Куртанидзе, В. В. Натриашвили, Р. Ш. Нацвлишвили*, Астрофизика, 16, 191 1980.
5. *L. N. Mavridis*, in "Structure and Evolution of the Galaxy" ed. by L. N. Mavridis, D. Reidel Publishing Company, 1970.
6. *N. Sanduleak*, Publ. Warner and Swasey Obs., 2, No. 5, 1977.
7. *B. E. Westerlund*, IAU—URSI Symp. No. 20, Ed. F. J. Kerr, A. W. Redgers, Austr. Acad. Sci., 1964, p. 160.
8. *B. E. Westerlund*, Astron. Astrophys., Suppl. ser., 4, 51, 1971.
9. *C. B. Stephenson*, Publ. Warner and Swasey Obs., 1, No. 4, 1973.
10. *А. Алкснис*, Каталог углеродных звезд (в рукописи автора).
11. *J. Dorschner, J. Gurtler, R. Schliekе, K.-H. Smidt*, Astron. Nachr., 289, 51, 1966.
12. *О. М. Куртанидзе, М. Г. Николашвили*, Астрон. цирк., (в печати).
13. *J. Dörschner, C. Friedemann, J. Gürtler*, Astron. Nachr., 294, 153, 1973.
14. *R. Weinberger, C. Poulakos*, Astron. Astrophys., Suppl. ser., 27, 249, 1977.

УДК 524.33+524.352

О КОЛИЧЕСТВЕ ЗВЕЗД С H_α-ЭМИССИЕЙ В ОБЛАСТИ ТУМАННОСТИ ОРИОНА

К настоящему времени, благодаря обнаружению большого количества новых H_α в эмиссии звезд, общее число звезд, у которых в спектре когда-либо наблюдалась H_α в эмиссии, в области Ориона с центром в Трапеции ($5° \times 5°$) превысило 400 [1, 2]. В это число входят в основном члены ассоциации.

Интересно определить общее ожидаемое количество звезд с H_α в эмиссии линией, так как в определенной степени это должно характеризовать степень активности звезд в ассоциации Ориона.

Мы использовали наблюдательный материал, полученный в обсерватории Тонантцинтла в течение 1956—1970 гг. на 26″ телескопе системы Шмидта в сочетании с 4° призмой. Для исследования поведения звезд с H_α в эмиссии были выбраны три периода, разделенные промежутком времени в 7 лет: 1956, 1963, 1970 гг.

Для каждого периода было выбрано не менее трех пластинок, близких друг к другу по дате наблюдений. Интенсивность H_α эмиссии оценивалась в пятибалльной шкале [1].

Звезды с H_α в эмиссии в области Ориона можно по степени H_α активности разделить на следующие две группы.

1. Звезды, у которых в спектре постоянно наблюдается линия H_α (по крайней мере за 1949—1970 гг.), без заметного изменения ее интенсивности.

2. Звезды, которые способны по временам быстро изменять интенсивность H_α. Сюда входят звезды, у которых наблюдаются вспышки в линии H_α и другие кратковременные изменения, то есть изменения внутри каждого периода.

Возможно, что длительные наблюдения в течение нескольких десятилетий переведут некоторые звезды, отнесенные к группе 1, в группу 2.

Так, у звезды VY Ориона, отнесенной нами прежде к первой группе, в 1977 г. эта линия полностью исчезла [3].

При определении общего числа H_α звезд рассматриваются H_α звезды обеих групп. При этом для простоты предполагается, что все они подчиняются одинаковым случайным закономерностям с различной вероятностью появления линии H_α. Вероятность того, что при случайном наблюдении у звезды будет обнаружена линия H_α, для звезд первой группы очень велика.

Около 60 звезд с эмиссионной H_α из списков [1, 2] были исключены из нашего рассмотрения, а некоторые могли быть пропущены. Среди них были звезды, у которых H_α наблюдалась лишь во время вспышки, или такие, данные о которых были недостаточно полны для выводов о характере переменности наблюдавшейся у них линии H_α.

Когда мы говорим о наличии H_α, мы имеем в виду те звезды, у которых H_α может быть обнаружена на снимках, полученных при использовании объективной призмы. Вероятно вычисления, основанные на более тонких методах, приведут к увеличению количества H_α звезд.

Применим формулу, которая была предложена В. А. Амбарцумяном [4] для вычисления общего количества переменных в скоплениях, для определения общего количества H_α звезд в области туманности Ориона.

Допустим, что имеется группа из N неправильных переменных, кривые блеска которых представляют собой случайные процессы, подчиняющиеся одинаковым статистическим закономерностям. Вероятность того, что за время t яркость звезды изменится на величину $> \varepsilon$, обозначим через $P(t)$.

Математическое ожидание числа звезд, которые при наблюдении в момент t_1 покажут блеск, который отличается от первоначального ($t = 0$) больше чем на ε, будет

$$N_1 = PN. \qquad (1)$$

Эту же область будем наблюдать в момент t_2. Пусть величины t_1 и $t_2 - t_1$ будут настолько велики, что состояние звезд в момент t_2 не зависит от состояния в момент t_1. Вероятность $P(t)$ при $t \to \infty$ не будет зависеть от t, то есть $P(t) \to P$. Количество звезд, показавших за время $t_2 - t_1$ изменение блеска $> \varepsilon$, должно быть тем же самым, то есть $N_1 \simeq N_2$, но звезды уже будут другие:

$$N_2 = PN. \tag{2}$$

Количество звезд, N_{12}, показавших переменность в оба интервала времени, будет:

$$N_{12} = PN_1. \tag{3}$$

Однако из-за статистических флуктуаций, а также разных качеств используемых пластинок и длительности экспозиций, может быть различие в количестве звезд при наблюдениях в моменты t_1 и t_2, то есть $N_1 - N_2 = \Delta N$. Поэтому следует внести поправку за наблюдаемые флуктуации. Введем поправку в значение N_{12} и обозначим исправленную величину через N'_{12}:

$$N'_{12} = N_{12}\frac{N_1}{N_2}. \tag{4}$$

Из (3) определим величину P:

$$P = \frac{N'_{12}}{N_1} \tag{5}$$

и окончательно

$$N = \frac{N_1^2}{N'_{12}}. \tag{6}$$

Величина N является нижним пределом, так как переменные бывают разных типов с разной вероятностью изменения блеска.

То, что было сказано об изменении блеска звезд в течение двух интервалов времени, справедливо также в случае, если мы говорим о наличии линий H_α в два момента времени. Здесь интервалы заменяются моментами, так как о переменности звезды можно говорить лишь сравнивая блеск на концах интервала, в то время как наличие линии H_α наблюдается непосредственно. В этом случае под N_1 будем понимать число звезд, наблюденных в момент $t = t_1$, под N_2 — число звезд с эмиссией в H_α в момент $t = t_2$, а под N_{12} будем понимать число звезд, показавших H_α в обоих случаях. Вычисление проведем для двух пар моментов.

Общее количество звезд, для которых наблюдательный материал позволил сделать оценки и выводы, относящиеся к переменности линии H_α, равнялось 413.

1. I и II, $N_1 = 289$, $N_2 = 284$, $N_{12}' = 226$, отсюда $N = 369$.

2. I и III, $N_1 = 287$, $N_3 = 283$, $N_{13}' = 231$, отсюда $N = 356$.

Итак, нижний предел общего количества H_α звезд около 360. Если учесть, что около 60 звезд не были учтены при расчетах, то приходим к выводу, что общее количество H_α звезд в области Ориона около 450.

Теперь перейдем к другому вопросу: каково число H_α звезд с сильным изменением в H_α? Тогда уже формула (6) применяется в том же смысле, что и для переменных звезд.

Вычисления, как и прежде, проведем для двух моментов:

1. I и II, $N_1 = 90$, $N_2 = 86$, $N_{12}' = 29$, $N = 267$.

2. I и III, $N_1 = 100$, $N_3 = 94$, $N_{13}' = 40$, $N = 251$.

Оценим процент вспыхивающих звезд среди тех, у которых имеется H_α в эмиссии. Среди вспыхивающих с H_α в эмиссии (N=80) числа звезд, показавших при слежениях за вспыхивающими звездами одну и две вспышки, соответственно равны: $n_1 = 57$, $n_2 = 16$.

Отсюда по формуле Амбарцумяна [5], $n_0 \leqslant 101$, где n_0 — число звезд, вспышки которых еще не наблюдались.

Следовательно, полное число вспыхивающих звезд с H_α в эмиссии будет $\geqslant 180$.

Так как полное число звезд с H_α в этой области порядка 450, то это означает, что среди звезд с H_α около 40% должны быть вспыхивающие звезды.

Если принять, что ожидаемое число всех вспыхивающих звезд в области ассоциации Ориона порядка 1500 [6], то окажется, что полное количество звезд с H_α в эмиссии приблизительно в три раза меньше.

Переменность в H_α можно считать одним из признаков RW-активности (переменности типа RW Возничего). Если предположить, что звезды типа RW Возничего в течение своей эволюции превращаются во вспыхивающие звезды [7, 8], то эти данные еще раз говорят о том, что фаза RW-активности короче фазы UV-активности (вспыхивающей активности), с учетом массы и светимости звезды.

Аналогичным методом недавно была получена оценка H_α звезд в области NGC 2264, [9].

В заключение приведем основные данные о совокупности звезд с линией H_α в эмиссии, содержащихся в области туманности Ориона:

1. Полное число звезд с эмиссионной H_α в области Ориона на площади $\sim$ 25 кв. градусов с центром в Трапеции Ориона порядка 450.

2. Полное число звезд с сильным изменением интенсивности H_α за несколько лет на этой же площади несколько меньше, $\sim$ 260.

3. Среди звезд с H_α около 40% должны быть вспыхивающие звезды.

On the Number of H_α Emission Stars in the Region of Orion Nebula. The total number of H_α emission stars in the region of Orion nebula on the base of new observational data is estimated. It is shown that the total number of H_α stars is of the order of 450.

27 мая 1981

Э. С. ПАРСАМЯН

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ЛИТЕРАТУРА

1. *G. Haro*, Ap. J., 117, 73, 1953.
2. *Э. С. Парсамян, Э. Чавира* (не опубликовано).
3. *G. Haro* (частное сообщение).
4. *В. А. Амбарцумян*, (сообщение на семинаре), 1977.
5. *В. А. Амбарцумян*, в сб. «Звезды, туманности, галактики», Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1969, стр. 283.
6. *Э. С. Парсамян*. Астрофизика, 16, 677, 1980.
7. *G. Haro*, IAU — URSI Symp. No. 20. Austr. Acad. Sci., 1964, p. 30.
8. *В. А. Амбарцумян*, Астрофизика, 6, 31, 1970.
9. *G. W. Marcy*, Ap. J., 85, 230, 1980.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17 АВГУСТ, 1981 ВЫПУСК 3

УДК 523

ОБЗОРЫ

К 100-летию Астрономической обсерватории Ленинградского университета

ЛЕНИНГРАДСКАЯ ШКОЛА ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

И. Н. МИНИН

Поступила 4 июня 1981
Принята к печати 21 июня 1981

Обзор работ по теории переноса излучения как раздела теоретической астрофизики. Основное внимание уделено результатам, полученным сотрудниками Астрономической обсерватории Ленинградского университета. Рассматриваются перенос монохроматического излучения, перенос излучения с перераспределением по частотам и нестационарный перенос излучения. Особо отмечены статьи, в которых содержатся основополагающие идеи и новые методы. Приведены также результаты, наиболее важные для дальнейшего развития теории и ее применений.

Наука двадцатого века привела к необходимости подробного анализа *уравнения*, описывающего *перенос фотонов и частиц* в веществе. Это уравнение исследовалось в ряде разделов физических и математических наук. Так, например, теория распространения волн в случайно-неоднородных средах, в которой рассматривается многократное рассеяние, при определенных допущениях (приближение геометрической оптики, переход от квантовых движений к классическим) приводит к уравнению переноса. Кинетическая теория для случая, так называемого, газа Лоренца (легкие частицы, которые движутся среди тяжелых и между собой не взаимодействуют)

имеет дело с линеаризованным уравнением Больцмана, которое совпадает с уравнением переноса. Кстати говоря, типичный газ Лоренца — фотонный газ.

Пожалуй, наиболее важные задачи о переносе фотонов и частиц возникли в связи с развитием ядерной энергетики. Появилась необходимость создания теории переноса нейтронов в ядерных реакторах. Вопросы защиты от вредных излучений стимулировали теорию распространения гамма-излучения в веществе, а также анализ прохождения заряженных частиц через вещество. Проблема осуществления управляемого термоядерного синтеза сталкивается с переносом излучения в плазме.

Уравнение переноса является интегро-дифференциальным и ставит много математических проблем как принципиальных, так и технических по реализации решений. Часто его приводят к сингулярному интегральному уравнению. Далее, процесс переноса можно рассматривать как случайный (марковский) с соответствующим статистическим толкованием основных величин. Таким образом находится связь с математической теорией вероятностных (стохастических) процессов.

Следует подчеркнуть, что рассматриваемая *теория начала развиваться* задолго до других ее перечисленных ветвей в *астрофизике при исследовании переноса лучистой энергии в атмосферах звезд и планет*. Первые шаги в развитии теории связаны с астрофизическими работами К. Шварцшильда [1], А. Шустера [2], Э. Милна [3] и Э. Эддингтона [4], опубликованными в начале века. Исключение составляет статья профессора Петербургского университета О. Д. Хвольсона [5], в которой рассмотрена задача о рассеянии света в молочных стеклах. В ней впервые получено интегральное уравнение, а также исследованы некоторые предельные (асимптотические) случаи. Частный вариант этого уравнения получил намного позднее Э. Милн, занимавшийся теорией лучистого равновесия звездных атмосфер. Другой любопытный факт состоит в том, что широко известный способ приближенного решения уравнения переноса излучения, называемый методом Эддингтона, намного раньше применял к задачам кинетической теории электронного газа в металлах Г. Лоренц.

Следует также упомянуть, что вопросы о переносе излучения часто возникают в геофизике при изучении атмосферы и океана. Уже в 1871 г. Рэлей сформулировал задачу о расчете яркости и поляризации света дневного безоблачного неба. Естественно, что решение такого рода задач входит в общий круг проблем оптики планетных атмосфер и рассматривается в большинстве случаев астрофизическими методами.

Исследования по *теории переноса излучения* получили большое развитие на *кафедре астрофизики Ленинградского университета*. Более того, можно сказать, что основные аналитические методы и соответствующий математический аппарат теории в значительной мере созданы сотрудника-

ми этой кафедры. Итоговые результаты опубликованы в ряде книг и сборников, переведенных и изданных за рубежом. Наиболее существенные выводы вошли в учебники. Кроме того, и это не менее важно, по существу образовалась *научная школа*, имеющая теперь уже много ответвлений и представителей как в нашей стране, так и за рубежом. В данном обзоре приведены основные, наиболее существенные результаты, полученные в теории переноса излучения сотрудниками кафедры астрофизики Ленинградского университета и другими исследователями. При этом принято во внимание то обстоятельство, что теория переноса излучения является одним из важнейших орудий *теоретической астрофизики*.

I. ПЕРЕНОС МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Перенос монохроматического излучения состоит в многократном рассеянии фотонов. При каждом акте рассеяния происходит изменение направления их движения, а также частичное поглощение. Такая модель процесса возникает в ряде задач астрофизики.

Первоначально две задачи, связанные с излучением, привлекали внимание астрофизиков: перенос излучения в атмосферах звезд и диффузное отражение света планетными атмосферами. При моделировании процессов в случае фотосферных задач было сделано допущение о том, что коэффициент поглощения не зависит от частоты излучения, а в случае атмосфер планет — что рассеяние света элементарным объемом изотропно. Разумеется, оба эти допущения не соответствуют действительности, но зато достигается простота и возможность осуществить анализ для начального приближения. Кроме того, на примере простейшего случая легче конструировать общие методы решения задачи. Поэтому изложение теории переноса монохроматического излучения также целесообразно начать со случая изотропного рассеяния света.

I.1. *Изотропное рассеяние света.* Задача о фотосфере сводится к решению *уравнения Милна*

$$B(\tau) = \frac{1}{2}\int_0^\infty E_1(|\tau - \tau'|)\, B(\tau')\, d\tau', \tag{1}$$

где

$$E_1(\tau) = \int_0^1 e^{-\frac{\tau}{\eta}}\, \frac{d\eta}{\eta}, \tag{2}$$

$B(\tau)$ — так называемая функция источников, определяющая в данной по-

становке распределение температуры в фотосфере звезды (функция $B(\tau)$ пропорциональна четвертой степени температуры), τ — оптическая глубина рассматриваемого элементарного объема.

Интегральное уравнение (1) получается из интегро-дифференциального уравнения переноса излучения

$$\eta \frac{dI(\tau, \eta)}{d\tau} = I(\tau, \eta) - B(\tau), \tag{3}$$

где

$$B(\tau) = \frac{1}{2}\int_{-1}^{+1} I(\tau, \eta')\, d\eta', \tag{4}$$

$I(\tau, \eta)$ — интенсивность излучения на оптической глубине τ в направлении, составляющем с внешней нормалью к атмосферным слоям угол, косинус которого равен η. Для получения (1) из (3) используется граничное условие

$$I(0, \eta) = 0 \quad \text{при } \eta < 0, \tag{5}$$

выражающее тот факт, что на границу фотосферы $\tau = 0$ извне в случае одиночной звезды не падает излучение.

Задача о рассеянии света в атмосфере планеты приводит к следующему неоднородному интегральному уравнению, полученному из соответствующего уравнения переноса излучения,

$$B(\tau, \zeta) = \frac{\lambda}{2}\int_0^{\tau_0} E_1(|\tau - \tau'|)\, B(\tau', \zeta)\, d\tau' + \frac{\lambda}{4} S e^{-\frac{\tau}{\zeta}}, \tag{6}$$

где πS — величина потока солнечного излучения, падающего на площадку, перпендикулярную лучам, на верхней границе атмосферы ($\tau = 0$), ζ — косинус угла падения солнечных лучей, λ — альбедо однократного рассеяния света в атмосфере (вероятность выживания фотона при одном рассеянии), τ_0 — оптическая толщина атмосферы. Как и в случае звезды, здесь считается, что атмосферные слои не сферические, а плоскопараллельные. Это оправдано, поскольку обычно в большинстве реальных ситуаций толщина атмосферы гораздо меньше радиуса.

После решения уравнений (1) и (6) и определения $B(\tau)$ и $B(\tau, \zeta)$ интенсивность излучения в любом месте атмосферы и заданном направлении может быть получена интегрированием. Так, например, для интенсивности излучения, выходящего через верхнюю границу атмосферы планеты, имеем

$$I(0, \eta, \zeta) = \int_0^{\tau_0} e^{-\frac{\tau}{\eta}} B(\tau, \zeta) \frac{d\tau}{\eta}, \qquad (7)$$

где η — косинус угла, составленного выходящим излучением с нормалью к атмосферным слоям. Заметим, что здесь, как и при составлении уравнения (6), было принято альбедо поверхности планеты равным нулю.

Уравнения (1) и (6) представляют частные случаи *уравнения Милна—Хвольсона*

$$B(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau_0} E_1(|\tau - \tau'|) B(\tau') d\tau' + g(\tau), \qquad (8)$$

решение которого определяет поле диффузного монохроматического излучения в плоском однородном слое рассеивающей и поглощающей свет среды, освещаемой источниками, заданными функцией $g(\tau)$. Анализ и решение уравнения (8) составили первую, начальную проблему теории переноса излучения. Теперь посмотрим, как происходило в астрофизике исследование уравнения (8) и получение его точного аналитического решения. Обратимся сначала к случаю полубесконечной среды ($\tau_0 = \infty$).

Полубесконечная среда. Начнем с исследования уравнения (6). В ряде случаев оказывается достаточным знать только интенсивность диффузно отраженного света $I(0, \eta, \zeta)$. Тогда $B(\tau, \zeta)$ заключает избыточную информацию о поле излучения. Так обстоит дело в задачах об отражении света атмосферами планет и звезд (в тесных двойных системах). Поэтому возникает вопрос о возможности нахождения непосредственно $I(0, \eta, \zeta)$ минуя определение $B(\tau, \zeta)$. Этот вопрос был поставлен и положительно разрешен В. А. Амбарцумяном в Елабужском филиале Ленинградского университета в 1942 г. В результате два метода теории переноса излучения сформулированы в опубликованных статьях [6, 7].

Первый подход [6] основан на формальных математических действиях с уравнением (6). Сначала дифференцирование по τ, а затем использование суперпозиции решений исходного уравнения для получения производной от функции $B(\tau, \zeta)$ по τ через значения самой этой функции. Представляя $I(0, \eta, \zeta)$ в форме

$$I(0, \eta, \zeta) = S\rho(\eta, \zeta)\zeta, \qquad (9)$$

где $\rho(\eta, \zeta)$ — коэффициент яркости для диффузного отражения света, В. А. Амбарцумян получил

$$\rho(\eta, \zeta) = \frac{\lambda}{4} \frac{\varphi(\eta)\varphi(\zeta)}{\eta + \zeta}, \tag{10}$$

где $\varphi(\eta)$ — *функция Амбарцумяна* — удовлетворяет уравнению

$$\varphi(\eta) = 1 + \frac{\lambda}{2} \eta \varphi(\eta) \int_0^1 \frac{\varphi(\zeta)}{\eta + \zeta} d\zeta. \tag{11}$$

Второй способ решения задачи [7] основан на введении существенно нового понятия — *принципа инвариантности*. В данном случае принцип состоит в том, что добавление к полубесконечной среде слоя с теми же свойствами оптической толщины $\Delta\tau$ не изменяет ее отражательной способности. Рассматривая процессы в слое $\Delta\tau \ll 1$ и составляя уравнение баланса, В. А. Амбарцумян снова получил результаты (10) и (11). При таком подходе не было необходимости использовать обычные уравнения теории переноса излучения — результат получен без них, непосредственно из соотношения баланса в слое $\Delta\tau$.

В общем виде такой способ заключается в мысленном сложении слоев произвольной оптической толщины и называется *методом сложения слоев*. Систематическое применение принципов инвариантности к задачам теории переноса излучения было выполнено в работах С. Чандрасекара, включенных в книгу [8]. В дальнейшем такие подходы получили широкое применение при решении обширного класса задач математической физики, а также некоторых задач теории вероятностей. При этом часто используется новый термин — *принцип инвариантного вложения* [9, 22].

Возвращаясь к решаемой задаче о диффузном отражении света полубесконечной средой, отметим, что оба метода Амбарцумяна приводят к выяснению структуры коэффициента яркости. Являясь функцией двух аргументов, он выражен через вспомогательную функцию, зависящую только от одного аргумента, для определения которой получается функциональное уравнение, легко решаемое численно. Методы и соотношения, найденные в [6, 7], могут быть обобщены на более сложные задачи и имеют большое значение в теории переноса излучения.

Заметим, что исследованием и решением уравнений типа (8) при $\tau_0 = \infty$ занимался В. А. Фок [10], получивший, в частности, одновременно с В. А. Амбарцумяном формулу (10). Кроме того, в его работе найдено явное выражение для функции $\varphi(\eta)$ в форме определенного интеграла, зависящего от параметров η и λ.

В случае, когда свечение полубесконечной среды происходит под воздействием источников, расположенных на бесконечно большой глубине (задача Милна), решение уравнения (1) для $B(\tau)$ полностью определяет поле излучения. Однако если интересоваться только угловым распределе-

нием интенсивности излучения, выходящего через границу среды, то в работе В. А. Амбарцумяна [6] было показано, что указанная интенсивность $I(0, \eta)$ весьма просто представляется через $\varphi(\eta)$. Именно, имеем

$$I(0, \eta) = \frac{\sqrt{3}}{4} F\varphi(\eta), \tag{12}$$

где πF — поток выходящего излучения, а $\varphi(\eta)$ определяется уравнением (11) при $\lambda = 1$. При $\lambda < 1$, как следует из той же работы [6], получается

$$I(0, \eta) = \frac{\lambda k F}{4\sqrt{1-\lambda}} \frac{\varphi(\eta)}{1 - k\eta}, \tag{13}$$

где k — положительный корень уравнения

$$\frac{\lambda}{2k} \ln \frac{1+k}{1-z} = 1. \tag{14}$$

Что касается самого уравнения (1), то его подробный анализ и решение содержатся в книге (первой по теории переноса излучения!), которая была опубликована Э. Хопфом [11]. Для функции источников получена формула

$$B(\tau) = \frac{3}{4} F[\tau + q(\tau)], \tag{15}$$

где $q(\tau)$ — функция Хопфа — монотонно изменяется в пределах от $q(0) = 1/\sqrt{3} = 0.577$ до $q(\infty) = 0.710$.

Новый метод в теории многократного рассеяния света был развит В. В. Соболевым [12] на основе статистического толкования основных величин и функций. Этот *вероятностный метод* первоначально был применен к определению вероятности выхода фотона $p(\tau, \eta)$ из полубесконечной среды с изотропным рассеянием с оптической глубины τ в направлении, косинус угла которого с нормалью равен η. Оказалось, что имеет место соотношение

$$B(\tau, \eta) = \pi S p(\tau, \eta), \tag{16}$$

где $B(\tau, \eta)$ — функция источников в задаче о свечении той же среды, когда на ее границу падает поток параллельных лучей πS под углом к нормали, косинус которого равен η. Это значит, что $p(\tau, \eta)$ определяется (с точностью до множителя πS) тем же интегральным уравнением (6). Функция $p(\tau, \eta)$ зависит только от оптических свойств среды и не зависит от распределения и мощности источников излучения. Если $f(\tau)\,d\tau$ есть количество лучистой энергии, приходящее не-

посредственно от источников излучения и поглощаемое в элементарном объеме, то интенсивность выходящего из среды излучения $I(0, \eta)$ будет определяться формулой

$$I(0, \eta) = \int_0^\infty f(\tau)\, p(\tau, \eta) \frac{d\tau}{\eta}. \tag{17}$$

Это дает возможность находить $I(0, \eta)$ при любых источниках излучения, мощность которых зависит только от τ. В частных случаях, когда $f(\tau)$ полином, экспонента или их линейная комбинация, удается получить выражение для $I(0, \eta)$ непосредственно через $\varphi(\eta)$ и моменты этой функции. Если источники излучения распределены в среде равномерно, то

$$I(0, \eta) = \frac{\varphi(\eta)}{\sqrt{1-\lambda}} \tag{18}$$

при значении $g(\tau) = 1$. Этот результат, легко получаемый вероятностным методом, впервые был найден В. А. Амбарцумяном [13]. Наконец, в работе [12] новый метод использован для строгого доказательства симметричности функции $\rho(\eta, \zeta)$ относительно аргументов и, значит, углов падения и отражения.

Перейдем теперь к анализу поля излучения внутри среды и общему решению уравнения (8) при $\tau_0 = \infty$. В астрофизике нахождение интенсивности излучения внутри среды осуществляется с использованием уже полученного решения задачи о выходящем излучении. Такой путь оказывается эффективным и быстро приводит к цели, поскольку действие производится как бы «по частям». Сначала находится выходящее излучение (функция $\varphi(\eta)$), а потом — поле излучения внутри среды (функция $B(\tau)$).

Используя интегральное уравнение для $p(\tau, \eta)$ и метод Амбарцумяна [6], находим производную по τ в виде

$$p'(\tau, \eta) = -\frac{1}{\eta} p(\tau, \eta) + 2\pi p(0, \eta) \int_0^1 p(\tau, \eta') \frac{d\eta'}{\eta'}, \tag{19}$$

а также

$$p(0, \eta) = \frac{\lambda}{4\pi} \varphi(\eta). \tag{20}$$

Кстати говоря, соотношение (20) определяет физический (вероятностный) смысл функции Амбарцумяна. Уравнение (19) также легко получить с применением вероятностного подхода, без рассмотрения интегрального уравнения.

Введем обозначение

$$\Phi(\tau) = 2\pi \int_0^1 p(\tau, \eta) \frac{d\eta}{\eta}. \tag{21}$$

Тогда из уравнения (19) следует

$$p(\tau, \eta) = \frac{\lambda}{4\pi} \varphi(\eta) \left[e^{-\frac{\tau}{\eta}} + \int_0^\tau \Phi(\tau') e^{-\frac{\tau-\tau'}{\eta}} d\tau' \right], \tag{22}$$

откуда легко получается

$$\Phi(\tau) = N(\tau) + \int_0^\tau \Phi(\tau') N(\tau - \tau') d\tau', \tag{23}$$

где

$$N(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^1 e^{-\frac{\tau}{\eta}} \varphi(\eta) \frac{d\eta}{\eta}. \tag{24}$$

Таким образом, нахождение функции $p(\tau, \eta)$, а значит также $B(\tau, \eta)$, сведено к определению функции $\Phi(\tau)$ из интегрального уравнения (23) типа Вольтерра. Этот способ приведен в книге В. В. Соболева [14]. Там же рассмотрен вопрос о резольвенте $\Gamma(\tau, \tau')$ уравнения (8), что дает возможность решать задачи для произвольной функции $g(\tau)$. Именно, имеем

$$B(\tau) = g(\tau) + \int_0^\infty \Gamma(\tau, \tau') g(\tau') d\tau', \tag{25}$$

а функция $\Gamma(\tau, \tau') = \Gamma(\tau', \tau)$ легко находится по формуле (при $\tau' > \tau$)

$$\Gamma(\tau, \tau') = \Phi(\tau' - \tau) + \int_0^\tau \Phi(t) \Phi(t + \tau' - \tau) dt. \tag{26}$$

Отсюда видно, что введенная новая функция $\Phi(\tau)$ — *функция Соболева* — имеет фундаментальное значение для решения рассматриваемой задачи. Иногда ее, по понятной причине, называют также резольвентной функцией.

В работе В. В. Соболева [15] такой подход изложен в обобщенном виде, а также приведены некоторые частные результаты. Например, получено соотношение

$$\varphi(\zeta) = 1 + \int_0^\infty e^{-\frac{\tau}{\zeta}} \Phi(\tau)\, d\tau, \tag{27}$$

а решение задачи Милна при $\lambda = 1$ представлено в форме

$$B(\tau) = \frac{\sqrt{3}}{4} F\left[1 + \int_0^\tau \Phi(\tau')\, d\tau'\right]. \tag{28}$$

Указано также, что решение уравнения (23) может быть найдено с применением преобразования Лапласа. Точное аналитическое выражение для $\Phi(\tau)$ таким путем было получено в работе И. Н. Минина [16].

Наконец В. В. Соболев [17, 18] распространил изложенную методику на интегральные уравнения с ядром, зависящим от абсолютного значения разности двух аргументов

$$B(\tau) = \int_0^\infty K(|\tau - \tau'|)\, B(\tau')\, d\tau' + g(\tau), \tag{29}$$

которые часто встречаются в теории переноса излучения (а также в некоторых других разделах теоретической физики). Если не вдаваться в подробности, то основные результаты формулируются так. Пусть

$$K(\tau) = \int_0^b A(y)\, e^{-\tau y}\, dy. \tag{30}$$

Тогда для получения решения с использованием формул (25) и (26) находим $\Phi(\tau)$ из уравнения (23), в котором

$$N(\tau) = \int_a^b A(x)\, B(0, x)\, e^{-\tau x} dx, \tag{31}$$

где $B(0, x)$ определяется уравнением

$$B(0, x) = 1 + B(0, x) \int_a^b A(y) \frac{B(0, y)}{x + y}\, dy. \tag{32}$$

Решение однородного уравнения имеет вид

$$B(\tau) = B(0)\left[e^{k\tau} + \int_0^\tau e^{k(\tau - \tau')}\, \Phi(\tau')\, d\tau'\right], \tag{33}$$

в котором постоянная k определяется уравнением

$$2\int_a^b A(x)\,\frac{x\,dx}{x^2-k^2}=1. \tag{34}$$

В частном случае переноса монохроматического излучения при изотропном рассеянии $A(x)=\lambda/2x$, $a=1$, $b=\infty$. Тогда, например, уравнение (34) совпадает с (14), а при $\lambda=1$ (33) переходит в (28).

Таким образом, задача о полубесконечной среде не только была успешно решена астрофизиками, но при этом получено также рассмотренное обобщение. Это дало возможность исследовать более сложные задачи, связанные с уравнениями типа (29).

Слой конечной оптической толщины. Введем коэффициенты яркости $\rho(\eta, \zeta, \tau_0)$ и $\sigma(\eta, \zeta, \tau_0)$ для диффузного отражения и пропускания света слоем оптической толщины τ_0. Интенсивности получаются умножением коэффициентов яркости на $S\zeta$, где ζ — косинус угла падения лучей на границу слоя $\tau=0$ (η — косинус углов отражения и пропускания). Коэффициенты яркости слоя были найдены в работе В. А. Амбарцумяна [7] в следующей форме:

$$\rho(\eta, \zeta, \tau_0)=\frac{\lambda}{4}\,\frac{\varphi(\eta, \tau_0)\varphi(\zeta, \tau_0)-\psi(\eta, \tau_0)\psi(\zeta, \tau_0)}{\eta+\zeta}, \tag{35}$$

$$\sigma(\eta, \zeta, \tau_0)=\frac{\lambda}{4}\,\frac{\varphi(\eta, \tau_0)\psi(\zeta, \tau_0)-\varphi(\zeta, \tau_0)\psi(\eta, \tau_0)}{\zeta-\eta}, \tag{36}$$

где вспомогательные функции $\varphi(\eta, \tau_0)$ и $\psi(\eta, \tau_0)$ определяются из системы двух функциональных уравнений

$$\varphi(\eta, \tau_0)=1+\frac{\lambda}{2}\,\eta\int_0^1\frac{\varphi(\eta, \tau_0)\varphi(\zeta, \tau_0)-\psi(\eta, \tau_0)\psi(\zeta, \tau_0)}{\eta+\zeta}\,d\zeta, \tag{37}$$

$$\psi(\eta, \tau_0)=e^{-\frac{\tau_0}{\eta}}+\frac{\lambda}{2}\,\eta\int_0^1\frac{\varphi(\eta, \tau_0)\psi(\zeta, \tau_0)-\varphi(\zeta, \tau_0)\psi(\eta, \tau_0)}{\zeta-\eta}\,d\zeta. \tag{38}$$

Для получения этих результатов использована инвариантность искомых величин по отношению к такому преобразованию, когда у границы слоя $\tau=0$ прибавляется слой оптической толщины $\Delta\tau$ и одновременно у границы $\tau=\tau_0$ отнимается слой такой же оптической толщины $\Delta\tau$. Оказывается, что в этом случае коэффициенты яркости выражаются через две вспомогательные функции Амбарцумяна, каждая из которых зависит лишь

от одной переменной (τ_0 — параметр, определяющий наряду с λ заданные оптические свойства слоя). Из найденных формул и уравнений вытекают, в частности, полученные ранее для случая $\tau_0 = \infty$ формула (10) и уравнение (11).

Другие уравнения для $\rho(\eta, \zeta, \tau_0)$ и $\sigma(\eta, \zeta, \tau_0)$ и определения функций $\varphi(\eta, \tau_0)$ и $\psi(\eta, \tau_0)$ были найдены вероятностным методом В. В. Соболевым [19]. Им же [20] получена резольвента основного интегрального уравнения (8) $\Gamma(\tau', \tau, \tau_0)$ через функцию $\Phi(\tau, \tau_0)$, а также сделано обобщение применяемого способа к решению уравнения вида (29) в случае конечного промежутка интегрирования [17].

Неоднородная среда. При изучении переноса монохроматического излучения в плоском слое с изотропным рассеянием неоднородность может возникнуть только вследствие зависимости λ от τ. Очевидно, что при этом исходные уравнения сохраняют форму и только вместо постоянного λ мы должны поставить $\lambda(\tau)$ (например, в уравнении (8)). Разумеется, решение таких уравнений значительно усложняется. Однако разработанные методы не утрачивают силу и успешно применяются. Так, в задаче о диффузном отражении света полубесконечной средой В. В. Соболев [21] использовал снова вероятностный подход и получил

$$\rho(\eta, \zeta) = \frac{1}{4}\int_0^\infty \lambda(\tau)\,\varphi(\eta, \tau)\,\varphi(\zeta, \tau)\,e^{-\tau\left(\frac{1}{\eta}+\frac{1}{\zeta}\right)}\frac{d\tau}{\eta\zeta}, \tag{39}$$

где вспомогательная функция $\varphi(\eta, \tau)$ определяется уравнением

$$\varphi(\eta, \tau) = 1 + \frac{1}{2}\int_0^1 \frac{d\zeta}{\zeta}\int_\tau^\infty \lambda(\tau')\,\varphi(\eta, \tau')\,\varphi(\zeta, \tau')\,e^{-(\tau'-\tau)\left(\frac{1}{\eta}+\frac{1}{\zeta}\right)}d\tau'. \tag{40}$$

Эти результаты найдены также в работе Р. Беллмана и Р. Калабы [22].

Затем для слоя конечной оптической толщины соответствующее обобщение сделали С. Уэно [23] и И. Басбридж [24]. В этом случае коэффициент яркости $\rho(\eta, \zeta, \tau_0)$ сохраняет симметрию относительно углов падения и отражения, тогда как $\sigma(\eta, \zeta, \tau_0) = \sigma^*(\zeta, \eta, \tau_0)$, где $\sigma^*(\eta, \zeta, \tau_0)$ — коэффициент яркости для диффузного пропускания света при освещении слоя потоком параллельных лучей со стороны нижней границы слоя ($\tau = \tau_0$). Этот результат объясняется тем, что слой, освещаемый снизу, не тождественен слою, освещаемому сверху.

Таковы главные результаты, полученные в теории переноса монохроматического излучения при допущении об изотропном рассеянии. Более подробно они изложены в книге В. В. Соболева [14]. С основными работами В. А. Амбарцумяна можно ознакомиться в сборнике его научных

трудов [25]. Хороший обзор содержится в статье [26]. Для случая полубесконечной среды более подробные сведения о функциях $\varphi(\eta)$ и $\Phi(\tau)$ имеются в книге В. В. Иванова [27] (глава III). Там же приведены некоторые детали, связанные с развитием работ в этой области исследования.

I.2. *Неизотропное рассеяние света.* Одной из основных характеристик рассеяния света элементарным объемом является индикатриса, определяющая угловое распределение вероятности рассеяния на заданный угол. В теории переноса ее обычно представляют в форме разложения по полиномам Лежандра. Если в этом разложении сохранить $n+1$ слагаемое, то для задания индикатрисы будем иметь n чисел — коэффициентов указанного разложения — $x_1, x_2, \ldots x_n$. В случае изотропного рассеяния все они равны нулю. Если к названным числам добавить λ и τ_0, то это и будет полная оптическая модель однородного плоского слоя рассеивающей и поглощающей свет среды.

Возьмем основное интегральное уравнение, определяющее функцию источников $B(\tau, \eta, \zeta, \varphi)$ в задаче о планетной атмосфере (интегральное уравнение при неизотропном рассеянии впервые рассматривал В. А. Амбарцумян [28]). Здесь φ — азимут направления распространения излучения (считается, что азимут падающих солнечных лучей равен нулю). Из этого уравнения с учетом теоремы сложения для сферических функций следует

$$B(\tau, \eta, \zeta, \varphi) = B^0(\tau, \eta, \zeta) + 2\sum_{m=1}^{n} B^m(\tau, \eta, \zeta)\cos m\varphi. \qquad (41)$$

Аналогичное разложение, естественно, имеет место и для интенсивности излучения. Приступим теперь к рассмотрению конкретных вопросов.

Полубесконечная среда. Задача о диффузном отражении света была решена В. А. Амбарцумяном [29] с применением сформулированного им принципа инвариантности. Структура коэффициентов $\varphi^m(\eta, \zeta)$ аналогична (10) и включает суммирование по индексу i от m до n. Таким образом, здесь оказывается необходимым рассматривать $n-m+1$ функций $\varphi_i^m(\eta)$, через которые выражается искомая величина. Всего при нахождении $\varphi(\eta, \zeta, \varphi)$ следует знать $1/2(n+1)(n+2)$ функций Амбарцумяна $\varphi_i^m(\eta)$, для определения которых получаются системы уравнений, обобщающих (11), отдельная для каждого m.

Далее В. А. Амбарцумян [30] решил задачу о диффузном пропускании света (задача Милна) и получил следующий результат:

$$u(\eta) = \frac{\lambda}{2}\sum_{i=0}^{n}\frac{x_i a_i \tau_i^0(\eta)}{1-k\eta}, \qquad (42)$$

где

$$a_l = \int_0^1 u(\eta)\, P_l(\eta)\, d\eta, \tag{43}$$

$P_l(\eta)$ — полином Лежандра степени l. В (42) $u(\eta)$ — функция, дающая угловое распределение интенсивности излучения, выходящего через границу среды. Подставляя (42) в (43), находим систему однородных алгебраических уравнений для определения коэффициентов a_l. Из условия равенства нулю определителя этой системы получается величина k. В частном случае изотропного рассеяния света отсюда вытекают результаты (12), (13) и (14) с учетом нормировки на величину потока излучения πF, выходящего из среды.

В дальнейшем С. Чандрасекар [8] ввел в рассматриваемую теорию новые функции $H^m(\eta)$, связанные определенным образом с функциями $\varphi_l^m(\eta)$. Новых функций, понятно, меньше и для заданного m необходима всего одна. Эта функция определяется уравнением, обобщающим (11). Для получения уравнения, определяющего $H^m(\eta)$, следует в (11) заменить $\lambda/2$ на $\Psi^m(\zeta)$ под знаком интеграла. Уравнение, полученное в результате, иногда называют „уравнением Амбарцумяна-Чандрасекара". Функция $\Psi^m(\zeta)$ может быть найдена для заданных $x_1, x_2, \ldots x_n$ и λ по известному правилу.

Так же, как и в случае изотропного рассеяния света, вслед за указанными результатами последовало нахождение полного решения основного интегрального уравнения. Это сделано В. В. Соболевым [31] и таким образом была создана *общая теория*, суть которой в следующем. Резольвента основного интегрального уравнения выражена через фундаментальные функции $\Phi^m(\tau)$, для определения которых указаны соответствующие способы, сходные с теми, что изложены в предыдущем разделе. В частности, точные аналитические значения $\Phi^m(\tau)$ получаются путем применения преобразования Лапласа к уравнениям, обобщающим (23). Обращение преобразования Лапласа в этом случае выполнено Д. И. Нагирнером [32]. Подробное изложение рассмотренной общей теории имеется в книге В. В. Соболева [33] (глава V).

Применение вероятностного метода с его обобщением на случай неизотропного рассеяния выполнено в работе И. Н. Минина [34]. В частности, получена следующая формула, аналогичная (18),

$$I(0, \tau_1) = \frac{1 - \nu(\eta)}{1 - \lambda}, \tag{44}$$

где $\nu(\eta)$ — плоское альбедо полубесконечной среды. Так же, как и в [31], найдена резольвента основного интегрального уравнения через функции $\Phi_{ik}^{m}(\tau)$, связанные с $\varphi_{ik}^{m}(\eta)$. При этом оказывается, что функций $\Phi_{ik}^{m}(\tau)$ *больше*, чем $\Phi^{m}(\tau)$, так же, как функций $\varphi_{ik}^{m}(\eta)$ *больше*, чем $H^{m}(\eta)$. Однако следует подчеркнуть, что решения различных конкретных задач находятся через $\Phi_{ik}^{m}(\tau)$ *проще*, чем через $\Phi^{m}(\tau)$, так же, как и через $\varphi_{ik}^{m}(\eta)$ *проще*, чем через $H^{m}(\eta)$.

Слой конечной оптической толщины. Обобщение результатов В. А. Амбарцумяна [7] по решению задачи о диффузном отражении и пропускании света на случай неизотропного рассеяния света сделал С. Чандрасекар [8]. Были получены $\rho^{m}(\eta, \zeta, \tau_0)$ и $\sigma^{m}(\eta, \zeta, \tau_0)$ по схеме, обобщающей (35) и (36), через $\varphi_{ik}^{m}(\eta, \tau_0)$ и $\psi_{ik}^{m}(\eta, \tau_0)$, а для определения вспомогательных функций — системы уравнений как обобщение (37) и (38). Затем введены функции $X^{m}(\eta, \tau_0)$ и $Y^{m}(\eta, \tau_0)$, уравнения для определения которых получаются из (37) и (38) заменой $\lambda/2$ на $\Psi^{m}(\zeta)$ под знаком интеграла.

Общая теория [35], включающая нахождение резольвенты, изложена в книге В. В. Соболева [33] (глава VI). Показано, что основное значение имеют функции $\Phi^{m}(\tau, \tau_0)$. К этому следует добавить, что свойства функций $H^{m}(\eta)$, $X^{m}(\eta, \tau_0)$ и $Y^{m}(\eta, \tau_0)$ подробно исследованы в книге И. Басбридж [36]. Там же решаются интегральные уравнения теории переноса излучения с ядрами, зависящими от модуля разности аргументов, методом Винера-Хопфа (при $\tau_0 = \infty$).

Вернемся, однако, к задаче о диффузном отражении и пропускании света плоским слоем. При рассмотрении этой задачи, как следует из сказанного, необходимо решать нелинейные уравнения для вспомогательных функций. Удается получить также *линейные интегральные уравнения* для определения как коэффициентов отражения и пропускания, так и вспомогательных функций. В случае полубесконечной среды эти уравнения имеют ядра типа Коши и их решения могут быть получены в явном виде. Основополагающие работы в этом направлении выполнил В. В. Соболев [37, 38]. В его книге [33] (глава VII) дано подробное изложение соответствующих результатов.

Представляет интерес решение задачи о рассеянии света плоским слоем, примыкающим к отражающей поверхности. В первую очередь, разумеется, следует иметь в виду применение к изучению атмосфер и поверхностей планет. Наиболее простой случай представляет ортотропная (ламбертовская) поверхность с заданной величиной альбедо A. Для этого случая В. В. Соболев [39] и Г. ван де Хюлст [40] получили формулы,

связывающие коэффициенты яркости $\bar{\rho}(\eta, \zeta, \varphi, \tau_0)$ и $\bar{\sigma}(\eta, \zeta, \varphi, \tau_0)$ при $A > 0$ с коэффициентами яркости $\rho(\eta, \zeta, \varphi, \tau_0)$ и $\sigma(\eta, \zeta, \varphi, \tau_0)$ при $A = 0$. Эти формулы имеют вид

$$\bar{\rho}(\eta, \zeta, \varphi, \tau_0) = \rho(\eta, \zeta, \varphi, \tau_0) + \frac{A}{1 - AC(\tau_0)} \mu(\zeta, \tau_0)\mu(\eta, \tau_0), \quad (45)$$

$$\bar{\sigma}(\eta, \zeta, \varphi, \tau_0) = \sigma(\eta, \zeta, \varphi, \tau_0) + \frac{A}{1 - AC(\tau_0)} \mu(\zeta, \tau_0)\nu(\eta, \tau_0), \quad (46)$$

где

$$\mu(\zeta, \tau_0) = e^{-\frac{\tau_0}{\zeta}} + \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 \sigma(\eta, \zeta, \varphi, \tau_0)\,\eta\, d\eta, \quad (47)$$

$$\nu(\zeta, \tau_0) = \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 \rho(\eta, \zeta, \varphi, \tau_0)\,\eta\, d\eta, \qquad C(\tau_0) = 2\int_0^1 \nu(\zeta, \tau_0)\,\zeta\, d\zeta. \quad (48)$$

Правда, в указанных работах формулы были выведены в случае изотропного рассеяния. Однако физический смысл вторых слагаемых в правых частях формул (45) и (46) позволяет написать общие формулы непосредственно, без дополнительного рассмотрения задачи. Аналогичные результаты получаются и для поля излучения внутри среды. В теории часто изучалась также задача с зеркальным отражением света. Подробности и результаты изложены в книге [33] (глава IV).

Неоднородная среда. Рассмотрим случай, когда от τ зависит не только λ, но и индикатриса рассеяния света. Тогда следует задать функцию $\lambda(\tau)$, а также $x_1(\tau)$, $x_2(\tau)$, ... $x_n(\tau)$. Для этой оптической модели плоского слоя коэффициенты отражения и пропускания могут быть выражены через вспомогательные функции, определенные уравнениями такого же типа, что и при изотропном рассеянии. Задача о диффузном отражении и пропускании света плоским неоднородным слоем при неизотропном рассеянии света решена в работе Э. Г. Яновицкого [41].

На этом мы заканчиваем обзор *точных аналитических результатов*, полученных в теории переноса монохроматического излучения для модели плоского слоя рассеивающей и поглощающей свет среды.

I.3. *Асимптотические формулы.* В некоторых предельных случаях, например, на больших оптических глубинах ($\tau \gg 1$) в полубесконечной среде или при большой оптической толщине слоя ($\tau \gg 1$) могут быть получены простые и весьма удобные для применения асимптотические формулы. Кстати говоря, именно в таких случаях обычно становится затрудни-

тельным решение приведенных выше строгих уравнений. Кроме того, указанные ситуации часто встречаются на практике. Другое направление асимптотической теории, тоже важное для применений, состоит в получении формул, относящихся к случаю малого истинного поглощения света элементарным объемом ($1-\lambda \ll 1$).

Естественно, что асимптотические результаты в первую очередь были получены для изотропного рассеяния света. При этом на простейшем примере были выкристаллизованы основные способы их получения, а также выявлены возможности и сделаны оценки области применимости. Не останавливаясь подробно на этом случае, отметим главные работы, относящиеся к слою большой оптической толщины. Формулы для $\rho(\eta, \tau_0)$ и $\psi(\eta, \tau_0)$ при $\tau_0 \gg 1$ были получены В. В. Соболевым [19], а затем им же [42] найдены асимптотики для $\Phi(\tau, \tau_0)$. Различные дополнительные сведения по этому вопросу можно найти в статье [26], а также в книге [27] (§ 8.5).

Асимптотические формулы при неизотропном рассеянии света были получены и подробно исследованы в основном за последнее десятилетие. Перейдем теперь к рассмотрению этих формул.

Полубесконечная среда. Задача о поле излучения в глубоких слоях полубесконечной среды была по существу рассмотрена В. А. Амбарцумяном уже в работе [28]. Затем он дал более подробный анализ в другой статье [43], которая обычно и считается начальной. Полученное основное соотношение — *уравнение Амбарцумяна* — имеет следующий вид:

$$i(\eta)(1-k\eta) = \frac{\lambda}{2}\int_{-1}^{+1} p(\eta, \eta')\, i(\eta')\, d\eta', \tag{49}$$

где $p(\eta, \eta')$ — усредненная по азимуту индикатриса рассеяния света, $i(\eta)$ — интенсивность излучения (в относительных единицах) в направлении, образующем угол с внутренней нормалью к границе среды, косинус которого равен η. Кроме того, показано, что интенсивность излучения убывает с оптической глубиной τ по экспоненте с показателем k. Отметим, что после разложения индикатрисы рассеяния света по полиномам Лежандра легко найти

$$p(\eta, \eta') = \sum_{i=0}^{n} x_i P_i(\eta) P_i(\eta'). \tag{50}$$

Таким образом, функция $i(\eta)$ определяется из интегрального уравнения (49), а постоянная k — из условия разрешимости этого уравнения. Предложены различные методы решения уравнения Амбарцумяна [43—45], а в работе М. В. Масленникова [46] выполнено математическое иссле-

дование ряда вопросов, связанных с этим уравнением. Когда имеет место (50), решение сводится к нахождению коэффициентов b_i из однородной системы линейных алгебраических уравнений, а равенство нулю определителя этой системы дает возможность найти k. После этого решение записывается в виде

$$i(\eta_i) = \frac{\sum_{i=0}^{n} x_i b_i P_i(\eta_i)}{1 - k\eta_i}. \tag{51}$$

Наиболее простой и практичный способ состоит в получении из уравнения (49) зависимости $1 - \lambda$ от k и x_i в виде непрерывной дроби, а также определение коэффициентов по рекуррентной формуле. Таким путем В. М. Лоскутов [45] выполнил вычисления для сильно вытянутых индикатрис, когда n велико и традиционные методы применять трудно.

Следующим шагом было нахождение интенсивности $I(\tau, \eta, \zeta)$ при $\tau \gg 1$ в абсолютных единицах. Это сделано в статье В. В. Соболева [47] и в результате получено

$$I(\tau, \eta_i, \zeta) = Su(\zeta)\zeta i(\eta_i) e^{-k\tau}. \tag{52}$$

Надо иметь в виду, что при этом выводе использовались следующие, принятые в асимптотической теории, нормировки функций $i(\eta)$ и $u(\eta)$:

$$\frac{\lambda}{2}\int_{-1}^{+1} i(\eta_i)\, d\eta_i = 1, \qquad 2\int_{0}^{1} u(\eta_i)\, i(\eta_i)\, \eta d\eta = 1. \tag{53}$$

Функция $u(\eta)$ может быть определена по формуле (42). Однако для дальнейшего оказалось необходимым получить некоторые новые соотношения [48]

$$i(-\eta_i) = 2\int_{0}^{1} \rho(\eta_i, \eta')\, i(\eta')\, \eta' d\eta', \tag{54}$$

$$i(\eta_i) = Mu(\eta_i) + 2\int_{0}^{1} \rho(\eta_i, \eta')\, i(-\eta')\, \eta' d\eta'. \tag{55}$$

где

$$M = 2\int_{-1}^{+1} i^2(\eta)\, \eta d\eta, \tag{56}$$

$\rho(\eta, \eta')$ — осредненный по азимуту коэффициент яркости для диффузного отражения света полубесконечной средой. Соотношение (55) дает возможность найти $u(\eta)$ по известным $\rho(\eta, \zeta)$ и $i(\eta)$.

Исходя из результатов общей теории, можно утверждать, что при $\tau \gg 1$, где поле излучения не зависит от азимута, его свойства определяются функцией $\Phi^0(\tau)$. Большой интерес для применений представляет анализ перехода к асимптотическому режиму, основанный на исследовании, в частности, поведения азимутальных гармоник, коэффициенты при которых определяются функциями $\Phi^m(\tau)$ при $m \geqslant 1$. В работе А. С. Аниконова [49] получены асимптотики этих функций, которые обычно при $\tau \gg 1$ убывают по закону

$$\Phi^m(\tau) \sim \frac{e^{-\tau}}{\tau^{m+1}}, \tag{57}$$

значит гораздо быстрее, чем $\Phi^0(\tau)$, которые убывают по экспоненте с показателем $k\tau$ при $k < 1$. Впервые аналогичный результат был получен в случае $m=1$ для простейшей несферической индикатрисы (не равен нулю только коэффициент x_1) в работе [34]. Однако исследование этого вопроса в общем случае сталкивается с большими математическими трудностями при анализе характеристического уравнения

$$T^m\left(\frac{1}{k}\right) = 0, \tag{58}$$

где

$$T^m(\zeta) = 1 - 2\zeta^2 \int_0^1 \frac{\Psi^m(\eta)}{\zeta^2 - \eta^2}\, d\eta, \tag{59}$$

а функция $\Psi^m(\eta)$ упоминалась при изложении общей теории. Поведение азимутальных гармоник интенсивности излучения в глубоких слоях изучается также в статье Ж. М. Длугач и Э. Г. Яновицкого [50].

Слой конечной оптической толщины. Пожалуй, наиболее важные результаты асимптотической теории состоят в получении формул для коэффициентов яркости плоского слоя при $\tau_0 \gg 1$. Эти формулы дают возможность находить искомые коэффициенты слоя *конечной* оптической толщины, используя только результаты, полученные для *полубесконечной* среды. Асимптотические формулы получены В. В. Соболевым [47] аналитическим путем, а Г. ван де Хюлстом [51] исходя из физических соображений. К установленному виду могут быть приведены формулы, найденные ранее Т. А. Гермогеновой [52]. Формулы имеют вид

$$\rho(\eta, \zeta, \varphi, \tau_0) = \rho(\eta, \zeta, \varphi) - f_\rho(\tau_0)\, u(\eta)\, u(\zeta), \tag{60}$$

$$\sigma(\eta, \zeta, \tau_0) = f_\sigma(\tau_0)\, u(\eta)\, u(\zeta), \tag{61}$$

где

$$f_\sigma(\tau_0) = \frac{Me^{-k\tau_0}}{1 - N^2 e^{-2k\tau_0}}, \qquad f_\rho(\tau_0) = f_\sigma(\tau_0)\, Ne^{-k\tau_0}, \tag{62}$$

а величина N определяется формулой

$$N = 2\int_0^1 u(\eta)\, i(-\eta)\, \eta_1 d\eta_1. \tag{63}$$

Параметр k может быть найден, например, как решение уравнения (58). В нашем изложении он уже встречался неоднократно в ряде частных случаев. При решении уравнения Амбарцумяна (49) также получается значение k.

При практическом применении теории (например, к исследованию оптических свойств облачных слоев в атмосферах планет) часто приходится иметь дело с вышеупомянутым случаем малого истинного поглощения света элементарным объемом, когда $1 - \lambda \ll 1$. Это дает возможность еще более упростить формулы. Известны разложения для функций $i(\eta)$ и $u(\eta)$ по малым $1 - \lambda$ ([33], глава II)

$$i(\eta) = 1 + 3\eta\sqrt{\frac{1-\lambda}{3-x_1}}, \qquad u(\eta) = u_0(\eta)\left[1 - \frac{3}{2}\delta\sqrt{\frac{1-\lambda}{3-x_1}}\right], \tag{64}$$

где $u_0(\eta)$ — значение $u(\eta)$ при $\lambda = 1$, а величина δ определяется формулой

$$\delta = 4\int_0^1 u_0(\eta)\, \eta_1^2 d\eta_1. \tag{65}$$

Имеем также

$$M = 8\sqrt{\frac{1-\lambda}{3-x_1}}, \qquad N = 1 - 3\delta\sqrt{\frac{1-\lambda}{3-x_1}}, \tag{66}$$

где с той же степенью точности принято $k = \sqrt{(3 - x_1)(1 - \lambda)}$. Разложения величины k и функции $i(\eta)$ могут быть значительно продвинуты до высоких степеней $1 - \lambda$. В то же время для $u(\eta)$ кроме (64) пока точных результатов нет. Некоторые новые формулы, связанные с этим кругом вопросов, получены в работе И. Н. Мельниковой и И. Н. Минина [53].

Интересную работу выполнил В. В. Иванов [54], рассмотревший задачу о поле излучения в оптически толстом слое, примыкающим к поверхности, отражающей свет по произвольному закону. Оказывается, что в частном случае ортотропной (ламбертовской) поверхности полученные формулы по виду существенно отличаются от формул, найденных традиционным путем. Заметим, что в статьях [53, 54] рассматривалось также поле излучения внутри слоя вдали от границ при $\tau \gg 1$ и $\tau_0 - \tau \gg 1$. В последнее время некоторые асимптотики для слоя конечной оптической толщины в случае неизотропного рассеяния получил О. В. Пикичян [55].

Неоднородная среда. Подробное изучение особенностей поля излучения в полубесконечной неоднородной среде выполнил Э. Г. Яновицкий [56]. В частности, найдены формулы, определяющие поле излучения в глубоких слоях ($\tau \gg 1$) при малом истинном поглощении света ($1 - \lambda \ll 1$), а также коэффициент отражения, альбедо, функция пропускания и некоторые другие величины. Ранее [57] были получены формулы для величин $\rho(\eta, \zeta, \varphi, \tau_0)$ и $\sigma(\eta, \zeta, \tau_0)$ при $\tau_0 \gg 1$ и $\lambda = 1$. Они имеют вид

$$\rho(\eta, \zeta, \varphi, \tau_0) = \rho(\eta, \zeta, \varphi) - \frac{4u_0(\eta)\,u_0(\zeta)}{(3 - \bar{x}_1)\tau_0 + 3\delta}, \tag{67}$$

$$\sigma(\eta, \zeta, \tau_0) = \frac{4u_0^*(\eta)\,u_0(\zeta)}{(3 - \bar{x}_1)\tau_0 + 3\delta}, \tag{68}$$

где

$$\bar{x}_1 = \frac{1}{\tau_0}\int_0^{\tau_0} x_1(\tau)\,d\tau, \qquad \delta = 2\int_0^1 [u_0(\eta) + u_0^*(\eta)]\,\eta^2 d\eta, \tag{69}$$

а функция $u_0^*(\eta)$ находится для „перевернутого“ слоя.

I.4. *Некоторые специальные задачи. Перенос поляризованного излучения.* При строгом рассмотрении процессов рассеяния света и отражения от поверхности необходимо учитывать состояние поляризации излучения. Оказывается, в большинстве случаев пренебрежение этим обстоятельством мало влияет на общую интенсивность излучения. Поэтому развитая теория не нуждается в значительной коррекции, но тем не менее исследование переноса поляризованного излучения представляет большой интерес. Дело в том, что анализ состояния поляризации излучения вносит дополнительную информацию о физических свойствах рассеивающей среды и отражающей поверхности.

Первые работы в этом направлении были выполнены В. В. Соболевым [58] и С. Чандрасекаром [8]. Задача рассматривалась для случая закона

рассеяния Рэлея. Новые существенные результаты получил Х. Домке [59], который исследовал также более общий случай матрицы рассеяния света [60]. Подробное изложение основ теории переноса поляризованного излучения содержится в книге С. Чандрасекара [8]. Некоторые дополнительные сведения можно найти в книгах В. В. Соболева ([14], глава V; [33], глава IX).

Перенос излучения в многослойной среде. Естественным обобщением модели однородного плоского слоя рассеивающей и поглощающей свет среды служит модель неоднородного слоя. Однако при этом необходимо задавать изменение оптических свойств по всей толщине и в теоретическом рассмотрении здесь иногда трудно достичь обобщающих результатов. С другой стороны, для применений часто полезно избегать излишней детализации и рассматривать модель слоя, в котором можно выделить ряд однородных слоев. Простейший случай состоит в анализе модели из двух смежных слоев с различными оптическими свойствами. Такая задача рассматривалась в ряде работ и приводит к сложным соотношениям. В общем виде для случая неизотропного рассеяния света уравнения получены недавно в работе А. К. Колесова [61], из которой видны трудности практической реализации такого подхода.

Строгие асимптотические формулы получены в работах Т. А. Гермогеновой и Н. В. Коновалова [62] и В. В. Иванова [63] для системы оптически толстых слоев, позволяющие сравнительно просто находить характеристики поля излучения на границах и внутри каждого слоя. Возникающие при этом функции и соотношения аналогичны тем, которые характерны для асимптотической теории в случае одного слоя, но получение соответствующих простых явных выражений встречается с трудностями.

Метод последовательных приближений. Наиболее простой способ решения интегральных уравнений теории переноса излучения — метод последовательных приближений — по физической сущности состоит в представлении поля многократно рассеянного света в виде суммы компонент различной кратности рассеяния. Математически этому соответствует разложение решения интегрального уравнения в ряд Неймана. Так, например, решение уравнения (29) будет иметь вид

$$B(\tau) = \sum_{n=0}^{\infty} \lambda^n B_n(\tau). \tag{70}$$

Очевидно, что когда λ мало или когда оптическая толщина слоя невелика, этот ряд быстро сходится и метод весьма эффективен. Однако, если λ близко к единице (а так часто бывает на практике!), сходимость ряда очень медленная и использование такого способа оказывается затруднительным.

Все же в последнее время интерес к этому направлению возродился в связи с тем, в частности, что удается получать при больших n в простой асимптотической форме соответствующие члены разложения, например, $B_n(\tau)$. Задачи такого рода обсуждаются в статьях Г. ван де Хюлста [64], В. В. Иванова и Ш. А. Сабашвили [65] и В. В. Иванова [66].

Рассеяние света в шаре. До сих пор мы рассматривали перенос излучения только в плоских слоях. Задача о многократном изотропном рассеянии света в однородном шаре по математической структуре уравнений сходна с задачей о плоском слое. Поэтому в ряде работ известные методы для плоского слоя успешно применяются к анализу свечения шара (например, в работе В. В. Соболева [67]). Оказывается, что значения ряда величин представляются через фундаментальную функцию $\Phi(\tau)$. Рассеяние света в шаре при произвольном распределении источников исследовал также Н. Б. Енгибарян [68].

Если не ограничиваться однородными средами, то важное значение имеет задача о рассеянии света в сферической планетной атмосфере. Уравнения и их приближенные решения получены в работах В. В. Соболева и И. Н. Минина ([33], глава XI). Кстати говоря, в задачах о многократном рассеянии света в оптически неоднородных средах возникает вопрос о рефракции. Анализ роли рефракции выполнен в статье И. Н. Минина [69].

Заканчивая раздел о переносе монохроматического излучения, заметим, что кроме строгих аналитических решений, о которых шла речь, найдены также приближенные решения. Уже в начальных работах К. Шварцшильда [1], А. Шустера [2] и А. Эддингтона [4] сформулированы методы, которые затем были обобщены и развиты другими исследователями. Подробное изложение полученных результатов можно найти в книгах С. Чандрасекара [8] и В. В. Соболева ([14], глава X; [33], глава VIII). Авторы этих книг внесли существенный вклад в развитие приближенных аналитических методов теории переноса монохроматического излучения. Построением приближенных аналитических решений задачи о монохроматическом изотропном рассеянии света в плоском слое недавно вновь занимался М. А. Мнацаканян [70].

Как точные, так и приближенные методы широко используются в различных применениях теории. В особенности это относится к исследованию атмосфер планет. Сама теория продолжает развиваться на прочном фундаменте изложенных основных принципов и идей. Так, внутренние поля излучения в полубесконечных атмосферах недавно снова изучались в работе В. В. Иванова [71] с применением новых соотношений инвариантности. Получены, в частности, обобщения формул (54) и (55), а также указана простая возможность для практического расчета интенсивности на произвольной оптической глубине. Аналогичные результаты независи-

мо от этой работы найдены Н. Б. Енгибаряном и М. А. Мнацаканяном [72].

Недавно Р. Рыым [73] использовал строгое аналитическое решение В. В. Соболева [35] для составления практического алгоритма расчета характеристик многократно рассеянного света в плоском слое рассеивающей и поглощающей среды при произвольной индикатрисе, в частности, сильно вытянутой вперед. Было показано, что такой метод дает хорошие результаты. Значение этого факта несомненно и знаменует собой достижение качественно нового уровня развиваемой теории, когда она начинает эффективно использоваться.

Новые возможности открываются в самом аппарате теории. Так, например, в работе Э. Х. Даниеляна и М. А. Мнацаканяна [74] получено выражение для интенсивности излучения в полубесконечной атмосфере с изотропным рассеянием непосредственно через функцию источника без интегрирования по оптической глубине.

II. ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ПО ЧАСТОТАМ

Одним из важнейших разделов теоретической астрофизики является *теория звездных спектров*, поскольку большинство наших сведений о звездах получено именно путем изучения их спектров. Теория звездных спектров в сущности основывается на исследовании процессов *переноса излучения в плазме*. Такие же задачи возникают и при изучении других астрофизических объектов: планетарных туманностей, расширяющихся оболочек звезд, межзвездной среды, планетных атмосфер, квазаров и т. д.

Однако при этом оказывается, что теория переноса излучения в частотах спектральных линий и полос не может основываться на модели монохроматического переноса, на что указал еще в 1929 г. А. Эддингтон. Дальнейшими исследованиями было установлено, что в действительности при элементарном акте рассеяния происходит *перераспределение излучения по частотам*. При этом конкретные обстоятельства указанного перераспределения обуславливаются рядом физических причин. Поэтому в задаче о многократном рассеянии кроме изменения направления полета и возможного поглощения фотон при каждом элементарном акте рассеяния еще изменяет частоту. Это значительно усложняет теорию, которая получила развитие уже на основе общих приемов и способов, разработанных в исследовании более простого случая — переноса монохроматического излучения.

II.1. *Основы теории.* Здесь мы будем рассматривать не физическую теорию элементарного акта рассеяния, а математическую теорию многократного рассеяния. Именно эта часть и относится в сущности к теории

переноса излучения в рассматриваемом аспекте. Поскольку речь пойдет об аналитической теории, то следует ввести ограничение: будет рассмотрен только случай *полного перераспределения* излучения по частотам, при котором вероятность излучения фотона данной частоты элементарным объемом не зависит от того, какой частоты фотон был им поглощен.

Пионерские работы в развитии этого раздела, основанные на использовании точных аналитических методов и связанные с астрофизическими применениями, выполнил В. В. Соболев [75—77]. Сначала исследовалась задача о переносе L_α-излучения в планетарной туманности, расширяющейся с градиентом скорости [75], а затем [76, 77] было получено точное решение задачи об образовании линий поглощения в звездных спектрах. Подробное изложение этих работ, а также работ других авторов, относящихся к начальному периоду развития данного раздела теории, содержится в книге В. В. Соболева [14] (глава VIII).

Основное интегральное уравнение, возникающее в теории переноса излучения с полным перераспределением по частотам, имеет общий вид (29), ядро которого $K(\tau)$ приводится к форме (30). Первоначальный вид ядра уравнения следующий:

$$K(\tau) = \frac{\lambda}{2} A \int_{-\infty}^{+\infty} a^2(x) E_1[a(x)\tau]\, dx, \tag{71}$$

где $E_1(\tau)$ определяется формулой (2), $a(x)$ — безразмерный коэффициент поглощения света в спектральной линии, x — безразмерная частота, а величина A определяется соотношением

$$A \int_{-\infty}^{+\infty} a(x)\, dx = 1. \tag{72}$$

Отсюда вытекает, что математическая структура главных соотношений теории и основные методы решения различных задач могут быть взяты из общей теории решения уравнений вида (29), которую мы уже рассматривали на примере переноса монохроматического излучения. Это, конечно, не означает, что в развитии теории не было сложных задач и конкретных трудностей. Дело в том, что поведение ядра (71) существенно отличается, например, от поведения ядра (2). Так, если (2) при $\tau \gg 1$ убывает по экспоненте с ростом τ, то ядро (71) для доплеровской формы коэффициента $a(x)$ имеет в тех же условиях вид

$$K(\tau) = \frac{\lambda}{4\sqrt{\pi}\,\tau^2\sqrt{\ln \tau}}. \tag{73}$$

В другой форме отличие случаев переноса монохроматического излучения и переноса излучения с полным перераспределением по частотам может быть выражено в том, что поведение функции $\bar{\Phi}(s)$, являющейся преобразованием Лапласа от функции $\Phi(\tau)$, в комплексной области существенно различается. Это главным образом выражается в том, что первому случаю соответствует $\bar{\Phi}(s)$, имеющая самой правой особенностью полюс, а не правый конец линии ветвления, как обнаруживается во втором случае. Тем не менее к настоящему времени достигнут большой прогресс в решении сформулированной задачи.

Итоги проделанной работы по применению общих аналитических методов к получению точных и асимптотических результатов для уравнений с ядрами (71) подведены в книге В. В. Иванова [27]. Значительная часть приведенных результатов получена автором книги, а также Д. И. Нагирнером. Следует подчеркнуть, что в изложении полученные математические результаты часто сопровождаются истолкованием физического содержания с учетом того, что особенности полей излучения возникают при взаимодействии с веществом. Это определяет пользу проведенного исследования для дальнейших конкретных применений к задачам астрофизики.

Простейший случай здесь можно проиллюстрировать на таком примере. При прохождении слоя оптической толщины τ_0 в случае переноса монохроматического излучения фотон в среднем испытывает τ_0^2 рассеяний, тогда как при полном перераспределении (доплеровский вид коэффициента поглощения) всего $\tau_0 \sqrt{\ln \tau_0}$. Это объясняется возможностью для фотона при перераспределении перейти в крыло линии, где среда более прозрачна. Эффект «проскальзывания» на большие расстояния в частотах крыльев линий — основной феномен, связанный с переносом излучения, когда имеется перераспределение по частотам.

Отмеченная математическая полнота исследования основана на ряде упрощений, отвлечении от возможных конкретных ситуаций. Например, в книге [27] не рассматривается случай неоднородных сред.

II.2. *Перенос излучения в неоднородных средах.* Случай переноса излучения с перераспределением по частотам в неоднородной среде изучен пока сравнительно мало. Можно указать работу Д. И. Нагирнера и К. И. Селякова [78], в которой рассмотрен перенос излучения в линии при условии, что профиль коэффициента поглощения меняется с глубиной. Недавно появилась новая работа, выполненная В. В. Соболевым и Э. Г. Яновицким [79]. В ней рассмотрен перенос излучения в спектральной линии в атмосфере, где отношение коэффициента рассеяния к коэффициенту поглощения зависит от оптической глубины. При решении этой задачи применяется общий подход, разработанный для случая уравнений вида (29). Следует, однако, иметь в виду, что после вынесения за знак интеграла

$\lambda(\tau)$, чему соответствует условие задачи, получится более сложный вид уравнения, нежели (29). Поэтому сначала предстояло сделать обобщение известного способа.

Выполнив это, авторы статьи [79] рассмотрели также некоторые частные вопросы. Так, для случая переноса излучения в изотермической атмосфере исследован вопрос о степени возбуждения атомов. Найден также профиль спектральной линии для излучения, выходящего из атмосферы.

II.3. *Перенос излучения в движущихся средах.* Еще один фактор — движение — часто необходимо учитывать при решении астрофизических задач, связанных с переносом излучения в спектральных линиях. Это обусловлено эффектом Доплера при дифференциальном движении различных областей рассматриваемой среды. Исследование переноса излучения при полном перераспределении по частотам в движущихся средах было начато В. В. Соболевым [75]. Затем он же сформулировал основные уравнения этого раздела теории [80]. Решением такого рода задач занимались в последнее время В. В. Витязев [81] и С. И. Грачев [82]. Полученные результаты были применены к изучению планетарных туманностей и квазаров.

Заканчивая раздел, заметим, что астрофизические применения часто связаны с отдельными спектральными линиями (например, перенос излучения в частотах линии L_α). Однако, например, в исследовании атмосфер планет дело усложняется тем, что появляется необходимость рассматривать перенос излучения в частотах сложных молекулярных полос. Обобщением теории на один из таких случаев занимался Г. М. Швед [83].

Нельзя не отметить еще одну работу, по постановке задачи не связанную с темой этого раздела, выполненную В. В. Ивановым и А. Г. Хейнло [84]. В ней рассматривается лучистое равновесие несерых атмосфер. Напомним, что серая атмосфера это такая модель, в которой постулируется коэффициент поглощения, не зависящий от частоты излучения. В этом случае задача сводится к решению уравнения (1). В работе [84] соответствующее уравнение имеет ядро типа (30), причем функция $A(y)$ определяется конкретной моделью частотной зависимости коэффициента поглощения. Оказалось, что полученное уравнение по форме (и не случайно) совпадает с соответствующим уравнением консервативного рассеяния фотонов в спектральной линии при полном перераспределении по частотам. Уместно также отметить, что работа [84] в некотором смысле связана с исследованиями В. А. Амбарцумяна [85] и А. И. Лебединского [86].

III. НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ

В настоящее время хорошо известно, что явления нестационарности в различных объектах Вселенной не представляют исключения, а довольно широко распространены. Поэтому естественным шагом в развитии теории

переноса излучения было начало разработки методов для изучения нестационарных процессов. К тому же достигнутые успехи в решении задач о стационарном свечении составили прочную основу для этого. В одном случае даже оказалось необходимым рассматривать нестационарное свечение при решении вопросов, связанных со стационарным полем излучения. Речь идет о формировании спектров поглощения в частотах сложных молекулярных полос, неразрешимых на отдельные компоненты. Существо дела состоит в том, что решение задачи о нестационарном свечении одновременно позволяет получить функцию, дающую распределение фотонов по длинам пробега в среде.

Теория нестационарных процессов переноса излучения состоит из двух разделов. В первом из них рассматривается случай, когда оптические свойства среды с течением времени не изменяются. Исследование такого случая составляет предмет теории нестационарного поля излучения. Другой раздел включает изучение переноса излучения в средах, оптические свойства которых изменяются с течением времени.

III.1. *Основы теории.* Систематическое рассмотрение вопросов теории нестационарного поля излучения было начато В. В. Соболевым [14] (глава IX). Сначала в теорию были введены параметры, определяющие длительность пребывания фотона в среде: t_1 — среднее время пребывания фотона в поглощенном состоянии и t_2 — среднее время, проводимое фотоном в пути между двумя последовательными рассеяниями. Очевидно, что для определения порядка величины среднего времени пребывания фотона в среде следует умножить $t_1 + t_2$ на среднее число рассеяний, испытываемое фотоном при распространении в среде. Если полученная длительность мала по сравнению со временем заметного изменения источников (внутренних и внешних), а также свойств среды, то можно считать, что поле излучения стационарно. В других случаях необходимо рассмотрение нестационарных процессов переноса излучения.

Далее В. В. Соболев подробно изучил случай модели одномерной среды, часто используемой в теории переноса излучения для предварительного анализа существенных особенностей решений в особо сложных задачах. Это делалось не только в теории нестационарного переноса, но также в случае переноса излучения с перераспределением по частотам. При решении задач в указанных работах применялись как обычные уравнения переноса излучения, так и вероятностный подход, который оказался здесь весьма эффективным. При получении точных аналитических решений было применено преобразование Лапласа по времени.

Затем в работах И. Н. Минина [87—89] использовалось то обстоятельство, что преобразование Лапласа по времени легко находится, когда

известно соответствующее решение задачи о стационарном свечении. Если ввести обозначения

$$u = \frac{t}{t_1 + t_2}, \qquad \beta_1 = \frac{t_1}{t_1 + t_2}, \qquad \beta_2 = \frac{t_2}{t_1 + t_2}, \tag{74}$$

где t — время, то из уравнения переноса излучения находится следующее соотношение:

$$\overline{I}_\delta(\tau, \eta, \varphi, s, \lambda) = I\left|\tau(1 + \beta_2 s), \eta, \varphi, \frac{\lambda}{(1 + \beta_1 s)(1 + \beta_2 s)}\right|, \tag{75}$$

где $I(\tau, \eta, \varphi, \lambda)$ — интенсивность излучения в полубесконечной среде при стационарном свечении на оптической глубине τ в направлении, составляющим с нормалью к слоям угол, косинус которого равен η, и имеющим азимут φ, s — параметр преобразования Лапласа по безразмерному времени u, $\overline{I}_\delta(\tau, \eta, \varphi, s, \lambda)$ — преобразование Лапласа от искомой интенсивности излучения $I_\delta(\tau, \eta, \varphi, u, \lambda)$. Принято, что воздействие источников освещения среды носит импульсный характер в форме δ — функции Дирака. Если слой имеет конечную оптическую толщину τ_0, то при получении преобразования Лапласа по схеме (75) следует также заменить τ_0 на $\tau_0(1 + \beta_2 s)$. Для более сложной геометрии так надо поступать со всеми оптическими расстояниями, входящими в решение задачи. Здесь мы для простоты привели случай однородных сред.

Обращение преобразования Лапласа удается получить в общем виде для одномерной среды, что дает точное решение задачи в явном виде [87, 88]. Случай неизотропного рассеяния света в одномерной среде исследовал В. П. Гринин [90]. При изучении трехмерных сред [89] находятся обобщения различных функциональных соотношений, имеющихся в теории переноса излучения при стационарном свечении. Рассмотрим теперь более подробно некоторые выводы теории нестационарного поля излучения.

III.2. *Нестационарное поле излучения.* Свойства преобразования Лапласа дают возможность легко получать некоторые общие важные результаты. Так, например, удается выразить интенсивность излучения при наличии поглощения света в среде ($\lambda < 1$) через интенсивность излучения в чисто рассеивающей среде ($\lambda = 1$). Строгие связи такого рода имеются в трех случаях: $\beta_1 = 1$ ($\beta_2 = 0$); $\beta_2 = 1$ ($\beta_1 = 0$); $\beta_1 = \beta_2 = 1/2$. Результат при $\beta_1 = 1$ другим, неформальным путем, с использованием вероятностной трактовки исследованных процессов, нашел В. Ю. Теребиж [91].

Далее, простая процедура получается из (75) для нахождения временны́х моментов интенсивности излучения. Следует продифференциро-

вать по s известную правую часть равенства необходимое число раз, а затем положить $s = 0$. Разумеется, при практическом выполнении таких действий могут возникать конкретные трудности, но важно то, что имеется общий и строгий подход.

Пожалуй, наиболее важным действием следует считать получение асимптотических результатов при $u \gg 1$. Особенно простая процедура может быть указана для $\lambda = 1$. Дело в том, что разложению по малым s преобразованной функции соответствует разложение решения о стационарном свечении по малым $1 - \lambda$. Так что, заменяя $1 - \lambda$ на s и произведя обращение преобразования Лапласа, находим поведение искомой величины при $u \gg 1$. Подробный анализ вопросов, связанных с асимптотическими свойствами различных величин, выполнен в статье В. В. Иванова и С. Д. Гутшабаша [92].

Обзоры результатов, полученных в теории нестационарного поля излучения, содержатся в статьях И. Н. Минина [93, 94]. В первой из них приведены некоторые применения теории к исследованию нестационарного свечения звезд. В работах Н. Б. Енгибаряна [95] для решения задачи о получении распределения по времени вероятности диффузного отражения фотона от неоднородной среды использован принцип инвариантности.

III.3. *Перенос излучения в нестационарных средах.* Для астрофизических применений теории представляет интерес исследование переноса излучения в нестационарных средах. Уравнения, определяющие поле излучения в нестационарных средах, можно получить обычными способами, применяемыми в теории переноса излучения. Однако нахождение точных аналитических решений этих уравнений представляет большие трудности. Решения получены лишь для одномерной полубесконечной среды. При этом в одном случае считалось, что граница среды движется, а в другом — что оптическая глубина в каждой точке среды изменяется с течением времени по экспоненциальному закону.

Свечение среды с движущейся границей исследовалось в работе С. А. Каплана, И. А. Климишина и В. Н. Сиверса [96]. Использован вероятностный метод, оказавшийся чрезвычайно полезным в решении задач такого рода. Постановка вопросов в [96] возникла при изучении свечения на фронте ударной волны, распространяющейся в межзвездном газе. Затем В. В. Леонов [97] при исследовании вопросов, связанных с излучением новой звезды после отрыва оболочки, использовал аналогичную модель и получил некоторые точные решения.

Задача о диффузном отражении излучении от плоского неоднородного слоя нестационарной среды рассматривалась Н. Б. Енгибаряном [98] с применением принципа инвариантности.

Наконец, в статье И. Н. Минина [99] рассмотрен нестационарный плоский слой с изотропным рассеянием света. Сначала принято, что оптическая глубина каждого элемента объема изменяется с течением времени произвольным образом, а затем особо исследован случай экспоненциального закона. Там же указаны результаты, полученные раньше для одномерной среды.

Заканчивая обзор работ по теории *нестационарного* переноса излучения, заметим, что в изложении рассматривался только перенос монохроматического излучения. Разработанные способы успешно применяются также и к случаю переноса излучения с перераспределением по частотам. Полный обзор работ, связанных с нестационарным переносом излучения, выполнен Д. И. Нагирнером [100]. Там же указаны статьи, в которых сделаны применения к решению задач астрофизики.

* * *

Обзор содержит анализ развития основных направлений теории переноса излучения, в которых существенные результаты получены представителями *ленинградской школы*. Сравнительно мало говорится о соотношении этих работ с прогрессом мировой науки в рассматриваемой области знания, хотя такие связи существуют и непрерывно расширяются. В итоге можно сказать, что основные методы разработаны и главные результаты в теории уже получены. Однако назначение теории, развитие которой определялось постановкой соответствующих задач астрофизики, состоит в том, чтобы служить средством для исследования различных объектов Вселенной. В настоящее время в связи с открывшимися новыми возможностями получения наблюдательного материала (и даже новыми объектами исследования) намечается оживление и в области применений теории к анализу конкретных объектов и происходящих в них процессов и явлений.

В качестве примера можно указать на исследования полей излучения в атмосферах планет, ведущиеся на кафедре физики атмосферы Ленинградского университета. Кстати говоря, наиболее впечатляющие успехи в развитии теории переноса излучения за последнее время связаны именно с вопросами, характерными для решения задач оптики планетных атмосфер.

Таким образом, *теория переноса излучения*, которую сейчас уже можно считать *классическим разделом математического естествознания*, служит делу эффективного развития астрофизического знания.

Ленинградский государственный
университет

THE LENINGRAD SCHOOL OF THE THEORY OF RADIATIVE TRANSFER

I. N. MININ

A review of publications on the theory of radiative transferas a section of theoretical astrophysics has been made. The attention has been concentrated on the results obtained by the scientists of the Leningrad University Astronomical Observatory. Monochromatic radiative transfer, radiative transfer with frequency redistribution and nonstationary radiative transfer are considered. Papers describing fundamental ideas and new methods have been specially pointed out. Results of primary importance for further development of the theory and its applications have been presented.

ЛИТЕРАТУРА

1. *K. Schwarzschild*, Göttinger Nachr., 41, 1, 1906.
2. *A. Schuster*, Ap. J., 21, 1, 1905.
3. *E. A. Milne*, M. N., 81, 361, 1921.
4. *A. S. Eddington*, Internal Constitution of the Stars, Cambridge, 1926.
5. *О. Д. Хвольсон*, Изв. Петербургской Академии наук, 33, 221, 1890.
6. *В. А. Амбарцумян*, Астрон. ж., 19, 30, 1942.
7. *В. А. Амбарцумян*, ДАН СССР, 38, 257, 1943.
8. *С. Чандрасекар*, Перенос лучистой энергии, ИЛ, М., 1953.
9. *R. Bellman*, "Transport Theory", Am. Math. Soc., Providence, 1969.
10. *В. А. Фок*, Математ. сб., 14 (56), 3, 1944.
11. *E. Hopf*, Mathematical Problems of Radiative Equilibrium, Cambridge, 1934.
12. *В.В. Соболев*, Астрон. ж., 28, 355, 1951.
13. *В. А. Амбарцумян*, ДАН Арм. ССР, 8, 149, 1948.
14. *В. В. Соболев*, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, М., 1956.
15. *В. В. Соболев*, ДАН СССР, 116, 45, 1957.
16. *И. Н. Минин*, ДАН СССР, 120, 63, 1958.
17. *В. В. Соболев*, Изв. АН Арм. ССР, сер. физ.-мат. наук, 11, 39, 1958.
18. *В. В. Соболев*, Астрон. ж., 36, 573, 1959.
19. *В. В. Соболев*, Астрон. ж., 34, 336, 1957.
20. *В. В. Соболев*, ДАН СССР, 120, 69, 1958.
21. *В. В. Соболев*, ДАН СССР, 111, 1000, 1956.
22. *R. E. Bellman, R. E. Kalaba*, Proc. Natl. Acad. Sci. USA, 42, 629, 1956.
23. S. *Ueno*, Ap. J., 132, 729, 1960.
24. *I. W. Busbridge*, Ap. J., 133, 198, 1961.
25. *В. А. Амбарцумян*, Научные труды, т. I, Ереван, 1960.
26. *M. A. Heaslet, R. F. Warming*, Astrophys. Space Sci., 1, 460, 1968.
27. *В. В. Иванов*, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
28. *В. А. Амбарцумян*, Уч. зап. ЛГУ, № 82, 64, 1941.
29. *В. А. Амбарцумян*, ЖЭТФ, 13, 323, 1943.

30. *В. А. Амбарцумян*, ДАН СССР, 43, 106, 1944.
31. *В. В. Соболев*, Астрон. ж., 46, 512, 1969.
32. *Д. И. Нагирнер*, Астрон. ж., 41, 669, 1964.
33. *В. В. Соболев*, Рассеяние света в атмосферах планет, Наука, М., 1972.
34. *И. Н. Минин*, Астрон. ж., 43, 1244, 1966; 45, 264, 1968.
35. *В. В. Соболев*, Астрофизика, 5, 343, 1969.
36. *I. W. Busbridge*, Mathematics of Radiative Transfer, Cambridge, 1960.
37. *В. В. Соболев*, ДАН СССР, 69, 353, 1949.
38. *В. В. Соболев*, ДАН СССР, 69, 547, 1949.
39. *В. В. Соболев*, ДАН СССР, 61, 803, 1948.
40. *H. C. van de Hulst*, Ap. J., 107, 220, 1948.
41. *Э. Г. Яновицкий*, Астрон. ж., 38, 912, 1961.
42. *В. В. Соболев*, ДАН СССР, 155, 316, 1964.
43. *В. А. Амбарцумян*, Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., 6, 97, 1942.
44. *В. В. Соболев*, Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., 8, 273, 1944.
45. *В. М. Лоскутов*, Вестн. ЛГУ, № 13, 143, 1969.
46. *М. В. Масленников*, Труды Математического ин-та АН СССР, т. 97, 1968.
47. *В. В. Соболев*, ДАН СССР, 179, 41, 1968.
48. *В. В. Соболев*, ДАН СССР, 184, 318, 1969.
49. *А. С. Аниконов*, Астрон. ж., 50, 137, 1973.
50. *Ж. М. Длугач, Э. Г. Яновицкий*, Изв. АН СССР, сер. физ. атмосф. и океана, 13, 699, 1977.
51. *H. C. van de Hulst*, Bull. Astron. Inst. Netherl., 20, 77, 1968.
52. *Т. А. Гермогенова*, Журн. вычислит. мат. и мат.-физ., 1, 1001, 1961.
53. *И. Н. Мельникова, И. Н. Минин*, Изв. АН СССР, сер. физ. атмосф. и океана, 13, 254, 1977.
54. *В. В. Иванов*, Астрон. ж., 53, 589, 1976.
55. *О. В. Пикичян*, Астрофизика, 16, 351, 1980.
56. *Э. Г. Яновицкий*, Астрон. ж., 55, 713, 1084, 1978.
57. *Э. Г. Яновицкий*, Астрон. ж., 48, 323, 1971.
58. *В. В. Соболев*, Уч. зап. ЛГУ, № 116, 3, 1949.
59. *Х. Домке*, Астрон. ж., 48, 341, 777, 1971.
60. *Х. Домке*, Астрофизика, 10, 205, 1974.
61. *А. К. Колесов*, Астрофизика, 12, 83, 1976.
62. *Т. А. Гермогенова, Н. В. Коновалов*, Журн. вычислит. мат. и мат. физ., 14, 928, 1974.
63. *В. В. Иванов*, Труды Астрон. обс. ЛГУ, 32, 3, 1976.
64. *H. C. van de Hulst*, Astron. Astrophys., 9, 374, 1970.
65. *В. В. Иванов, Ш. А. Сабашвили*, Астрофизика, 9, 333, 1973.
66. *В. В. Иванов*, Астрофизика, 10, 193, 1974.
67. *В. В. Соболев*, Астрофизика, 8, 197, 1972.
68. *Н. Б. Енгибарян*, Астрофизика, 8, 149, 1972.
69. *И. Н. Минин*, Изв. АН СССР, сер. физ. атмосф. и океана, 9, 829, 1973.
70. *М. А. Мнацаканян*, Астрофизика, 16, 513, 1980.
71. *В. В. Иванов*, Астрон. ж., 52, 217, 1975.
72. *Н. Б. Енгибарян, М. А. Мнацаканян*, ДАН СССР, 217, 533, 1974.
73. *Р. Рыым*, Труды Тартуской обс., 1979, стр. 3—39.
74. *Э. Х. Дваниелян, М. А. Мнацаканян*, Сообщ. Бюраканской обс., 46, 101, 1975.
75. *В. В. Соболев*, Астрон. ж., 21, 143, 1944.

76. *В. В. Соболев*, Астрон. ж., 26, 129, 1949.
77. *В. В. Соболев*, Астрон. ж., 31, 231, 1954.
78. *Д. И. Нагирнер, К. И. Селяков*, Астрофизика, 11, 61, 1975.
79. *В. В. Соболев, Э. Г. Яновицкий*, в сб. «Вопросы физики и эволюции космоса», Ереван, 1978, стр. 359.
80. *В. В. Соболев*, Астрон. ж., 34, 694, 1957.
81. *В. В. Витязев*, Астрофизика, 8, 235, 1972.
82. *С. И. Грачев*, Астрофизика, 14, 111, 1978.
83. *Г. М. Шведа*, Астрон. ж., 51, 841, 1974.
84. *В. В. Иванов, А. Г. Хейнло*, Астрон. ж., 52, 1252, 1975.
85. *V. Ambarzumian*, Publ. de l'Observatoire Astron. de l'Université de Leningrad 6, 7, 1935.
86. *А. И. Лебединский*, Уч. зап. ЛГУ, № 31, 152, 1939.
87. *И. Н. Минин*, Вестн. ЛГУ, № 13, 137, 1959.
88. *И. Н. Минин*, Вестн. ЛГУ, № 19, 124, 1962.
89. *И. Н. Минин*, ДАН СССР, 154, 1059, 1964.
90. *В. П. Гринин*, Астрофизика, 7, 203, 1971.
91. *В. Ю. Теребиж*, Астрофизика, 4, 141, 1968.
92. *В. В. Иванов, С. Д. Гутшабаш*, Изв. АН СССР, сер. физ. атмосф. и океана, 10, 851, 1974.
93. *И. Н. Минин*, в сб. «Теория звездных спектров», Наука, М., 1966, стр. 159.
94. *И. Н. Минин*, в сб. «Теоретические и прикладные проблемы рассеяния света», Наука и техника, Минск, 1971, стр. 59.
95. *Н. Б. Енгибарян*, Астрофизика, 1, 167, 1965; 2, 197, 1966.
96. *С. А. Каплан, И. Л. Климишин, В. Н. Сиверс*, Астрон. ж., 37, 9, 824, 1960.
97. *В. В. Леонов*, Астрофизика, 6, 89, 1970.
98. *Н. Б. Енгибарян*, Астрофизика, 2, 267, 1966.
99. *И. Н. Минин*, Вестн. ЛГУ, № 7, 122, 1971.
100. *Д. И. Нагирнер*, Астрофизика, 10, 445, 1974.

CONTENTS

VELOCITY FIELD OF THE SEYFERT GALAXY MARKARIAN 744
V. L. Afanasyev, A. I. Shapovalova 403

THE REMARKABLE GALAXY MARKARIAN 314 WITH THREE CONDENSATIONS . . . . . *A. R. Petrosian* 421

HOMOGENEOUS SAMPLE OF BINARY GALAXIES. II ORBITAL MASSES
I. D. Karachentsev 429

FURTHER OBSERVATIONS OF VARIABLE RADIO SOURCES WITH RATAN-600 RADIOTELESCOPE
V. A. Matzel, M. G. Mingaliev, S. A. Pustilnik, S. A. Trushkin 445

THE GENERATION OF SPIRAL DENSITY WAVES BY BAR IN DIFFERENTIALLY ROTATING DISKS . . . . . *V. I. Korchagin, Yu. G. Shevelev* 455

THE NONLINEAR THEORY OF GRAVITATIONAL INSTABILITY IN THE EXPANDING COLLISIONLESS MEDIUM . . . . . *A. M. Shukurov* 469

HEATING OF THE PRIMORDIAL GAS BY THE BACKGROUND RADIATION IF HEAVY ELEMENTS WERE EVAILABLE
D. A. Varshalovich, V. K. Khersonsky, R. A. Sunyaev 487

SPACE AND GROUND BASED SPECTROPHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF A GROUP OF F, G AND K TYPE STARS . . . . . *R. A. Epremian* 495

THE SEARCH OF THE SHORT-TIME LIGHT VARIATIONS IN DF TAURI
V. S. Shevchenko, N. A. Shutyomova 509

ON THE RAPID AND SLOW VARIATIONS IN THE SPECTRUM OF SU AUR . . . . . *L. V. Timoshenko* 519

POLARIZATION OF RADIATION MULTIPLE SCATTERED IN A PLANE LAYER . . . . . *V. M. Loskutov, V. V. Sobolev* 535

THE LAW OF MOVEMENT OF STRONG SHOCK WAVES IN STELLAR ENVELOPES . . . . . *I. A. Klimishin, B. I. Gnatyk* 547

ON THE EVOLUTIONARY CONNECTION BETWEEN FUORS AND T TAU TYPE STARS . . . . . *Yu. K. Melik-Alaverdian* 557

THE ABUNDANCE OF He IN THE ATMOSPHERE V 380 CYG (THE EVOLUTIONARY STATUS OF THE SYSTEM) . . . *V. V. Leushin, L. I. Snezhko* 563

NOTES

NEW VARIABLE STELLAR OBJECTS WITH UV-CONTINUUM
V. A. Lipovetsky, J. A. Stepanian 573

APPARENT DISTRIBUTION OF THE CARBON STARS IN THE REGION $115° < l < 126°$ $-5° < b < +5°$
O. M. Kurtanidze, M. A. Nikolashvili 576

ON THE NUMBER OF H_α-EMISSION STARS IN THE REGION OF ORION NEBULA
E. S. Parsamian 579

REVIEWS

THE LENINGRAD SCHOOL OF THE THEORY OF RADIATIVE TRANSFER
I. N. Minin 585

ЦЕНА 1 Р. ИНДЕКС 77706

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ОБ ЭВОЛЮЦИОННОЙ СВЯЗИ ФУОРОВ И ЗВЕЗД ТИПА Т TAU
Ю. К. Мелик-Алавердян 557

СОДЕРЖАНИЕ ГЕЛИЯ В АТМОСФЕРЕ V 380 ЛЕБЕДЯ (ЭВОЛЮЦИОННЫЙ СТАТУС СИСТЕМЫ) . . . . . *В. В. Левушин, Л. И. Снежко* 563

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

НОВЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ С УФ-КОНТИНУУМОМ
В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян 573

ВИДИМОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД В ОБЛАСТИ $115° < l < 126°$, $-5° < b < +5°$
О. М. Куртанидзе, М. Г. Николашвили 576

О КОЛИЧЕСТВЕ ЗВЕЗД С H_α-ЭМИССИЕЙ В ОБЛАСТИ ТУМАННОСТИ ОРИОНА
Э. С. Парсамян 579

ОБЗОРЫ

ЛЕНИНГРАДСКАЯ ШКОЛА ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ . . . . . *И. Н. Минин* 585

Адрес редакции: 375019, Ереван-19, Барекамутян, 24.
Редакция журнала «АСТРОФИЗИКА».