ISSN—0571—7132

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 21 ОКТЯБРЬ, 1984 ВЫПУСК 2

(Продолжение на 4-й странице обложки)

ЕРЕВАН

Журнал основан в 1965 г.,
выходит 6 раз в год
на русском и английском языках

«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 науки, сопредельным с астрофизикой.

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

Журнал выходит 6 раз в год, цена одного номера 1 р. 80 к., подписная плата за год 10 р. 80 к. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու 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 6 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ռ. 80 կ., բաժանորդագինը 10 ռ. 80 կ. մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում՝ «Մեժդունարոդնայա կնիգա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա 200.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 21 ОКТЯБРЬ, 1984 ВЫПУСК 2

УДК 524.7—3+520.874.3

СВОЙСТВА ОПТИЧЕСКОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ КВАЗАРА 3С 345

М. К. БАБАДЖАНЯНЦ, Е. Т. БЕЛОКОНЬ

Поступила 31 января 1984
Принята к печати 5 июля 1984

Приводится сводная кривая блеска квазара 3С 345 за все время его оптических (полоса B) наблюдений—1965—1983 гг. Обнаружено систематическое возрастание средней светимости 3С 345 в течение последних 15 лет со скоростью около 0^m05/год. Предположено существование связи между оптическими вспышками 3С 345 длительностью 1—2 года и возникновением движущихся со сверхсветовыми скоростями компактных радиокомпонентов в его миллисекундной структуре. Сходные взаимосвязи прослеживаются и у N-галактики 3С 120. Предсказывается появление нового радиокомпонента в миллисекундной радиоструктуре 3С 345, ассоциирующейся с «медленной» вспышкой 1982 г. В 1972—75 гг. возникновение «быстрых» вспышек длительностью около 10 дней согласуется с периодом в 327 дней, что совпадает с определением периода ($P = 321^d$) для этих вспышек, полученным Кинманом и др. [6], по ряду наблюдений 1965—67 гг.

1. *Введение.* Квазизвездный радиоисточник 3С 345 ($z = 0.595$) благодаря целому ряду особенностей как в морфологии, так и в свойствах его излучения в разных спектральных диапазонах является в настоящее время предметом большого числа наблюдательных и теоретических исследований. Этот один из наиболее мощных внегалактических источников имеет высокую активность в оптическом диапазоне (амплитуда переменности 2^m9 в полосе B), переменную поляризацию оптического континуума, достигающую 22%, сильные и широкие эмиссионные линии.

3С 345 является также компактным переменным радиоисточником с плоским спектром. Его миллисекундная структура представляет собой систему ядро—джет с компонентами в джете, показывающими движения со «сверхсветовой» скоростью. 3С 345 оказался мощным рентгеновским источником со светимостью 10^{46} эрг/с в диапазоне (0.2—3.5) keV. После обнаружения Голдсмитом и Кинманом [1] оптической переменности 3С 345, начались систематические наблюдения изменений его блеска. С 1968 г. 3С 345 был включен в программу фотографических наблюдений оптической переменности компактных внегалактических объектов [2], ведущуюся в Астрономической обсерватории Ленинградского университета. Наблюдения за 1968—1972 гг. опубликованы в работах [2—5]. Результаты наблюдений за 1973—1983 гг. проводятся здесь на рис. 1 (в табличном виде они будут опубликованы отдельно [6]).

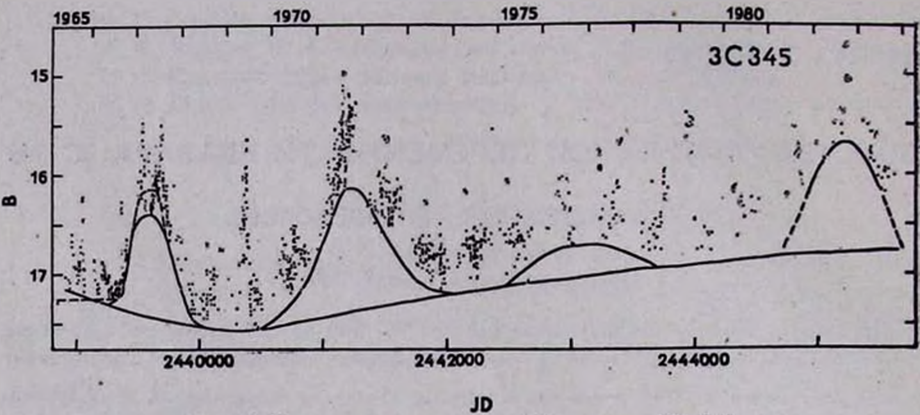


Рис. 1. Сводная кривая блеска (B) квазара 3C 345.

2. *Сводная кривая блеска квазара 3C 345.* На рис. 1 приведена сводная кривая блеска квазара 3C 345, полученная за 19 лет наблюдений (с момента обнаружения его переменности в оптике [1] с привлечением всех опубликованных к 1983 г. определений блеска этого квазара в полосе B. Наблюдения каждого автора, выполненные в одну ночь, усреднялись.

Для получения сводной кривой блеска кроме наших данных были использованы результаты наблюдений еще восьми долговременно ведущихся программ изучения оптической переменности 3C 345 [7—24]. Все эти наблюдения фотографические и выполнены практически полностью на телескопах диаметром менее 1 м. Среднеквадратическая ошибка определения блеска по одной пластинке, как правило, составляет $0.^m1$. Кроме этого, использовались и немногочисленные фотоэлектрические наблюдения нескольких авторов, полученные на крупных телескопах либо в течение небольших интервалов времени, либо в течение ряда лет, но эпизодически [25—29].

После 1978 г. кривая блеска представлена лишь нашими наблюдениями. Всего же однородный ряд, полученный по нашей программе, охватывает промежуток времени в 16 лет и содержит наблюдения в 410 ночей, в каждую из которых было получено в среднем 2—3 единичных оценки блеска. Следует отметить также, что с 1976 г. частота наблюдений уменьшилась. Это в основном должно было сказаться на выявлении особенностей в изменениях блеска с характерными временами менее 50 дней.

Во всех фотографических программах при обработке изображений использовалась одна и та же фотоэлектрическая шкала звезд сравнения [7, 8], что должно, при достаточно близком к стандартному воспроизведению полосы B, обеспечивать сопоставимость (т. е. отсутствие систематических ошибок) различных рядов наблюдений.

Для проверки было проведено сопоставление нашего ряда наблюдений с определениями блеска 3С 345 на обсерватории Розмари Хилл во Флориде [6]. Более чем в 70 случаях наблюдения 3С 345 на обеих обсерваториях были проведены с разницей во времени, не превышавшей $0^d.8$. Сравнение результатов наблюдений [6] показало, что взаимная систематическая ошибка этих рядов не превышает $0^m.03$ в B, а реальный разброс различий в определениях блеска на обеих обсерваториях хорошо соответствует приводимым авторами среднеквадратическим ошибкам наблюдений. При сопоставлении других рядов обнаруживается слишком мало пар таких «одновременных» наблюдений, а наличие у 3С 345 переменности с временной шкалой в несколько суток не позволяет сравнивать данные, разнесенные во времени более $1^d - 1^d.5$. Однако практически во всех случаях различия в оценках блеска у «одновременных» наблюдений по разным программам соответствовали разбросу точек, получившемуся в результате сопоставления нашего ряда и данных обсерватории Розмари Хилл. Таким образом, можно предполагать, что для всех используемых рядов наблюдений взаимные систематические ошибки не превышают $0^m.1 - 0^m.2$. Сведение различных рядов наблюдений в одну сводную кривую, конечно, несколько увеличивает дисперсию в изменениях блеска по сравнению с однородным рядом. Поэтому различные статистические сравнения свойств переменности источника на разных временных интервалах, а также поиски периодических компонентов малой амплитуды в изменениях блеска предпочтительнее вести по однородному ряду наблюдений.

3. *Обсуждение результатов наблюдений*. На сводной кривой блеска 3С 345 (рис. 1) выделены три компонента переменности, имеющие разные характерные времена изменения и сравнимые друг с другом амплитуды.

Таблица 1

Компонент	T	B
I	>15 лет	$>0^m.8$
II	1 год	1^m
III	10 дней	$0^m.3-1^m.5$

T — наблюдаемое характерное время изменения; B — амплитуда.

Ранее Кинманом и др. [7] по ряду наблюдений 1965—67 гг. были описаны лишь компоненты II и III (в наших обозначениях). Штрихованными линиями на рис. 1 в интервале 1965—67 гг. представлены компонент II и предполагаемая постоянная составляющая, перенесенные с рисунка из этой работы.

Компонент I. Наблюдения квазара 3С 345, полученные за последнее десятилетие, дали возможность выявить еще одну переменную составляющую в изменениях блеска с характерным временем не менее 15 лет и амплитудой около $0\overset{m}{.}8$ в полосе B (компонент I). Можно привести следующие свидетельства в пользу утверждения о существовании компонента I:

1) постепенное возрастание в течение последних 15 лет минимального уровня, который достигается при быстрых изменениях блеска (оценка блеска $B = 17\overset{m}{.}15$ в 1978 г. была произведена по одной пластинке [21] и имеет $\sigma = 0\overset{m}{.}10$, т. е. отклонение от уровня компонента I составляет примерно 2σ);

2) достижение в 1982 г. максимального блеска (JD 2445230.21, $B = 14\overset{m}{.}70$; JD 2445230.23, $B = 14\overset{m}{.}72$ — [6]) за всю историю наблюдений 3С 345, включая архивные пластинки с конца прошлого века [12, 30]. Столь высокий уровень блеска квазара был отмечен при одновременном достижении максимума всеми тремя компонентами. Таким образом, максимальная амплитуда изменений блеска 3С 345 в полосе B составляет $2\overset{m}{.}9$;

3) систематическое возрастание величины блеска, усредненного за наблюдательный сезон (время видимости объекта в году примерно 280 дней) на тех интервалах, где отсутствовал компонент II.

Заметим, что вывод о постепенном увеличении светимости квазара 3С 345 в оптическом диапазоне со скоростью примерно $0.\overset{m}{}05$/год может быть сделан и на основании одного лишь однородного 16-летнего ряда наших наблюдений, что полностью исключает влияние систематических ошибок наблюдений. Конечно, пробелы в наблюдательных рядах и недостаточная частота наблюдений могут в некоторой степени повлиять на уровень проведения компонента I, однако само его наличие представляется достаточно очевидным.

Компонент II. Возникновение компонента II — вспышек длительностью 1—2 года с амплитудой около 1^m было подробно прослежено по наблюдениям ряда авторов в 1966—67 гг. и в 1970—72 гг. В работе Барбьери и др. [12] был проведен анализ имевшихся к 1976 г. данных для поиска периодических составляющих в изменениях блеска 3С 345 и сделано предположение о периодичностях в 1600, 800 и 140 дней. 1600-дневная составляющая описывала компонент II. В работе Поллока и др. 1979 г. [21] отмечалось, что предсказанное появление в 1976 г. в соответствии с периодом 1600 дней компонента II не оправдалось. Данные наблюдений этих авторов за 1976 г. указывали лишь на некоторое повышение блеска небольшой амплитуды. Высказывались также предположения относительно возможности появления продолжительного максимума блеска в течение 1980 г.

Теперь стало очевидным, что возникновение компонента II с амплитудой в 1^m в 1982 г. делает предположение о строгом 1600-дневном периоде компонента II несостоятельным. В то же время наши наблюдения независимо подтверждают общее длительное увеличение блеска в 1976—77 гг., отмеченное Поллоком и др. [21]. Поэтому на основании имеющихся к настоящему времени данных можно говорить, по-видимому, о некоторой характерной частоте возникновения s (slow)-вспышек (компонент II), приблизительно равной 1600—2000 дням. Следующее подобное событие тогда должно произойти в 1986—87 гг.

Компонент III. Компонент III включает в себя изменения блеска на шкале порядка десятков дней в диапазоне амплитуд $0^m.3-1^m.5$. Наряду с небольшими, по-видимому, носящими случайный характер, изменениями блеска на этой временной шкале, активность 3С 345 проявляется в форме пикообразных вспышек с амплитудой в полосе B около 1^m и характерным временем изменения примерно 10 дней — f (fast)-вспышки. На рис. 2 приведена составная f-вспышка для 3С 345. Для ее получения использовались лишь те вспышки, для которых были прослежены достаточно подробно как восходящая, так и нисходящая ветви. Совмещение производилось по наилучшему совпадению наблюденных градиентов возрастания и убывания блеска. При этом оказалось, что нулевой уровень (он отсчитывался от низкочастотных составляющих переменности (рис. 1) для f-вспышек в отсутствии (JD 2439050 и JD 2439370) и в максимумах (JD 2439540 и JD 2441160) компонента II, совпадает с точностью до $0^m.1$. Амплитуда всех четырех вспышек составляет тогда $1^m.1-1^m.2$ в B.

Небольшая продолжительность фазы максимума f-вспышек — всего около 5 дней требует скважности наблюдений не более 2—3 дней. Пробелы свыше 5 дней могут приводить к значительному увеличению вероятности пропуска f-вспышек. Однако и имеющийся ряд наблюдений позволяет сделать заключение о существовании длительных изменений в характере «быстрой» переменности источника, когда резко изменяется степень вспышечной активности 3С 345. Так за четыре наблюдательных сезона (время видимости объекта) 1970, 1972—74 гг. имеются свидетельства о возникновении лишь трех f-вспышек, тогда как при той же частоте наблюдений в 1972 г. достаточно подробно прослежены три и можно предполагать существование еще двух f-вспышек, т. е. частота возникновения f-вспышек в 1971 г. увеличилась по меньшей мере в 4 раза. Аналогичное увеличение вспышечной активности компонента III отмечается и в 1969 г., т. е. в отсутствие компонента II. Действительно, наряду с хорошо прослеженной f-вспышкой, максимум которой приходится приблизительно на JD 2440380, наблюдения Лю [15], Барбьери и др. [12] и Бабаджанянца [2] указывают на присутствие по крайней мере еще двух f-вспышек. Все три f-вспышки произошли на интервале в 40 дней, что указывает на высокую степень вспышечной активности. Кроме того, вполне вероятно, что допущенные в

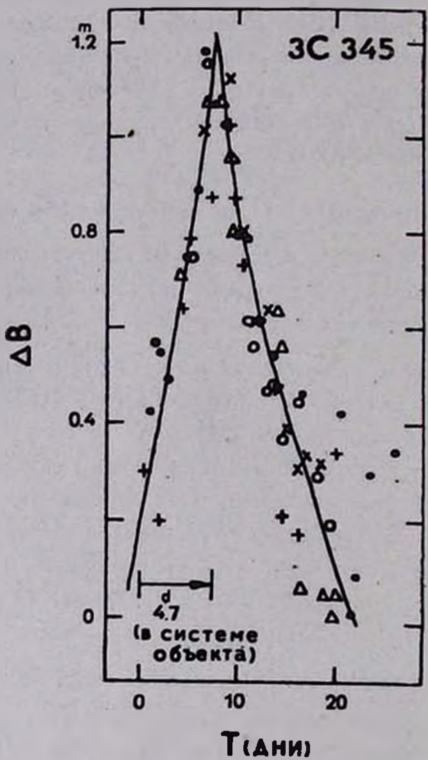


Рис. 2. Составная f-вспышка (компонент III) для квазара 3C 345. Использовались f-вспышки: JD 2439050 (○), JD 2439370 (×), JD 2439540 (+), JD 2440380 (△), JD 2441160 (●).

1969 г. многочисленные пробелы в наблюдениях свыше 10 дней при таком высоком уровне вспышечной активности привели к пропуску еще ряда f-вспышек. Одна из f-вспышек 1969 г. (JD 2440380) была прослежена детально на интервале времени около 15 дней от уровня блеска $B = 16^m0$ на восходящей ветви и до $B = 16^m7$ на нисходящей ветви. Эта вспышка (Δ) также присутствует на рис. 2 (наблюдения всех авторов в пределах суток усреднялись). При совмещении данной вспышки с составной нужно либо предположить, что ее амплитуда составляла 1^m8 при общей продолжительности во времени почти в 2 раза большей, либо считать, что у этой вспышки существовала низкочастотная подложка в 0^m7, которая и увеличила ее амплитуду. Вторая возможность представляется более вероятной, т. к. при высоком уровне вспышечной активности в 1969 г. низкочастотная подложка могла образоваться вследствие простого наложения большого числа обычных f-вспышек.

Усиление вспышечной активности 3С 345 в отсутствии компонента II происходило, по-видимому, и в 1979 г., когда его блеск дважды с интервалом в 30 дней достигал значения, на 1^m5 превышавшего уровень низкочастотных составляющих [6, 24].

Следует подчеркнуть, что возникновение компонента II происходит независимо от f-вспышек и не может быть объяснено их наложением. Как указывалось выше, отмечены периоды очень низкой вспышечной активности при остающемся высоком уровне компонента II. Низкочастотная подложка, появлявшаяся в 1969 г. и, возможно, в 1979 г., в промежутках между s-вспышками, может являться следствием суперпозиции большого числа f-вспышек, хотя не исключено, что ее происхождение аналогично происхождению s-вспышек, но в значительно меньшем масштабе.

Обобщая все имеющиеся данные по f-вспышкам, можно отметить, что их амплитуды составляют 1^m0-1^m2 в B, независимо от уровня низкочастотных составляющих (рис. 1). Эта особенность переменности 3С 345, т. е. совпадение амплитуд f-вспышек в звездных величинах, а не в интенсивностях и, следовательно, пропорциональность энерговыделения в f-вспышках уровню низкочачостотных компонентов, отмечалась еще Пенстоном и Кэнноном для ряда наблюдений 1965—67 гг. [16] и, несомненно, подтверждается дальнейшими наблюдениями, в том числе и 1982 г. для f-вспышки в максимумах компонентов I и II.

Кинманом и др. [7] для ряда наблюдений 1965—67 гг. был обнаружен 321-дневный период возникновения f-вспышек у компонента III, причем вывод о его существовании был обоснован достаточно убедительно. Дальнейшие наблюдения, однако, показали несовпадение фаз последующих f-вспышек с предвычисленными значениями. После периодов повышенной вспышечной активности в 1969 г. и 1971 г. частота возникновения f-вспышек резко уменьшилась и в течение четырех последующих лет было зафиксировано лишь 4 вспышки: JD 2441506 [22]; JD 2442151 [10]; JD 2441837, JD 2442492 — [6]. Каждая из f-вспышек представлена лишь одним наблюдением вблизи фазы максимума и, соответственно, точность фиксирования максимума составляет 5—10 дней. Интервалы времени между последовательно взятыми максимумами составляют: 331^d, 314^d, 341^d, $(2\times322)^d$, $(2\times328)^d$, $(3\times329)^d$, что дает среднее значение периода около 327^d. Исходя из этой величины, получаем разброс максимумов четырех вспышек в интервале фаз всего $0^P.04$ (13 дней) для 327^d периода. Этот разброс соответствует точности фиксирования максимума вспышки при имевшейся частоте наблюдений.

Совпадение величины предполагаемого периода в 1972—75 гг. со значением периода, полученного Кинманом и др. [7] для ряда наблюдений 1965—67 гг. ($P = 321^d$), приводит к выводу о возможности сохранения периода для f-вспышек на ограниченных интервалах времени. При этом усиление вспышечной активности может привести к возникновению нескольких «серий» вспышек, каждая из которых существует и сохраняет период на ограниченном интервале времени. Тогда уменьшение вспышечной активности дает возможность наблюдать f-вспышки, принадлежащие к одной серии, и выявление периода упрощается.

Такая картина может получиться, например, если f-вспышки ассоциируются с «дырами» во внешней поглощающей оболочке или с горячими пятнами на поверхности вращающегося с некоторым периодом источника. Время жизни пятна определяет тогда интервал сохранения периода для отдельной серии f-вспышек. Усиление же вспышечной активности будет означать почти одновременное появление некоторого числа пятен и, соответственно, возникновение такого же числа серий f-вспышек, каждая из которых будет сохранять период на своем интервале времени жизни.

Возможная связь f-вспышек с возникновением «дыр» во внешних поглощающих слоях была отмечена Пенстоном и Кэнноном [16] в связи с другой особенностью переменности 3С 345 — пропорциональностью интенсивности в максимуме f-вспышек уровню компонента II.

В табл. 2 приведены основные характеристики всех трех составляющих оптической переменности 3С 345. $T_{\min}$ (в системе объекта: $z = 0.595$) определено так, как это предложено в работе Дибая и Лютого [31], т. е. время возрастания на величину средней амплитуды. τ — характерная частота возникновения вспышек (в системе объекта). Оценка верхней границы размеров областей, в которых могли бы возникать изменения с соответствующими характерными временами, определялась как $R \leqslant c \cdot T_{\min}$. $p_\nu^{0.5}$ — удельная светимость для вспышек, принадлежащих к разным компонентам в оптической переменности, определялась для уровня 0.5 амплитуды соответствующей вспышки. L_ν — удельное энерговыделение для вспышек в течение всего интервала их существования. Для компонента III $p_\nu^{0.5}$ и L_ν вычислялись с использованием составной вспышки (рис. 2) для различных уровней низкочастотных составляющих. L_ν для компонента I определялась для интервала времени 1969—1983 гг. и значения постоянной составляющей блеска $B = 17^m.6$. Спектральный индекс α для оптического диапазона принимался равным 1.1 [38]. $H_0 = 100$ км/с·Мпс и $q_0 = 0.05$.

Сравнение удельного энерговыделения для всех четырех S-вспышек (компонент II) показывает, что вспышка 1976 г. по своим масштабам мало отличается от вспышки 1967 г. в основном благодаря возросшему уровню компонента I.

Таблица 2

Компоненты	T_{min} [дни] в системе объекта	τ [дни$^{-1}$] в системе объекта	R [см]	$P_\nu^{0.5}$ $\left[\frac{10^{29}\text{ эрг}}{\text{с}\cdot\text{Гц}\cdot\text{стер}}\right]$	L_ν $\left[\frac{10^{36}\text{ эрг}}{\text{Гц}\cdot\text{стер}}\right]$
I	>3000	—	$<8\cdot10^{18}$	0.9	35.2
II					
1967 г.	190	1/1000—1/1250	$<5\cdot10^{17}$	1.4	6.8
1971				1.5	14.5
1976				0.5	4.8
1982				2.5	20.7
III					
1965 г.	4.7	—	$<1.2\cdot10^{16}$	1.7	0.16
1969		>1/10		—	—
1971		—		4.4	0.42
1972—75		>1/200		—	—
1982		—		6.6	0.63

T_{min} — характерное время изменения блеска во вспышке; τ — характерная частота возникновения вспышек; R — верхняя граница размеров области, в которой происходит изменение светимости с данным характерным временем; $P_\nu^{0.5}$ — удельная светимость для вспышек по уровню 0.5 амплитуды; L_ν — общее удельное энерговыделение во вспышке.

Одним из отличительных свойств квазара 3С 345 является наличие у него переменной поляризации оптического континуума. Сопоставление переменных параметров поляризации с изменениями блеска позволило Кинману и др. [7] по наблюдениям 1967 г. сделать вывод о высокой степени поляризации обоих компонентов II и III ($p_{II} \simeq p_{III} \simeq 17\%$), при этом полагалось, что постоянная по блеску ($B = 17^m.25$) подложка неполяризована. Более поздние наблюдения Висванатана [29] показали, что континуум на самом деле поляризован ($p \simeq 6\%$) и в интервалах минимума блеска (1968 г.).

В 1983 г. в максимуме компонента II 3С 345 по блеску стал доступен наблюдениям на 48 см рефлекторе с поляриметром Бюраканской станции АО ЛГУ. Несколько измерений поляризации, выполненных без фильтра (мультищелочной фотокатод, $\lambda_{\text{эфф.}} = 0.53\ \mu m$) в начале 1983 г., показали самую высокую из всех известных по литературе степень поляризации 3С 345 : $p = 20$—22%. Среднеквадратическая ошибка измерения за одну ночь (измерение длилось около 2 часов) составляла в среднем 2%. Необычно высокая степень поляризации, возможно, свидетельствует о высокой поляризованности излучения компонента I.

4. *Взаимосвязь оптической переменности с миллисекундной радиоструктурой.* Миллисекундная радиоструктура квазара 3C 345, полученная на частотах 5.0 и 10.7 Ггц [33], представляет собой систему — ядро и односторонний джет с двумя последовательно расположенными вдоль него компактными компонентами. Видимая скорость движения этих компонентов превышает скорость света. Унвиным [34] был приведен график угловых расстояний от ядра внешнего и внутреннего компонентов, полученных, соответственно, для 6 и 7 эпох в течение 1979—81 гг. Точки хорошо ложатся на прямые с одинаковым градиентом, что говорит о постоянстве видимой скорости движения на этом интервале. Величина ее составляет $8/h\cdot c$ (для $H_0 = 100\cdot h$ км/с Мпс и $q_0 = 0.05$). Линейная экстраполяция к нулевой точке отделения от ядра дает 1969.5 ± 1.9 для внешнего и 1975.2 ± 1.0 для внутреннего радиокомпонентов [34]. Унвиным [34] также отмечено, что наблюдения плотности потока на радиочастотах не показывают никаких необычных особенностей в области экстраполированных эпох нулевого разделения.

Наблюдения же активности 3C 345 в оптическом диапазоне (рис. 1) показывают хорошее согласие нулевых эпох разделения обоих радиокомпонентов с начальными фазами (эпохи 1970.0 и 1975.0, соответственно) двух S-вспышек 1971 г. и 1976 г.— компонент II в оптической переменности. Отметим, что, несмотря на свою небольшую амплитуду, S-вспышка 1976 г. по масштабам энерговыделения (табл. 2) сравнима с типичной по форме S-вспышкой 1967 г. (в основном, благодаря возросшему уровню компонента I).

Правомерность экстраполяции к нулевой эпохе отделения радиокомпонентов от околоядерной области подтверждается результатами радионаблюдений Коэна и др. [35]. Ими показано, что компоненты в джете движутся прямолинейно, но под разными позиционными углами. Тогда совпадение позиционных углов внешнего компонента—C2 (обозначения из [35]) в наблюдениях 1978—81 гг. и двойного источника, наблюдавшегося в 1971—75 гг., дает возможность говорить о существовании радиокомпонентов в течение длительных интервалов времени, начиная с разделения, равного 1.10^{-3}. Данные Коэна и др. [35] указывают и на возможность ускорения компонента C2 в 1974—76 гг.

Поскольку точность определения экстраполированных нулевых эпох недостаточна велика, можно воспользоваться более точно определяемой величиной взаимного углового разделения компонентов (рис. 1 из [34]) на интервале 1979—82 гг. Она составляет $(2.4 \pm 0.13)\cdot 10^{-3}$. Тогда величина временного разделения радиокомпонентов в системе объекта: $\Delta T = 1520^d \pm 90^d$ (полагая скорость постоянной и равной $8.2 \cdot c$, $H_0 = 100$ км/с Мпс, $q_0 = 0.05$). На рис. 1 интервал между максимумами или началами двух S-вспышек 1971 г. и 1976 г. составляет $1800^d \pm 200^d$ или $1130^d \pm 125^d$ в системе объекта. Подобное согласие подтверждает возможность связи между возникновением оптических S-вспышек квазара 3С 345 и отделением от околоядерной области радиокомпонентов, движущихся с видимыми сверхсветовыми скоростями. При сопоставлении временного интервала, разделяющего возникновение радиокомпонентов и промежутка времени между двумя S-вспышками, следует иметь в виду возможность некоторого непостоянства скоростей движения радиокомпонентов в течение всего времени их существования и различия в расстояниях от ядра мест их возникновения.

На кривой блеска 3С 345 (рис. 1) присутствуют еще две S-вспышки с максимумами, приходящимися на 1967 г. и 1982 г. Радиокомпонент, ассоциирующийся с оптической вспышкой 1967 г., имея ту же скорость, что и видимые в настоящее время радиокомпоненты, находился бы на расстоянии около $7\overset{''}{.}10^{-3}$ от ядра к 1980 г. и около $3\overset{''}{.}10^{-3}$ в 1974 г. Однако, вполне вероятно, что к этому времени поток от него мог значительно уменьшиться (для компонента С2 отношение его потока к потоку от ядра уменьшилось на порядок с 1976 г. по 1979 г. [36]). Это затруднило бы его выявление, особенно в присутствии сильного компонента С2. Заметим, что в наблюдениях Коттона [35] 1974.5 на 7.8 Ггц выделялся, кроме основной двойной структуры — ядро и компонент С2, слабый удаленный источник. Наконец, хорошей проверкой предположения о связи оптических S-вспышек с возникновением движущихся компактных радиокомпонентов явились бы радионаблюдения возможных последствий оптической S-вспышки 1982 г.— возникновение нового радиокомпонента. В начале 1984 г. его угловое разделение от ядра составило бы $(1'' - 1\overset{''}{.}5) \cdot 10^{-3}$, если предполагать, что скорость движения остается постоянной.

Для проверки выдвинутого предположения необходимо сопоставить аналогичные наблюдательные данные по другим сходным объектам. Из источников с обнаруженными сверхсветовыми движениями в радиоструктуре, кроме 3С 345, наиболее подробные данные по оптической переменности имеет 3С 120 — N-галактика с ядром сейфертовского типа. Изменения размера ее миллисекундной структуры в течение 1972—80 гг. представляют собой сложную картину (рис. 2 [33]): четырежды за этот период размеры источника уменьшались до $1\overset{''}{.}10^{-3}$ и затем постепенно возрастали вплоть до $7\overset{''}{.}10^{-3}$. Для двух интервалов времени, когда структура хорошо описывалась моделью двойного источника, получены одинаковые скорости расширения $v \simeq 2.1 \cdot c$ [33]. Для этих двух интервалов времени (1972.5 — 1974.4 и в течение 1979 г.) можно также провести экстраполяцию к нулевому уровню отделения радиокомпонентов джета от ядра, что дает начало разделению около 1972.0 и 1978.0.

На сводной кривой оптических (B) изменений блеска для 3С 120 с 1966 г. по 1976 г. [37] отчетливо выделяются три составляющие с характерными временами: $T_1 \geqslant 10$ лет, $\Delta B \simeq 1^m$; $T_2 \simeq 2$ года, $\Delta B = 0\overset{m}{.}3$; и $T_3 \simeq 100$ дней, $\Delta B \simeq 0\overset{m}{.}5$. Изменения блеска 3С 120 за 1976—79 гг. представлены однородным рядом, полученным Гатен-Торном и др. [38]. Таким образом, в оптической переменности 3С 120 также прослеживается трехкомпонентная структура со сходными характеристиками. Составляющая с характерным временем около 2 лет имеет вид гладких, следующих непрерывно один за другим максимумов, с амплитудой $0\overset{m}{.}3—0\overset{m}{.}4$ в полосе B. Наиболее отчетливо выделяются «медленные» возрастания блеска, начала которых относятся к эпохам 1968.0, 1971.8 [37] и 1978.0 [38]. Две последних эпохи соответствуют вышеприведенным экстраполированным нулевым эпохам отделения радиокомпонентов от ядра. Конечно, в случае 3С 120 присутствие «быстрых» изменений блеска вдвое большей амплитуды, чем компонент II, не позволяет выявить его так четко, как у 3С 345, однако, в целом, наблюдения переменности согласуются с предположением о связи компактных радиокомпонентов с увеличениями оптической светимости объекта, длящимися 1—2 года. Нужно отметить, что отсутствие длительных, как у 3С 345, перерывов между возникновением максимумов компонента II, хорошо соответствует наблюдаемой сложной картине изменения размеров миллисекундной структуры 3С 120. Если предполагаемая связь между оптической переменностью и движущимися радиокомпонентами окажется реальной, то подобная картина может объясняться наложением нескольких движущихся радиокомпонентов, которые возникают последовательно и имеют время жизни около 2—3 лет.

5. *Заключение.* Перечислим кратко выводы, которые удалось сделать, анализируя почти 20-летние наблюдения оптической переменности квазара 3С 345;

1. В оптической переменности 3С 345, кроме ранее известных составляющих с характерными временами 1 год и 10 дней (компоненты II и III) обнаружено систематическое возрастание средней светимости в течение последних 15 лет со скоростью около $0\overset{m}{.}05$/год — компонент I.

2. Необычно высокая степень поляризации ($p = 22\%$) оптического континуума, наблюдавшаяся в 1983 г., предполагает, по-видимому, высокую поляризованность излучения у компонента I.

3. s-вспышки (компонент II) возникают, по-видимому, квазипериодически, с характерной частотой $1600^d - 2000^d$.

4. Предполагается существование связи s-вспышек (компонент II) в оптической переменности 3С 345 и соответствующего компонента у 3С 120 с возникновением движущихся со «сверхсветовыми» скоростями компактных радиокомпонентов в миллисекундной радиоструктуре этих источников. Предсказывается появление нового радиокомпонента в миллисекундной радиоструктуре 3С 345, ассоциирующегося с s-вспышкой 1982 г.

5. Выявлено существование периодов резкого возрастания вспышечной активности у компонента III наряду с длительными «спокойными» периодами, когда частота f-вспышек уменьшается в несколько раз.

6. В 1972—75 гг. существуют указания на присутствие периодичности у f-вспышек ($P=327^d$). Совпадение величины предполагаемого периода с периодом, определенным Кинманом и др. [7], по ряду наблюдений 1965—67 гг. ($P=321^d$) может свидетельствовать о локализации на ограниченных интервалах времени проявлений периодичности у f-вспышек (компонент III).

Необходимо продолжение патрулирования оптической переменности квазара 3С 345, а также получение новых карт миллисекундной радиоструктуры, для проверки ряда высказанных предположений.

Авторы выражают благодарность сотруднику Астрономической обсерватории Ленинградского университета Ю. В. Барышеву за полезные обсуждения.

Ленинградский государственный
университет

PROPERTIES OF THE OPTICAL VARIABILITY OF 3C 345

M. K. BABADZHANYANTS, E. T. BELOKON'

The light curve (B) of 3C 345 is given containing all available data for 1965-1983. The systematic increase of the mean luminosity $\sim 0^m05$/year in B during the last 15 years was found. The connection is assumed between the "slow" optical flashes of 3C 345 and the arising of the compact "superluminal" radio components in their *VLBI*-structure. The N-galaxy 3C 120 shows a similar tendency. With these assumptions we predict the appearance of a new radio component in 3C 345 connected with the optical flash in 1982. The "fast" optical

flashes appear to show a 327—day periodicity in 1972—1975 that coincide with the period ($P = 321^d$) obtained by Kinman et al. for 1965—1967. This suggests that the periodicity of the "fast" flashes may occur at limited time intervals.

ЛИТЕРАТУРА

1. *D. W. Goldsmith, T. D. Kinman*, Ap. J., 142, 1693, 1965.
2. *М. К. Бабаджанянц*, Астрон. цирк., № 614, 3, 1971.
3. *М. К. Бабаджанянц, В. А. Гаген-Торн, Е. Н. Копацкая, В. В. Небелицкий, Е. И. Полянская*, Труды АО ЛГУ, 29, 72, 1973.
4. *М. К. Бабаджанянц, С. К. Винокуров, В. А. Гаген-Торн, Е. В. Семенова*, Труды АО ЛГУ, 30, 69, 1974.
5. *М. К. Бабаджанянц, С. К. Винокуров, В. А. Гаген-Торн, Е. В. Семенова*, Труды. АО ЛГУ, 31, 100, 1975.
6. *М. К. Бабаджанянц, Е. Т. Белоконь, Н. С. Денисенко, Е. В. Семенова*, Астрон. ж. (в печати).
7. *T. D. Kinman, E. Lamla, T. Ciurla, E. Harlan, C. A. Wirtanen*, Ap. J., 152, 357, 1968.
8. *R. J. Angione*, A. J., 76, 412, 1971.
9. *T. D. Kinman*. Nature, 221, 555, 1969.
10. *R. J. Angione, E. P. Moore, R. G. Roosen, J. Sievers*, A. J., 86, 653, 1981.
11. *C. Barbieri, A. Erculiani*, Mem. della Societa Astr. Italiana, Nuova seria, 39, 421, 1968.
12. *C. Barbieri, G. S. Romano, A. di Serego, M. Zambon*, Astron. Astrophys., 59 419, 1977.
13. *J. H. Hunter, P. K. Lü*, Nature, 223, 1045, 1969.
14. *J. H. Hunter, P. K. Lü*, Nature, 225, 336, 1970.
15. *P. K. Lü*, A. J., 77, 829, 1972.
16. *M. V. Penston, R. D. Cannon*, Roy. Obs. Bull., 159, 85, 1970.
17. *K. P. Tritton, R. A. Selmes*, M. N. RAS, 153, 453, 1971.
18. *R. A. Selmes, K. P. Tritton, R. W. Wordsworth*, M. N. RAS, 170, 15, 1975.
19. *M. J. Smyth, R. D. Wolstencroft*, Astrophys. Space Sci., 8, 471, 1970.
20. *B. Q. Mc Gimsey, A. G. Smith, R. L. Scott, R. J. Leacock, P. L. Edwards, R. L. Hackney, K. R. Hackney*, A. J., 80, 895, 1975.
21. *J. T. Pollock, A. J. Pica, A. G. Smith, R. J. Leacock, P. L. Edwards, R. L. Scott*, A. J., 84, 1658, 1979.
22. *Л. Т. Маркова, С. К. Фомин, Г. В. Жуков*, Астрон. цирк., № 791, 1, 1973.
23. *Л. Т. Маркова, Г. В. Жуков*, Астрон. цирк., № 843, 1, 1974.
24. *Г. В. Жуков*, Астрон. цирк., № 1056, 7, 1979.
25. *A. Sandage*, Ap. J., 146, 13, 1966.
26. *E. J. Wampler*, Ap. J., 147, 1, 1967.
27. *A. Elvius*, A. J., 72, 794, 1967.
28. *A. Elvius*, Lowell Obs. Bull., 142, 55, 1968.
29. *N. Visvanathan*, Ap. J., 179, 1, 1973.
30. *R. J. Angione*, A. J., 78, 353, 1973.
31. *Э. А. Дибай, В. М. Лютый*, Письма АЖ, 2, 230, 1976.
32. *J. R. P. Angel, H. S. Stockman*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 8, 321, 1980.

33. *M. H. Cohen, S. C. Unwin*, Symp. IAU No. 97, Eds. D. S. Heeschen, C. M. Wade, Dordrecht: D. Reidel, 1982, p. 345.
34. *S. C. Unwin*, Symp. IAU No. 97, Eds. D. S. Heeschen, C. M. Wade, Dordrecht: D. Reidel, 1982, p. 357.
35. *M. H. Cohen, S. C. Unwin, T. J. Pearson, G. A. Seielstad, R. S. Simon, R. P. Linfield, R. C. Walker*, Ap. J., 269, L1, 1983.
36. *M. H. Cohen, T. J. Pearson, A. C. S. Readhead, G. A. Seielstad, R. S. Simon, R. C. Walker*, Ap. J., 231, 293, 1979.
37. *В. А. Гаген-Торн, А. И. Перевозчикова, Н. М. Скулова, С. Г. Эрштадт, В. А. Яковлева*, Труды АО ЛГУ, 35, 52, 1979.
38. *В. А. Гаген-Торн, А. И. Гатауллина, Н. С. Денисенко, С. Г. Марченко*, Труды АО ЛГУ, 38, 104, 1983.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 21 ОКТЯБРЬ, 1984 ВЫПУСК 2

УДК 524.45NGC:520.2.064.4

ИССЛЕДОВАНИЕ ОКОЛОЯДЕРНОЙ ОБЛАСТИ СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 1275

Л. П. МЕТИК, И. И. ПРОНИК

Поступила 4 января 1984

Принята к печати 10 апреля 1984

Приведены новые данные о структуре околоядерной области сейфертовской галактики NGC 1275 и ее ядра. Исследования проведены по прямым снимкам, полученным на 6-м телескопе с красным и синим стеклянными фильтрами. Масштаб изображения на негативах — 17.″5 в мм. Ядро галактики NGC 1275 — двойное. Позиционный угол линии, соединяющей компоненты ядра, равен $\approx 5°$. Расстояние между компонентами в проекции на небесную сферу составляет $1.''50 \pm 0.''06$ (или 500 ± 20 пс). Размер каждого из компонентов $< 1''.0$ и оба они переменны. Яркость компонентов за время наблюдений (20 мин) изменялась почти в 2.5—3 раза. Между ядром галактики и объектом, расположенным в 7″ на северо-востоке от ядра, обнаружена перемычка и получены аргументы, позволяющие сказать, что она состоит из звезд как ранних, так и поздних спектральных классов. Возраст перемычки (или время взаимодействия ядра и 7″-объекта) не менее 10^8 лет. Другие детали галактики, обнаруженные нами, свидетельствуют о сложном характере взаимодействия ядра и 7″-объекта галактики NGC 1275.

1. *Введение.* Интерес к исследованию галактики NGC 1275 не ослабевает. Это объясняется целым рядом особенностей, которые выделяют ее среди известных галактик сейфертовского типа. Одной из таких важных особенностей являются две системы газа (LV — низкоскоростная и HV — высокоскоростная), открытые Минковским [1]. Бёрбиджи [2], исследуя лучевые скорости отдельных сгустков гигантских газовых систем NGC 1275, предположили, что газ низкой скорости (LV) возник в результате взрыва в ядре галактики. Воспользовавшись данными Бёрбиджей о лучевых скоростях систем газа NGC 1275, Проник [3] показал, что LV-система газа имеет два кинематических центра, различающихся лучевыми скоростями (на 140 ± 20 км/с) и положением на небе. Один из центров смещен относительно другого на 1″—2″ к северу. Позднее были получены некоторые аргументы против гипотезы взрыва. Оказалось, например, что масса газа низкой скорости почти равна или даже несколько превышает массу сейфертовского ядра галактики NGC 1275 [4].

Для объяснения феномена двух систем газа галактики NGC 1275 обсуждалось несколько гипотез: взрыв в ядре NGC 1275 [2, 3, 5]; генетическая связь двух галактик [6]; столкновение двух случайно встретившихся галактик [7—11]; случайная проекция двух галактик на луче зрения [12, 13]; одна галактика — гравитационное сопло [7]. В последнее время вызывает интерес гипотеза акреции газа на галактику NGC 1275 и ее ядро из межгалактического пространства скопления галактик А 426, ядром которого является NGC 1275 [14—16]. Единого мнения по этому вопросу нет.

Мы исследовали галактику NGC 1275 спектрально и методом многоцветной фотометрии [4, 17, 18]. Важным из полученных результатов является обнаружение в околоядерной области этой галактики потока газовых облаков. Наиболее крупные облака потока имеют лучевые скорости — 700, +600, +3000 и 0 +4900 км/с относительно ядра галактики. Ниже мы приводим некоторые новые результаты исследования околоядерной области галактики NGC 1275 по прямым снимкам.

2. *Наблюдения* проводились на 6-м (БТА) и на 2.6-м (ЗТШ) телескопах. В прямом фокусе 6-м телескопа в нулевом порядке решетки спектрографа UAGS со стеклянными фильтрами КС и СС с помощью ЭОП-УМ-92 в течение 20 мин В. Л. Афанасьев получил 14 снимков околоядерной области галактики NGC 1275. Качество изображения при наблюдениях оценено ~ 1.″5. Параллельно с этими наблюдениями С. И. Неизвестный вел патрульные наблюдения ядра NGC 1275 в *UBV*-системе на 60-см телескопе САО [19].

В табл. 1 приведены некоторые данные, характеризующие прямые снимки, использованные нами для исследования околоядерной области NGC 1275. В третьем столбце таблицы указаны эффективные длины волн, в 4-ом — полуширины фотометрических систем, в 5-ом — эмиссионные линии систем газа NGC 1275, которые попадают в полосу фотометрической системы на уровне пропускания не ниже 30%.

При обсуждении результатов наблюдений принято, что 1″ на расстоянии NGC 1275 равна 350 пс.

3. *Результаты фотометрии.* На рис. 1 приведены копии нескольких прямых снимков, полученных на 6-м телескопе. На нем отмечены: ядро галактики NGC 1275 — «а» и исследованные нами ранее в [4, 17, 18] детали «b» и «с». Деталь «b», расположенная в 7″ на северо-востоке от ядра NGC 1275, долгое время считалась звездой нашей Галактики. Основания для этого предположения таковы: её звездообразная форма и спектр поглощения, в котором были отождествлены две линии, занимающие положение линий H и K Ca^+ спектра источника, не имеющего красного смещения. Мы получили свидетельства тому, что объект «b» связан с системами

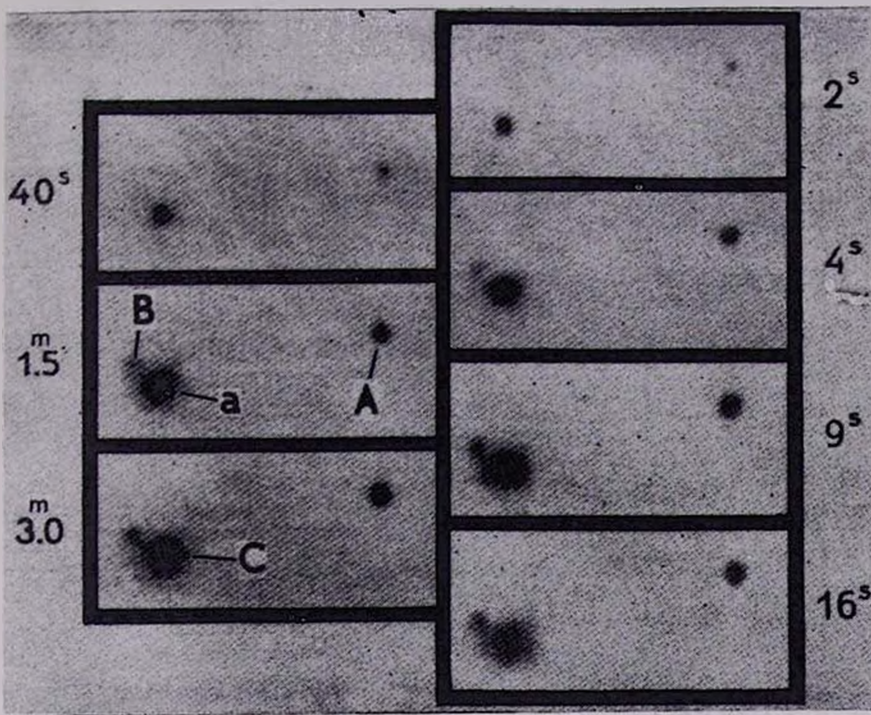


Рис. 1. Фотографии околоядерной области галактики NGC 1275: слева — в голубых ($\lambda_{эфф}$ = 4800 A), справа — в красных ($\lambda_{эфф}$ = 6650 A) лучах. «a»—ядро галактики, «b»—звездообразная деталь, «c»—дугообразная деталь, «A»—звезда для отождествления и фотометрический стандарт [2, 20]. Цифры показывают экспозиции при наблюдениях.

К ст. Л. П. Метик, И. И. Проник

Таблица 1

НЕКОТОРЫЕ ДАННЫЕ, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИЕ ПРЯМЫЕ СНИМКИ ОКОЛОЯДЕРНОЙ ОБЛАСТИ ГАЛАКТИКИ NGC 1275

Дата	Телескоп	$\lambda_{эфф}$, Å	$\Delta\lambda$, Å	Эмиссионные линии	Экспозиции	Число негативов	Масштаб на пленке
1968 г.							
28.III	2.6 м	3730	180	3720 [O II]	14^s, 55^s	2	21″ в мм
"	"	4680	180	—	53^s, 3^m30^s	2	"
"	"	5090	160	Hβ	28^s, 1^m50^s	2	"
"	"	5280	660	Hβ и 4959+5007 [O III]	10^s	1	"
"	"	6090	220	—	1^m20^s, 5^m20^s	2	"
"	"	7400	780	—	14^s, 55^s	2	"
1977 г.							
15.I	6 м	4800	1400	3727 [O II], Hβ и 4959+5007 [O III]	5^s—3^m	6	17.″5 в мм
"	"	6650	900	6300 [O I], H_α + [N II] 6717+31 [S II]	$0.^s5$–$1.^m0$	8	"

газа галактики NGC 1275. Кроме обнаруженного нами потока газовых облаков, включающего системы газа Минковского, в пользу этого говорят и другие факты: 1) весь район вблизи объекта «b» характеризуется по сравнению с другими участками околоядерной области более высокой температурой и (или) более высокой степенью ионизации газовых облаков обеих систем газа Минковского; 2) газ системы высокой скорости усиливает яркость в линиях [O III], H_α+ [N II] и др., а в газе низкой скорости происходит увеличение скорости на + 600 км/с. Согласно предложенному нами новому отождествлению линий поглощения в спектре объекта «b», его красное смещение $z = 0.354$ или 10100 км/с, что соответствует скорости 5000 км/с относительно ядра NGC 1275. Эта скорость равна отмеченной ранее максимальной скорости потока газовых облаков около объекта «b».

Природа голубой дугообразной детали «c», обнаруженной Бёрбиджами [2], не вызывает споров. Это группировка, содержащая повышенное количество голубых звезд и газовых туманностей низкой скорости [4, 18]. Мы сделали предположение, что деталь «b» связана с ядром галактики NGC 1275 именно через деталь «c». Существование постоянного потока газа в этой области галактики создает благоприятные условия для звездообразования, которое продолжается здесь, по-видимому, не менее 10^8 лет.

Из рис. 1, однако, видно, что деталь «b» связана с ядром «а» галактики более сложным образом, чем мы предполагали. Связь осуществляется как бы в конусе, одна из направляющих которого соединяет детали «b» и «с», другая — объект «b» с южным ядром галактики. В конусе заметны яркие жгуты. В синих лучах яркий жгут направлен точно от «b»-детали к ядру «а» галактики, а в красных — самый яркий жгут проходит по касательной к центральному образованию в направлении к южной части ядра «а». Вблизи ядра NGC 1275 положения самых ярких жгутов в красных и синих лучах отличаются примерно на 1″—1.″5 или на 350—500 пс. Вся область взаимодействия ядра «а» и детали «b» занимает не менее 500 пс.

Область взаимодействия детали «b» и ядра «а» мы исследовали также по негативам, полученным на 2.6-м телескопе при хороших изображениях. Разрешение на этих снимках несколько хуже, чем на снимках 6-м телескопа, но и на них видно, что самый яркий жгут перемычки связывает ядро «а» и деталь «b» (см. рис. 1 в синих лучах). Наибольшую контрастность этот жгут имеет в фильтрах $\lambda_{\text{эфф}}$ 4680, 5090 и 5280 А. Взаимодействие объекта «b» и ядра «а» галактики проявляется и в том, что объект в красных лучах несколько вытянут в сторону ядра (см. рис. 1).

На негативах, полученных с малыми экспозициями, ядро «а» галактики NGC 1275 оказалось двойным как в красных, так и в синих лучах. Позиционный угол линии, соединяющей компоненты, равен $\sim 15°$. Расстояние между компонентами ядра — порядка 1″.

Двойное ядро галактики NGC 1275, яркие жгуты перемычки и деталь «b» были профотометрированы на нерегистрирующем микрофотометре с ФЭУ. Микрофотометр предназначен для измерения плотных негативов и маленьких объектов. В качестве фотометрического стандарта мы взяли звезду «А» (см. рис. 1). По фотоэлектрическим оценкам Лютого [20] звезда „А“ имеет следующие характеристики: $V = 14^m42$, $B - V = +0^m95$, $U - B = +0^m58$. Профили фотометрических разрезов звезды „А“ в красных и синих лучах соответствуют гауссовским профилям. Размер изображения звезды на уровне $I = 0.5\, I_0$ практически одинаков в обоих спектральных диапазонах. Определенный по 8-ми негативам (по 4 в каждом фильтре) он равен $2\overset{''}{.}22 \pm 0\overset{''}{.}09$. Это свидетельствует о том, что разрешение на негативе $\leqslant 1''$.

Результаты фотометрии объекта «b» и перемычки приведены на рис. 2а и 2b. Измерения проводились по одним и тем же негативам в двух направлениях. Один фотометрический разрез проходил через деталь «b» вдоль яркого жгута перемычки, другой — перпендикулярно первому, но тоже через центр максимальной плотности объекта «b». Профили звезды «А» нанесены пунктиром.

Из рис. 2а, как и из рис. 1, видно, что в красных лучах объект «b» вытянут вдоль перемычки, и в этом направлении на уровнях $I = 0.5 I_{\text{ц}}$ и $I = 0.7 I_{\text{ц}}$ в полтора и два раза соответственно превышает фотометрическое изображение звезды «А». Это означает, что размер объекта «b» в направлении на ядро галактики порядка $3''$ или 1 кпс.

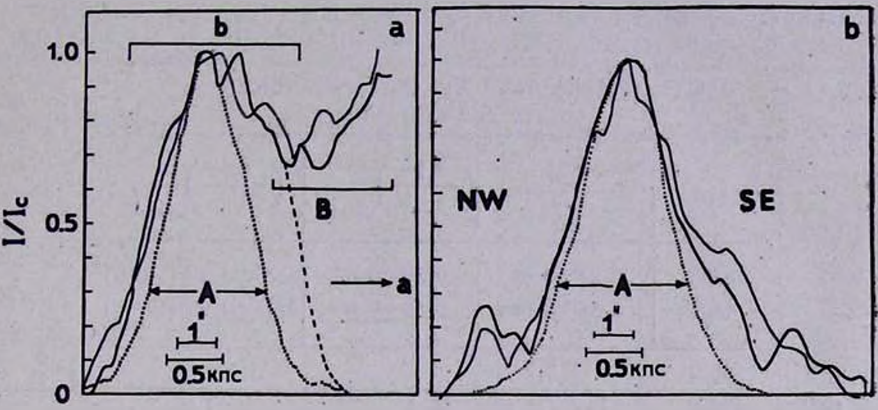


Рис. 2. Фотометрические разрезы через деталь «b» и перемычку «B», связывающую эту деталь с ядром галактики NGC 1275, a — разрез вдоль перемычки, b — перпендикулярно перемычке. Жирная линия — разрез в красных лучах, тонкая — в синих. Пунктиром показан фотометрический разрез через звезду «А». Обозначения — «а», «b», «А» — как на рис. 1.

В направлении поперек перемычки на уровне $I = 0.5 I_{\text{ц}}$ размеры объекта «b» и звезды «А» практически совпадают. На более низких уровнях яркости этот объект имеет небольшой ореол. При $I < 0.4 I_{\text{ц}}$ (рис. 2b) протяженность ореола более $3''$ или 1 кпс. Контуры фотометрических разрезов ореола в синих лучах похожи на контуры в красных лучах.

По нашим оценкам яркость жгутов бара составляет около 20% яркости соседней области галактики.

Яркости объекта «b» и звезды «А» мы сравнивали двумя способами: по максимальным интенсивностям в центрах и по интегральным эффектам всего фотометрического контура. При этом для объекта «b» взят фотометрический контур поперек перемычки, чтобы легче было учесть влияние фона галактики NGC 1275. Результаты сравнения приведены в табл. 2, из которых следует, что оба способа сравнения дали практически одинаковые результаты. Точность определения среднего значения $I_{«b»}/I_{«A»}$ составляет 7—12% $\approx$ 10%.

Воспользовавшись данными табл. 2, распределением энергии в спектре объекта «b» из [18] и данными UBV-фотометрии звезды «А» из [20], мы определили звездную величину объекта «b» по 4-м негативам (2—от

15.I.1977 и 2—от 28.III.1968). С учетом влияния фона галактики NGC 1275 среднее значение $m_{4350} = 16\overset{m}{.}3 \pm 0\overset{m}{.}3$.

Ядро галактики NGC 1275 в обоих спектральных диапазонах было профотометрировано вдоль направления его раздвоения. Измерены только те негативы, на которых ядерная область имела нормальную плотность почернения. Таких оказалось 8: по 4 негатива в каждом из спектральных диапазонов.

Таблица 2.

ОТНОСИТЕЛЬНАЯ ЯРКОСТЬ ОБЪЕКТА „b“ И ЗВЕЗДЫ „A“

$\lambda_{эфф.}$ A	$\frac{I^{max}_{„b“}}{I^{max}_{„A“}}$	$\left(\frac{I_{„b“}}{I_{„A“}}\right)_{интегр.}$	$\left(\frac{I_{„b“}}{I_{„A“}}\right)_{средн.}$
6650	0.27±0.02	0.30±0.02	0.28±0.02 (7%)
4800	0.36±0.00	0.50±0.05	0.43±0.05 (12%)

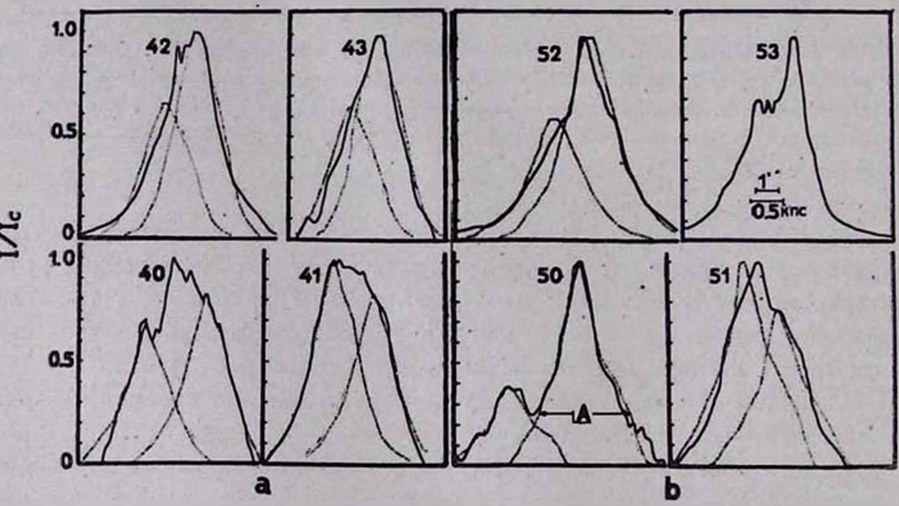


Рис. 3. Фотометрические разрезы через ядро галактики NGC 1275 вдоль линии, соединяющей компоненты ядра. a — в красных лучах, b — в синих лучах. Пунктирные линии — фотометрические разрезы через звезду «A». Цифры — номера негативов согласно журналу наблюдений.

Для определения размеров ядра и его компонентов мы сравнили фотометрические контуры ядра «a» и звезды «A», полученные по негативам одинаковой плотности. Способ сравнения и его результаты отражены на рис. 3. Среднее расстояние между компонентами ядра NGC 1275 по 6-ти негативам из 8-ми равно 1.″50 ± 0.″06 или 500 ± 20 пс. По двум (№ 40 и № 50) негативам, не вошедшим в шестерку первого определения, что расстояние $\approx 2.''8 \pm 0.''3$, или 980 ± 105 пс. Фотометрические контуры ядра по этим двум негативам, как видно из рис. 3, имеют сложную форму. Это позволяет сделать предположение о наличии еще одного, более слабого и более переменного компонента.

Таблица 3

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕМЕННОГО ЯДРА ГАЛАКТИКИ NGC 1275 В НЕПРЕРЫВНОМ СПЕКТРЕ, ПОЛУЧЕННЫЕ ПО ОТДЕЛЬНЫМ НЕГАТИВАМ

№ кадра	$\lambda_{\text{эфф}}$, А	$S_{max}-N_{max}$	$\left(\frac{I_a}{I_A}\right)_{инт}$	$\frac{I_S^{max}}{I_A^{max}}$	$\frac{I_N^{max}}{I_A^{max}}$	$\frac{I_N^{max}}{I_S^{max}}$
40	6650	$2.''5$	4.1	1.2:	1.6:	1.3:
41	„	1.7	2.0	1.4	1.1	0.8
42	„	1.3	3.2	1.5	2.3	1.6
43	„	1.6	2.9	1.5	2.2	1.5
50	4800	3.1	5.4	1.0:	2.6:	2.7:
51	„	1.4	3.1	2.4	1.8	0.8
52	„	1.5	3.2	1.6	2.7	1.6
53	„	1.5	4.9	3.0	4.4	1.4

Характеристики ядра NGC 1275, полученные нами, приведены в табл. 3. Расстояние между компонентами — в третьем столбце таблицы; относительные яркости двойного ядра «a» и звезды «A», полученные по интегральным эффектам фотометрических контуров—в 4 столбце; в 5—7 — относительные интенсивности северного (N) и южного (S) компонентов ядра. Из табл. 3 можно видеть, что за время наших наблюдений северный компонент примерно в 3 раза чаще был ярче южного.

Следует отметить, что для определения относительных яркостей ядра «a», объекта «b» галактики NGC 1275 и звезды-стандарта «A» были использованы только те фотометрические контуры этих объектов, которые не содержали точек передержанной плотности. В этом случае яркости объектов как звездообразных, так и протяженных, пропорциональны площадям под фотометрическими контурами, а ошибка определения яркостей для всех объектов одинакова. Поэтому за ошибку „σ“ нашего метода определения относительной яркости объектов мы приняли ошибку, которая была нами получена для объекта «b» и приведена в табл. 2 ($\pm$ 10%). Затем мы определили степень изменения яркости ядра галактики в долях этой „σ“, которая приведена в табл. 4. Из нее можно видеть, что переменность компонентов ядра в голубых лучах несколько выше, чем в красных. Яркость каждого из этих компонентов менялась почти в 3 раза, что составляло $\pm 5\sigma$. Интегральная яркость двойного ядра увеличивалась почти вдвое.

Таблица 4

СТЕПЕНЬ ПЕРЕМЕННОСТИ КОМПОНЕНТОВ ЯДРА NGC 1275

$\lambda_{\text{эфф.}}$ A	$\left(\frac{I_a}{I_A}\right)_{\text{интегр.}}$	$\frac{I_S^{\max}}{I_A^{\max}}$	$\frac{I_N^{\max}}{I_A^{\max}}$
4800	1.8 раза или $\pm 2.6\ \sigma$	3.1 раза или $\pm 5.1\ \sigma$	2.5 раза или $\pm 3.7\ \sigma$
6650	2.1 раза или $\pm 3.5\ \sigma$	1.2 раза или $\pm 1.0\ \sigma$	2.0 раза или $\pm 3.8\ \sigma$

Таким же методом, как для детали «b», по негативам нормальной плотности была определена интегральная яркость ядра «а» галактики. Среднее значение ее (по всем негативам) $m_{4360} = 13^m\!.8 \pm 0^m\!.3$. Наблюдения Неизвестного [19], проведенные примерно в те же моменты времени, что и наши, дают в диафрагмах 27.″7 и 13.″7 соответственно величины $B = 13^m\!.35$ и $B = 13^m\!.80$. Сравнение результатов Неизвестного и наших позволяет считать, что в диафрагме 13.″7 яркость ядра галактики составляла не менее 80% суммарного света ядра и галактики.

4. *Обсуждение результатов.* 1. Из нашего исследования видно, что в оптическом диапазоне ядро галактики NGC 1275 двойное. Расстояние между компонентами ядра в проекции на небесную сферу равно 1.″50±0.″06 (или 500±20 пс). Линия, соединяющая компоненты ядра, имеет позиционный угол 15°. Размер каждого из компонентов >1.″0. Оба они переменны и в течение 20 мин. наблюдений изменили яркость в 2.5—3 раза. Время изменения яркости ядра галактики NGC 1275, отмеченное нами, почти на два порядка меньше зарегистрированного ранее Мартином и др. [21].

Контраст ядра на фоне галактики очень высокий. В период наших наблюдений излучение ядра NGC 1275 в фотометрической системе *B* в диафрагме 13.″7 составляло не менее 80% от общего излучения центральной области галактики. Этот результат мы сравнили в табл. 5 с аналогичными результатами других авторов: Засов и Лютый [22], Пенстон и др. [23], Вирс и др. [24]. Сопоставив данные табл. 5, мы пришли к выводу, что за время с 1969 г. по 1983 г. яркость ядра галактики NGC 1275 изменялась почти на $2^m\!.5$. Это не противоречит результатам 10-летних наблюдений Лютого [25], согласно которым за этот период яркость ядра в диафрагме 27″ в системе *U* менялась примерно на 1^m.

Следы двойственности ядра NGC 1275 находят и в профилях эмиссионных линий спектра его излучения. Впервые это обнаружил Сейферт [26], затем исследовал Дибай [27] по контурам линий H_β, $\lambda_{4959,\,5007}$ [O III], H_α и $\lambda\, 6548 + 83$ [N II]. Контуры этих линий имеют по два компонента.

Причем, лучевая скорость яркого компонента соответствует лучевой скорости галактики NGC 1275, а слабого компонента — на 600 км/с меньше [27]. Мы предполагаем, что присутствие двух компонентов в профилях эмиссионных линий можно теперь объяснить двойственностью ядра NGC 1275. Напрашивается, естественно, и такое предположение, что обнаруженные Проником [3] два кинематических центра в системе газа низкой скорости галактики NGC 1275 обусловлены тем же фактором — двойственностью ее ядра. Как в случае наличия двух компонентов в эмиссионных линиях, так и в случае двух кинематических центров в системе *LV*-газа раздвоение наблюдается почти по линии север—юг. Расстояние между компонентами и центрами порядка 1″—2″.

Таблица 5

ДОЛЯ СВЕТА ЯДРА В ГОЛУБОМ УЧАСТКЕ СПЕКТРА ЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ NGC 1275

Автор	$\frac{I_{ядра}}{I_{10''}}$ (U)	$\frac{I_{5''}}{I_{10''}}$ (B)	$\frac{I_{2''}}{I_{10''}}$ (B)	$\frac{I_{ядра}}{I_{13.7''}}$ (4800)
Пенсгон и др. (1969 г.)	< 28 %	—	—	—
Лютый, Засов (1973 г.)		74 %		
Вирс и др. (1983 г.)			7.5 %	
Метик, Проник (1984 г.)				> 80 %

Радиоядро галактики NGC 1275 (радиоисточник 3C 84), как известно, тоже двойное [28]. Линия, соединяющая его компоненты, так же, как и в оптике, направлена примерно с севера на юг. Расстояние между компонентами радиоядра всего 3 пс. Одинаковое расположение оптических и радиокомпонентов ядра NGC 1275 может быть обусловлено направлением общего магнитного поля околоядерной области галактики NGC 1275, которое контролирует поток газа и релятивистских частиц.

Таким образом, из наших результатов следует, что ядро NGC 1275 — двойное. Компоненты ядра размером < 1.″0, переменной яркости и имеют газовые оболочки. По спектрам ядра NGC 1275 можно сказать, что оба компонента его — это сейфертовские ядра 2-го типа. Петросян, Саакян и Хачикян [29, 30] уже сообщали о существовании галактики, имеющей два ядра сейфертовского типа. Это галактика Маркарян 673.

2. При исследовании сейфертовских ядер галактик важным является не только построение модели ядра, но и решение вопроса о взаимодействии ядра с окружающими его частями галактики. Прежде мы предполагали,

что между ядром NGC 1275 и деталью «b» существует газовый поток с дисперсией скоростей, равной 5000 км/с; что быстрые облака связаны с объектом «b», а медленные—с деталью «c» и ядром «a» галактики; что через объект «c» существует постоянный поток газа, часть которого идет на образование молодых звезд в объекте «c». Полученные нами новые результаты расширили представление о роли объекта «b» и о характере его взаимодействия с ядром галактики NGC 1275. На рис. 4 представлена схема

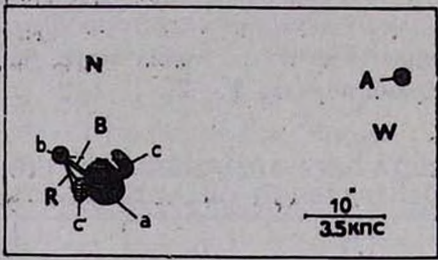


Рис. 4. Схема околоядерной области галактики NGC 1275, полученная по прямым снимкам с разными экспозициями и в разных фильтрах. Обозначения: «a», «b» и «c»— те же, что на рис. 1; «c′», «R» и «B» — см. в тексте.

околоядерной области галактики NGC 1275, полученная по прямым снимкам, снятым с разными экспозициями в красных и синих лучах. В соответствии с новыми результатами и представленной на рис. 4 схемой, ядро «a» галактики и объект «b» взаимодействуют в конусе, ограниченном с юга волокнистым образованием — жгутом R, хорошо заметным в красных лучах. Заканчивается этот жгут деталью «c′». С севера конус — область взаимодействия ядра «a» и объекта «b» — ограничивает слабый жгут, простирающийся от детали «b» к «c» (пунктир на рис. 4). Мы предполагаем, что объекты «c» и «c′» находятся на краях вытянутого сбразования, которое проходит между компонентами ядра галактики NGC 1275. В голубых лучах жгут B соединяет объект «b» и центральную область между компонентами ядра NGC 1275; он содержит звезды как ранних, так и поздних спектральных классов. Это образование имеет возраст не менее 10^8 лет, из чего следует, что продолжительность взаимодействия объекта «b» и ядра «a» галактики NGC 1275 того же порядка, т. е. не менее 10^8 лет. Подтверждение нашему представлению о том, что объект «b» и ядро «a» галактики взаимодействуют в конусе, ограниченном волокнистыми образованиями, мы нашли на фотографиях околоядерной области галактики NGC 1275, полученных недавно с узкими интерференционными фильтрами, центрированными на линию H_α газовых систем LV и HV галактики. Конус взаимодействия здесь ярко выражен в H_α -линии HV-системы [31].

Объект «b»—не звездообразной формы. На фотографиях в красных лучах он вытянут в направлении ядра галактики, и в этом направлении его размер около 1 кпс. Объект имеет несимметричный ореол размером не менее 1 кпс (см. рис. 2b), одинаковой формы и в красных, и в синих лучах.

Наши данные показывают, что из всех перечисленных ранее гипотез о природе двух систем газа, открытых Минковским у галактики NGC 1275, наблюдениям не противоречат только две: а) столкновение двух галактик, при котором спиральная галактика была разрушена в поле тяготения гигантской E-галактики. В этом случае 7″-объект («b») может быть ядром разрушенной спиральной галатики; б) постоянная аккреция газа на галактику NGC 1275 из межгалактического пространства скопления галактик A-426. При таком предположении 7″-объект может быть наиболее плотной конденсацией аккрецированного газа, в которой звездообразование продолжается не менее 10^8 лет, т. к. согласно нашим данным [18] в синей области спектра объект «b» имеет спектральный тип A.

Мы выражаем благодарность В. Л. Афанасьеву за получение прямых снимков ядра галактики NGC 1275, А. И. Шаповаловой и В. И. Липовецкому за помощь в наблюдениях на 6-м телескопе, а также В. Т. Жоголевой, Т. А. Атаманенко и А. И. Брунс за помощь в вычислениях и подготовке рисунков к печати.

Крымская астрофизическая
обсерватория

INVESTIGATION OF CIRCUMNUCLEAR REGION IN SEYFERT GALAXY NGC 1275

L. P. METIK, I. I. PRONIK

New data on the structure of circumnuclear region and nucleus of Seyfert galaxy NGC 1275 have been obtained. Investigations were made using the direct images with red and blue glass filters on the 6-m telescope. The image scale on the nagatives is 17.″5 at 1 mm. The nucleus of NGC 1275 galaxy is double. The position angle of the line connecting the components of the nucleus is equal to 15°. The distance between the components in the projection on the sky is equal to 1.″50 ± 0.″06 (or 500 ± 20 pc). Dimension of each component is $<$ 1.″0 and both of them are variable. The brightness of the components varied during the time of observation (20 min) by 2.5—3 times. Between the nucleus of the galaxy and the object situated in 7″ North-East from the nucleus a bar was found. Moreover, arguments were obtained that the bar consists of stars both of early and late spectral types. The age of the bar (or the time of interaction of the nucleus and 7″ object) is not less than 10^8 years. Other details of the galaxy discovered by us

witnessed the complex character of the interaction of the nucleus and 7″ object of NGC 1275 galaxy.

ЛИТЕРАТУРА

1. *R. Minkowski*, IAU Symp. No. 4, ed. H. C. van de Hulst, Cambridge, University Press, 1957, p. 107.
2. *E. Burbidge, G. Burbidge*, Ap. J., 142, 1351, 1965.
3. *В. И. Проник*, Астрофизика, 15, 51, 1979.
4. *В. Л. Афанасьев, И. И. Проник*, Астрофизика, 16, 405, 1980.
5. *C. Lynds*, Ap. J., 159, L 151, 1970.
6. *В. И. Проник*, В сб. «Звезды, туманности, галактики», Из-во АН Армянской ССР, 1969, стр. 247.
7. *D. Young, M. Roberts, C. Saslaw*, Ap. J., 185, 809, 1973.
8. *J. Oort*, P.A.S.P., 88, 591, 1976.
9. *T. Adams*, P.A.S.P., 89, 488, 1977.
10. *V. Rubin, W. Ford, C. Peterson, J. Oort*, Ap. J., 211, 693, 1977.
11. *V. Rubin, W. Ford, C. Peterson, C. Lynds*, Ap. J., Suppl. ser., 37, 235, 1978.
12. *G. Shilds, J. Oke*, P.A.S.P., 87, 879, 1975.
13. *S. van den Bergh*, Lick Obs. Bull., No. 765, 1977.
14. *L. Cowie, A. Fabian, P. Nulsen*, M. N. RAS, 191, 399, 1980.
15. *A. Fabian, E. Hu, L. Cowie, J. Grindlay*, Ap. J., 248, 47, 1981.
16. *G. Branduart-Raymond, D. Fabricant, E. Feigelson, P. Gorenstein, J. Grindley, A. Soltan, G. Zamorani*, Ap. J., 248, 55, 1981.
17. *Л. П. Метик, И. И. Проник*, Изв. Крымск. астрофиз. обс., 55, 188, 1976.
18. *Л. П. Метик, И. И. Проник*, Астрофизика, 15, 37, 1979.
19. *С. И. Неизвестный*, Астрон. цирк., № 1057, 1, 1978.
20. *В. М. Лютый*, Астрон. ж., 49, 930, 1972.
21. *P. G. Martin, J. Angel, J. Maza*, Ap. J., 209, L 21, 1976.
22. *А. В. Засов, В. М. Лютый*, Астрон. ж., 50, 253, 1973.
23. *M. V. Penston, M. J. Penston, R. A. Selmes, E. E. Becklin, G. Neugebauer*, M. N. RAS, 169, 357, 1969.
24. *A. Wirth, S. Kenyon, D. Hunter*, Ap. J., 269, 102, 1983.
25. *В. М. Лютый*, Письма АЖ, 6, 223, 1980.
26. *K. Seyfert*, Ap. J., 97, 28, 1943.
27. *Э. А. Дибай*, Астрон. ж., 46, 725, 1969.
28. *Л. Матвеенко, К. Келлерман, М. Паулини-Тос, В. Костенко, И. Моисеев, Л. Коган, А. Витцел, Б. Роннанг, Д. Шаффер, Е. Пройс*, Письма АЖ, 6, 77, 1980.
29. *А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян*, Астрофизика, 14, 69, 1978.
30. *А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян*, Астрофизика, 15, 373, 1979.
31. *W. C. Keel*, A. J., 88, 1579, 1983.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 21 ОКТЯБРЬ, 1984 ВЫПУСК 2

УДК 524.77

ЭМИССИОННЫЕ ГАЛАКТИКИ В СКОПЛЕНИИ А 634

Дж. А. СТЕПАНЯН

Поступила 30 января 1984
Принята к печати 27 июня 1984

Приводятся результаты исследования скопления галактик А 634. К членам скопления отнесены 35 эмиссионных галактик. Средняя скорость удаления скопления 8010 км/с, дисперсия скоростей — 309 км/с. Нижний предел оценки относительного количества эмиссионных галактик ярче $15^m_.7$ в скоплении А 634 составляет 0.29.

1. *Введение.* Исследование групп и скоплений галактик из-за отсутствия красных смещений выполнялось обычно в двух измерениях, то есть изучали спроецированную на картинную плоскость плотность галактик на небе. Галактики переднего и заднего фона учитывались лишь статистически. К настоящему времени известно несколько десятков скоплений галактик, где измерены лучевые скорости более десяти членов [1—3]. По этим данным в нескольких скоплениях исследованы трехмерные распределения галактик [4, 5].

Сейчас нами начат второй Бюраканский спектральный обзор неба, который ведется в избранных площадках, расположенных в области $8^h—17^h$ по α и $+49° —+61°$ по δ [6]. Новый обзор позволяет выделять различного рода объекты, отбор которых проводится как по наличию заметного УФ-континуума, так и по наличию на низкодисперсионных спектрах эмиссионных линий. Уже исследованы три площадки [6—8]. Результаты спектральных наблюдений объектов этих площадок приведены в [9, 10]. Полученные данные позволяют построить трехмерную картину распределения эмиссионных галактик в пространстве в предположении, что все они лежат точно на расстояниях, определяемых их красными смещениями. Можно выделить галактики, принадлежащие скоплениям, а также галактики переднего и заднего фона.

В этой работе приводятся результаты исследования скопления галактик А 634=Цвикки 287—39, которое находится в изучаемых нами полях [11, 12].

2. *Наблюдения.* Низкодисперсионные спектральные снимки получены на метровом телескопе системы Шмидта с набором объективных призм. Краткое описание методики наблюдений приведено в [6].

По результатам низкодисперсионной спектроскопии к вероятным членам скопления A 634 нами отнесено 35 эмиссионных галактик. Данные для них представлены в табл. 1, где соответственно приведены: 1 — порядковый номер; 2, 3 — экваториальные координаты с точностью до минуты дуги для эпохи 1950 г.; 4 — видимая звездная величина в голубых лучах по [8] (звездные величины ярче $15^m_.7$ взяты из [12]); 5 — красное смещение, исправленное за галактическое вращение, в скобках приведены значения красных смещений, оцененные по низкодисперсионным спектрам; 6 — абсолютная фотографическая величина с учетом межзвездного поглощения при $H = 75$ км/с Мпс; 7 — спроецированное на картинную плоскость расстояние от центра скопления в угловых минутах; 8 — обзорный тип по [8].

За координаты центра скопления приняты координаты, приведенные в [12], $\alpha = 08^h 10^m_.1$ и $\delta = +58°13'$.

Для 23 из отмеченных выше 35 эмиссионных галактик получены щелевые спектры. Все спектры получены в прямом фокусе БТА с дисперсией 90 Å/мм и спектральным разрешением 8—10 Å. Точность определения лучевых скоростей около 60 км/с. Описания щелевых спектров и другие данные об этих объектах приведены в [9]. Кроме того, известно красное смещение еще одной галактики Anon 0811+5828, измеренное по линиям поглощения H и K Ca II и G-полосе, по которым ранее и было определено расстояние до A 634* [13]. Еще для двух галактик, находящихся в пределах границ скопления, в спектрах которых не наблюдаются эмиссионные линии, нами измерены красные смещения по линиям поглощения Na D. Щелевые спектры последних также получены на БТА. Для этих объектов данные, аналогичные приведенным в табл. 1, суммированы в табл. 2.

Таким образом, имеется 38 галактик, отнесенных нами к вероятным членам скопления A 634, щелевые спектры для 26 из которых уже получены.

3. *Скопление галактик A 634.* Скопление A 634 по Цвикки — близкое скопление умеренной компактности, имеющее один или несколько центров концентрации. Согласно Баутц и Моргану [14], оно является скоплением III типа, то есть в нем не наблюдается доминирующей по яркости галактики. Спектральные наблюдения показали, что в спектрах абсолютного большинства объектов табл. 1 наблюдаются эмиссионные линии H_α,

* Красное смещение A 634 измерено только по одной, не центральной галактике и равно 0.0266.

Таблица 1

№	Координаты α_{1950}	Координаты δ_{1950}	m_B	z	M_B	R	Обзорный тип
1	08^h03^m8	+59°09′	18^m	(0.025)	—	73.9	de:
2	08 04.3	+59 08	17.5	0.0277	-18^m2	71.6	dse:
3*	08 05.5	+57 43	17.5	0.0269	−18.1	47.1	sde
4	08 06.0	+57 59	15.1	0.0260	−20.4	35.3	sde:
5	08 06.3	+57 58	17.5	0.0256	−18.0	33.5	de
6	08 06.6	+58 58	18	(0.025)	—	52.8	sde
7	08 07.1	+57 11	15.2	0.0284	−20.5	66.4	se:
8	08 07.5	+59 23	18.5	(0.025)	—	72.9	de
9	08 07.7	+58 06	16.5	0.0279	−19.2	20.2	sd2e
10	08 07.8	+58 51	15.7	0.0286	−20.0	42.1	de:
11	08 07.9	+58 03	17.5	0.0260	−18.0	20.1	de+de
12	08 08.1	+58 43	16	0.0268	−19.5	33.9	sd1e
13	08 08.7	+58 05	15.4	0.0268	−20.2	13.7	sde
14	08 09.6	+58 14	16.5	0.0274	−19.1	4.1	sd2e
15	08 09.7	+57 43	17	0.0259	−18.5	30.2	de:
16*	08 10.1	+58 21	17	0.0253	−18.5	8	s2e
17	08 10.4	+58 18	18.5	0.0278	−17.2	5.5	dse:
18	08 10.5	+58 11	15.3	0.0263	−20.2	3.8	sde:
19	08 10.9	+58 30	18	0.0259	−17.5	18.1	d3e:
20*	08 11.2	+58 32	17.5	0.0258	−18.0	20.9	s3e:
21	08 11.6	+58 20	17.5	0.0279	−18.2	13.8	de
22	08 11.6	+57 30	17.5	0.0268	−18.1	44.6	de
23**	08 11.7	+58 12	18	(0.02)	—	12.6	dse:
24	08 11.8	+58 13	18	0.0245	−17.4	13.4	d2e
25	08 11.9	+58 28	17	0.0256	−18.5	14.2	de:
26	08 12.2	+57 40	16.5	0.0269	−19.1	36.9	dse:
27	08 12.5	+57 42	17.5	0.0262	−18.0	36.4	de
28	08 12.8	+58 39	18.5	(0.03)	—	42.5	de:
29*	08 13.7	+57 54	18	(0.025)	—	34.2	de
30**	08 13.9	+58 15	18.5	(0.025)	—	30.1	de
31	08 14.0	+58 15	16	(0.025)	—	30.9	sde:
32	08 14.1	+57 55	15.3	(0.025)	—	36.4	dse
33	08 14.1	+57 56	18	(0.025)	—	35.9	de
34	08 14.1	+57 58	17	(0.025)	—	35.0	dse
35*	08 15.9	+57 51	18.5	(0.025)	—	50.8	de

* Совершенно не отличается от звезд на картах Паломарского обозрения.

** Почти не отличается от звезд на картах Паломарского обозрения.

Таблица 2

№	Координаты α_{1950}	δ_{1950}	m_B	z	M_B	R
1	08^h08^m5	+57°11′	17^m5	0.0268	-18^m1	63.3
2	08 11.4	+58 20	14.7	0.0276	−21.0	12.4
3	08 11.7	+58 29	14.6	0.0266	−21.0	20.4

[N II] λ 6583 и [S II] λλ 6717/31, и лишь у двух объектов, № 2 и 18, в спектрах наблюдается только эмиссионная линия H_α. Два объекта, № 9 и 12, в спектрах которых наблюдаются сильные эмиссионные линии высокого возбуждения с отношением [O III] λ 5007/H_β > 3 и [N II]/H_α > 1, отнесены нами к вероятным галактикам сейфертовского типа [9]. Пять объектов по изображениям на картах Паломарского обозрения совершенно не отличаются от звезд и еще два объекта почти не отличаются от звезд. Они отмечены в табл. 1 одной и двумя звездочками соответственно.

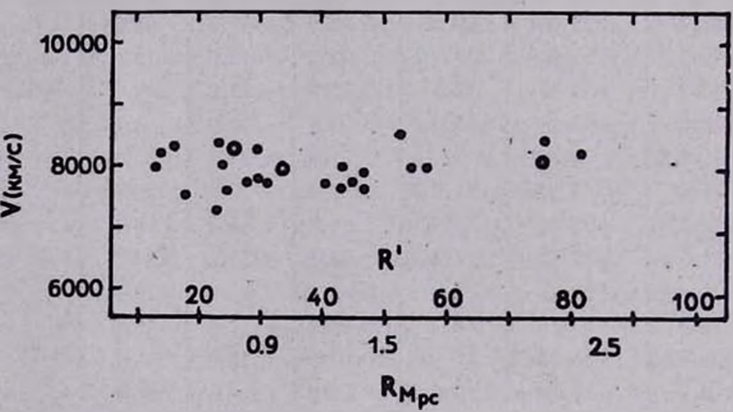


Рис. 1. Распределение эмиссионных галактик по скоростям в функции спроецированного на картинную плоскость расстояния от центра скопления в угловых минутах и Мпс. Кружками обозначены объекты с абсорбционными линиями.

Принадлежность объектов, щелевые спектры которых получены, к членам скопления А 634 устанавливалась согласно процедуре, описанной в [4, 5]. Соответствующее распределение галактик по скоростям в функции спроецированного на картинную плоскость расстояния от центра скопления показано на рис. 1. Все 26 галактик с измеренными лучевыми скоростями оказались реальными членами скопления А 634. Вычисленная по ним скорость удаления скопления равна 8010 км/с (z = 0.0267), дисперсия скоростей — 309 км/с.

4. *Распределение эмиссионных галактик.* На рис. 2 показано распределение эмиссионных галактик в скоплении по координатам. Основная часть эмиссионных галактик заключена внутри диаметра 3 Мпс. Галактики с УФ-континуумом (на рис. 2 отмечены треугольниками) сконцентрированы внутри диаметра 2.1 Мпс.

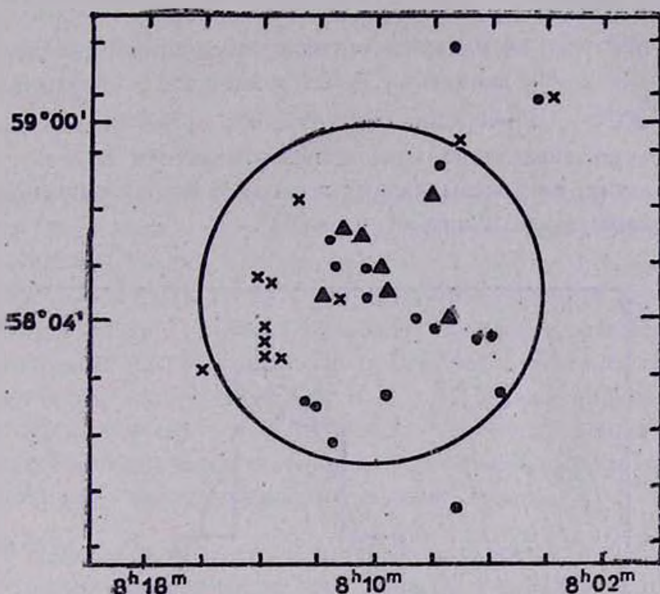


Рис. 2. Распределение эмиссионных галактик в скоплении по координатам. Диаметр окружности равен 3 Мпс. ▲ — галактики с УФ-континуумом. × — галактики, красные смещения которых оценены по низкодисперсионным спектрам.

Гислер [15], исследуя распределение эмиссионных галактик, нашел, что компактные скопления содержат мало галактик Маркаряна, а открытые скопления, к которым и относится А 634,— относительно много, что и наблюдается нами. Он же отмечает, что относительное количество эмиссионных галактик различных морфологических типов минимально в плотных скоплениях и эмиссионные линии в спектрах галактик скоплений наблюдаются реже, чем в спектрах галактик поля. В [16, 17] делается вывод, что, по-видимому, у всех богатых скоплений существуют протяженные оболочки, состоящие из эмиссионных галактик низкой светимости. Как показано в [18], относительное количество эмиссионных галактик среди удаленных членов скопления Coma достигает 40%, а для более удаленных частота эмиссионных галактик составляет 85% [16]. Отметим, что здесь речь идет об эмиссионных галактиках низкой светимости. Мы видим из рис. 2, что у нас не наблюдается какой-либо концентрации эмиссионных галактик к центру или к краям скопления. Заметим, что на расстоянии 107 Мпс, на котором находится скопление А 634, имея предельную величину около 18.5 (наш предел), мы можем находить галактики со светимостями $M \leqslant -17$, то есть карликовые эмиссионные галактики мы не в состоянии там обнаружить. То же видно из табл. 1 — абсолютные величины обнаруженных нами эмиссионных галактик находятся в интервале $-17^m.2 \div -20^m.5$.

Таким образом, не наблюдается концентрации эмиссионных галактик к центру или к краям скопления А 634 в интервале абсолютных величин $-17^m.2 \div -20^m.5$. Интересно отметить, что среди исследованных галактик отсутствуют гигантские эмиссионные галактики с $M \leqslant -20.5$. Две из трех галактик, не показывающих в своих спектрах эмиссионных линий, имеют абсолютную величину $M = -21.0$.

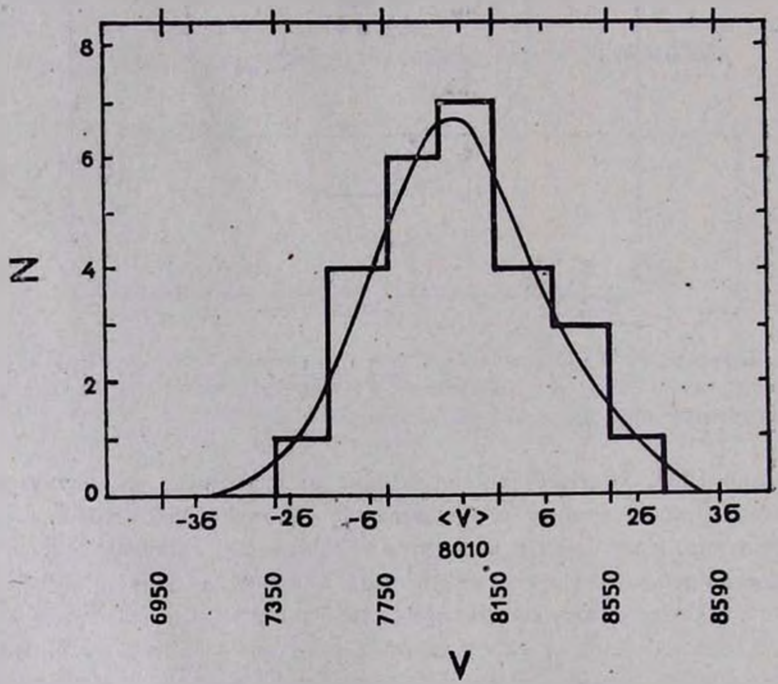


Рис. 3. Распределение эмиссионных галактик по скоростям в скоплении А 634.

Распределение эмиссионных галактик по скоростям показано на рис. 3. Для удобства дальнейших вычислений его можно представить гауссовой кривой. Все галактики, за исключением одной, имеют дисперсию скоростей меньше 2σ.

Дисперсия скоростей внутри концентрических колец от центра скопления дана в табл. 3.

Таблица 3

$R_{Мпс}$	R'	n	σ
0.00—0.25	0 — 8.05	4	338
0.26—0.50	8.06—16.1	5	432
0.51—1.00	16.2 —32.2	6	295
1.01—1.50	32.3 —48.3	8	270

В первом и втором столбцах приведены радиусы колец в Мпс и угловых минутах; в третьем и четвертом — количество объектов и дисперсия в соответствующих кольцах. Так же, как и в [4, 5], где исследованы богатые скопления галактик Coma и A 194, здесь наблюдается некоторый ход дисперсии скоростей при удалении от центра скопления к периферии, возрастая до максимума на расстоянии около 0.4 Мпс (432 км/с) и убывая до 270 км/с в кольце между $R = 1.0$ Мпс и $R = 1.5$ Мпс. Примечательно, что, хотя в указанных скоплениях ход дисперсии скоростей замечен в основном по неэмиссионным объектам, такой же ход показывает и дисперсия скоростей, вычисленная по эмиссионным галактикам.

5. *Относительное количество эмиссионных галактик в скоплении.* Для оценки относительного количества эмиссионных галактик необходимо знание общего количества галактик в скоплении. В табл. 4 суммированы данные, приведенные в литературе. В последней строке приведены наши данные относительно эмиссионных галактик.

Таблица 4

Автор	$D_{Мпс}$	n_1	n_2	k	Примечание
Эйбелл* [11]	4	30—49	10	0.20—0.33	m_3+2^m
Сандейдж и Харди [19]	4	44	14	0.32	m_3+2^m5
Цвикки [12]	3	141	29	0.21	m_1+3^m
Настоящая работа	5		35		

Во втором столбце дан диаметр скопления по соответствующим авторам. В третьем и четвертом — общее количество галактик и количество эмиссионных галактик внутри указанного диаметра и интервала звездных

* Эйбеллом подсчеты велись в кругах радиусом $R_A = 4.6 \cdot 10^5\ (cz)^{-1}$, что соответствует линейному диаметру 4 Мпс.

величин (последние указаны в примечаниях). В пятом — соответствующие этим данным оценки относительного количества эмиссионных галактик.

Оценки числа галактик производились Эйбеллом [11] и Сандейджем и Харди [19] следующим образом: внутри окружности диаметром 4 Мпс подсчитывалось общее число галактик, которые слабее третьей по яркости галактики скопления не более чем на 2^m у Эйбелла и не более чем на $2^m.5$ у Сандейджа и Харди. Цвикки [12] оценивал число галактик слабее относительно ярчайшей галактики внутри границ скопления не более чем на 3^m. При этом при подсчетах галактик в скоплениях подсчитывается общее количество галактик внутри границ скопления (внутри определенного диаметра), затем вычитывается некоторое оцененное количество галактик фона на той же площади.

Из табл. 4 видно, что различные авторы берут различные диаметры для скопления А 634, внутри границ которых оценивается число галактик в различных интервалах видимых звездных величин. При этом обычно не указывается, какие галактики являются членами скопления, а какие—галактиками фона. Кроме того, некоторые из обнаруженных нами эмиссионных галактик на картах Паломарского обозрения почти или совершенно не отличаются от звезд, которые, по-видимому, не могли быть учтены авторами [11, 12, 18]. Поэтому, с учетом вышеприведенных соображений, оценка относительного количества эмиссионных галактик по данным табл. 4, 0.21—0.33, носит лишь качественный характер.

Относительно уверенную оценку относительного количества эмиссионных галактик в скоплении А 634 можно получить следующим образом. В [12] приведены координаты и звездные величины всех галактик ярче $15^m.7$. Диаметр скопления по [12] равен 8.6 см, что при известном сейчас красном смещении для него $z = 0.0267$ приводит к значению линейного диаметра скопления около 3 Мпс ($H = 75$ км/с Мпс).

Отберем все галактики ярче $15^m.7$ по [12] внутри диаметра 3 Мпс. Всего таких галактик 21. Все эти галактики нами были просмотрены на обзорных снимках. Из них только шесть объектов показали на низкодисперсионных снимках обнаружимые эмиссионные линии, щелевые спектры которых впоследствии были получены на БТА. Предполагая, что все эти 21 галактики принадлежат скоплению А 634, получим, что 29% галактик ярче $15^m.7$ являются эмиссионными. Причем эта оценка является оценкой снизу. Действительно, среди объектов, щелевые спектры которых не получены, обнаружение новых эмиссионных галактик или отнесение какой-либо из них к галактикам фона приведет только к увеличению относительного количества эмиссионных галактик.

6. *Выводы.*

а) 35 эмиссионных галактик отнесены нами к вероятным членам скопления.

б) Установлена принадлежность к скоплению 26 реальных членов по известным красным смещениям, 23 из них являются эмиссионными.

в) Диаметр скопления около 5 Мпс, основная часть эмиссионных галактик сосредоточена внутри диаметра 3 Мпс.

г) Эмиссионные галактики не показывают какой-либо концентрации к центру или к краям скопления в интервале светимостей — 17.2 ÷ — 20.5.

д) Дисперсия скоростей эмиссионных галактик при удалении от центра скопления к периферии возрастает до максимума на расстоянии около 0.4 Мпс ($\sigma = 432$ км/с) и убывает до 270 км/с на расстоянии 1.5 Мпс от центра.

е) Нижний предел оценки относительного количества эмиссионных галактик ярче $15^{m}_{.}7$ в скоплении А 634 составляет 0.29.

Карты отождествления объектов № 1—28, отпечатанные с голубых карт Паломарского обозрения, приведены в [8]. Карты отождествления остальных 10 объектов будут опубликованы позднее.

В заключение приношу благодарность академику АН Арм.ССР Б. Е. Маркаряну и В. А. Липовецкому за обсуждения и ценные советы.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

EMISSION LINE GALAXIES IN CLUSTER A 634

J. A. STEPANIAN

The results of investigations of clusters of galaxies A 634 are presented. 35 emission line galaxies are ascribed to the members of cluster. The average radial velocity of cluster is 8010 km/s, velocity dispersion — 309 km/s. The lower limit of relative number of emission line galaxies brighter than $15^{m}_{.}7$ in cluster A 634 is 0.29.

ЛИТЕРАТУРА

1. *A. Yahil, N. V. Vidal*, Ap. J., 214, 347, 1977.
2. *T. W. Noonan*, Ap. J., Suppl. ser., 613, 45, 1981.
3. *Т. С. Фетисова*, Астрон. ж., 58, 1137, 1981.
4. *H. J. Rood, T. L. Page, E. C. Kintner, J. R. King*, Ap. J., 175, 627, 1972.
5. *G. Chincarini, H. J. Rood*, Ap. J., 214, 351, 1977.
6. *Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян*, Астрофизика, 19, 639, 1983.
7. *Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян*, Астрофизика, 20 21, 1984.

8. *Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян*, Астрофизика, 20, 513, 1984.
9. *Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян*, Астрофизика, 20, 213, 1984.
10. *Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян*, Астрофизика, 21, 35, 1984.
11. *J. Abell*, Ap. J., Suppl., ser., 3, 211, 1958.
12. *F. Zwicky, E. Herzog, P. Wild, M. Karpowicz, C. Kowal*, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, Vol. I–VI, 1961—1968, California Institute of Technology, Pasadena.
13. *B. A. Peterson*, A. J., 75, 695, 1970.
14. *L. P. Bautz, W. W. Morgan*, Ap. J., Lett., 162, L 149, 1970.
15. *G. R. Gisler*, M. N. RAS, 183, 633, 1976.
16. *И. Д. Караченцев*, Письма АЖ, 8, 74, 1982.
17. *А. В. Засов*, Письма АЖ, 9, 327, 1983.
18. *W. G. Tifft, S. A. Gregory*, Ap. J., 181, 15, 1973.
19. *A. Sandage, E. Hardy*, Ap. J., 183, 743, 1973.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 21 ОКТЯБРЬ, 1984 ВЫПУСК 2

УДК: 524.7—42+520.2.064.4

ИЗОДЕНСИТОМЕТРИЯ ИЗБРАННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ГАЛАКТИК. II

Ю. П. КОРОВЯКОВСКИЙ

Поступила 7 июля 1983
Принята к печати 20 февраля 1984

Продолжены начатые в [2] морфологические исследования крупномасштабных снимков избранных взаимодействующих галактик, полученных в первичном фокусе 6-м телескопа. Проведена очистка снимков от высокочастотных шумов фотоэмульсии и улучшено их угловое разрешение с помощью методов цифровой фильтрации.

1. *Введение.* В настоящей работе продолжено морфологическое исследование крупномасштабных снимков взаимодействующих галактик из атласа Воронцова-Вельяминова [1], начатое в [2]. Особенности получения и методы обработки снимков описаны в [2]. Использованные методы цифровой фильтрации исходных снимков уменьшили высокочастотный шум фотоэмульсии и улучшили их угловое разрешение. По улучшенным изображениям взаимодействующих галактик уточнена их морфология и классификация, выполненная ранее Воронцовым-Вельяминовым [1].

2. *Результаты.* Сведения об условиях съемки, сканирования снимков на автоматическом микроденситометре АМД-1, деталях цифровой фильтрации помещены в табл. 1. В ней приведены: название объекта по атласу Воронцова-Вельяминова [1], качество изображения на фотопластинке, тип фотоэмульсии, экспозиция, оптическая плотность фона неба, шаг по D между соседними изоуровнями при построении карт изображений, обработанных с помощью оптимального фильтра низкой частоты (ОФНЧ) и винеровского реставрирующего фильтра (РВФ). Все снимки получены без фильтра.

Ниже приводится краткое описание исследованных в этой статье объектов, прямые фотографии и карты изоденс которых помещены на соответствующих рисунках. Все исходные снимки получены в первичном фокусе 6-м телескопа САО АН СССР.

VV 636. По классификации Воронцова-Вельяминова [1] — это гнездо с числом членов не менее трех. Анализ крупномасштабного снимка объек-

Таблица 1

№	VV, Арп	Качество изображения (угл. сек)	Эмульсия	Экспоз. (мин.)	D фона неба	Шаг сканир. μ	Шаг между изоденсами ОФНЧ ΔD	Шаг между изоденсами РВФ ΔD	Рисунок 1 (номер строки)
9	636	3.0	Zu—2	20	0.49	15	0.15	0.15	1
10	619	1.8	103 aO	4	0.41	15	0.05	0.10	2
11	535	3.3	103 aO	15	0.38	20	0.05	0.10	3
12	591	2.5	103 aO	15	0.59	20	0.05	0.10	4
13	546	2.5	103 aO	15	0.30	25	0.05	0.10	5
14	503	2.5	103 aO	15	1.33	20	0.05	0.10	6
15	526	1.7	11 aO	25	1.05	25	0.05	0.10	7
16	748	4.0	103 aO	8	0.28	25	0.05	0.10	8
17	538	2.2	11 aO	20	0.29	35	0.05	0.10	9
18	598	2.2	103 aO	15	0.94	25	0.05	0.10	10
19	554	1.7	103 aO	11	0.63	25	0.05	0.10	11
20	33	1.7	Zu-2	5	2.64	30	0.05	0.15	12
21	640	1.7	11 aO	20	1.32	25	0.05	0.15	13
22	531	4.0	103 aO	15	0.41	30	0.05	0.10	14
23	566	4.0	103 aO	15	0.58	20	0.10	0.10	15
24	711	3.0	103 aO	15	0.47	25	0.05	0.10	16
25	621	3.3	103 aO	15	0.56	35	0.05	0.15	17
26	793	2.5	11 aO	20	0.94	25	0.05	0.10	18
27	6 гл.	1.7	103 aO	20	0.32	25	0.10	0.15	19
28	6 сп.	1.7	103 aO	20	0.76	15	0.05	0.10	20

та и результатов цифровой обработки изображений показывает, что в данном случае мы наблюдаем двойную галактику. Третий компонент, расположенный на снимке справа, является звездой поля. Расстояние между центрами галактик равно $\sim 8''$, размер общей оболочки окружающей галактики равен $\sim 30''$. Центры галактик соединены перемычкой. Одна из галактик эллиптическая, другая — компактная, звездообразная.

VV 619. Согласно [1] — это «гнездо» галактик. Скорости объекта измерялись многими авторами и их величины лежат в промежутке 3500—3890 км/с; изоденсы, приведенные в [1], сделаны в [3]. При сравнении изоденситометрических карт, построенных в [3] и нами, четко выявляются преимущества цифровой фильтрации: шаг между изоденсами на нашей обработке, существенно меньше; уверенно выявлена самая слабая внешняя изоденса, по которой размер объекта равен $\sim 49''$ (12 кпс, при $H = 75$ км/с Мпс). На нашей изоденситометрической карте после улучшения углового разрешения более уверенно выявляется двойственность правого верхнего сгущения с полушириной сгустков, равной $\sim 0.''8$.

VV 535. Согласно классификации Воронцова-Вельяминова [1] этот объект является «голубым гнездом» с тремя взаимодействующими членами. На крупномасштабном снимке объект выглядит как типичная система M 51 — четко выраженная двухрукавная спиральная структура у главной (левой) галактики; на конце правой спирали расположен спутник с «отростком», направленным в сторону главной галактики. Размер системы по самой слабой изоденсе составляет $\sim 65''$, а расстояние между центрами галактик равно $\sim 17''$.

VV 591. По [1] система отнесена в класс гнезд. По крупномасштабному снимку можно с уверенностью отнести этот объект к обычной галактике, в спиралях которой содержится большое количество ярких конденсаций, вероятно, H II-областей и звезд поля. Размер системы, определенный по самой внешней изоденсе, составляет $\sim 80''$.

VV 546. Воронцов-Вельяминов классифицировал этот объект как гнездо, состоящее из большой галактики и 3—5 карликовых галактик в «общем тумане». Крупномасштабный снимок и результаты обработки подтверждают эту классификацию.

VV 503. По [1] — это «молодая мини-цепочка», состоящая из трех галактик в контакте. На крупномасштабном снимке мы наблюдаем спиральную галактику с перемычкой; на концах перемычки имеются два уярчения. Размер системы по внешней изоденсе составляет $\sim 100''$.

VV 526. Согласно [1], в этом случае систему можно отнести к классу «гнезд», состоящую из двух больших взаимодействующих галактик. На снимке 6-м телескопа и обработке видна обычная спиральная галактика. Одна из внешних спиралей имеет повышенную яркость. На спектре, полученном на БТА, отсутствуют эмиссионные линии.

VV 748. Классифицирован [1] как пара галактик в контакте. Изображения, приведенные в атласе Воронцова-Вельяминова, сильно переэкспонированы и вследствие этого структура центральных областей галактик не видна. На крупномасштабном снимке и цифровых обработках хорошо заметны следы взаимодействия двух галактик: в главной галактике (на рис. слева) присутствуют два семейства спиралей: внешние, вероятно, приливной природы, и внутренние, начинающиеся из перемычки. У спутника на изоденситометрических картах после обработки ОФНЧ заметна «вытянутость» внешних областей по направлению к главной галактике. Следует, однако, отметить, что на карте, после обработки РВФ, эта вытянутость выглядит как звездообразный объект, так что вполне вероятно здесь мы имеем дело с эффектом наложения слабой звезды поля на изображение эллиптического спутника. У спутника прослеживается слабый изогнутый хвост, направленный на снимке вниз, вероятно, также приливной природы. Система погружена в общую оболочку размером 88″×38″. На спиральные ветви главной галактики проектируется яркая звезда поля.

VV 538. Согласно классификации Воронцова-Вельяминова [1] эта система является гнездом галактик. Лучевая скорость объекта измерена [4] и равна $v_0 = 1649$ км/с. На снимке, полученном в прямом фокусе 6-м телескопа, объект выглядит как обычная спиральная галактика с четко выраженными тремя рукавами. В спиралях присутствуют уярчения, вероятно, H II-области с характерным размером ~ .2″6 (0.27 кпс при $H = 75$ км/с Мпс). Система погружена в обширную оболочку размером ~ 123″ (13 кпс), хорошо заметную на обработке ОФНЧ.

VV 598. В атласе [1] этот объект описан как гнездо, состоящее из двух больших и трех малых членов. После цифровой фильтрации крайний правый на снимке член можно с большой уверенностью считать звездой поля (в отличие от компактных членов, принадлежащих объекту, он имеет существенно более высокий градиент яркости). Размер системы по самой внешней изоденсе составляет 75″ × 44″.

VV 554. Воронцов-Вельяминов считает этот объект «голубым гнездом», состоящим из 5—6 малых галактик. Лучевая скорость объекта определена [5] и составляет 6040 км/с. На крупномасштабном снимке хорошо заметна многорукавная спиральная структура обычной галактики с большим числом уярчений в спиралях. Средний диаметр этих уярчений равен ~ 2″ (0.80 кпс), что существенно больше характерных размеров областей H II. Размеры оболочки, в которую погружена система, равны ~ 44″×56″

(17—22 кпс) по второй от фона (светлой на обработке ОФНЧ) изоденсе. Менее уверенно прослеживается самая «слабая» изоденса диаметром $\sim 88''$ (34 кпс).

VV 33. Крупномасштабный снимок этого интересного объекта был сделан ранее Арпом на 5-м телескопе [6]. Лучевая скорость системы измерена [5] и составляет 2980 км/с. Нами была выполнена короткая экспозиция на 6-м телескопе для выявления структуры ядерных областей системы. Характерной особенностью этой системы является тонкий мост вещества, связывающий главную галактику, изображение которой приведено на рисунке, и эллиптический спутник, протяженностью $\sim 233''$ (45 кпс). Однако если подвергнуть изображение этой кажущейся тонкой перемычки цифровой фильтрации, то ее поперечный размер возрастает в 4—5 раз. В одном из вариантов машинного моделирования взаимодействующих галактик нам удалось получить довольно похожую на эту модельную систему картинку. Строение ядерной области главной галактики довольно сложное: имеется 3 или 4 сгустка примерно равной яркости с характерными размерами $\sim 1.''5$ (0.3 кпс). Точечный объект слева — дефект эмульсии.

VV 640. Этот объект классифицирован Воронцовым-Вельяминовым по мелкомасштабным фотографиям как гнездо в стадии распада, состоящее из трех членов. На снимке, полученном на 6-м телескопе при хороших астроклиматических условиях ($\Theta = 1.''7$), четко прослеживается двухъядерная структура объекта; верхнее ядро более компактное, звездообразное (не звезда!); нижнее — более вытянутое. На оригинальном снимке и на изоденситометрической карте, построенной после обработки изображения РВФ, хорошо заметны тонкие слабые спирали. Размер системы равен $\sim 50'' \times 81''$. На обработке ОФНЧ и РВФ нижний звездообразный объект является дефектом эмульсии.

VV 531. Воронцов-Вельяминов [1] выделил этот объект в класс гнезд. Лучевая скорость объекта измерена [7] и равна $V_0 = +485$ км/с. На снимке 6-м телескопа этот объект выглядит как иррегулярная галактика с большим числом сгущений. Средний диаметр их составляет $\sim 6''$ (0.2 кпс), что соответствует типичному размеру H II-областей. На обработке РВФ можно наглядно продемонстрировать действие реставрирующего фильтра: яркая звезда поля в верхней левой части рисунка является двойной. Размер галактики по самой слабой изоденсе составляет $128'' \times 90''$ (4×2.8 кпс).

VV 566. По [1] — это гнездо из трех членов, находящихся в контакте. Лучевая скорость объекта равна 5820 км/с [5]. На крупномасштабном снимке и изоденситометрических картах отчетливо видно, что на галактику с компактным ядром, перемычкой и двумя спиральными рукавами проектируется звезда поля. Размер системы по самой слабой изоденсе составляет $\sim 70''$ (26 кпс).

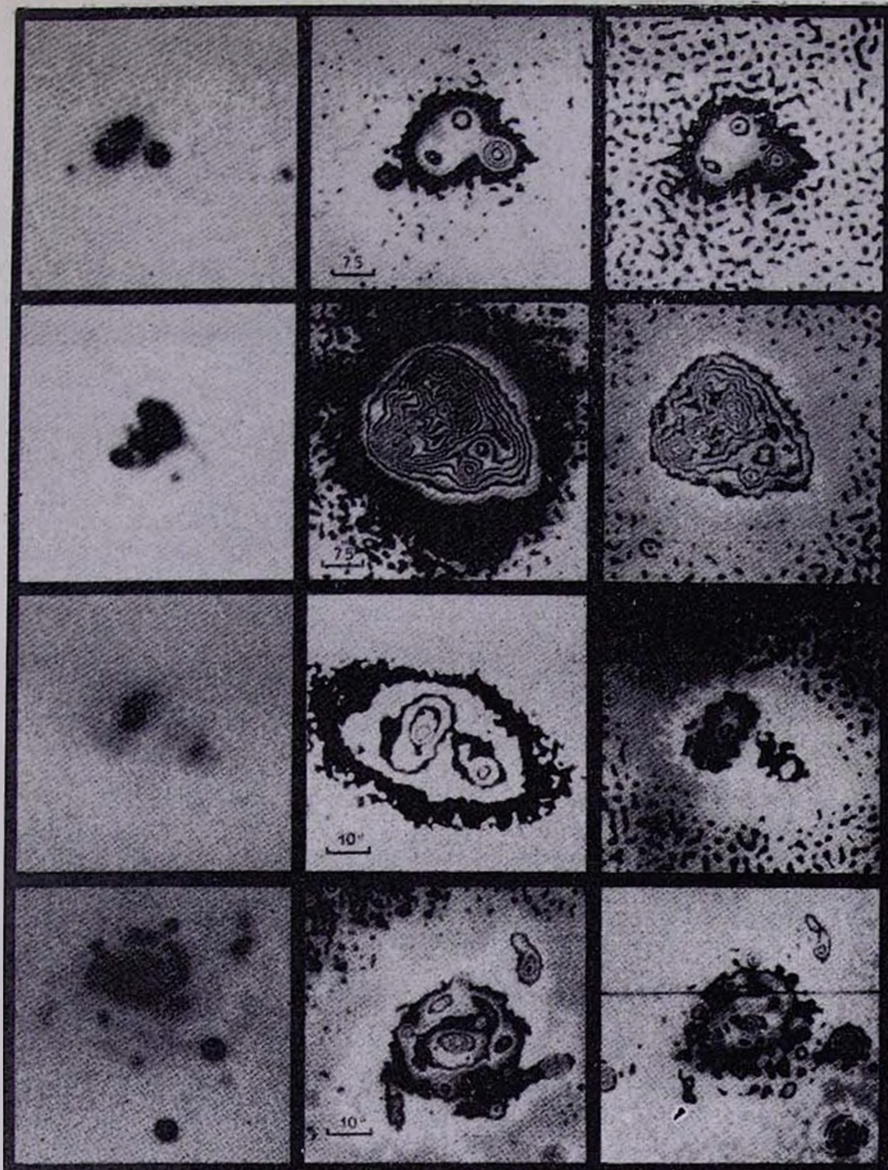
VV 711. Согласно Воронцову-Вельяминову этот объект является парой соединившихся галактик. На снимке 6-м телескопа в этой системе отчетливо проявляются эффекты приливного взаимодействия двух галактик: типичный «приливной» хвост с тремя конденсациями у верхней галактики, более слабые возмущения наблюдаются у левой галактики. На обработке РВФ четко выявляется двойственность ядра правой галактики. Размер слабосветящейся оболочки, в которую погружена система, составляет $28'' \times 75''$.

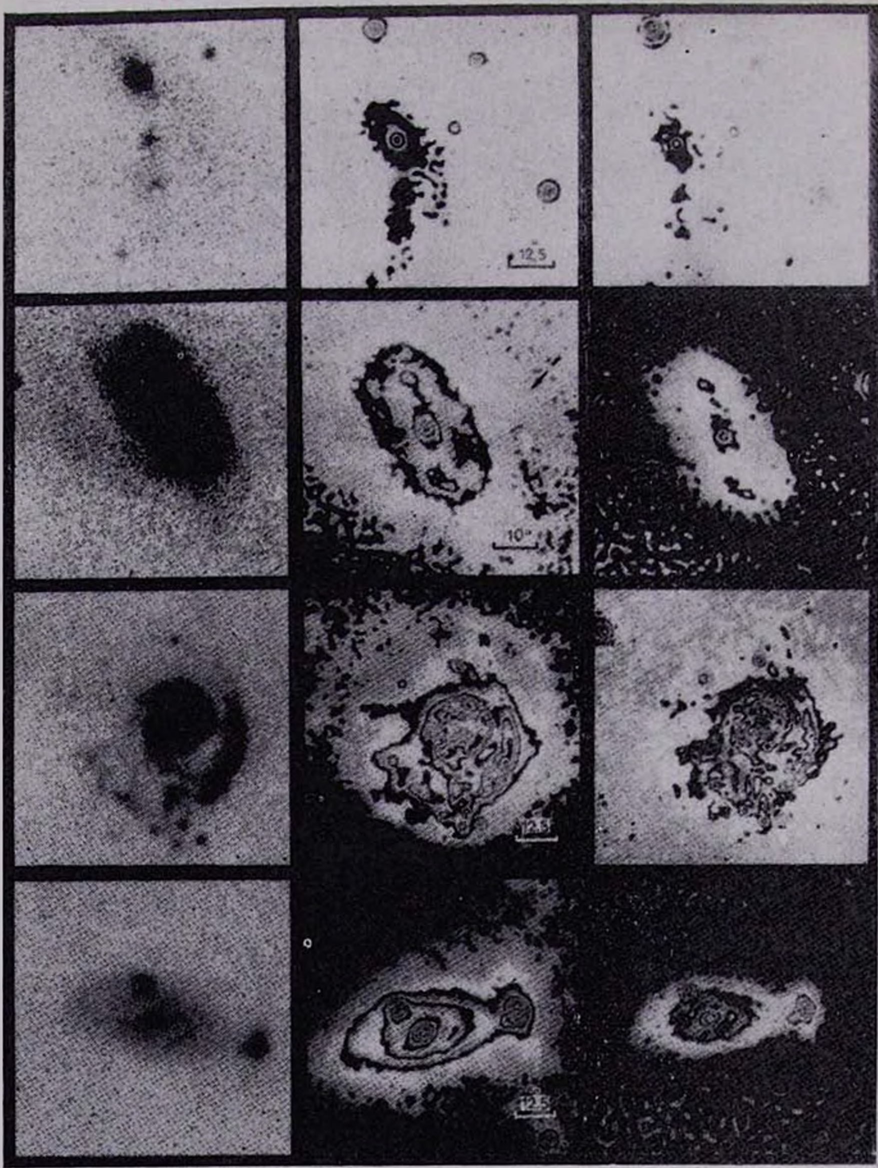
VV 621. В атласе [1] эта система помещена в класс гнезд. Там же отмечена трудность в интерпретации этого объекта. В [8]. приведена лучевая скорость, равная 6300 км/с. На крупномасштабном снимке 6-м телескопа видны 2 галактики — спиральная, в ней отсутствует четко выраженное ядро (вместо ядра «дыра») с усиленной нижней спиралью и цепочкообразная изогнутая левая галактика с тремя яркими членами. С большой степенью вероятности здесь можно предполагать физическое взаимодействие галактик: усиление одной из спиралей у правой галактики и характерная изогнутость у цепочкообразной галактики. Диаметр правой галактики, измеренный по самой слабой изоденсе, равен $\sim 106''$ (43 кпс); средний размер ярких узлов в ее спиралях составляет $\sim 3.''5$ (1.4 кпс), а размеры цепочкообразной галактики равны $53'' \times 7''$ (22×3 кпс).

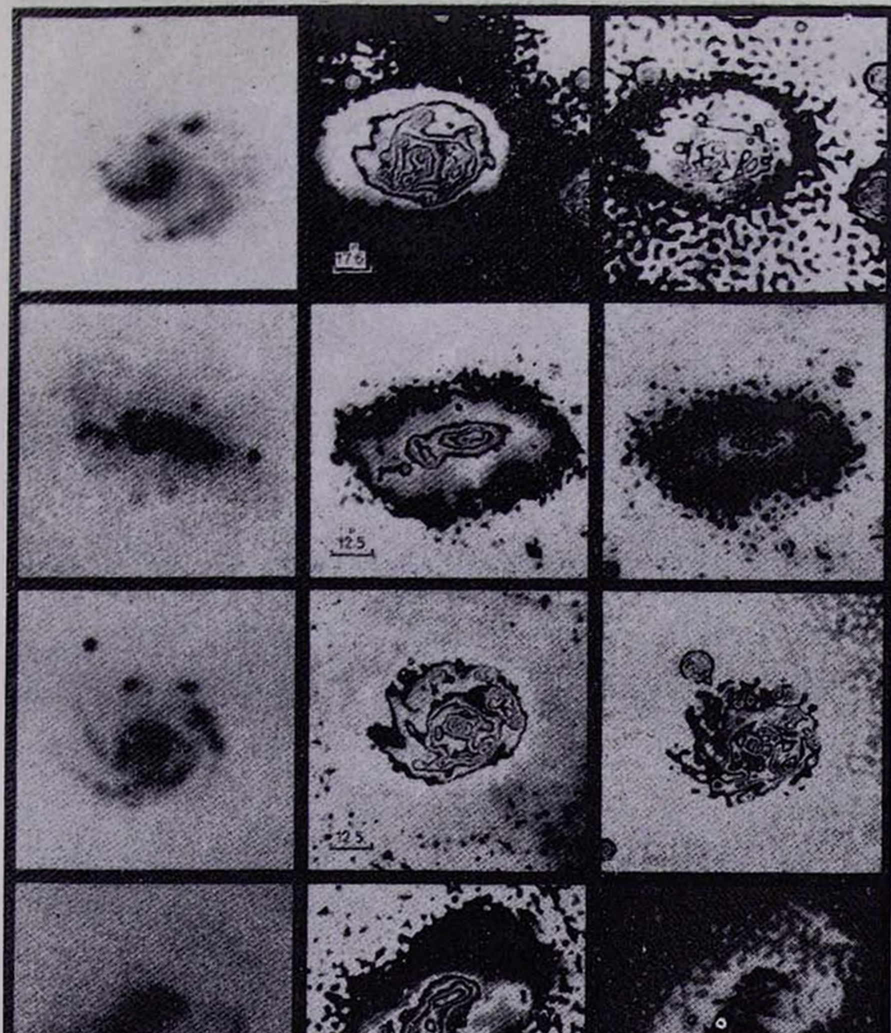
VV 793. Воронцов-Вельяминов классифицировал этот объект предположительно как гнездо карликовых галактик. Лучевая скорость объекта приведена в [4] и равна 2361 км/с. На крупномасштабном снимке этот объект выглядит как спиральная галактика с очень мощным свечением в ядерной области и двумя слабыми, асимметрично расположенными рукавами. На обработке РВФ в ядерной области заметно 2 ярких сгустка диаметром $\sim 2.''5$ (0.38 кпс). Диаметр слабой оболочки, окружающей галактику, равен $\sim 100''$ (15 кпс), что соответствует размерам нормальной галактики.

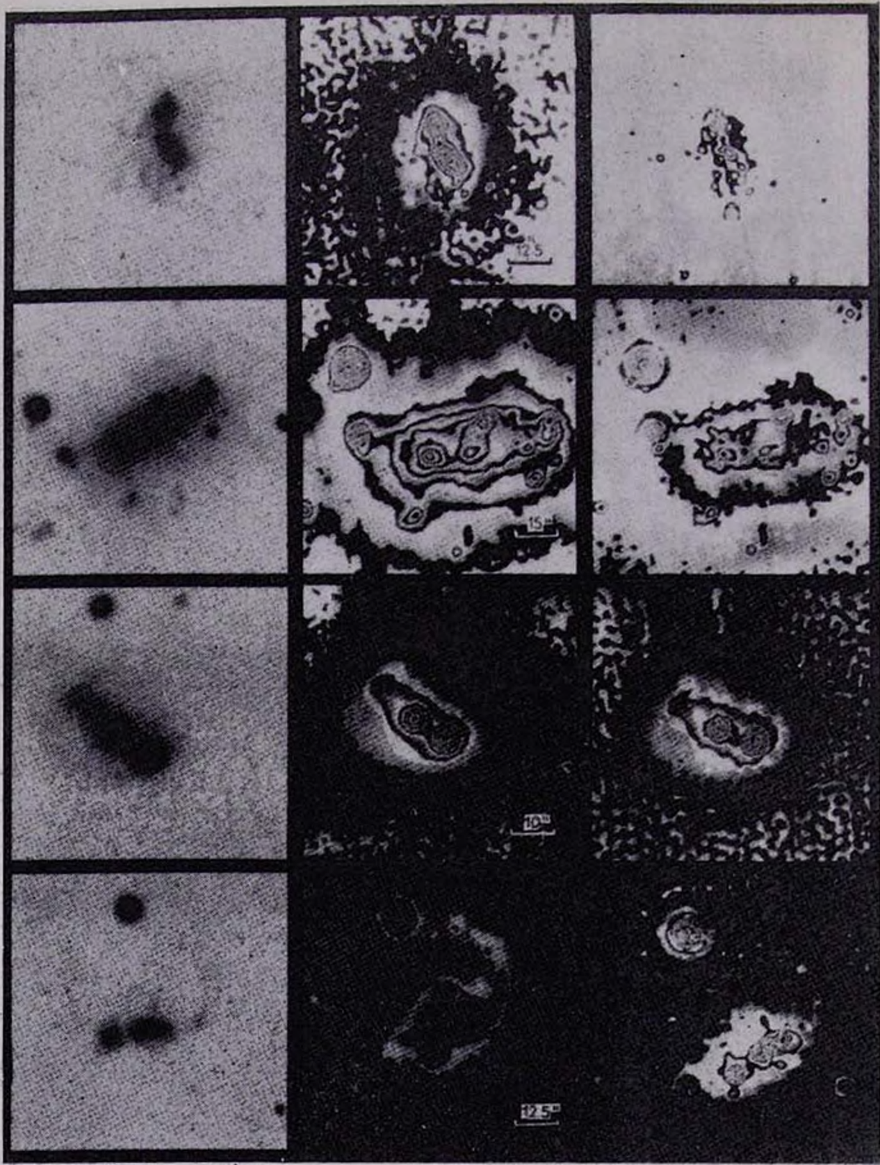
VV 6 (главная). На двух последовательных рисунках приведены изображения и их обработка системы VV 6, которая классифицирована Воронцовым-Вельяминовым как взаимодействующая система типа M 51. Форма искажений внешних частей главной галактики и спутника, как показывают численные расчеты, типична для близкого пролета галактик. На обработке РВФ изображения спутника заметна двойственность ядра.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР


7.5
7.5
10
10


12.5
10"
12.5
12.5


12.5
12.5
15



12.5
15
10
12.5

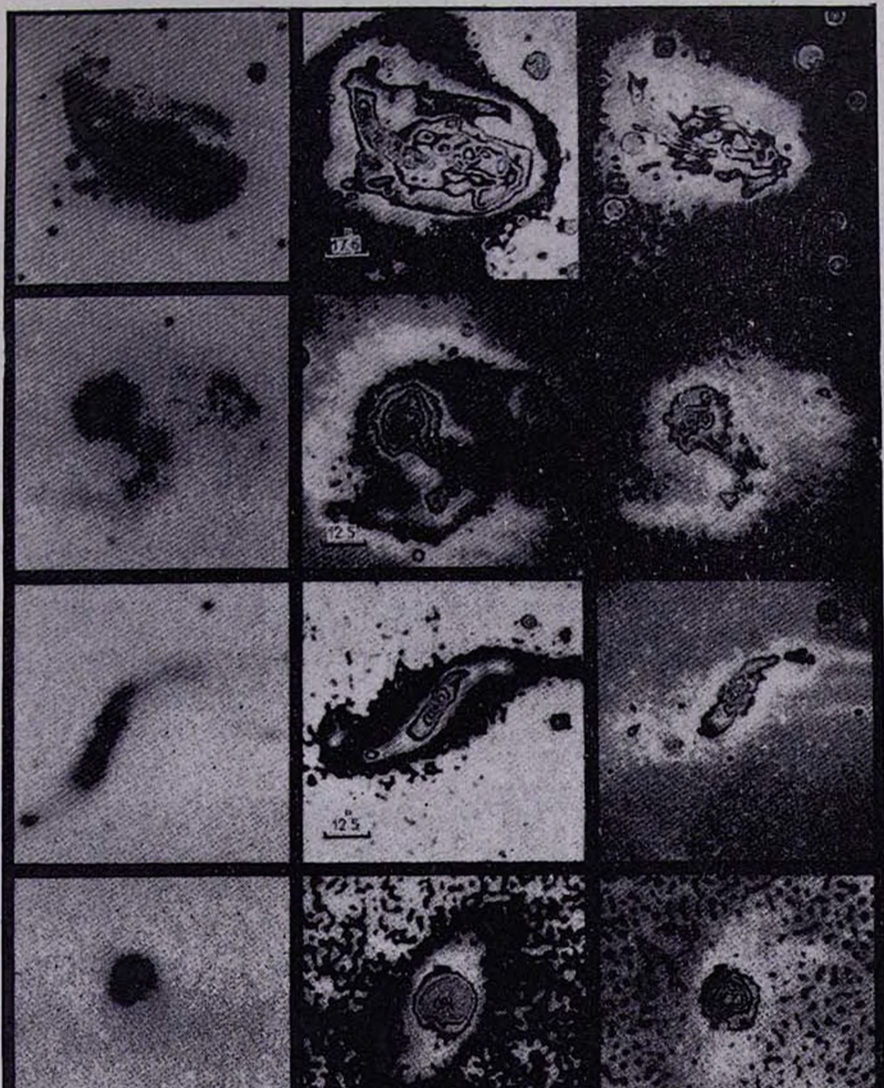


Рис. 1. Прямые фотографии и изоденситометрические карты взаимодействующих галактик. В первом столбце помещена исходная фотография объекта, во втором — результат ее цифровой обработки с помощью ОФНЧ, в третьем столбце приведен результат цифровой фильтрации исходного изображения с помощью РВФ. Соответствующее название и подробная информация о приведенных объектах содержится в табл. 1.

К ст. Ю. П. Коровяковского

ISODENSITOMETRY OF SELECTED INTERACTING GALAXIES. II

Yu. P. KOROVYAKOVSKI

Morphological investigation of large scale photographs of selected interacting galaxies, obtained in the prime focus of the 6-meter telescope, begun in [2] is continued. High-frequency photoemulsion noises have been decreased and the angular resolution of the photographs is improved with the help of the digital filtration method.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Б. А. Воронцов-Вельяминов.* Атлас взаимодействующих галактик, 2, Astrophys., Suppl. ser., 28, No. 11, 1977.
2. *Ю. П. Коровяковский,* Астрофизика, 21, 49, 1984.
3. *G. Chincarini, H. Heckathorn,* Ap. J., 194, 575, 1974.
4. *V. L. Afanasiev, I. D. Karachentsev, V. P. Arkhipova, V. A. Dostal, V. G. Metlov,* Astron. Astrophys., 91, 302, 1980.
5. *В. П. Архипова, В. Л. Афанасьев, В. А. Досталь, А. В. Засов, И. Д. Караченцев, Р. И. Носкова, М. В. Савельева,* Астрофизика, 17. 239, 1981.
6. *H. Arp,* Ap. J. Suppl. ser., 14, 1966.
7. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, Corwin,* Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, 1976.
8. *В. П. Архипова, В. Ф. Есипов,* Письма АЖ, 5, 265, 1979.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 21 ОКТЯБРЬ, 1984 ВЫПУСК 2

УДК: 524.45—323.2

ПРЕИМУЩЕСТВЕННАЯ ОРИЕНТАЦИЯ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК КАК СЛЕДСТВИЕ ЭФФЕКТА СЕЛЕКЦИИ

В. П. РЕШЕТНИКОВ

Поступила 12 января 1984
Принята к печати 25 июля 1984

Показано, что наблюдаемая преимущественная ориентация сейфертовских галактик «плашмя» по отношению к наблюдателю в значительной степени связана с эффектами селекции — выбором их из галактик Маркаряна, для которых этот эффект естественно объясняется самопоглощением в ультрафиолете.

1. *Введение.* Известно [1, 2], что сейфертовские галактики показывают тенденцию быть видимыми преимущественно под малыми углами к лучу зрения («плашмя»). Этот вывод сделан на основании сопоставления распределений галактик по видимому отношению осей b/a в сходных выборках сейфертовских и нормальных спиральных галактик. В качестве физических причин, объясняющих эту тенденцию, рассматриваются две: поглощение света в галактиках и асимметрия движения газа в центральных областях [3]. В работе Кила [1] исследовалась еще одна возможная причина, связанная с эффектами селекции: поскольку большая часть сейфертовских галактик обнаружена среди галактик из списков Маркаряна, то наличие преимущественной ориентации «плашмя» среди галактик Маркаряна могло бы объяснить аналогичную тенденцию у сейфертовских галактик. Килом была образована выборка, содержащая 45 галактик Маркаряна с известным отношением осей и спектром типа «s» — сильная концентрация к ядру, и изучено распределение в ней галактик по b/a. Распределение оказалось сходным с распределением для нормальных галактик.

Из-за ограниченного объема выборки этот результат, однако, не кажется убедительным. В настоящей статье проводится сопоставление распределений по наклону нормальных, сейфертовских и маркаряновских галактик по данным Морфологического каталога (MCG) [4] и показывается, что эффекты селекции могут играть заметную роль.

2. *Интервалы углов MCG.* В Морфологическом каталоге галактик, содержащем более 30 000 галактик ярче $15^m.1$, для каждого объекта приве-

дена оценка наклона по «визуальному впечатлению». Точность такой оценки невелика, но, вероятно, немногим уступает оценке наклона по видимому отношению осей, для которой необходимо знать истинную форму галактики. В пользу визуальной оценки говорит также возможность судить о наклоне по условиям видимости различных структурных образований галактики — ядра, спиралей и т. п. Наклон в MCG выражен в пятибалльной шкале: I—V, где I соответствует галактике, видимой «плашмя», V — «с ребра», а II, III, IV — промежуточным положениям.

MCG состоит из пяти частей. Ограничимся рассмотрением первых четырех, материал которых, по-видимому, однороден (Пятая, вышедшая заметно позже предыдущих, по мнению авторов, включает галактики лишь до 14^m). Из 29 000 пронумерованных галактик у 23 158 приведены оценки наклона (включены оценки со знаком вопроса). Доля галактик с неоцененным наклоном составляет 20.1%. Считаем, что наклон приведен для всех спиральных и части иррегулярных галактик, а к галактикам, для которых наклон не указан, относятся все эллиптические. Это предположение, по-видимому, с достаточной степенью точности справедливо: согласно Досталю [5] в Морфологическом каталоге содержится 73.5% спиральных, 1.5% иррегулярных 24.3% эллиптических галактик. Распределение галактик каталога по классам, характеризующим наклон, представлено в табл. 1.

Таблица 1

i	p_i	$\Delta\omega^\circ$
I	0.357	0.0—50.0
II	0.278	50.0—68.6
III	0.191	68.6—80.0
IV	0.093	80.0—85.4
V	0.081	85.4—90.0

Зная это распределение, по формуле $p_i = \cos\omega_i - \cos\omega_{i-1}$ (см., например, [6]) оцениваются вероятные границы интервалов углов наклона (третий столбец табл. 1). Подобная оценка была произведена Фесенко [7] по выборке 1762 галактик из MCG, размеры которых превышают 2′. Однако, если использовать, как это делаем мы, весь каталог, в которых включены галактики до некоторой предельной величины ($15^m.1$ в MCG), то необходимо учесть поправку за самопоглощение, искажающее распределение. Действительно, если выборка галактик сделана до некоторой предельной звездной величины, из-за самопоглощения в каталоге окажется заметным недостаток галактик, видимых под большими углами и избыток — видимых «плашмя». Учитывая, что рассматриваемая выборка содержит более 20 000 галактик, следует ожидать, что, несмотря на невысокую точность оценок звездных величин и наклонов в Морфологическом каталоге, этот эффект окажет заметное влияние на наблюдаемое в каталоге распределение по наклонам. Оценим эти соображения количественно.

Пусть g — доля галактик каталога с оцененным наклоном — одинаково для всех m (в MCG $g = 0.799$), q_i — истинное содержание галактик в интервале наклона i, $S(\square^\circ)$ — площадь охватываемого каталогом участка небесной сферы и Δm_i — самопоглощение для галактики с наклоном i относительно галактики, видимой „плашмя". Тогда, пользуясь формулой полного числа галактик в 1 кв. град. до звездной величины m ($\lg N(m) = 0.6\,m + \text{const}$), получаем число галактик с наклоном i в каталоге с предельной величиной m:

$$N_i = S \cdot g \cdot q_i \cdot 10^{\text{const}} \cdot 10^{0.6(m - \Delta m_i)}.$$

Следовательно, наблюдаемое в каталоге содержание галактик в интервале наклона i:

$$p_i = \frac{q_i \cdot 10^{-0.6\Delta m_i}}{\sum\limits_{i=1}^{5} q_i \cdot 10^{-0.6\Delta m_i}}. \qquad (1)$$

Пользуясь (1), найдем q_i. В первом приближении берем границы углов Морфологического каталога без учета самопоглощения — из табл. 1. Далее для каждого интервала углов по работе Хейдмана и др. [8] оцениваем среднее самопоглощение $\Delta m_i(B)$, подставляем вместе с p_i из табл. 1 в (1), решаем систему и находим новое приближение q_i. По q_i находим более точные границы углов MCG и снова повторяем описанные выше операции. Результат приводится в табл. 2 (во втором столбце—среднее самопоглощение для данного класса наклона). Считаем, что возможная ошибка Δm_i менее 0^m10; тогда погрешность q_i не более 0.020.

Таблица 2

i	Δm_i	q_i	$\Delta\omega^\circ$
I	0^m0	0.268	0.0—42.9
II	0.14	0.243	42.9—60.7
III	0.27	0.200	60.7—73.2
IV	0.45	0.125	73.2—80.6
V	0.75	0.164	80.6—90.0

Необходимо отметить, что полученные выше оценки интервалов углов Морфологического каталога находятся в хорошем согласии с результатом Фесенко [7], который использовал выборку, ограниченную не по звездной величине, а по видимому диаметру, что позволяло не учитывать самопоглощение. Это согласие подтверждает предположение о том, что эффекты, связанные с собственным поглощением в галактиках, действительно присутствуют в MCG и оказывают заметное влияние на истинное распределение галактик по классам наклона.

3. *Распределение по наклонам MCG галактик Сейферта и Маркаряна.* На основе работ Теребижа [9] и Хукра и др. [10] была образована выборка, состоящая из 110 сейфертовских галактик, имеющих номер по Морфологическому каталогу. У 87 из них приведены оценки наклона. Состав выборки:

i	p_i
I	0.471
II	0.310
III	0.138
IV	0.069
V	0.012

(I)

Распределение (I) сильно асимметрично (асимметрия здесь и в дальнейшем понимается по отношению к данным табл. 1) — заметно преобладание галактик, видимых «плашмя». Вероятность случайного возникновения асимметрии (1) как случайной выборки из совокупности Морфологического каталога по критерию χ^2 не более 0.04.

Аналогичное распределение для галактик Маркаряна, входящих в MCG и не являющихся сейфертовскими (их 535), таково:

i	p_i
I	0.416
II	0.373
III	0.138
IV	0.041
V	0.032

(II)

Как и в случае галактик Сейферта, заметно преобладание галактик, видимых под малыми углами. Вероятность случайного образования такой выборки из MCG по χ^2 менее 0.001.

Для проверки реальности обнаруженной тенденции были привлечены данные UGCG [11]. В этом каталоге для спиральных галактик приведены оценки наклона по семибалльной шкале: 1 — «плашмя», 7 — «с ребра». По I—XV спискам Маркаряна была составлена выборка из 128 галактик, входящих в UGCG и имеющих оценку наклона. Выяснилось, что более 60% галактик выборки имеют наклоны 1—3. Выборка галактик Маркаряна сравнивалась с четырьмя случайными выборками нормальных спиральных галактик (каждая включала 128 галактик). Все контрольные выборки продемонстрировали полное отсутствие тенденции, обнаруженной для галактик Маркаряна, и даже более — показали противоположную тенденцию (некоторое преобладание галактик, видимых «с ребра»). По χ^2 вероятность совпадения выборок галактик Маркаряна и контрольных менее 0.001.

Сравним распределения галактик Сейферта (I) и Маркаряна (II). По χ^2 вероятность их совпадения около 0.4. Это дает основание для предположения, что хотя бы часть наблюдаемой асимметрии распределения сейфертовских галактик есть следствие существования аналогичной асимметрии у галактик Маркаряна. В свою очередь, вероятной причиной асимметрии (II) является наблюдательная селекция при отборе галактик Маркаряна по УФ-избыткам, т. е. самопоглощение галактик в ультрафиолете. Оценим величину этого поглощения. Подставляем в (1) p_i из (II), q_i из табл. 2 и получаем:

i	Δm_i
I	$0^m.0$
II	0.01
III	0.59
IV	1.13
V	1.50

Точность оценок Δm_i невелика и они характеризуют лишь некое эффективное самопоглощение в том диапазоне длин волн, в котором галактики отбирались. По III, IV и V наклонам оценки Δm_i примерно в два раза больше, чем в табл. 2. Считая, что данные табл. 2 относятся к оптическому диапазону с $\lambda \approx 0.5$ мкм, получаем, что Δm_i галактик Маркаряна соответствуют $\lambda \approx 0.2$—0.3 мкм, т. е. ультрафиолету, что и предполагалось с самого начала. Вообще говоря, применение формулы (1) к выборке галактик Маркаряна предполагает, что, ограничив выборку по видимой звездной величине, мы ограничили ее и по «УФ звездной величине», что, в среднем, по-видимому, справедливо.

Возвращаясь к сравнению распределений (I) и (II), следует отметить, что асимметрия распределения галактик Сейферта несколько более ярко выражена. Если для них по (1) найти оценки эффективного самопоглощения, которое могло бы произвести наблюдаемую асимметрию, то они окажутся в среднем больше, чем для галактик Маркаряна.

Таким образом, наблюдаемая преимущественная ориентация сейфертовских галактик в значительной степени связана с эффектами селекции (выбором их из галактик Маркаряна, для которых этот эффект естественно объясняется самопоглощением в УФ). Возможными физическими причинами являются также: аномальность поглощения — в сейфертовских галактиках больше поглощающей материи и/или сильнее ее концентрация к галактической плоскости и анизотропия зоны эмиссионных линий.

Автор благодарен В. А. Гаген-Торну за полезное обсуждение и большую помощь в подготовке статьи.

Ленинградский государственный
университет

THE PREFERABLE ORIENTATION OF SEYFERT GALAXIES AS THE RESULT OF SELECTION EFFECT

V. P. RESHETNIKOV

The observed preferable orientation of Seyfert galaxies "face on" is shown to be presumably the result of selection effect, that is the choice of these galaxies from Markarian objects for which this effect is naturally explained by self-absorption in ultraviolet.

ЛИТЕРАТУРА

1. *W. C. Keel*, A. J., 85, 198, 1980.
2. *В. Т. Дорошенко, В. Ю. Теребиж*, Астрофизика, 16, 393, 1980.
3. *В. Ю. Теребиж*, Автореферат диссертации, М., 1982.
4. *Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. А. Красногорская, В. П. Архипова*, Морфологический каталог галактик, МГУ, М., 1962—1974.
5. *В. А. Досталь*, Астрон. ж., 56, 247, 1979.
6. *Т. А. Агекян*, Теория вероятностей для астрономов и физиков, Наука, М., 1974, стр. 67.
7. *Б. И. Фесенко*, Астрон. ж., 49, 97, 1972.
8. *J. Heidmann, N. Heidmann, G. de Vaucouleurs*, Mem. RAS, 75, 85, 1972.
9. *В. Ю. Теребиж*, Астрофизика, 16, 45, 1980.
10. *J. P. Huchra, W. F. Wyatt, M. Davis*, A. J., 87, 1628, 1982.
11. *P. Nilson*, Uppsala Astr. Obs. Ann., No. 6, 1973.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 21 ОКТЯБРЬ, 1984 ВЫПУСК 2

УДК: 524.45—323.4

ВИДНЫ ЛИ ЯЧЕЙКИ В ГЛУБОКОЙ ВЫБОРКЕ ГАЛАКТИК?

Б. И. ФЕСЕНКО

Поступила 3 ноября 1983

Принята к печати 15 мая 1984

Обосновывается важное значение анализа видимого распределения слабых галактик для решения проблемы крупномасштабного строения Вселенной. Впервые рассмотрен аналитический метод расчета флуктуаций чисел галактик, вызванных ячеистыми структурами. Применение полученной формулы к глубокой выборке галактик не подтвердило реальности рассмотренной модели ячеек. Результаты наблюдений легко объяснимы небольшими флуктуациями в межзвездном ослаблении света.

1. *Введение.* Быстрый рост числа определений лучевых скоростей галактик позволяет изучать трехмерное распределение этих объектов с использованием закона Хаббла для вывода расстояний. Но важнейшим источником сведений о скоплениях и сверхскоплениях по-прежнему остается видимое распределение галактик на небе.

Во-первых, лучевые скорости определены для нескольких тысяч галактик, а распределение на небе можно построить для сотен тысяч.

Во-вторых, лучевые скорости, за редкими исключениями, остаются неизвестными для галактик низкой поверхностной яркости, которых в пространстве большинство. И, что еще важнее, нижний предел для яркости измеряемых галактик, очевидно, различен для разных направлений и расстояний.

В-третьих, данные о лучевых скоростях относятся в основном к тем галактикам, которые попали в ранее выделенные видимые сгущения галактик. Согласно [1], это приводит и к селекции галактик по расстояниям от нас. Так возникают ложные скопления и сверхскопления. В областях же, специально отобранных для изучения по признаку сильно пониженного числа галактик, закономерно образуются «черные области Вселенной».

В-четвертых, до сих пор отсутствуют прямые указатели расстояний до галактик. В косвенных методах расстояние определяется с большой случайной ошибкой. Поэтому закон Хаббла, в конечном счете, получают всегда из корреляционных зависимостей вида $10^{0.2m} - V_r$, $D^{-1} - V_r$ и т. д., где m — видимая звездная величина и D — угловой диаметр. Это мешает выявлению возможной тонкой структуры зависимости $r - V_r$ (r — расстояние). Здесь также чрезвычайно опасны систематические ошибки определения и использования величин m и D, возникающие из-за трудности обеспечения одинаковости свойств отбираемых галактик при разных угловых координатах и расстояниях.

Роль отклонений от линейности в законе Хаббла, а также возможого существования недоплеровских составляющих красного смещения видна из следующего примера. На рис. 1 сплошной линией показана гипотетическая зависимость $r - V_r$ для конкретной области неба, пунктир соответствует усредненной (линейной) зависимости для всего неба. Все галактики с $r_1 < r < r_2$ имеют одно и то же значение $V_r = V_0$. Используя же усредненную зависимость $r - V_r$, мы ошибочно присвоим всем этим галактикам одно и то же расстояние: V_0 / H. Ничего не зная о реальной зависимости $r - V_r$, мы сделаем вывод о существовании здесь скопления или сверхскопления.

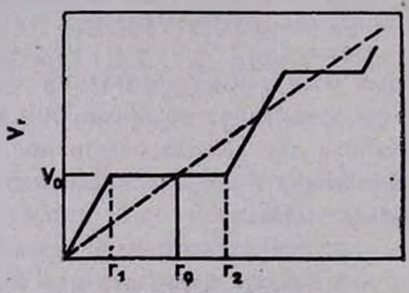


Рис. 1.

Из сказанного выше ясно, как важно было бы проверить реальность сверхскоплений галактик, не прибегая к данным о лучевых скоростях. И подсчеты галактик на небе дают нам эту возможность.

Самым богатым источником данных о видимом распределении галактик являются подсчеты, выполненные в Ликской обсерватории. Анализ корреляционных функций указывает на возможное существование сгущений с диаметром до 20 Мпс (H = 75 км/с/Мпс). Но если учесть действие неравномерного межзвездного ослабления света, этот вывод не подтверждается.

Роль этого существенного источника ошибок понижается при переходе к более далеким галактикам и соответственно уменьшению угловых размеров изучаемых областей. Дальше мы будем рассматривать данные [2], где подсчетами охвачено более 28 000 галактик до $B \approx 22^m$ в области 15 □° с координатами центра: $l = 231°$ и $b = -80°$.

В [2] определялись средние кратности галактик по формуле, взятой из [3],

$$\langle s \rangle = (\langle n^2 \rangle - \langle nn' \rangle)/\langle n \rangle, \tag{1}$$

где n и n'-числа галактик в элементарных площадках размеров $d \times d$ Рассматривались значения величины d от 0.08° до 0.64°. Как и было предсказано в [3], зависимость $\langle s \rangle$ от $\langle n \rangle$ оказалась линейной при больших значениях d. Экстраполяция этой линейной зависимости на значение $\langle n \rangle = 0$ привела к значению $\langle s \rangle = 3.6$, совпадающему в пределах случайной ошибки со значениями, полученными ранее для Ликских подсчетов [4] и Ягеллонской площадки [3]. (по неопубликованным данным автора такое же значение следует из данных каталога Цвикки с сотрудниками для галактик ярче 15.5^m). Следовательно, на расстояниях, меньших тех, которые приписываются гипотетическим сверхскоплениям, видимое распределение галактик определяется не богатыми скоплениями, а небольшими видимыми группами галактик.

Дополнительную (и еще не исследованную) информацию о системах галактик может дать угловой коэффициент линейной зависимости $\langle n \rangle$ — $\langle s \rangle$ при больших значениях $\langle n \rangle$. Ниже мы займемся его анализом и сравним два случая: небольшое неравномерное межзвездное ослабление света в пределах области и ячеистую структуру.

2. *Неравномерное межзвездное ослабление.* Обозначим через n наблюдаемое число галактик в элементарной площадке (э. п.), λ — математическое ожидание этого числа при фиксированной величине межзвездного ослабления, λ_0 среднее значение λ для всей области. Из тождества

$$n - \lambda_0 = (n - \lambda) + (\lambda - \lambda_0)$$

и взаимной независимости величин $n—\lambda$ и $\lambda—\lambda_0$ следует равенство:

$$\frac{\langle (n-\lambda_0)^2 \rangle}{\lambda_0} = \frac{\langle (n-\lambda)^2 \rangle}{\lambda_0} + \frac{\langle (\lambda-\lambda_0)^2 \rangle}{\lambda_0}. \tag{2}$$

Его левая часть равна значению $\langle s \rangle$, определенному в (1). Первый член справа обозначим $\langle s_0 \rangle$, это истинная средняя кратность галактик, равная единице в случае распределения Пуассона. Если пренебречь разрезанием групп галактик границами э. п., то величина $\langle s_0 \rangle$ не зависит от размера э. п., а значит, и от величины $\langle n \rangle$. Последний член правой части (2) представим так:

$$\frac{\langle (\lambda-\lambda_0)^2 \rangle}{\lambda_0} = K^2 \langle n \rangle,$$

где $\langle n \rangle = \lambda_0$ и $K = \delta\lambda/\lambda_0$, причем $\delta\lambda = \sqrt{\langle (\lambda-\lambda_0)^2 \rangle}$.

Равенство (2) принимает вид:

$$\langle s \rangle = K^2 \langle n \rangle + \langle s_0 \rangle . \tag{3}$$

Если угловые размеры неоднородностей поглощающего слоя намного больше размеров э. п., то и величина K^2 не зависит от $\langle n \rangle$.

Итак, для соблюдения линейной зависимости $\langle s \rangle$ от $\langle n \rangle$ достаточно, чтобы размеры э. п. существенно превышали размеры групп галактик, но были в то же время меньше угловых размеров неоднородностей поглощения. В [2] линейная зависимость получена при $0.24° \leqslant d \leqslant 0.64°$. При среднем расстоянии соответствующих галактик 1000 Мпс углу 0.24° соответствует в пространстве отрезок длины 4.2 Мпс.

Из данных [2] следует значение $K = \delta\lambda/\lambda_0 \approx 0.11$. А согласно [5], число видимых галактик пропорционально величине $dex(-\alpha)$, где α — межзвездное ослабление в звездных величинах. Отсюда $\delta\lambda/\lambda_0 \approx 2.3\, \delta\alpha$, где $\delta\alpha$ — среднее квадратическое отклонение величины поглощения. Следовательно, $\delta\alpha \approx K/2.3 \approx 0.048^m$

Степень фотометрической неоднородности данных [2] в разных местах изученной области остается неизвестной. Имеется только указание, что колебания предельной звездной величины не больше 0.1^m. Если они не меньше в среднем 0.04^m, то колебания межзвездного ослабления, требующиеся для объяснения значения K, не больше 0.027^m.

3. *Ячейки пространства, свободные от галактик*. Пусть галактики заполняют стенки ячеек пространства неправильной формы. Ввиду того, что в уравнении (3) эффект групп и скоплений учитывается членом $\langle s_0 \rangle$, а мы здесь занимаемся истолкованием величины K, дискретное распределение мы вправе заменить непрерывным распределением светящегося вещества по стенкам ячеек конечной толщины. Сделаем еще такие предположения.

1) В том месте, где луч зрения встречает стенку, она имеет форму сферической оболочки с внешним и внутренним радиусами R и kR $(k < 1)$. Величину k считаем постоянной. Величина R может медленно изменяться вдоль стенки и значительно различаться для разных стенок.

2 Любое направление нормали к поверхности стенки считаем равновероятным, так что плотность вероятности острого угла ϑ между нормалью и лучом зрения равна $\sin\vartheta \left(0 \leqslant \vartheta \leqslant \frac{\pi}{2}\right)$.

Длина пути луча внутри стенки (см. выделенные фрагменты луча на рис. 2) определяется так:

$$l = Ry(\vartheta),$$

где

$$y(\vartheta) = \begin{cases} \cos\vartheta - \sqrt{k^2 - \sin^2\vartheta}, & \sin\vartheta < k, \\ 2\cos\vartheta, & \sin\vartheta > k. \end{cases}$$

Пусть i — номер стенки, $i = 1, 2, \ldots, N$. Если узкий усеченный конус, внутри которого мы видим галактики, заменить отрезком прямой, то наблюдаемое в э. п. число галактик будет пропорционально величине:

$$L = \sum_{i=1}^{N} l_i,$$

откуда

$$\langle L \rangle = N \langle l \rangle \quad \text{и} \quad \langle L^2 \rangle = N \langle l^2 \rangle + (N^2 - N) \langle l \rangle^2, \tag{4}$$

где индекс i опущен. Тогда получим:

$$\delta\lambda/\lambda_0 \approx \sqrt{\langle L^2 \rangle - \langle L \rangle^2} / \langle L \rangle. \tag{5}$$

Рис. 2.

Заметим, что $\langle l \rangle = \langle R \rangle \langle y \rangle$ и $\langle l^2 \rangle = (\langle R \rangle^2 + \sigma_R^2) \langle y^2 \rangle$, где σ_R^2 — дисперсия величины R,

$$\langle y \rangle = \int_0^{\pi/2} y(\vartheta) \sin\vartheta d\vartheta \quad \text{и} \quad \langle y^2 \rangle = \int_0^{\pi/2} y^2(\vartheta) \sin\vartheta d\vartheta.$$

Если величина N распределена по закону Пуассона, то в (4) величины N и N^2 заменяются на $\langle N \rangle$ и $\langle N \rangle^2 + \langle N \rangle$. Получаем

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda_0} = \sqrt{\frac{1}{\langle N \rangle} (1 + \sigma_R^2 / \langle R \rangle^2) \frac{\langle y^2 \rangle}{\langle y \rangle^2}}. \tag{6}$$

Пусть $\langle N \rangle = 10$ и $\sigma_R^2 / \langle R \rangle^2 = 0.1$. Тогда при $k = 0.35$, 0.55, 0.75 и 0.95 величина $\delta\lambda/\lambda_0$ примет значения 0.40, 0.43, 0.51 и 0.87. Зависимость результата от величины $\langle N \rangle$ весьма слабая.

Согласно грубой оценке, значения $\delta\lambda/\lambda_0$ могут быть завышены из-за небольших размеров области не более, чем в 1.5 раза. С другой стороны, при определении функции $y(\vartheta)$ выше молчаливо предполагалось, что величины l для противоположных стенок одной и той же ячейки, пересекаемых лучом зрения, взаимно независимы. Поэтому отсутствовал множитель 2 в первом из равенств для $y(\vartheta)$. При рассмотрении функции $y(\vartheta)$ с этим множителем значения $\delta\lambda/\lambda_0$ не уменьшаются, так как становится меньше число $\langle N \rangle$ в равенстве (6).

Наблюдаемое значение величины $\delta\lambda/\lambda_0$ составляет 0.11, причем средняя ошибка не превышает 0.03. Поэтому можно считать, что рассмотренная модель ячеистого распределения вещества, согласно которой $(\delta\lambda/\lambda_0)^{\min} = 0.40$, не согласуется с данными наблюдений. Вместе с тем, эти данные легко объяснимы совместным эффектом небольшой фотометрической неоднородности (которую нужно учитывать также и при рассмотрении случая ячеистых структур) и небольшого переменного поглощения света.

Горьковский педагогический
институт

ARE THE CELLS VISIBLE IN A DEEP SAMPLE OF GALAXIES?

B. I. FESSENKO

The significance of apparent distribution analysis of galaxies for the investigation of large scale structure of the Universe is found and an analytical method for the calculation of fluctuation of galaxy numbers in the case of cells is derived.

The application of this method to a deep sample of galaxies in the case of cells was not confirmed. The observational data are easily explainable by small variations in the value of interstellar extinction.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Б. И. Фесенко*, Астрофизика, 17, 719, 1981.
2. *H. T. MacGillivray, R. J. Dodd*, M. N. RAS, 193, 1, 1980.
3. *Б. И. Фесенко, Л. М. Фесенко*, Астрон. ж., 55, 262, 1978.
4. *Б. И. Фесенко, Н. П. Питьев*, Астрон. ж., 51, 736, 1974.
5. *D. Burstein, C. Heiles*, Ap. J., 225, 40, 1978.

А С Т Р О Ф И З И К А

ТОМ 21 ОКТЯБРЬ, 1984 ВЫПУСК 2

УДК: 524.1:524.6

О ФОРМИРОВАНИИ СПЕКТРА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В ЯДРАХ АКТИВНЫХ ГАЛАКТИК

Ф. А. АГАРОНЯН, А. С. АМБАРЦУМЯН

Поступила 19 января 1984

Принята к печати 10 мая 1984

Исследуются энергетические потери протонно-ядерной компоненты космических лучей сверхвысоких энергий при взаимодействии с полем рентгеновских фотонов в ядрах активных галактик.

1. *Введение.* С точки зрения современных представлений многокомпонентные модели происхождения космических лучей сверхвысоких энергий (к. л. с. э.) являются наиболее приемлемыми. Согласно экспериментальным данным, при энергиях $E \sim 10^{17} \div 10^{19}$ эВ космические лучи имеют крутой степенной спектр с показателем $\alpha_x \sim 2$; при энергиях $E > 10^{19}$ эВ спектр уплощается, становясь степенным с $\alpha_x \sim 1.3 \div 1.5$ (см., например, [1]). С ростом энергии наблюдается также изменение химсостава: если при $E < 10^{17}$ эВ химсостав является или стандартным [2], или обогащен тяжелыми ядрами [3], то при $E \sim 10^{18} \div 10^{19}$ эВ излучение, по-видимому, состоит преимущественно из протонов [3]. В этой же области имеет место изменение поведения амплитуды анизотропии (см., например, [3]). Эти три экспериментальных факта свидетельствуют о наличии по крайней мере двух компонентов в наблюдаемом спектре к.л.с.э.

Пологий компонент спектра, доминирующий в области $E > 10^{19}$ эВ, скорее всего имеет метагалактическое происхождение, т. к. для столь высокоэнергичных частиц рассеяние на магнитных неоднородностях с характерным масштабом $\sim 10^{20}$ см несущественно, и, следовательно, в случае галактического происхождения, в силу квазипрямолинейного распространения к.л.с.э., мы вправе были бы ожидать «дисковую» анизотропию. Наблюдается же совершенно противоположная зависимость: интенсивность от больших галактических широт оказывается существенно больше, чем в направлении галактического экватора [3].

В то же время, из отсутствия ожидаемого «чернотельного» обрезания спектра при $E > 3 \cdot 10^{19}$ эВ из-за взаимодействия к. л. с. э. с реликтовым микроволновым излучением 2.7 K [4, 5], следует, что частицы ускоряются в относительно близкой области с характерным размером порядка масштаба местного сверхскопления ($\leqslant 100$ Мпс). В качестве возможных источников к. л. с. э. в пределах местного сверхскопления чаще всего обсуждаются активные галактики [6].

В настоящее время считается установленным, что бурные явления в активных галактиках обусловлены деятельностью их ядер, в которых, как предполагается, и происходит ускорение частиц сверхвысоких энергий. Наблюдения на HEAO I показали, что ядра практически всех активных галактик являются источниками мощного рентгеновского излучения, причем спектр излучения простирается вплоть до области жесткого рентгена (~ 150 КэВ) по единому степенному закону с характерным дифференциальным показателем $\gamma_x \sim 1 \div 2$ [7]. Большая величина рентгеновской светимости ($\geqslant 10^{44}$ эрг/с) наряду с быстрой переменностью излучения (характерный масштаб времени достигает $\sim 10^2$ с, например, для NGC 4051 [8] и NGC 6814 [9]) свидетельствует об огромной плотности рентгеновских фотонов в источниках ($\gtrsim 10^7$ эрг/см^3). В этих условиях генерация частиц сверхвысоких энергий, даже при наличии эффективного механизма ускорения, представляется проблематичной из-за существенных энергетических потерь при взаимодействии с окружающим полем рентгеновских фотонов.

В настоящей работе исследуется влияние этих процессов на формирование спектров протонно-ядерного компонента к. л. с. э. в ядрах активных галактик.

2. *Взаимодействие к. л. с. э. с рентгеновскими фотонами.* Наиболее существенными процессами при взаимодействии протоно-ядерного компонента к. л. с. э. с электромагнитным излучением являются: а) рождение e^+e^- — пар, б) фоторождение π-мезонов, в) фоторасщепление ядер. Все три реакции являются пороговыми с соответствующими характерными значениями 1, 140, 10 МэВ (в системе покоя протона или ядра). Хотя комптоновское рассеяние фотона на протоне — беспороговая реакция, однако из-за большой массы последнего вкладом комптоновских энергетических потерь в рассматриваемом случае можно пренебречь. Ниже мы ограничимся рассмотрением первых двух процессов с участием протонов.

а. Рождение e^+e^- — пар. Процесс подробно рассмотрен в работе [10]. Скорость энергетических потерь при прохождении протона с энергией E и зарядом Z через облако изотропно распределенных фотонов со спектральным распределением $n(\omega)$ равна:

$$\frac{dE}{dt} = -\alpha c r_0^2 Z^2 (mc^2)^2 \int_2^{\infty} dx\, n\left(\frac{xmc^2}{2\gamma}\right) \frac{\Phi(x)}{x^2}, \qquad (1)$$

где c — скорость света, $\alpha = 1/137$, r_0 и m — классический радиус и масса электрона, mc^2 — энергия покоя электрона, $\gamma \equiv E/m_p c^2$ — лоренц фактор протона. Функция $\Phi(x)$ протабулирована в работе [10].

6. Фоторождение π-мезонов. Скорость энергетических потерь при этом процессе записывается в виде [10].

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{cE}{2\gamma^3}\int\limits_{\varepsilon_0}^{\infty} d\omega^* \sigma(\omega^*) f(\omega^*) \omega^* \int\limits_{\omega^*/2\gamma}^{\infty} d\omega \frac{n(\omega)}{\omega^2}, \tag{2}$$

где ω^* — энергия фотона в системе покоя протона, $\sigma(\omega^*)$ — сечение фоторождения π-мезонов, $f(\omega^*)$ — доля энергии в л. с., теряемая протоном в одном столкновении, усредненная по всем направлениям вылета рожденных частиц (коэффициент неупругости).

К настоящему времени сечение фоторождения измерено вплоть до энергий 200 ГэВ. Начиная с порогового значения ($E \sim 140$ МэВ) сечение быстро растет, достигая максимума (~ 0.4 мб) при $E \sim 300$ МэВ, после чего немонотонно падает вплоть до энергий ~ 2 ГэВ; в нерезонансной области поведение сечения плавное, с почти постоянной величиной ~ 0.1 мб [12]. В области $E > 50$ ГэВ начинается медленный рост сечения [13]. В области $E > 200$ ГэВ, попадающей в интересующий нас диапазон энергий (например, фоторождение протона с энергией 10^{20} эВ на фотоне с энергией 10 КэВ соответствует энергии фотона в системе покоя протона $\omega^* \sim 10^{15}$ эВ), измерения отсутствуют, и сечение можно оценить основываясь на модели доминантности векторных мезонов (МДВМ), позволяющей выразить сечение процесса $\gamma\pi$ через сечение неупругого процесса πp (см., например, [14]). О последнем же процессе в этой области энергий имеется информация, полученная в исследованиях по взаимодействиям к. л. с веществом.

3. *Скорость энергетических потерь.* На рис. 1 приведены графики скоростей энергетических потерь, обусловленных фоторождением π-мезонов и рождением электронно-позитронных пар в случае степенного спектра рентгеновских фотонов для трех значений показателя $\gamma_x = 1.2$ (рис. 1a) и 1.5 (рис. 1b) в интервале энергий $1 \div 100$ КэВ. Приведенные кривые нормированы на плотность энергии рентгеновских фотонов:

$$W_x = \int\limits_{1\ \text{КэВ}}^{100\ \text{КэВ}} n(\omega)\, \omega d\omega = 1\ \text{эрг/см}^3. \tag{3}$$

В области энергий протонов $E < 10^4$ ГэВ основным является процесс образования пар, что обусловлено большой величиной порога реакции фоторождения пионов. При бо́льших энергиях основную роль начинает играть процесс фоторождения пионов.

Из рис. 1 видно, что с увеличением показателя спектра фотонов γ_x (при одной и той же нормировке на энергетическую плотность фотонов W_x) скорость энергетических потерь растет.

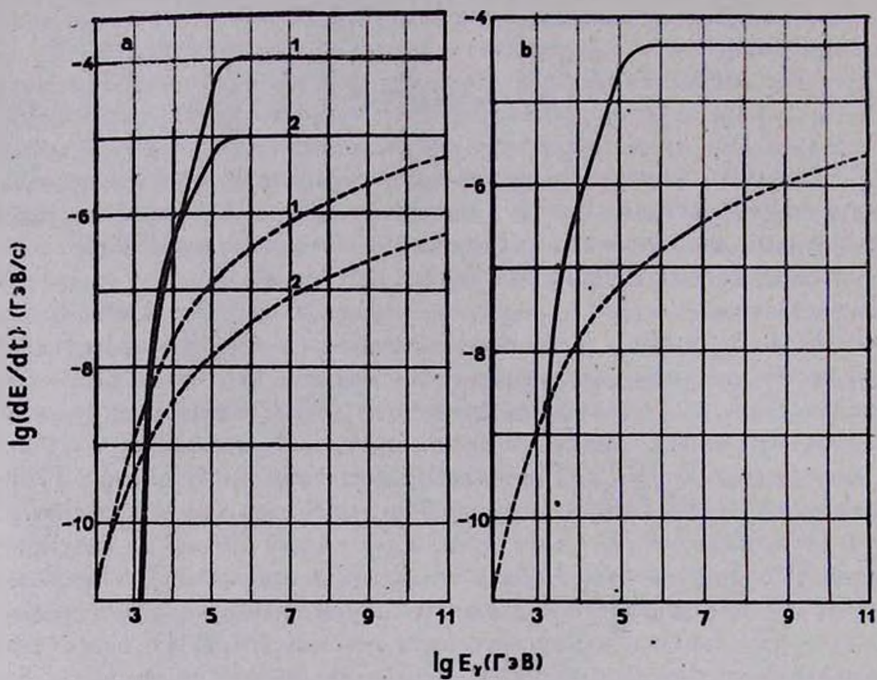


Рис. 1а. Скорость энергетических потерь при фоторождении π-мезонов (сплошные кривые) и рождения e^+e^--пар (штрихованные кривые для $\gamma_x = 1$ (кривые 2) и $\gamma_x = 2$ (кривые 1). 1б. То же, что и на рис. 1а для $\gamma_x = 1.5$.

Оценим теперь скорость энергетических потерь в реальных условиях в ядрах активных галактик. Предполагая почти изотропное распределение фотонов в источнике, можно оценить их спектральную плотность по формуле [15]:

$$n(\omega) = \frac{4\pi d^2 F_x(\omega)}{(4/3)\,\pi R^2 c}(1 + \tau_T), \tag{4}$$

где $F_x(\omega)$ — наблюдаемый поток фотонов, d — расстояние до источника, R — характерный размер источника, $\tau_T = \sigma_T \cdot n_e \cdot R$ — оптическая толща по томпсоновскому рассеянию (n_e — концентрация тепловых электронов в источнике). Наблюдаемые жесткие степенные спектры ядер активных галактик удовлетворительно описываются как в рамках нетепловых (синхро-комптоновских) моделей (в этом случае $\tau_T \ll 1$), так и комптонизацией низкочастотных фотонов в аккреционной плазме с температурой $3\cdot10^8 \div \div 10^9$ К и $\tau_T \gg 1$ вблизи массивных черных дыр (см., например, [16]), которые согласно некоторым моделям являются источниками к. л. с. э. [17, 18]. Из-за отсутствия данных в настоящее время невозможно однозначно выбрать одну из этих моделей, что приводит к неопределенности величины плотности фотонов в источнике на фактор $(1+\tau_T)$. К сожалению, к еще большей неопределенности приводит незнание размеров источника. Единственную информацию о верхнем пределе размеров источника можно получить из наблюдаемой переменности рентгеновского излучения. Как правило, ядра активных галактик обнаруживают переменность в рентгеновском диапазоне за масштаб времени $t\sim 10^5$ с. Однако от некоторых источников обнаружена переменность за существенно более короткие времена: $t\sim 7\cdot10^3$ с для NGC 4151 [19], $t\sim 6\cdot10^3$ с для квазара OX 165 [20] и $t\sim 10^2$ с для NGC 4051 [8] и NGC 6814 [9]. Для дальнейших оценок возьмем значения для светимости $L_x\sim 5\cdot10^{14}$ эрг/с и размера $R\sim 2\cdot10^{13}$ см, характеризующие хорошо изученный объект NGC 4151. Тогда получим для энергетической плотности рентгеновского излучения:

$$W_x \gtrsim \frac{L_x}{(4/3)\,\pi R^2 c}(1+\tau_T) \approx 10^7(1+\tau_T)\ \text{эрг/см}^3. \tag{5}$$

Допустив для определенности $\tau_T \ll 1$, оценим свободный пробег протонов в источнике $\lambda = E/c\,(dE/dt)$. На рис. 2 построена зависимость λ от E для спектра фотонов с $\gamma_x = 1.5$, характеризующего спектр NGC 4151 [7]. Из графика следует, что к. л. с. э. могут выйти из источника только если они эффективно ускоряются, достигая сверхвысоких энергий на расстояниях, незначительно превышающих радиус области генерации рентгеновского излучения. Для частиц с энергией $E > 10^{17}$ эВ утечка более вероятна, поскольку их свободный пробег превосходит характерный размер источника более чем на три порядка. Полученный результат, в принципе, не противоречит существующим моделям ускорения к. л. с. э. в ядрах активных галактик. Подчеркнем при этом, однако, следующее обстоятельство.

До сих пор мы обсуждали лишь процессы фоторождения на рентгеновских фотонах. Однако при энергиях $E > 10^{17}$ эВ становится возможным фоторождение пионов на оптических и инфракрасных фотонах ($\lesssim 1$ эВ). Хотя оптическая светимость ядер активных галактик, как правило, не превосходит рентгеновской светимости, однако, при сравнимых размерах областей генерации, энергетические потери на оптических фотонах могут оказаться существенно больше. Действительно, отношение свободных пробегов протонов на оптических и рентгеновских фотонах по порядку величины равно:

$$\frac{\lambda_x}{\lambda_{опт}} \simeq \frac{L_{опт}/\omega_{опт}R^2_{опт}}{L_x/\omega_x R^2_x} \lesssim \left(\frac{R_x}{R_{опт}}\right)^2 \left(\frac{L_{опт}}{L_x}\right)(10^3 \div 10^4). \tag{6}$$

Таким образом, при $L_{опт} \sim L_x/10$ длины свободных пробегов становятся одного порядка, если $R_{опт} < 10 \cdot R_x$.

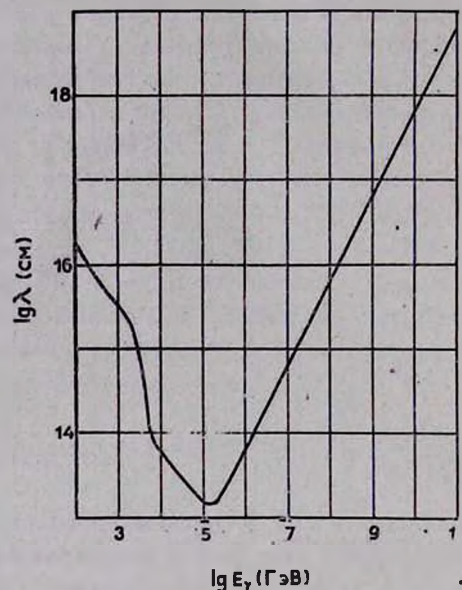


Рис. 2. Зависимость свободного пробега λ от энергии E для $\gamma_x = 1.5$.

Исследования активных галактик, проведенные в последние годы, свидетельствуют о наличии у ряда объектов переменности в оптическом и инфракрасном диапазонах за существенно меньшие масштабы времени (например, ~ 40 с для OJ 287 [21]), при сравнимых светимостях в рентгеновском и оптическом диапазонах. Очевидно, что при этом энергетические потери на оптических фотонах становятся больше, чем на рентгеновских, и, следовательно, возможность выхода частиц сверхвысоких энергий ($E > 10^{17}$ эВ) из объектов будет сильно подавлена.

Следует отметить, что все приведенные выше оценки относятся к случаю изотропного поля излучения, что само по себе в ядрах активных галактик не очевидно. Более того, последние наблюдательные данные по масштабам переменности излучения для ряда активных галактик и квазаров, в частности для B2 1308+32, 3C 66A и OJ 287, указывают, что их размеры могут быть меньше шварцшильдовского радиуса черных дыр (обеспечивающих максимально возможную компактность источников), с массой, необходимой для объяснения наблюдаемой болометрической светимости [22]. Таким образом, если эти результаты будут подтверждены, требование анизотропии излучения становится неизбежным в любой модели, претендующей на объяснение электромагнитного излучения ядер активных галактик и квазаров. Это, очевидно, приведет к ослаблению полученных выше ограничений, однако количественные оценки представляются преждевременными, ввиду существенных неопределенностей, связанных с возможным наличием анизотропии.

Ереванский физический институт

ON THE FORMATION OF SUPERHIGH ENERGY SPECTRUM OF COSMIC RAYS IN THE NUCLEI OF ACTIVE GALAXIES

F. A. AHARONIAN, A. S. AMBARTSUMIAN

. The superhigh energy cosmic rays proton-nuclei component energy loss due to the interaction with the X-ray photon field in nuclei of active galaxies is investigated.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г. Б. Христиансен*, УФН, 136, 351, 1982.
2. *С. И. Никольский, Н. В. Кабанова, И. Н. Стаменов и др.*, Изв. АН СССР, сер. физ., 44, 525, 1980.
3. *A. M. Hillas*, Proc. 17-th Inter. Cosmic Ray Conf., v. 13, Paris, 1981, p. 69.
4. *Г. Т. Зацепин, В. А. Кузьмин*, Письма ЖЭТФ, 4, 114, 1966.
5. *K. A. Greisen*, Phys. Rev. Lett., 16, 748, 1966.
6. *V. S. Berezinsky, S. I. Grigorova*, Proc. 15-th Inter. Cosmic Ray Conf., v. 2, Plovdiv, 1977, p. 309.
7. *R. E. Rotshild, R. E. Mushotzky, W. A. Baity*, Preprint SP-82-23, USCD, La Jolla, 1982.
8. *F. E. Marshall, R. H. Becker, S. S. Holt*, Bul. AAS, 12, 796, 1980.
9. *A. F. Tennant, R. E. Mushotsky*, Ap. J., 264, 92, 1983.
10. *G. R. Blumental*, Phys. Rev. D, 1, 1596, 1970.
11. *В. С. Березинский, Г. Т. Зацепин*, Ядерная физика, 13, 797, 1971.
12. *F. W. Stecker*, Phys., Rev. Lett., 21, 1018, 1968.
13. Phys. Lett., v. 111B, April 1972, "Review of Particle Properties".
14. *Р. Фейнман*, Взаимодействие фотонов с адронами, Мир, М., 1975.
15. *G. B. Ribisky, A. P. Lightman*, "Radiative Processes in Astrophysics", New York, Interscience, 1981.
16. *A. C. Fabian*, Proc. R. Soc., London, 336, 449, 1979.
17. *V. S. Berezinsky, V. L. Ginzburg*, M. N. RAS, 194, 3, 1981.
18. *M. Kafatos, M. M. Shapiro, R. Silberberg*, Comm. Astrophys., 9, 179, 1981.
19. *A. P. Lightman, R. Giacconi, H. Tenanbaum*, Ap. J., 224, 375, 1978.
20. *H. Tananbaum, Y. Avni, G. Branduardi et. al.*, Ap. J., 234, L9, 1979.
21. *R. E. Griffits, S. Tapia, U. Briel, et. al.*, Ap. J., 234, 810, 1979.
22. *L. Bassani, A. J. Dean, S. Semba*, Astron. Astrophys., 125, 52, 1983.

А С Т Р О Ф И З И К А

ТОМ 21 ОКТЯБРЬ, 1984 ВЫПУСК 2

УДК: 521.85:524.354.2:520.86

РЕЗУЛЬТАТЫ РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ ПОКРЫТИЯ КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ ЛУНОЙ 26 ЯНВАРЯ 1983 г.

М. И. АГАФОНОВ, А. М. АСЛАНЯН, А. П. БАРАБАНОВ, И. Т. БУБУКИН, А. Г. ГУЛЯН. В. П. ИВАНОВ, Р. М. МАРТИРОСЯН, И. А. МАЛЫШЕВ, К. С. СТАНКЕВИЧ, С. П. СТОЛЯРОВ

Поступила 9 апреля 1984
Принята к печати 14 июня 1984

Приведены результаты наблюдений покрытия Крабовидной туманности Луной на частотах 960, 750, 178, 128 МГц. Получены координаты центров тяжести, угловые размеры туманности в направлении малой и большой осей. Исследованы детали структуры источника на частотах 960 и 750 МГц, для которых кривые покрытия имеют наилучшее отношение сигнала к шуму.

Наблюдение покрытия Луной Крабовидной туманности 26 января 1983 г. представляло интерес для изучения структуры источника в широком диапазоне. С этой целью проведены измерения на частотах 960, 750, 178 и 128 МГц. В результате получены зависимости интенсивностей радиоизлучения Крабовидной туманности от времени при начальной и конечной фазах покрытия, позиционные углы соответственно составляли 230° и 127°. Вид отдельных кривых показан на заходе для частот 750 МГц (рис. 1а), 178 МГц (рис. 1b) и 128 МГц (рис. 1 с), на выходе для частоты 750 МГц (рис. 2). По горизонтальной оси отсчет дается в минутах дути от момента контакта диска Луны с центральной звездой, положение которой совпадает с координатами пульсара NP 0532. На эпоху 1950.0 они составляли $\alpha_0 = 5^h31^m31^s.428 \pm 0^s.005$, $\delta_0 = 21°58'54''.40 \pm 0''.06$ [1]. Кривые покрытия приведены к одному масштабу, из них вычтен вклад собственного радиоизлучения Луны. На частотах 178 и 128 МГц величину сигнала к шуму ограничивают ионосферные мерцания источника, начало кривой захода на 178 МГц искажено мерцаниями с периодом $2 \div 3$ минуты. На рис. 1, 2 вертикальной стрелкой обозначен момент контакта диска Луны с центральной звездой.

Совокупность кривых покрытия при двух хордах дает возможность вычислить координаты центра тяжести. Его положение относительно центральной звезды найдено по уровню половины выхода от источника. На рис. 1 и 2 оно соответствует пересечению пунктирной линии с кривой покрытия. В табл. 1 приведены величины смещений центра тяжести при заходе и выходе.

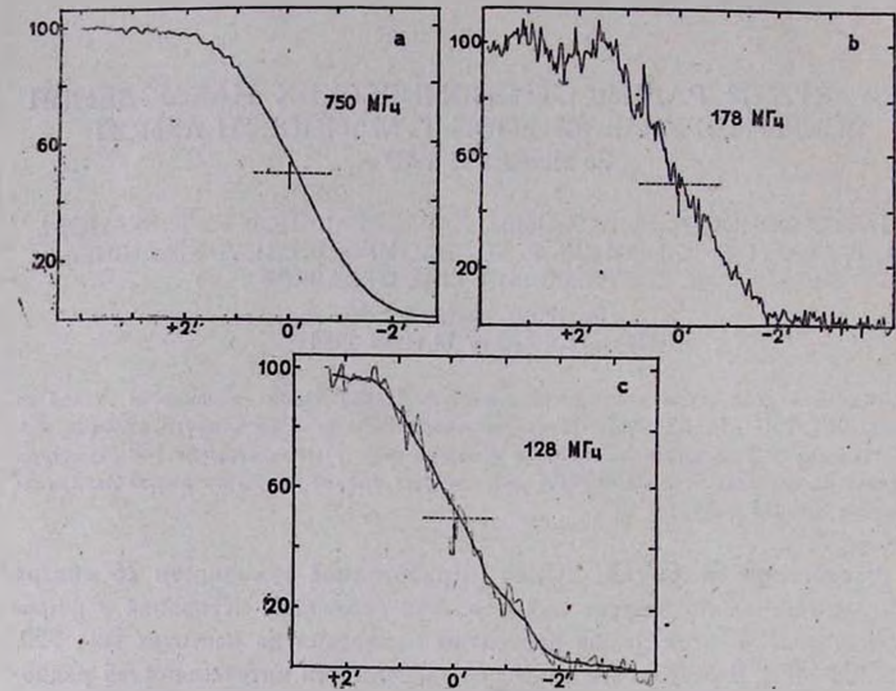


Рис. 1. Кривые покрытия для захода Крабовидной туманности за лимб Луны: а) на частоте 750 МГц; b) на частоте 178 МГц; с) на частоте 128 МГц (сплошная толстая линия — кривая после сглаживания на масштаб 45″).

Таблица 1

Частота (МГц)	Заход		Выход	
	Угловые размеры на уровне —10 дб (мин дуги)	Смещение центра тяжести относительно координат центральной звезды (с. дуги)	Угловые размеры на уровне —10 дб (мин дуги)	Смещение центра тяжести относительно координат центральной звезды (с. дуги)
960	2.7±0.1	−3.8±3	—*	+3.0±3
750	2.8±0.1	−8.2±3	3.9±0.2	+3.4±3
178	2.8±0.3	−2.5±4	—*	+5.9±4
128	2.8±0.2	−6.9±4	не наблюдалось	

* Запись неполная из-за присутствия помех.

Центры тяжести на частотах 960, 750, 178 МГц не выходят за пределы интервалов по прямому восхождению $\Delta\alpha = {}^{+3}_{-3}$ с. дуги и по склонению $\Delta\delta = {}^{+6}_{+10}$ с. дуги (см. рис. 3). Для сравнения на рис. 3 показаны также данные, полученные нами при аналогичных наблюдениях покрытия 2 декабря 1982 г. Из графика видно, что положения центров тяжести при различных хордах для обоих покрытий в пределах ошибок измерений совпадают. На частоте 178 МГц 2 декабря 1982 г. (см. рис. 3) заметно смещение центра тяжести к северо-западу, однако положение его не выходит за интервалы погрешностей измерений относительно точки на 178 МГц 26 января. Координаты усредненного положения центра тяжести для диапазона 140 ÷ 1640 МГц по данным покрытий 2 декабря и 26 января составляют $\Delta\alpha = -1.''5 \pm 1''$, $\Delta\delta = +7.''5 \pm 1''$. Если за начало отсчета принять середину между двумя центральными звездами, как это делалось в ранних работах, то координаты смещения центра тяжести будут $\Delta\alpha = -2.''4 \pm 1''$, $\Delta\delta = +5.''3 \pm 1''$.

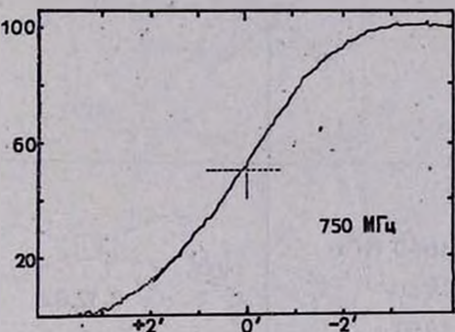


Рис. 2. Кривая покрытия для выхода Крабовидной туманности из-за Луны на частоте 750 МГц (пунктиром показана часть кривой, полученная при одновременных наблюдениях на 960 МГц).

Для сравнения в табл. 2 представлены данные измерений положений центров тяжести, полученные при покрытиях Крабовидной туманности Луной в прошлые годы на близких частотах. Из таблицы видно, что в прошедшие эпохи центр тяжести радиоизлучения был значительно смещен в северо-западном направлении, до $50'' \pm 15''$ на эпоху 50-х годов. Последующие наблюдения покрытий показывают монотонное уменьшение этой величины. Динамика центра тяжести радиоизлучения туманности свидетельствует о меняющейся структуре распределения яркости в течение 27 лет радионаблюдений.

По кривым покрытия измерены угловые размеры туманности, в табл. 1 они приведены на уровне — 10 дб. Из сравнений следует, что угловые размеры при заходе практически совпадают на всех частотах. На выходе они приведены только на 750 МГц, так как записи на других частотах оказались неполными из-за воздействия помех. Угловые размеры для настоящего покрытия — это размеры в направлениях, близких к малой и большой осям туманности. По половине яркости на частоте 750 МГц они равны 3.′68 ± 0.′10 и 2.′60 ± 0.′10, позиционный угол большой оси составляет 151° ± 3°.

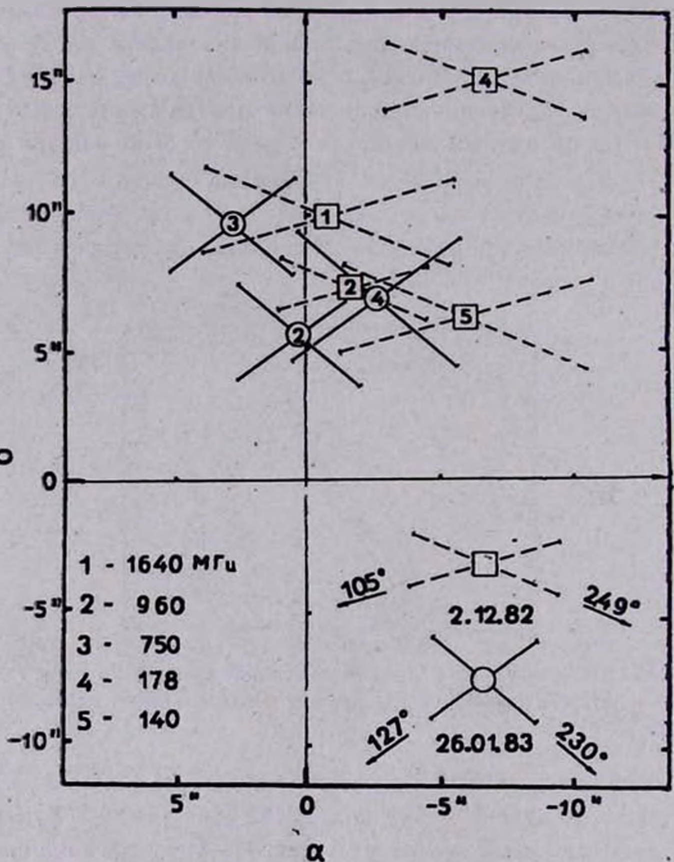


Рис. 3. Положения центров тяжести по наблюдениям 2 декабря 1982 г. и 26 января 1983 г.

Стрип-распределения яркости получены путем дифференцирования кривых покрытия и нормированы так, чтобы ограниченные ими площади были одинаковы. На рис. 4 они приведены для частоты 750 МГц вместе со стрип-распределениями, полученными нами 2 декабря 1982 г. на близких частотах 750 и 960 МГц. Стрип-распределения в направлении нескольких различных позиционных углов позволяют определить характерные детали изображения источника. На оптических изофотах туманности [6] пунктирные линии ограничивают области, за пределами которых интенсивность не превосходит уровни 0.7, 0.5 и 0.2. В радиоизображении видны три максимума, превышающие примерно на 10% радиояркость центральной части туманности. Они совпадают с отдельными деталями оптического изобра-

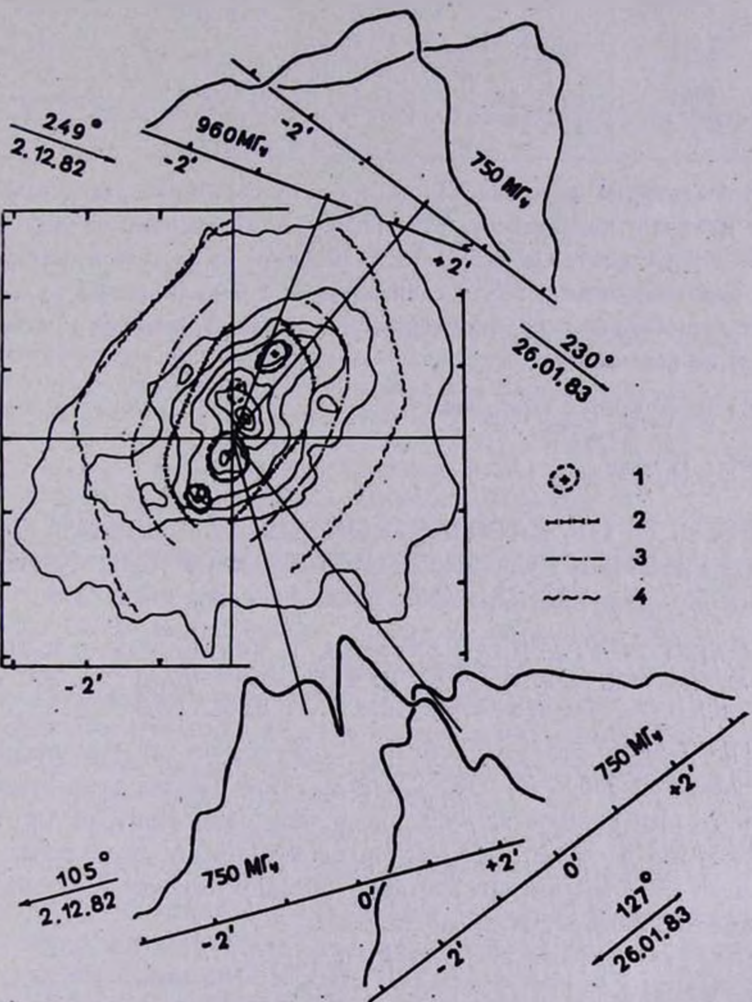


Рис. 4. Стрип-распределения на частотах 750 и 960 МГц. Обозначены цифрами: 1 — положения максимумов интенсивности радиоизлучения; 2, 3, 4 — границы областей, за пределами которых интенсивность не превышает соответственно уровни 0.7, 0.5 и 0.2.

жения, их положение на рис. 4 показано крестиками. Если исключить эти частные детали, то получатся сглаженные, почти симметричные стрип-распределения яркости по Крабовидной туманности, имеющие максимум и

Таблица 2

Эпоха измерений	Частота (МГц)	Смещение центра тяжести		Литература
		$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	
1956	900	$50''\pm15''$	к северо-западу	[2]
1964	1428	$-15''\pm5''$	$+24''\pm5''$	[3]
	215	$-15''\pm8''$	$+5''\pm10''$	[4]
1974	1646	$-8.''4\pm2''$	—	[5]
	180	$-6''\ \pm2''$	—	[5]
1983	140÷1640	$-2.''4\pm1''$	$+5.''3\pm1''$	Настоящая работа

плавно спадающие на краях. Проекции этих стрип-распределений на оптические изофоты показывают, что максимум интенсивности излучается из области вокруг центральных звезд. Найденное выше положение центра тяжести радиоизлучения, почти совпадающее с координатами пульсара, также свидетельствует о крупномасштабной симметричности распределения яркости по источнику.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР
НИРФИ, г. Горький

RESULTS OF RADIOASTRONOMICAL OBSERVATIONS OF THE LUNAR OCCULTATION OF THE CRAB NEBULA ON JANUARY 26, 1983

M. I. AGAFONOV, A. M. ASLANYAN, A. P. BARABANOV, I. T. BUBUKIN, A. G. GULYAN, V. P. IVANOV, R. M. MARTIROSSIAN, I. A. MALYSHEV, K. S. STANKEVICH, S. P. STOLYAROV

The results are given for the observations of the occultation of Crab nebula at 960, 750, 178, 128 MHz. Coordinates have been obtained of the gravity centers as well as angular dimensions of the nebula in the direction of small and large axes. Details of the source structure have been investigated at 960 and 750 MHz for which occultation curves have the best signal-to-noise ratio.

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. H. Taylor, R. N. Manchester,* A. J., 80, 794, 1975.
2. *J. Dennise, J. Lequeux,* E. Le Roux, CR, 244, 3030, 1956.
3. *Л. И. Матвеенко, Л. Р. Сороченко,* Астрон. ж., 44, 4, 693, 1967.
4. *В. С. Артюх, В. В. Виткевич, В. И. Власов, Н. А. Кафаров, Л. И. Матвеенко,* Астрон. ж., 43, 1, 13, 1966.
5. *В. И. Алтунин, В. П. Иванов, К. С. Станкевич, В. А. Торхов,* Астрон. ж., 53, 3, 453, 1976.
6. *L. Woltjer,* Bull. Astron. Inst. Netherl., 13, 301, 1957.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 21 ОКТЯБРЬ, 1984 ВЫПУСК 2

УДК: 524.387—355

О СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССАХ ХОЛОДНЫХ КОМПОНЕНТОВ ЗВЕЗД ТИПА U Gem

Г. Г. ТОВМАСЯН

Поступила 25 марта 1984
Принята к печати 30 апреля 1984

Обнаружена зависимость между орбитальным периодом двойных систем типа U Gem и спектральным классом их холодных компонентов. Наличие полученной зависимости может позволить определить спектральный класс трудно наблюдаемых холодных компонентов звезд типа U Gem. Кроме того, из соотношений орбитальный период—масса и орбитальный период — спектральный класс холодных компонентов следует, что последние, видимо, лежат на главной последовательности. Это обстоятельство позволяет по периоду обращения оценить светимости холодных компонентов.

Звезды типа U Gem — это тесные двойные системы, показывающие циклическую вспышечную активность с длительностью цикла от десятка до нескольких сотен дней. Система состоит из белого карлика и звезды позднего спектрального класса, возможно, лежащего на главной последовательности. По общепринятой теории [1, 2], второй компонент, по-видимому, заполняет свою полость Роша и из нее происходит истечение материи, которая образует вращающийся диск вокруг белого карлика с ярким пятном в точке соприкосновения струи с диском.

В настоящее время по своим характеристикам звезды типа U Gem делятся обычно на три подкласса. Первый подкласс — звезды типа SS Cyg, которые претерпевают вспышки с амплитудой до 5^m—6^m звездных величин и затем в течение нескольких дней достигают своего минимального блеска вплоть до следующей вспышки. К этим звездам относится и сама U Gem. Звезды типа Z Cam отличаются тем, что после вспышки блеск их иногда не доходит до минимума, а испытывает колебания около какой-либо промежуточной величины. И, наконец, звезды типа SU UMa, которые помимо обычных вспышек претерпевают супервспышки с амплитудой на $0^m.5$—$1^m.5$ величин больше обычной и с длительностью цикла между супервспышками в несколько сотен дней.

Определение физических параметров двойной системы карликовых новых, как еще называют звезды типа U Gem, имеет важное значение для понимания природы этих звезд. Сложное строение этих систем делает чрезвычайно трудным вопрос об определении вклада всех ее компонентов в наблюдаемое излучение. В частности, весьма важно определение спектрального класса более холодных компонентов, излучение которых не удается наблюдать или во всяком случае трудно выделить из общего излучения.

В этой работе мы попытались, на основе имеющегося в настоящее время материала, получить способ косвенного определения спектральных классов вторых компонентов звезд типа U Gem. В табл. 1 приводятся определенные различными авторами спектральные классы вторых, холодных компонентов звезд типа U Gem.

Таблица 1

№	Звезда	$P_{орб.}$	Спектр II	Литература
1	BV Cen	$14^h.63$	G 5—G 8	[3[
2	AE Aqr	9.87	K 2; K 5—7	[4, 5, 6]
3	RU Peg	8.9	G 8; K 1—3	[7, 8]
4	EM Cyg	6.98	K 5	[9]
5	Z Cam	6.96	K 7	[8]
6	SS Cyg	6.63	K 5 - M 0	[10]
7	U Gem	4.25	M 4.5—5	[11, 12]
8	Z Cha	1.95	M 5	[6]
9	OY Car	1.5	M 5→	[13]

Как видно из табл. 1 и рис. 1, чем меньше орбитальный период системы, тем позднее спектральный класс второго компонента. С полученной зависимостью согласуется также мнение Вогта [14] о том, что у звезд типа SU UMa, у которых все $P_{орб.} \leqslant 2^h.82$, холодная звезда — поздний карлик типа М. Линия на рис. 1 проведена методом наименьших квадратов.

Приведенная зависимость, хоть и полученная на основе небольшого количества наблюдательных данных, по-видимому, дает возможность определить спектральный класс второго компонента звезд типа U Gem, по известному орбитальному периоду системы. Необходимы новые наблюдения для подтверждения и уточнения полученной зависимости.

Зависимость спектральный класс — период обращения дает возможность, с другой стороны, определить светимости вторых компонентов карликовых новых звезд. Действительно, дело в том, что Уорнером еще в 1973 г. [15] была получена зависимость между орбитальным периодом тесных двойных систем (типа U Gem, повторных новых и новоподобных) и отношением масс их компонентов. На рис. 2 приводится составленная

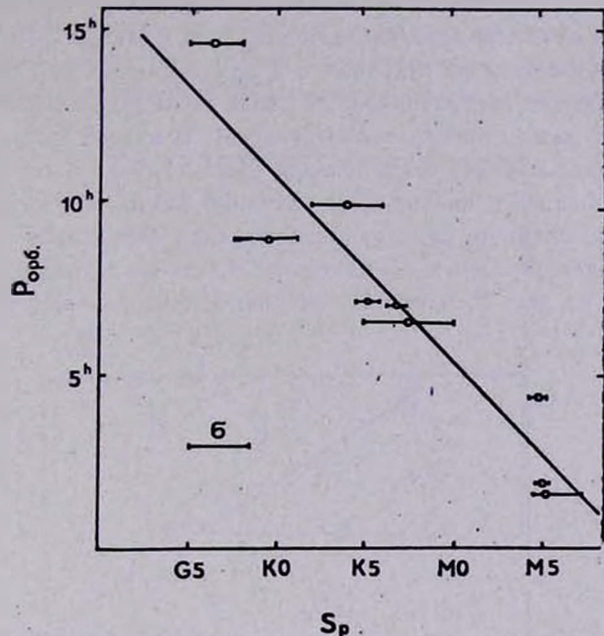


Рис. 1. Зависимость спектрального класса холодных компонентов двойных систем типа U Gem от их орбитального периода. Кружочками отмечены наиболее вероятные значения спектральных классов.

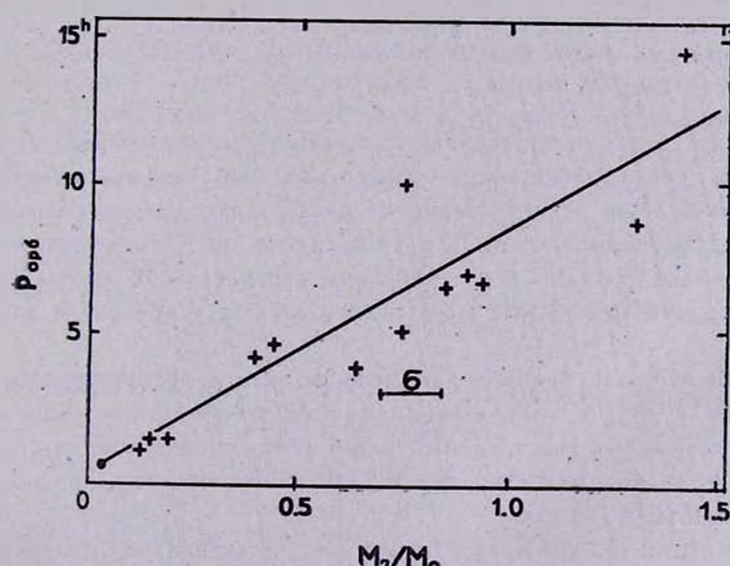


Рис. 2. Зависимость массы холодных компонентов от орбитального периода.

нами аналогичная зависимость орбитального периода от массы холодного компонента. При этом мы использовали как новые данные [10, 16, 17] об учтенных в [15] звездах, так и данные о дополнительных звездах [3, 8, 18, 19]. Класс светимости рассматриваемых звезд можно оценить по известному соотношению между спектральным классом и массой [20], определяя спектральный класс холодного компонента (рис. 1) и его массу (рис. 2) по периоду обращения компонентов. Из уравнений линий, представленных на рис. 1 и 2, исключением орбитального периода выводится зависимость масса — спектр для холодных компонентов карликовых новых звезд, которая приводится на рис. 3. Крестики на рис. 3 представляют соотношение

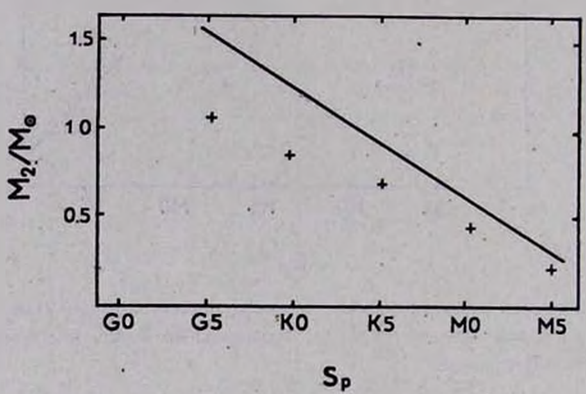


Рис. 3. Зависимость масса — спектральный класс. Сплошной линией отмечено положение звезд типа U Gem. Крестиками отмечено положение звезд главной последовательности, согласно [20].

масса — спектр для звезд главной последовательности по [20]. Как видно из рисунка, соотношение масса—спектр для холодных компонентов звезд типа U Gem лишь незначительно отличается от соотношения для звезд главной последовательности. А в этом случае по соотношению между спектральными классами и светимостями звезд главной последовательности [20] можно определить и светимости вторых компонентов звезд типа U Gem.

Таким образом, наличие зависимости между орбитальным периодом звезд типа U Gem и спектральным классом холодных компонентов позволяет определить как спектральный класс этих компонентов, так и оценить их светимости, что, очевидно, весьма важно в понимании процессов, происходящих в этих звездах.

Надо отметить, что Крафт [21] теоретически получил подобную зависимость орбитального периода от абсолютной звездной величины для эруптивных звезд и из определенных им статистических параллаксов звезд типа U Gem [22] определил их место на полученной кривой. На рис. 4 приводится зависимость период — абсолютная звездная величина, полученная нами для звезд типа U Gem, и зависимость, определенная Крафтом для эруптивных переменных. Место звезд типа U Gem на кривой, полу-

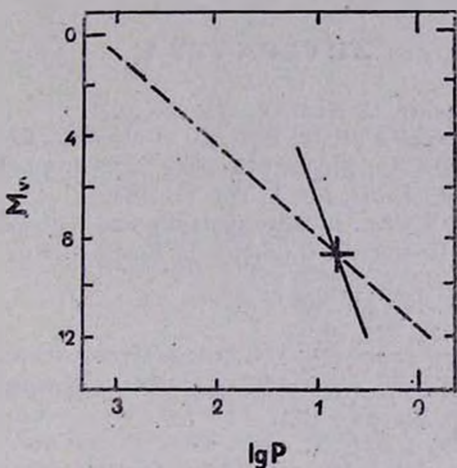


Рис. 4. Зависимость абсолютной звездной величины от орбитального периода. Сплошная линия — соотношение, полученное нами для звезд типа U Gem. Пунктирная линия — теоретическое соотношение [21] для эруптивных переменных; место карликовых новых на ней обозначено крестиком.

ченной Крафтом, хорошо совпадает с нашими результатами. Можно предположить, что аналогичные зависимости между периодом, с одной стороны, и спектральными классами и массами, а следовательно и светимостями, с другой, существуют для всех типов эруптивных переменных.

Автор благодарит чл.-корр. АН СССР А. А. Боярчука за постановку задачи, а также акад. В. А. Амбарцумяна и Ю. К. Мелик-Алавердяна за критику и полезные советы.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE SPECTRAL TYPES OF COOL COMPONENTS OF U GEM TYPE STARS

G. H. TOVMASSIAN

The dependence of spectral type of red components of U Gem type binary systems on their orbital period is revealed. The obtained dependence permits us to determine spectral types of secondaries which

are usually difficult to observe. From dependences of orbital periods on the mass of secondaries on the one hand and on their spectral types on the other, it follows that secondaries are the main sequence stars. The latter permits to estimate the luminosities of secondaries by their periods.

ЛИТЕРАТУРА

1. *B. Warner, R. E. Nather*, M. N. RAS, 152, 219, 1971.
2. *J. Smak*, Acta Astronomica, 21, 15, 1971.
3. *N. Vogt, J. Breysacher*, Ap. J., 235, 945, 1980.
4. *J. A. Crowford, R. P. Kraft*, Ap. J., 123, 44, 1956.
5. *G. Chincarini, M. P. Walker*, in "Electrography and Astronomical Applications", ed. Chincarini G., Gribava P. D., Smith J., Austin Univ., Texas Press, 1979, p. 249.
6. *J. Bailey*, M. N. RAS, 197, 31, 1981.
7. *R. P. Kraft*, Ap. J., 135, 408, 1962.
8. *R. A. Wade*, A. J., 87, 1558, 1982.
9. *R. J. Stover, E. L. Robinson, R. E. Nather*, Ap. J., 248, 696, 1981.
10. *M. F. Walker*, Ap. J., 248, 256, 1981.
11. *R. A. Wade*, A. J., 84, 562, 1979.
12. *J. Stauffer, H. Spinrad, J. Thorstensen*, P. A. S. P., 91, 59, 1979.
13. *M. R. Sherrington, R. F. Jameson, J. Bailey, A. B. Giles*, M. N. RAS, 200, 861, 1982.
14. *N. Vogt*, Astron. Astrophys,. 88, 66, 1980.
15. *B. Warner*, M. N. RAS, 162, 189, 1973.
16. *E. L. Robinson*, Ap. J., 180, 121, 1973.
17. *R. A. Wade*, Ap. J., 246, 215, 1981.
18. *J. B. Hutchings, A. P. Cowley, D. Crampton, G. Williams*, P. A. S. P., 93, 741, 1981.
19. *R. Schoembs, K. Hartman*, Astron. Astrophys., 128, 37, 1983.
20. *К. У. Аллен*, Астрофизические величины, Мир, М., 1977.
21. *R. P. Kraft*, Ap. J., 139, 457, 1964.
22. *R. P. Kraft, W. Luyten*, Ap. J., 142, 1041, 1965.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 21 ОКТЯБРЬ, 1984 ВЫПУСК 2

УДК: 52-65:517.58

РАЗЛОЖЕНИЕ ФУНКЦИЙ СОБОЛЕВА В РЯДЫ ПО ПОЛИНОМАМ ЛАГЕРРА

К. И. СЕЛЯКОВ

Поступила 13 ноября 1983

Принята к печати 15 апреля 1984

Решение интегрального уравнения для функций Соболева представлено в виде рядов по полиномам Лагерра. Коэффициенты этих рядов одновременно являются коэффициентами степенных рядов для H-функций Амбарцумяна—Чандрасекара. Выписаны бесконечные системы линейных алгебраических уравнений с теплицевыми матрицами для коэффициентов рядов. В случае изотропного рассеяния приведены численные результаты и приближенные формулы.

1. *Введение.* Характеристики светового поля в плоской однородной полубесконечной среде выражаются через фундаментальные резольвентные функции — функции Соболева $\Phi(\tau)$ [1], удовлетворяющие интегральному уравнению

$$\Phi(\tau) = \int_0^\infty K(|\tau-\tau'|)\,\Phi(\tau')\,d\tau' + K(\tau). \tag{1}$$

Ядерная функция $K(\tau)$ определяется законом однократного рассеяния. Функции $\Phi(\tau)$ подробно изучены. Явное выражение для них получено Мининым в случае изотропного рассеяния [2]. Формулы, справедливые при более общих законах рассеяния, приведены в [1]. Однако использование этих выражений при вычислениях (см., например, работу А. Б. Шнейвайса [3]) требует довольно больших затрат машинного времени. То же можно сказать и о непосредственном численном решении уравнения (1).

В настоящей статье показывается, что можно искать представление функции Соболева в виде разложения по полиномам Лагерра $L_k(\tau)$

$$\Phi(\tau) = \sum_{k=0}^\infty \Phi_k L_k(\tau). \tag{2}$$

Для нахождения коэффициентов Φ_k используется связь $\Phi(\tau)$ с H-функцией Амбарцумяна—Чандрасекара

$$H(\eta) = 1 + \int_0^\infty e^{-\tau/\eta}\,\Phi(\tau)\,d\tau, \tag{3}$$

и линейное интегральное уравнение для H-функции, что приводит к системам линейных алгебраических уравнений относительно Φ_k.

2. *Вид разложений.* Интенсивность выходящего из среды излучения при изотропном рассеянии дается формулой

$$I(\eta) = \int_0^\infty B(\tau)\,e^{-\tau/\eta}\,d\tau/\eta. \tag{4}$$

Здесь τ — оптическая глубина, $B(\tau)$ — функция источников, η — косинус угла между направлением распространения и изучения и нормалью к границе среды.

Перейдем к аргументу $1-\eta$ и запишем (4) в виде

$$I(1-\eta) = \int_0^\infty e^{-\tau}\,B(\tau)\,\frac{e^{-\tau\eta/(1-\eta)}}{1-\eta}\,d\tau. \tag{5}$$

Дробь в подынтегральном выражении является производящей функцией для полиномов Лагерра $L_k(\tau)$. В общем случае (см., например, [4]) полиномы $L_k^\alpha(\tau)$ определяются разложением

$$e^{-\tau\eta/1-\eta}/(1-\eta)^{\alpha+1} = \sum_{k=0}^\infty \eta^k L_k^\alpha(\tau). \tag{6}$$

Как обычно, мы будем использовать обозначение $L_k(\tau) \equiv L_k^0(\tau)$. Поэтому если функция источников рассматриваемой задачи $B(\tau) = o(e^{\tau/2})$ при $\tau \to \infty$, то $I(1-\eta)$ раскладывается в степенной ряд,

$$I(1-\eta) = \sum_{k=0}^\infty g_k \eta^k, \tag{7}$$

где g_k являются коэффициентами разложения функции источников $B(\tau)$ по полиномам Лагерра

$$g_k = \int_0^\infty e^{-\tau} B(\tau)\,L_k(\tau)\,d\tau, \quad B(\tau) = \sum_{k=0}^\infty g_k L_k(\tau). \tag{8}$$

Ясно, что и при более сложных законах рассеяния коэффициенты рядов, аналогичных (7) и (8), будут просто связаны друг с другом.

За последнее время в теории диффузии нейтронов получили широкое распространение численные методы, в которых интенсивности выходящего из среды излучения ищутся в виде полиномов от угловой переменной. В C_N-методе Бенуа [5] коэффициенты полиномов определяются с помощью явного выражения для резольвенты уравнения переноса, что, конечно, ограничивает возможности этого метода. В развитом Зивертом и др. [6, 7] F_N-методе используется дискретизация линейных сингулярных интегральных уравнений. Многочисленные примеры показали, что этот метод действительно «прост» с вычислительной точки зрения (название F_N — от «facil») и его применение дает хорошие результаты. Формулы (4)—(8) могут служить обоснованием этих методов. При этом описываемый в нашей работе способ нахождения коэффициентов степенных рядов значительно удобнее предложенного в [5—7]. При не очень высоких требованиях к точности определяемых функций ($\sim 10^{-3}$) он позволяет обойтись простейшими вычислительными средствами.

3. *Системы уравнений для коэффициентов рядов*. Подставим ряд (2) в формулу для H-функции (3), предварительно перейдя, в соответствии с (5)—(6), к аргументу $1-\eta$:

$$H(1-\eta) = 1 + (1-\eta)\sum_{k=0}^{\infty} \Phi_k \eta^k. \tag{9}$$

Таким образом, H-функция раскладывается в степенной ряд

$$H(1-\eta) = \sum_{k=0}^{\infty} H_k \eta^k \tag{10}$$

с коэффициентами

$$H_0 = 1 + \Phi_0,\ H_k = \Phi_k - \Phi_{k-1},\ k \geqslant 1. \tag{11}$$

Ряд (10) сходится равномерно при $|\eta| < 1$, поскольку, как известно, $\Phi(\tau)$ остается ограниченной, когда $\tau \to \infty$.

Отметим, что помимо (2) для $\Phi(\tau)$ справедливо представление в виде ряда по полиномам Лагерра с верхним индексом, равным единице:

$$\Phi(\tau) = -\sum_{k=1}^{\infty} H_k L_{k-1}^1(\tau). \tag{12}$$

Оно получается после подстановки (11) в (2) и использования соотношения $L_n^1(\tau) = \sum_{k=0}^{n} L_k(\tau)$ (см. [4]).

Линейные интегральные уравнения для H-функции имеют вид [1]

$$H(\eta)\left[1+\eta\int_{-1}^{0}\frac{\psi(\eta')}{\eta'-\eta}\,d\eta'\right]=1+\eta\int_{0}^{1}\frac{H(\eta')-H(\eta)}{\eta'-\eta}\,\psi(\eta')\,d\eta'. \tag{13}$$

Здесь $\psi(\eta)$ — характеристическая функция, определяемая законом однократного рассеяния. Если индикатриса рассеяния является линейной комбинацией первых N полиномов Лежандра, то $\psi(\eta)$ — четный полином степени $2N$. В дальнейшем это условие будем считать выполненным.

Подстановка (10) в (13) приводит к следующей бесконечной системе линейных алгебраических уравнений для коэффициентов H_k:

$$\begin{gathered}\sum_{k=0}^{\infty}H_k=1,\\ \sum_{k=0}^{n}H_k a_{n-k}+\sum_{k=n+1}^{\infty}H_k(1-c_{k-n})=0,\quad n=0,1,2,\ldots,\end{gathered} \tag{14}$$

где

$$a_n=\int_0^1\frac{\psi(\eta)}{(1+\eta)^{n+1}}\,d\eta,\qquad c_n=\int_0^1(1-\eta)^{n-1}\psi(\eta)\,d\eta. \tag{15}$$

Вычтем из каждого из уравнений (14) последующее. В результате найдем еще одну систему

$$\begin{gathered}H_0(1-a_0)+\sum_{k=1}^{\infty}H_k c_k=1,\\ \sum_{k=0}^{n-1}H_k b_{n-k}+H_n(1-c_1-a_0)+\sum_{k=n+1}^{\infty}H_k d_{k-n}=0,\quad n=0,1,2,\ldots.\end{gathered} \tag{16}$$

Ее коэффициенты определяются формулами

$$\begin{gathered}b_n=a_{n-1}-a_n=\int_0^1\frac{\psi(\eta)\,\eta}{(1+\eta)^{n+1}}\,d\eta,\\ d_n=c_n-c_{n+1}=\int_0^1\eta(1-\eta)^{n-1}\psi(\eta)\,d\eta.\end{gathered} \tag{17}$$

Системы уравнений для величин Φ_k получаются подстановкой (11) в (14) или (16). Кроме того, можно просуммировать уравнения (16) по n от m до ∞. Если использовать вытекающее из (11) соотношение

$\Phi_m = -\sum\limits_{k=m+1}^{\infty} H_k$, то окажется, что коэффициенты Φ_m удовлетворяют системе с той же матрицей, что и (16):

$$\sum_{m=0}^{n-1} \Phi_m b_{n-m} + \Phi_n (1 - c_1 - a_0) + \sum_{m=n+1}^{\infty} \Phi_m d_{m-n} = a_n, \quad n = 0, 1, 2, \ldots. \tag{18}$$

Коэффициенты a_n и c_n ведут себя при $n \to \infty$ обычно как $O(1/n)$, а b_n и d_n — как $O(1/n^2)$, что видно из выражений (15) и (17). Поэтому система (16) обладает вычислительными преимуществами перед (14). Заметим, что матрицы систем уравнений (14) и (16) являются теплицевыми, т. е. их элементы зависят лишь от разностей индексов. Можно думать, что хорошо разработанную теорию таких матриц [8] удастся применить при решении ряда задач теории переноса.

4. *Асимптотическое поведение коэффициентов рядов.* Определим сначала поведение коэффициентов H_k степенного ряда (10), представляющего H-функцию, при больших номерах k. Такие коэффициенты определяют сумму ряда (10) для η, близких к единице, т. е. значения H-функции для аргументов, близких к нулю. Поэтому для получения искомой асимптотики можно использовать соотношение

$$H(\eta) = 1 - \psi(0)\, \eta \ln \eta + O(\eta), \quad \eta \to 0, \tag{19}$$

вытекающее из нелинейного уравнения Амбарцумяна—Чандрасекара для H-функций. Разложив (19) в степенной ряд, находим, что при $k \gg 1$

$$H_k \sim -\psi(0) \frac{1}{k^2}. \tag{20}$$

Эту формулу можно вывести и непосредственно из выписанных систем уравнений. Для этого представим (16) при $n > M > 1$ в виде

$$\sum_{k=0}^{M} H_k b_{n-k} + \sum_{k=1}^{n-M-1} b_k H_{n-k} + H_n (1 - c_1 - a_0) + \sum_{k=1}^{\infty} d_k H_{n+k} = 0. \tag{21}$$

Если $n \gg M \gg 1$, то

$$b_n \sum_{k=0}^{M} H_k + H_n \sum_{k=1}^{n-M} b_k + H_n \sum_{k=1}^{\infty} d_k \sim -H_n (1 - c_1 - a_0). \tag{22}$$

Применив (14) и (17), имеем

$$H_n \sim -b_n, \quad n \gg 1, \tag{23}$$

что совпадает с (20), поскольку $b_n \sim \psi(0)/n^2$, $n \gg 1$.

Аналогичным образом из (18) получается асимптотика величин Φ_k:

$$\Phi_k \sim a_k, \quad k \gg 1. \tag{24}$$

Этот же результат следует из известного соотношения

$$\Phi(\tau) = \psi(0) E_1(\tau) + O(1), \quad \tau \to 0, \tag{25}$$

поскольку интегральная показательная функция $E_1(\tau)$ раскладывается в ряд по полиномам Лагерра $E_1(\tau) = \ln 2 + \sum_{k=1}^{\infty} L_k(\tau)(1-2^{-k})/k$ и $L_n(0) = 1$. Наконец, применение (11) к (23) также приводит к (24).

5. *О решении систем уравнений.* Интегральное уравнение (13) линейно и, как известно [9], его решение определяется с точностью до произвольной постоянной. Эта постоянная обычно находится из условия аналитичности H-функции в правой полуплоскости [10], которое отбрасывает все ненужные решения соответствующего однородного интегрального уравнения. Выполнение данного условия обеспечено, когда определители описанных систем линейных алгебраических уравнений не равны нулю. Если же при некоторых параметрах задачи определители оказываются нулевыми, то при решении систем надо использовать дополнительное уравнение. В качестве такового можно применить интегральное соотношение, вытекающее из нелинейного уравнения для H-функций. В наших обозначениях оно имеет вид

$$\sum_{k=0}^{\infty} H_k c_{k+1} = 1 - \sqrt{1 - 2c_1}\,. \tag{26}$$

В ряде случаев может оказаться полезным равенство

$$\sum_{k=0}^{\infty} H_k \int_0^1 \frac{\psi(\eta)(1-\eta)^k}{1-\eta\eta_0}\, d\eta = 1, \tag{27}$$

где η_0 — корень характеристического уравнения (см. [1, 10]). Однако с вычислительной точки зрения оно менее удобно, чем (26).

При расчетах необходимо задаться некоторой конечной размерностью M систем уравнений. Естественно считать, что для номеров k, бо́льших M, коэффициенты Φ_k и H_k определяются их асимптотическими формами (23) и (24).

Отметим, что лучше искать не сами величины Φ_k, а, как следует из асимптотической формулы (25), коэффициенты f_k разложения в ряд по полиномам Лагерра функции

$$f(\tau) = \Phi(\tau) - \psi(0) E_1(\tau) = \sum_{k=0}^{\infty} f_k L_k(\tau). \tag{28}$$

Аналогичным образом полезно представить и H-функцию:

$$h(\eta) = H(1-\eta) - 1 + \psi(0)(1-\eta) \ln(1-\eta) = \sum_{k=0}^{\infty} h_k \eta^k. \tag{29}$$

Коэффициенты f_k и h_k должны убывать быстрее, чем, соответственно, Φ_k и H_k.

При небольших размерностях системы, $M = 3 \div 4$, и двух-трехчленных индикатрисах рассеяния легко произвести аналитические выкладки для определения величин Φ_k, H_k. Получаемые таким образом простые по структуре формулы могут найти применение при решении обратных задач теории переноса.

6. *Изотропное рассеяние.* Проиллюстрируем вышеизложенное на простейшем примере изотропного рассеяния. Поле излучения в среде выражается в этом случае через единственную функцию Соболева, соответствующую характеристической функции $\psi(\eta) = \lambda/2$. Здесь λ — вероятность выживания фотона при однократном рассеянии. Коэффициенты описанных систем линейных алгебраических уравнений принимают следующие значения:

$$\begin{gathered} a_0 = \frac{\lambda}{2} \ln 2; \quad a_n = \frac{\lambda}{2} \frac{1-2^{-n}}{n}, \quad n \geqslant 1; \quad c_n = \frac{\lambda}{2} \frac{1}{n}; \\ b_1 = \frac{\lambda}{2}\left(\ln 2 - \frac{1}{2}\right); \quad b_n = \frac{\lambda}{2} \frac{1}{(n-1)n} [1 - (n+1) 2^{-n}], \quad n \geqslant 2. \end{gathered} \tag{30}$$

Будем искать коэффициенты разложения $\Phi(\tau)$ по полиномам Лагерра $L_n^1(\tau)$, которые, как видно из (12), одновременно являются коэффициентами степенного ряда для H-функции.

Систему для расчетов составим из дополнительного условия (26) и необходимого, при выбранной размерности M, количества первых соотношений из (16). С помощью первого уравнения (14) исключим H_0. Величины H_k представим в виде

$$H_k = h_k - \frac{\lambda}{2} \Delta_k, \tag{31}$$

где $\Delta_k = 1/(k-1)k$ — коэффициенты разложения в степенной ряд функции $(1-\eta)\ln(1-\eta)$, в соответствии с формулой (29).

Следующий интересующий нас член асимптотики $H(1-\eta)$ имеет порядок $O((1-\eta)^2 \ln^2(1-\eta))$, $\eta \to 1$. Поэтому положим при $k > M$

$$h_k = h_M \delta_k / \delta_M, \qquad \delta_k = 4 \sum_{n=3}^{k-3} \frac{1}{n} \frac{1}{k(k-1)(k-2)}. \tag{32}$$

Здесь δ_k — коэффициенты степенного ряда для $(1-\eta)^2 \ln^2(1-\eta)$.

Условие (32) позволяет замкнуть нашу систему уравнений. Входящие в некоторые из ее членов бесконечные суммы вычисляются без затруднений.

После нахождения величин h_k, $k = 0, 1, \ldots, M$, функция Соболева $\Phi(\tau)$ может быть рассчитана по формуле, которая получается после подстановки (31) и (32) в (12):

$$\Phi(\tau) = \frac{\lambda}{2}(-\ln\tau - C) + \frac{h_M}{\delta_M}\Big\{\tau\ln\tau[\ln\tau - 2 + 2C] + \\ + \tau\left[(1-C)^2 + 1 - \frac{\pi^2}{6}\right]\Big\} - \sum_{n=1}^{M-1} \tilde{h}_n L_{n-1}^1(\tau). \tag{33}$$

Здесь $\tilde{h}_n = h_n - h_M \delta_n / \delta_M$, $C = 0.577\ldots$ — постоянная Эйлера. Первое слагаемое в (33) есть $\frac{\lambda}{2}\sum_{n=1}^{\infty} \Delta_n L_{n-1}^1(\tau)$, а выражение в фигурных скобках равно $\sum_{n=1}^{\infty} \delta_n L_{n-1}^1(\tau)$. В этом можно убедиться, выполнив преобразование Лапласа по τ и свернув полученные суммы.

Для H-функции в приближении порядка M справедлива формула

$$H(\eta) = 1 - \frac{\lambda}{2}\eta\ln\eta + \frac{h_M}{\delta_M}\eta^2\ln^2\eta + \sum_{k=0}^{M-1} \tilde{h}_k (1-\eta)^k. \tag{34}$$

Представляют интерес также ее моменты

$$\alpha_n = \int_0^1 \eta^n H(\eta)\, d\eta. \tag{35}$$

При $n = 0, 1, 2$ их можно записать в виде

$$\alpha_0 = 1 + \frac{\lambda}{8} + \frac{2}{27}\frac{h_M}{\delta_M} + \sum_{k=0}^{M-1} \frac{\tilde{h}_k}{k+1},$$

$$\alpha_1 = \frac{1}{2} + \frac{\lambda}{18} + \frac{1}{32}\frac{h_M}{\delta_M} + \sum_{k=0}^{M-1} \frac{\tilde{h}_k}{(k+1)(k+2)}, \tag{36}$$

$$\alpha_2 = \frac{1}{3} + \frac{\lambda}{32} + \frac{2}{125}\frac{h_M}{\delta_M} + \sum_{k=0}^{M-1} \frac{\tilde{h}_k}{(k+1)(k+2)(k+3)}.$$

Отметим, что дополнительное условие (26), использованное в нашей системе уравнений, является выражением для нулевого момента H-функции. Поэтому первое из соотношений (36) точное.

Функция

$$N(\tau) = 1 + \int_0^{\tau} \Phi(\tau')\, d\tau', \tag{37}$$

через которую определяется среднее число рассеяний фотона в среде, а также функция Хопфа

$$q(\tau) = (N_0(\tau)/\sqrt{3}) - \tau \tag{38}$$

получаются интегрированием (33). В последней формуле $N_0(\tau)$ — функция $N(\tau)$ при $\lambda = 1$. Значение $q(\infty)$, «экстраполированная длина», равно

$$q(\infty) = a_2/a_1. \tag{39}$$

Таким образом, через коэффициенты h_k (или f_k) можно выразить все основные функции теории переноса излучения.

7. *Численные результаты для изотропного рассеяния.* В табл. 1 представлены коэффициенты разложения резольвентной функции Соболева в ряд по полиномам Лагерра $L_k^1(\tau)$ для случая $\lambda = 1$. Одновременно они являются коэффициентами степенного ряда для H-функции. Величины h_k найдены из решения описанной выше системы уравнений размерности $M = 30$. Таблица 1 в комбинации с формулами (33) и (34) позволяет легко определять значения функций $\Phi(\tau)$ и $H(\tau)$ при изотропном рассеянии с $\lambda = 1$.

Погрешности в расчетах $\Phi(\tau)$ по формуле (33) для нескольких значений λ собраны в таблице 2. Результаты относятся к приближениям порядков $M = 15$, 30, 50, т. е. h_k определялись из систем уравнений соответствующих размерностей. В таблице даны величины $(\Phi - \Phi_T)/\Phi_T$. Численно точные значения Φ_T брались из работы [3], либо из наших расчетов с $M = 100$.

Функция $\Phi(\tau)$ остается ограниченной при $\tau \to \infty$. Поэтому понятно, что ее представление формулой (33), т. е. линейной комбинацией полиномов и логарифмов , может быть удовлетворительным лишь на конечном промежутке изменения аргумента. С возрастанием степени полинома M этот промежуток расширяется и точность вычислений $\Phi(\tau)$ по (33) растет. Из табл. 2 также видно, что погрешности возрастают с уменьшением λ, что обусловлено увеличением скорости убывания функции $\Phi(\tau)$.

Таблица 1

КОЭФФИЦИЕНТЫ h_k ДЛЯ $\lambda=1$ И $M=30$

k	h_k	k	h_k	k	h_k	k	h_k
0	1907811+1	8	3616991−2	16	4966139−3	24	1590813−3
1	−2269406+1	9	2567241−2	17	4185448−3	25	1419356−3
2	2238077+0	10	1802952−2	18	3564597−3	26	1272453−3
3	6445422−1	11	1439326−2	19	3062143−3	27	1146241−3
4	2768917−1	12	1122311−2	20	2651450−3	28	1038581−3
5	1438509−1	13	8936326−3	21	2312284−3	29	9630053−4
6	8412897−2	14	7242163−3	22	2029586−3	30	7974470−4
7	5347311−2	15	5958259−3	23	1791991−3		

Таблица 2

ПОГРЕШНОСТИ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ $\Phi(\tau)$

M	λ \ τ	0.1	0.5	1.0	2.0	3.0	5.0	7.0	10.0
15	0.5	−2−5	3−5	−8−5	2−4	−1−3	1−2	−2−1	—
	0.9	5−4	−3−4	3−4	−4−4	8−4	−4−3	2−2	−2−1
	1.0	6−4	−2−4	2−4	−2−4	2−4	−3−4	6−4	−2−3
30	0.5	−9−6	1−6	1−6	−3−5	2−4	1−3	−2−2	—
	0.9	3−5	5−5	−4−5	2−5	4−5	4−4	−2−3	2−2
	1.0	4−5	4−5	−3−5	−2−6	1−5	−1−5	−6−5	−3−5
50	0.5	−5−6	−4−6	−2−6	1−5	1−4	9−4	2−2	—
	0.9	−3−5	3−6	3−5	4−5	−9−5	3−4	−3−3	−2−2
	1.0	−4−5	−1−5	7−6	7−6	−2−7	5−6	3−6	5−5

Примечание. Запись вида — 4—4 означает $-4\cdot10^{-4}$; прочерки — погрешность $>20\%$.

В табл. 3 приведены погрешности при расчете функции $N(\tau)$ по формуле, получающейся интегрированием (33). И здесь ошибки минимальны при λ, близких к единице. Дело в том, что $N_0(\tau)\sim\tau$ при $\tau\to\infty$, и представление $N(\tau)$ полиномом в этом случае может быть хорошим на широком интервале (для $\lambda<1$ имеем $N(\infty)=(1-\lambda)^{-1/2}<\infty$). Как и следовало ожидать, точность определения $N(\tau)$ существенно выше, чем $\Phi(\tau)$.

Ошибки $(H-H_T)/H_T$ в вычислении H-функции по формуле (34), а также ее моментов α_1, α_2 по (36) представлены в табл. 4. Значения H_T взяты из расчетов с $M=100$. Как видно, отрезки степенных рядов хорошо описывают $H(\eta)$ для $0\leqslant\eta\leqslant1$. Погрешности имеют максимум вблизи малых η, что вызвано недостаточно полным описанием асимптотики $H(\eta)$ при $\eta\to0$, а также возрастанием ошибок определения h_k для k, близких к M. При этом, однако, равенство $H(0)=1$ соблюдается. Точность формулы (34) растет с уменьшением λ.

Таблица 3

ПОГРЕШНОСТИ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ $N(\tau)$

M	λ \ τ	0.5	1.0	2.0	5.0	10.0	16.0
15	0.5	1−6	−9−7	2−6	1−5	1−4	4−3
	0.9	−1−5	−2−6	−4−7	−1−5	−3−4	−1−3
	1.0	−1−5	−2−6	−6−7	−7−6	−1−4	−7−4
30	0.5	2−7	−2−7	−2−8	−4−7	−2−6	−9−5
	0.9	−1−6	1−7	2−6	−4−6	6−5	1−4
	1.0	−6−7	−2−7	3−6	−2−6	2−5	−1−4
50	0.5	7−8	7−8	1−7	1−7	2−6	5−6
	0.9	2−6	−1−6	−1−6	−4−6	−5−5	−4−5
	1.0	9−7	3−7	2−8	−5−7	−1−6	−2−5

Таблица 4

ПОГРЕШНОСТИ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ $H(\eta)$

M	λ \ η	0.05	0.1	0.2	0.4	0.7	1.0	z_1	z_2
15	0.5	1−7	−4−8	−5−8	8−10	7−10	5−10	−2−9	−1−10
	0.9	−3−5	−9−6	9−7	1−6	2−6	2−6	1−6	−2−6
	1.0	−4−5	−1−5	2−6	3−6	2−6	2−6	2−6	2−6
30	0.5	2−8	9−9	2−10	−1−10	—	−1−10	1−10	—
	0.9	−2−6	−1−7	2−7	1−7	2−7	2−7	2−7	1−7
	1.0	−4−6	−2−7	3−7	2−7	2−7	2−7	2−7	1−7
50	0.5	7−9	9−10	—	—	—	—	—	—
	0.9	−4−7	3−8	4−8	5−8	6−8	8−8	6−8	5−8
	1.0	−3−7	5−8	4−8	4−8	4−8	4−8	4−8	3−8

Примечание. Прочерки — погрешность меньше $1\cdot 10^{-10}$.

Экстраполированная длина $q(\infty)$ определяется по (38) и (36) с высокой точностью. Относительные погрешности составляют $2\cdot10^{-7}$, $1\cdot10^{-8}$, $1\cdot10^{-9}$ при $M=15$, 30, 50 соответственно. Для $M=100$ абсолютная погрешность не превосходит одной-двух единиц десятой значащей цифры.

8. *Приближенные формулы для коэффициентов h_k.* Асимптотика коэффициентов h_k, даваемая (32) и использованная нами для замыкания системы уравнений, начинает удовлетворительно выполняться лишь при довольно больших номерах k. При расчетах с малыми размерностями системы M имеет смысл попытаться найти аналитические представление для δ_k, ко

торое описывает коэффициенты h_k с небольшими номерами лучше, чем (32), и не очень сильно отличается от точной асимптотической формулы. Например, можно положить

$$\delta_k = \frac{1}{(k-1)(k+1)k}. \tag{40}$$

Тогда $H(\eta)$ надо будет вычислять по формуле

$$H(\eta) = 1 - \frac{\lambda}{2}\eta \ln \eta + \frac{h_M}{\delta_M}\left[\frac{1}{4} - \frac{3}{4}\eta - \frac{\eta^2 \ln \eta}{2(1-\eta)}\right] + \sum_{k=0}^{M-1} \tilde{h}_k (1-\eta)^k, \tag{41}$$

а функцию Соболева — по формуле

$$\Phi(\tau) = \frac{\lambda}{2}(-\ln \tau - C) + \frac{1}{2}\frac{h_M}{\delta_M}\left[e^{\tau} E_1(\tau) + \ln \tau + C - \frac{3}{2}\right] -$$

$$- \sum_{n=1}^{M-1} \tilde{h}_n L_{n-1}^1(\tau). \tag{42}$$

Неплохие результаты получаются уже при $M=3$. Наибольшие погрешности в определении $H(\eta)$ по (41) составляют $8\cdot 10^{-5}$, $7\cdot 10^{-4}$, $9\cdot 10^{-4}$ для $\lambda = 0.5$, 0.9, 1.0 соответственно. Формула (42) представляет $\Phi(\tau)$ с ошибками $\leqslant 5\%$ для τ, меньших 2.5, 3, 9 при этих же λ.

В целом точность (40)—(42) выше, чем (32)—(34) при размерностях системы $M \lesssim 12 \div 14$.

Выкладки в приближении третьего порядка $M = 3$, с δ_k в форме (40), приводят к следующим выражениям для коэффициентов h_k:

$$\begin{aligned}
D\cdot h_0 &= \lambda(0.16480 - 0.23943\lambda - 0.00048\lambda^2) + \\
&+ (1-\sqrt{1-\lambda})(-0.23921 + 0.36011\lambda), \\
D\cdot h_1 &= \lambda(0.11780 + 0.13686\lambda - 0.11464\lambda^2) + \\
&+ (1-\sqrt{1-\lambda})(-0.39119 + 0.19667\lambda), \\
D\cdot h_2 &= -1 + 1.15394\lambda - 0.26772\lambda^2 + 0.04669\lambda^3 + \\
&+ \frac{2}{\lambda}(1-\sqrt{1-\lambda})(1 - 1.37795\lambda + 0.41415\lambda^2), \\
D &= 0.13040 - 0.33311\lambda + 0.22673\lambda^2, \\
h_3 &= -\frac{1}{2}(h_0 + h_1 + h_2).
\end{aligned} \tag{43}$$

В работе [11] представлено разложение H-функции для изотропного рассеяния при $\lambda = 1$ по первым восьми полиномам Чебышева от аргумента $\eta \ln \eta$. Точность этого разложения $(4 \cdot 10^{-6})$ заметно выше, чем соответствующего нашего (41) при $M = 7$. Однако, во-первых, выражение (41) справедливо для всех λ, а во-вторых, наверняка возможно снизить его погрешности, например, подобрав лучшую форму для δ_k или же использовав при построении формул невысокого порядка значения коэффициентов h_k, определенных при больших M.

В заключение статьи отметим, что можно искать разложения функций Соболева в ряды по функциям $l_n(\tau) = e^{-\tau/2} L_n(\tau)$ и, соответственно, H-функций в степенные ряды от аргумента $(2 - \eta)/(2 + \eta)$. Кроме того, допустимы обобщения описанных здесь результатов на случай атмосферы конечной оптической толщины и на задачи переноса излучения в спектральной линии при полном перераспределении по частотам. Работу в этих направлениях предполагается выполнить в дальнейшем.

Автор глубоко признателен В. В. Иванову и Д. И. Натирнеру за высказанные ими замечания.

Ленинградский государственный
университет

LAGERR POLYNOMIAL SERIES FOR SOBOLEV FUNCTIONS

K. I. SELYAKOV

The solution of the integral equation for Sobolev's functions is represented by Lagerr polynomial series. The coefficients of these series are at the same time the coefficients of the power series for the Ambartsumian-Chandrasekhar H-functions. Infinite systems of linear algebraic equations with Toeplitz matrices are derived for the coefficients of these series. Numerical results and approximate formulae are presented for the isotropic scattering.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. В. Соболев*, Рассеяние света в атмосферах планет, Наука, М., 1972.
2. *И. Н. Минин*, ДАН СССР, 120, 63, 1958.
3. *А. Б. Шнейвайс*, Вестн. ЛГУ, № 7, 144, 1973.
4. *И. С. Градштейн, И. М. Рыжик*, Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, Наука, М., 1971.
5. *P. Benoist, A. Kavenoky*, Nucl. Sci. Eng., 32, 225, 1968.
6. *C. E. Siewert, P. Benoist*, Nucl. Sci. Eng., 69, 156, 1979.

7. *N. G. McCormick, R. Sanchez*, J. Math. Phys., 22, 199, 1981.
8. *И. С. Иохвидов*, Ганкелевы и теплицевы матрицы и формы, Наука, М., 1974.
9. *Н. И. Мусхелишвили*, Сингулярные интегральные уравнения, Физматгиз, М., 1962.
10. *T. W. Mullikin*, Ap. J., 139, 379, 1964.
11. *А. Б. Шнейвайс*, Астрофизика, 19, 175, 1983.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 21 ОКТЯБРЬ, 1984 ВЫПУСК 2

УДК 52—64:517.928

ОБ АСИМПТОТИЧЕСКОМ СВЕТОВОМ РЕЖИМЕ ВО ВНЕШНИХ СЛОЯХ ОДНОРОДНОГО ШАРА БОЛЬШОГО ОПТИЧЕСКОГО РАДИУСА

А. К. КОЛЕСОВ

Поступила 16 января 1984
Принята к печати 20 мая 1984

Исследуется поле излучения во внешних слоях однородного шара большого оптического радиуса при анизотропном рассеянии. Выведены асимптотические выражения для функций Грина для шара со сферически симметричными распределениями источников и, в частности, с точечным источником в центре. Получены соответствующие асимптотические формулы для интенсивностей излучения. Показано, что решение задачи о переносе излучения в шаре асимптотически выражается через решения задачи Милна и задачи об отражении света от плоской полубесконечной среды.

1. *Введение.* При изучении различных астрофизических объектов (планетарных туманностей, околозвездных оболочек и т. д.) часто возникает задача о многократном рассеянии света в сферически симметричных средах при разных распределениях источников излучения. В частности, представляет интерес исследование поля излучения в шаре большого оптического радиуса, когда световой режим в его внешних слоях близок к световому режиму в плоской полубесконечной среде.

Перенос излучения в однородном шаре с точечным источником в его центре при предположении, что оптический радиус шара значительно больше единицы, ранее рассматривался лишь в небольшом числе работ. В. В. Соболевым [1] и Д. И. Нагирнером [2] были получены асимптотические формулы для функции источников в случае изотропного рассеяния света. Недавно в случае анизотропного рассеяния В. В. Соболев [3] получил асимптотические выражения для интенсивности выходящего из шара излучения и для коэффициента отражения света шаром.

В настоящей статье исследуется световой режим во внешних слоях однородного шара большого оптического радиуса при анизотропном рассеянии. Выведены асимптотические формулы для функций Грина задач теории переноса излучения в шаре со сферически симметричным распределением источников и, в частности, с точечным источником в центре шара. Получены соответствующие асимптотические выражения для интенсивностей излучения во внешних слоях шара. Из этих выражений в качестве частных случаев вытекают упомянутые выше формулы В. В. Соболева [3].

2. *Постановка задачи.* Рассмотрим однородный шар оптического радиуса τ_0, заполненный поглощающим и анизотропно рассеивающим веществом. Оптические свойства этого вещества будем характеризовать объемным коэффициентом поглощения α, альбедо однократного рассеяния λ $(0 \leqslant \lambda \leqslant 1)$ и индикатрисой рассеяния $x(\gamma)$ (γ — угол рассеяния). Обозначим через τ оптическое расстояние произвольной точки шара от его геометрического центра $(0 \leqslant \tau \leqslant \tau_0)$, а через μ — косинус угла между направлением распространения излучения в этой точке и радиусом-вектором $(-1 \leqslant \mu \leqslant 1)$.

Введем функцию Грина $G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ для уравнения переноса излучения, соответствующую случаю, когда источники расположены на сферической поверхности $\tau = \tau_1$ $(0 \leqslant \tau_1 \leqslant \tau_0)$ и излучают в направлении, составляющем с радиусом-вектором угол $\arccos \mu_1$ $(-1 \leqslant \mu_1 \leqslant 1)$. Как известно (см., например, [4]), функция Грина представляет собой решение уравнения переноса

$$\mu \frac{\partial G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)}{\partial \tau} + \frac{1-\mu^2}{\tau} \frac{\partial G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)}{\partial \mu} + G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1) -$$

$$- \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^{1} p(\mu, \mu') G(\tau, \mu'; \tau_1, \mu_1) \, d\mu' = \frac{\delta(\tau - \tau_1)\,\delta(\mu - \mu_1)}{2\pi\tau^2}, \qquad (1)$$

где $p(\mu, \mu')$ — усредненная по азимуту индикатриса рассеяния, а $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака. Функция Грина удовлетворяет условию отсутствия внешного излучения, падающего на граничную поверхность $\tau = \tau_0$, т. е.

$$G(\tau_0, \mu; \tau_1, \mu_1) = 0 \quad \text{при} \ -1 \leqslant \mu \leqslant 0 \qquad (2)$$

и в случае $\tau_1 \neq 0$ должна быть ограниченной в начале координат (при $\tau = 0$). Функция $G(\tau, \mu; \tau_1 \mu_1)$ обладает свойством взаимности (см. [5])

$$G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1) = G(\tau_1, -\mu_1; \tau, -\mu) \qquad (3)$$

$(-1 \leqslant \mu \leqslant 1, \ -1 \leqslant \mu_1 \leqslant 1)$. Отметим также, что выражение для этой функции должно содержать τ_0 в качестве параметра.

В частном случае $\tau_1 = 0$, $\mu_1 = 1$ функция Грина $G(\tau, \mu: 0, 1)$ соответствует изотропному источнику, расположенному в центре шара.

Целью данной работы является получение асимптотических формул для функций $G(\tau, \mu; 0, 1)$, $G(\tau, \mu; \tau_0, -\mu_1)$ при $\tau \gg 1$, $\tau_0 \gg 1$ и для функции $G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ при $\tau \gg 1$, $\tau_1 \gg 1$, $\tau_0 \gg 1$. Имея эти формулы, можно определить характеристики поля излучения в поверхностных слоях рассматриваемого однородного шара большого оптического радиуса. В частности, умножая $G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ на функцию $g(\tau_1, \mu_1)$, описывающую распределение источников в среде, и интегрируя по τ_1 и μ_1, получим полную интенсивность излучения (как функцию переменных τ и μ), т. е. сумму интенсивностей диффузного излучения и излучения, поступающего в данную точку в данном направлении непосредственно от источников.

Аналитическое выражение для функции $G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$, из которого можно было бы вывести интересующие нас асимптотические формулы, неизвестно. Однако для получения этих формул можно воспользоваться тем обстоятельством, что при $\tau_0 \gg 1$ поле излучения в поверхностных слоях шара близко к полю излучения в поверхностных слоях плоской полубесконечной среды. Это обстоятельство дает возможность выразить функцию Грина $G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ для шара (при $\tau_0 \gg 1$) через функцию Грина $\overline{G}(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ для полупространства $\tau \leqslant \tau_0$. Функция $\overline{G}(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ соответствует случаю плоского источника, располагающегося в плоскости $\tau = \tau_1$ на оптической глубине $\tau_0 - \tau_1$ и излучающего в направлении, которое составляет угол $\arccos \mu_1$ с внешней нормалью к среде ($\tau_1 \leqslant \tau_0$, $-1 \leqslant \mu_1 \leqslant 1$). Отметим, что для удобства сравнения указанных функций Грина величины τ в полубесконечной среде отсчитываются не от граничной поверхности, а от поверхности, находящейся на оптической глубине τ_0.

Функции $G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ и $\overline{G}(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ связаны интегральными соотношениями с соответствующими функциями Грина $G_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ и $\overline{G}_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ для бесконечного пространства с источниками, расположенными на сферической поверхности $\tau = \tau_1$ в первом случае и на плоскости $\tau = \tau_1$ во втором. Это позволяет при выводе искомых асимптотических формул воспользоваться аналитическими выражениями для функций $\overline{G}_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ и $G_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$, полученными соответственно в работах [6] и [7].

3. *Асимптотики для* $G_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ *и* $G_\infty(\tau, \mu; 0, 1)$. Функции Грина $G_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ и $G_\infty(\tau, \mu; 0, 1)$ для однородной бесконечной среды со сферически симметричным распределением источников излучения определены в работе [7] и имеют следующий вид:

$$G_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1) = -\frac{1}{2\pi} \underset{\nu>0}{S} \frac{\nu^2}{n(\nu)} f(\tau, \mu, \nu) f^*(\tau_1, \mu_1, \nu) \tag{4}$$

при $\tau > \tau_1$, $\tau_1 > 0$,

$$G_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1) = -\frac{1}{2\pi} \underset{\nu>0}{S} \frac{\nu^2}{n(\nu)} f(\tau, \mu, -\nu) f^*(\tau_1, \mu_1, -\nu) \tag{5}$$

при $\tau < \tau_1$, $\tau_1 > 0$,

$$G_\infty(\tau, \mu; 0, 1) = \frac{1}{2\pi} \underset{\nu>0}{S} \frac{f(\tau, \mu, \nu)}{n(\nu)}, \tag{6}$$

где $-1 \leqslant \mu \leqslant 1$, $-1 \leqslant \mu_1 \leqslant 1$. В формулах (4)—(6) $f(\tau, \mu, \nu)$ и $f^*(\tau, \mu, \nu) = f(\tau, -\mu, -\nu)$ — собственные функции уравнения переноса в сферически симметричных средах, введенные в случае изотропного рассеяния в работе Н. И. Лалетина [8], а в случае анизотропного рассеяния — в работе автора [7]. Символ $\underset{\nu}{S}$ обозначает суммирование по собственным значениям ν_j дискретного спектра ($j = 1, 2, \ldots, M$) и интегрирование по непрерывному спектру ν, т. е.

$$\underset{\nu>0}{S} f(\nu) = \sum_{j=1}^{M} f(\nu_j) + \int_0^1 f(\nu)\, d\nu, \tag{7}$$

где M — число положительных дискретных собственных значений (см. [6]). Величины $n(\nu)$ — нормировочные интегралы (см. [5]), т. е.

$$n(\nu) = \{[T(\nu)]^2 + [\pi\nu\Psi(\nu)]^2\}\,\nu \quad \text{при} \quad -1 < \nu \leqslant 1, \tag{8}$$

$$n(\nu) = 2\nu\Psi(\nu)\left[2\nu^2 \int_0^1 \frac{\Psi(\eta)\, d\eta}{(\nu^2 - \eta^2)^2} - 1\right] \quad \text{при} \quad |\nu| > 1, \tag{9}$$

где $T(\nu)$, $\Psi(\nu)$ — известные функции теории переноса излучения (см., например, [9]).

Выведем асимптотическую формулу, связывающую функцию $G_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ с соответствующей функцией Грина $\overline{G}_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ для бесконечной среды, освещенной плоским источником.

В работе Мика [6] найдено, что

$$\overline{G}_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1) = \frac{1}{\pi} \underset{\nu>0}{S} \frac{i(\mu_0, \nu)\, i(\mu, \nu)}{M(\nu)} e^{-\frac{\tau-\tau_1}{\nu}} \tag{10}$$

при $\tau > \tau_1$,

$$\overline{G}_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1) = \frac{1}{\pi} \underset{\nu>0}{S} \frac{i(-\mu_0, \nu)\, i(-\mu, \nu)}{M(\nu)} e^{-\frac{\tau_1-\tau}{\nu}} \tag{11}$$

при $\tau < \tau_1$ ($-\infty < \tau < +\infty$, $-\infty < \tau_1 < +\infty$, $-1 \leqslant \mu < 1$, $-1 < \leqslant \mu_1 \leqslant 1$). Здесь $i(\mu, \nu)$ — собственные функции уравнения переноса в плоских средах (см. [5]), т. е.

$$i(\mu, \nu) = \frac{\nu A(\nu, \mu)}{\nu - \mu} + \frac{2}{\lambda} T(\nu) \delta(\nu - \mu), \tag{12}$$

$$M(\nu) = \frac{8}{\lambda^2} n(\nu), \tag{13}$$

а определение функции $A(\nu, \mu)$ дано, например, в книге В. В. Соболева [9].

Для функций $f(\tau, \mu, \nu)$ и $f^*(\tau, \mu, \nu)$, как показано в работе [7], при $\tau \gg 1$ выполняются следующие асимптотические формулы:

$$f(\tau, \mu, \nu) = f^*(\tau, -\mu, -\nu) \sim \frac{\lambda}{2\tau\nu} i(\mu, \nu) e^{-\frac{\tau}{\nu}}, \tag{14}$$

$$f(\tau, \mu, -\nu) = f^*(\tau, -\mu, \nu) \sim -\frac{\lambda}{2\tau\nu} \left[i(-\mu, \nu) - i(\mu, \nu) e^{-\frac{2\tau}{\nu}} \right] e^{\frac{\tau}{\nu}}, \tag{15}$$

где $\nu > 0$, $-1 \leqslant \mu \leqslant 1$.

Подставим (14) и (15) в (4) и (5) и при этом пренебрежем членами, содержащими экспоненциальные множители $e^{-\frac{2\tau}{\nu}}$ и $e^{-\frac{2\tau_1}{\nu}}$ при $\nu \neq \nu_1 = \frac{1}{k}$, где ν_1 — максимальное положительное дискретное собственное значение. Сравнивая получающиеся формулы с формулами (10) и (11), найдем для функции $G_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ следующее асимптотическое выражение:

$$G_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1) \sim \frac{\overline{G}_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)}{\tau\tau_1} - \frac{i(-\mu_1)\, i(\mu)}{\pi\tau\tau_1 M} e^{-k(\tau+\tau_1)}, \tag{16}$$

$$\tau \gg 1, \quad \tau_1 \gg 1,$$

где $i(\mu) = i\left(\mu, \frac{1}{k}\right)$, $M = M\left(\frac{1}{k}\right)$.

Из формул (6) и (14) аналогично получается выражение

$$G_\infty(\tau, \mu; 0, 1) \sim \frac{2k}{\pi\lambda M} i(\mu) \frac{e^{-k\tau}}{\tau}, \quad \tau \gg 1, \tag{17}$$

ранее выведенное в работе [7].

4. *Асимптотики для* $G(\tau, \mu; 0, 1)$. Получим выражение для функции Грина $G(\tau, \mu; 0, 1)$, справедливое при $\tau \gg 1$, $\tau_0 \gg 1$. При этом используем соотношение между функциями $G(\tau, \mu; 0, 1)$ и $G_\infty(\tau, \mu; 0, 1)$. Чтобы написать такое соотношение, представим себе сферический разрез в бесконечной среде на оптическом расстоянии τ_0 от центра. Тогда, анализируя траектории кванта света, излученного в начале координат и диффундирующего в среде, найдем, что

$$G(\tau, \mu; 0, 1) = G_\infty(\tau, \mu; 0, 1) -$$

$$- 2\pi\tau_0^2 \int_0^1 G(\tau_0, \mu', 0, 1)\, G_\infty(\tau, \mu; \tau_0, \mu')\, \mu' d\mu' \quad (\tau \leqslant \tau_0,\ -1 \leqslant \mu \leqslant 1). \tag{18}$$

Функцию $G(\tau, \mu; 0, 1)$ будем искать в виде

$$G(\tau, \mu; 0, 1) = \frac{2k}{\pi\lambda M}\, \gamma(\tau, \mu)\, \frac{e^{-k\tau_0}}{\tau}, \tag{19}$$

где величина $\gamma(\tau, \mu)$ подлежит определению. Подставляя (16), (17) и (19) в (18), находим, что при $\tau \gg 1$ искомая функция удовлетворяет уравнению

$$\gamma(\tau, \mu) = i(\mu)\, e^{k(\tau_0 - \tau)} \left[1 + \frac{2}{M} e^{-2k\tau_0} \int_0^1 \gamma(\tau_0, \mu')\, i(-\mu')\, \mu' d\mu'\right] -$$

$$- 2\pi \int_0^1 \gamma(\tau_0, \mu')\, \overline{G}_\infty(\tau, \mu; \tau_0, \mu')\, \mu' d\mu'. \tag{20}$$

Положим в (20) $\tau = \tau_0$ и сравним получающееся интегральное уравнение для величины $\gamma(\tau_0, \mu)$ с уравнением для функции $u(\mu)$, описывающей распределение интенсивности излучения, выходящего из полубесконечной среды в задаче Милна (см., например, [10]), а именно,

$$Mu(\mu) = i(\mu) - 2\pi M \int_0^1 u(\mu')\, \overline{G}_\infty(\tau_0, \mu; \tau_0, \mu')\, \mu' d\mu'. \tag{21}$$

Такое сравнение дает, что

$$\gamma(\tau_0, \mu) \sim \frac{Mu(\mu)}{1 - Ne^{-2k\tau_0}}, \quad \tau_0 \gg 1, \tag{22}$$

где

$$N = 2\int_0^1 u(\mu)\, i(-\mu)\,\mu d\mu. \tag{23}$$

Подстановка (22) в (20) приводит к следующему асимптотическому выражению для функции $\gamma(\tau, \mu)$:

$$\gamma(\tau, \mu) \sim \frac{MI_M(\tau_0 - \tau, \mu)}{1 - Ne^{-2k\tau_0}}, \quad \tau \gg 1, \quad \tau_0 \gg 1. \tag{24}$$

В формуле (24) $I_M(\tau_0 - \tau, \mu)$ — интенсивность излучения, распространяющегося на оптической глубине $\tau_0 - \tau$ под углом $\arccos \mu$ к внешней нормали к граничной поверхности в полубесконечной среде в случае задачи Милна, т. е.

$$MI_M(\tau_0 - \tau, \mu) = i(\mu)\, e^{k(\tau_0 - \tau)} -$$

$$- 2\pi M \int_0^1 u(\mu') \overline{G}_\infty(\tau, \mu; \tau_0, \mu')\, \mu' d\mu'. \tag{25}$$

Отметим, что $I_M(0, \mu) = u(\mu)$.

Из формул (19) и (24) следует искомое асимптотическое выражение для функции Грина $G(\tau, \mu; 0, 1)$:

$$G(\tau, \mu; 0, 1) \sim \frac{2k}{\pi\lambda} \frac{I_M(\tau_0 - \tau, \mu)}{1 - Ne^{-2k\tau_0}} \frac{e^{-k\tau_0}}{\tau}, \tag{26}$$

$$\tau \gg 1, \quad \tau_0 \gg 1, \quad \lambda < 1.$$

Устремляя в (26) величину k к нулю ($\lambda \to 1$) и пренебрегая бесконечно малыми более высокого порядка, чем $\frac{1}{\tau_0}$, приходим к следующей асимптотической формуле:

$$G(\tau, \mu; 0, 1) \sim \frac{I_M(\tau_0 - \tau, \mu)}{\pi\tau\tau_0}, \quad \tau \gg 1, \; \tau_0 \gg 1, \; \lambda = 1, \tag{27}$$

справедливой при чистом рассеянии.

5. *Асимптотики для* $G(\tau, \mu; \tau_0, -\mu_1)$. Найдем выполняющееся при $\tau \gg 1$, $\tau_0 \gg 1$ асимптотическое выражение для функции Грина $G(\tau, \mu; \tau_0, -\mu_1)$, соответствующей случаю, когда источники излучения расположены на граничной поверхности $\tau = \tau_0$ шара и излучают под углом $\pi - \arccos \mu_1$ к направлению радиуса-вектора ($0 \leqslant \mu_1 \leqslant 1$).

Для этого используем формулы, связывающие функции $G(\tau, \mu; \tau_0, -\mu_1)$, $G(\tau, \mu; 0, 1)$, $G_\infty(\tau, \mu; \tau_0, -\mu_1)$ и $G_\infty(\tau, \mu; 0, 1)$:

$$G(\tau, \mu; 0, 1) = G_\infty(\tau, \mu; 0, 1) - \\ - 2\pi\tau_0^2 \int_0^1 G_\infty(\tau_0, -\mu'; 0, 1)\, G(\tau, \mu; \tau_0, -\mu')\, \mu' d\mu' \tag{28}$$

$$(\tau \leqslant \tau_0, \; -1 \leqslant \mu \leqslant 1),$$

$$G(\tau, \mu; \tau_0, -\mu_1) = G_\infty(\tau, \mu; \tau_0, -\mu_1) - \\ - 2\pi\tau_0^2 \int_0^1 G(\tau_0, \mu'; \tau_0, -\mu_1)\, G_\infty(\tau, \mu; \tau_0, \mu')\, \mu' d\mu' \tag{29}$$

$$(\tau \leqslant \tau_0, \; 0 < \mu_1 \leqslant 1, \; -1 \leqslant \mu < 1),$$

а также аналогичную соотношению (29) формулу для соответствующих функций Грина теории переноса излучения в плоских бесконечных $(-\infty < \tau < +\infty)$ и полубесконечных $(-\infty < \tau \leqslant \tau_0)$ средах:

$$\overline{G}(\tau, \mu; \tau_0, -\mu_1) = \overline{G}_\infty(\tau, \mu; \tau_0, -\mu_1) - \\ - 2\pi \int_0^1 \overline{G}(\tau_0, \mu'; \tau_0, -\mu_1)\, \overline{G}_\infty(\tau, \mu; \tau_0, \mu')\, \mu' d\mu' \tag{30}$$

$$(\tau \leqslant \tau_0, \; 0 < \mu_1 \leqslant 1, \; -1 \leqslant \mu \leqslant 1).$$

Подстановка выражений (17) и (26) в (28) дает при $\tau = \tau_0 \gg 1$ следующее соотношение:

$$i(\mu_1) - 2\pi\tau_0^2 \int_0^1 i(-\mu)\, G(\tau_0, \mu; \tau_0, -\mu_1)\, \mu d\mu = \frac{Mu(\mu_1)}{1 - Ne^{-2k\tau_0}}, \quad \tau_0 \gg 1. \tag{31}$$

Подставляя (16) в (29) и принимая во внимание (31), получим интегральное уравнение для функции $G(\tau, \mu; \tau_0, -\mu_1)$, справедливое при $\tau_0 \gg 1$ и $\tau \gg 1$:

$$\tau\tau_0 G(\tau, \mu; \tau_0, -\mu_1) = \overline{G}_\infty(\tau, \mu; \tau_0, -\mu_1) - \\ - 2\pi\tau_0^2 \int_0^1 G(\tau_0, \mu'; \tau_0, -\mu_1)\, G_\infty(\tau, \mu; \tau_0, \mu')\, \mu' d\mu' - \\ - \frac{1}{\pi} \frac{u(\mu_1)\, i(\mu)}{1 - Ne^{-2k\tau_0}}\, e^{-k(\tau+\tau_0)}. \tag{32}$$

Решение этого уравнения будем искать в виде

$$\tau\tau_0 G(\tau, \mu; \tau_0, -\mu_1) = \overline{G}(\tau, \mu; \tau_0, -\mu_1) - \\ - \frac{1}{\pi} \frac{u(\mu_1)\beta(\tau, \mu)}{1 - Ne^{-2k\tau_0}} e^{-2k\tau_0}, \tag{33}$$

где $\beta(\tau, \mu)$ — искомая функция. Из соотношений (30), (32) и (33) вытекает следующее интегральное уравнение для этой функции:

$$\beta(\tau, \mu) = i(\mu) e^{k(\tau - \tau_0)} - 2\pi \int_0^1 \beta(\tau_0, \mu') \overline{G}_\infty(\tau, \mu; \tau_0, \mu') \mu' d\mu'. \tag{34}$$

Сравнение (25) и (34) показывает, что

$$\beta(\tau, \mu) \sim M I_M(\tau_0 - \tau, \mu), \quad \tau \gg 1, \ \tau_0 \gg 1. \tag{35}$$

Таким образом, для функции $G(\tau, \mu; \tau_0, -\mu_1)$ находим следующую асимптотическую формулу:

$$G(\tau, \mu; \tau_0, -\mu_1) \sim \frac{\overline{G}(\tau, \mu; \tau_0, -\mu_1)}{\tau\tau_0} - \\ - \frac{M u(\mu_1) I_M(\tau_0 - \tau, \mu)}{\pi\tau\tau_0(1 - Ne^{-2k\tau_0})} e^{-2k\tau_0}, \quad \tau \gg 1, \ \tau_0 \gg 1, \ \lambda < 1. \tag{36}$$

В пределе при $k \to 0$ $(\lambda \to 1)$ из (36) следует асимптотическое выражение

$$G(\tau, \mu; \tau_0, -\mu_1) \sim \frac{\overline{G}(\tau, \mu; \tau_0, -\mu_1)}{\tau\tau_0}, \quad \tau \gg 1, \ \tau_0 \gg 1, \ \lambda = 1, \tag{37}$$

выполняющееся при чистом рассеянии.

6. *Асимтотики для* $G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$. Выведем теперь асимптотическое выражение для функции Грина $G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$, справедливое при $\tau \gg 1$, $\tau_1 \gg 1$, $\tau_0 \gg 1$. С этой целью используем соотношение между функциями $G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ и $G_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$, являющееся обобщением формулы (29), а именно,

$$G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1) = G_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1) - \\ - 2\pi\tau_0^2 \int_0^1 G(\tau_0, \mu'; \tau_1, \mu_1) G_\infty(\tau, \mu; \tau_0, \mu') \mu' d\mu' \tag{38}$$

$$(\tau \leqslant \tau_0, \ \tau_1 \leqslant \tau_0, \ -1 \leqslant \mu \leqslant 1, \ -1 \leqslant \mu_1 \leqslant 1),$$

и соответствующее соотношение между функциями $\overline{G}(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ и $\overline{G}_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$:

$$\overline{G}(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1) = \overline{G}_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1) -$$

$$-2\pi \int_0^1 \overline{G}(\tau_0, \mu'; \tau_1, \mu_1)\, \overline{G}_\infty(\tau, \mu; \tau_0, \mu')\, \mu' d\mu' \tag{39}$$

$$(\tau \leqslant \tau_0,\ \tau_1 \leqslant \tau_0,\ -1 \leqslant \mu \leqslant 1,\ -1 \leqslant \mu_1 \leqslant 1).$$

Подставим (16) в (38) и используем соотношение (3), асимптотическое выражение (36) и формулу для милновской интенсивности излучения в плоской полубесконечной среде:

$$MI_M(\tau_0 - \tau_1, \mu) = i(\mu_1)\, e^{k(\tau_0 - \tau_1)} -$$

$$-2\pi \int_0^1 i(-\mu)\, \overline{G}(\tau_0, \mu; \tau_1, -\mu_1)\, \mu d\mu. \tag{40}$$

В результате получим для функции $G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ следующее интегральное уравнение, справедливое при $\tau \gg 1$, $\tau_1 \gg 1$, $\tau_0 \gg 1$:

$$\tau\tau_1 G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1) = \overline{G}_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1) -$$

$$-2\pi\tau\tau_1 \int_0^1 G(\tau_0, \mu'; \tau_1, \mu_1)\, \overline{G}_\infty(\tau, \mu; \tau_0, \mu')\, \mu' d\mu' -$$

$$-\frac{i(\mu)}{\pi} \frac{I_M(\tau_0 - \tau_1, -\mu_1)}{1 - Ne^{-2k\tau_0}}\, e^{-k(\tau + \tau_0)}. \tag{41}$$

Представляя решение уравнения (41) в форме

$$\tau\tau_1 G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1) = \overline{G}(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1) -$$

$$-\frac{\varepsilon(\tau, \mu)}{\pi} \frac{I_M(\tau_0 - \tau_1, -\mu_1)}{1 - Ne^{-2k\tau_0}}\, e^{-2k\tau_0}, \tag{42}$$

где $\varepsilon(\tau, \mu)$ — подлежащая определению функция, и используя формулу (39), придем к следующему интегральному уравнению для $\varepsilon(\tau, \mu)$:

$$\varepsilon(\tau, \mu) = i(\mu)\, e^{k(\tau_0 - \tau)} -$$

$$-2\pi \int_0^1 \varepsilon(\tau_0, \mu')\, \overline{G}_\infty(\tau, \mu; \tau_0, \mu')\, \mu' d\mu', \qquad \tau \gg 1, \quad \tau_0 \gg 1. \tag{43}$$

Сравнивая (25) и (43), приходим к выводу, что

$$\varepsilon(\tau, \mu) \sim M I_M(\tau_0 - \tau, \mu), \quad \tau \gg 1, \ \tau_0 \gg 1, \tag{44}$$

следовательно,

$$G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1) \sim \frac{\overline{G}(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)}{\tau\tau_1} -$$

$$- \frac{M}{\pi\tau\tau_1} \frac{I_M(\tau_0 - \tau_1, -\mu_1)\, I_M(\tau_0 - \tau, \mu)}{1 - Ne^{-2k\tau_0}} e^{-2k\tau_0}, \tag{45}$$

$$\tau \gg 1, \ \tau_1 \gg 1, \ \tau_0 \gg 1, \ \lambda < 1.$$

В случае чистого рассеяния (при $k \to 0$, $\lambda \to 1$)

$$G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1) \sim \frac{\overline{G}(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)}{\tau\tau_1}, \tag{46}$$

$$\tau \gg 1, \ \tau_1 \gg 1, \ \tau_0 \gg 1, \ \lambda = 1.$$

Формулы (45) и (46) описывают асимптотическое поведение функции Грина для «внутренних» задач теории переноса излучения в шаре. Представляет интерес и соответствующая функция Грина $G_e(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$, где $\tau \geqslant \tau_0$, $\tau_1 \geqslant \tau_0$, для „внешних“ задач, т. е. для задач теории переноса излучения в бесконечной среде со сферической поглощающей полостью, ограниченной абсолютно черной поверхностью $\tau = \tau_0$. Используя те же методы, что и выше, получаем для этой функции асимптотическую формулу

$$G_e(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1) \sim \frac{\overline{G}(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)}{\tau\tau_1}, \quad \tau_0 \gg 1, \tag{47}$$

справедливую как при $\lambda < 1$, так и при $\lambda = 1$.

В случае центрального точечного источника из формулы (47) следует найденная ранее в работе [11] асимптотика интенсивности излучения на больших оптических расстояниях от поверхности полости.

7. *Интенсивности излучения.* Когда шар освещается коническими источниками мощности L, расположенными на сферической поверхности $\tau = \tau_1$ с единичной поверхностной плотностью и излучающими под углом $\arccos \mu_1$ к радиусу-вектору, функция распределения источников дается формулой

$$g(\tau_1', \mu_1'; \tau_1, \mu_1) = \frac{La^2}{4\pi} \delta(\tau_1' - \tau_1)\, \delta(\mu_1' - \mu_1), \tag{48}$$

а полная интенсивность излучения $I(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ в шаре отличается от соответствующей функции Грина на постоянный множитель, т. е.

$$I(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1) = \frac{La^2}{4\pi} G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1). \tag{49}$$

При $\tau \gg 1$, $\tau_1 \gg 1$, $\tau_0 \gg 1$ из формул (45), (46) и (49) сразу же вытекает асимптотическая связь между величиной $I(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ и полной интенсивностью излучения

$$\overline{I}(\tau_0 - \tau, \mu; \tau_1, \mu_1) = \frac{La^2}{4\pi} \overline{G}(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1), \tag{50}$$

распространяющегося в полубесконечной среде $\tau \leqslant \tau_0$ на оптической глубине $\tau_0 - \tau$ в направлении, составляющем с внешней нормалью к среде угол $\arccos \mu$. Отметим, что в данном случае полубесконечная среда считается освещенной плоским источником, расположенным на оптической глубине $\tau_0 - \tau_1$, излучающим под углом $\arccos \mu_1$ к нормали и создающим на указанной глубине освещенность πS перпендикулярной к лучам площадки, причем

$$\pi S = \frac{La^2}{4\pi\tau_1^2 |\mu_1|}. \tag{51}$$

В частности, для коэффициента отражения $\rho_s(\mu, \mu_1)$ света шаром, определяемого соотношением

$$I(\tau_0, \mu; \tau_0, -\mu_1) = \frac{S}{\tau_0^2} \mu_1 \rho_s(\mu, \mu_1), \tag{52}$$

где $0 < \mu \leqslant 1$, $0 < \mu_1 \leqslant 1$, получается следующая асимптотика:

$$\rho_s(\mu, \mu_1) \sim \rho(\mu, \mu_1) - \frac{Me^{-2k\tau_0}}{1 - Ne^{-2k\tau_0}} u(\mu) u(\mu_1), \quad \tau_0 \gg 1, \quad \lambda < 1. \tag{53}$$

Здесь $\rho(\mu, \mu_1)$ — коэффициент отражения света плоской полубесконечной средой (см. [9]). Формула (53) была выведена другим методом В. В. Соболевым [3].

Соотношение (49) имеет место и при освещении шара центральным изотропным точечным источником, когда $\tau_1 = 0$, $\mu_1 = 1$. В этом случае формулы (26), (27) и (50) дают для интенсивности излучения $I(\tau, \mu)$ следующие асимптотики:

$$I(\tau, \mu) \sim \frac{La^2 k}{2\pi^2 \lambda} \frac{I_M(\tau_0 - \tau, \mu)}{1 - Ne^{-2k\tau_0}} \frac{e^{-k\tau_0}}{\tau}, \tag{54}$$

$$\tau \gg 1, \ \tau_0 \gg 1, \ \lambda < 1.$$

$$I(\tau, \mu) \sim \frac{La^2}{4\pi^2} \frac{I_M(\tau_0 - \tau, \mu)}{\tau\tau_0}, \quad \tau \gg 1, \quad \tau_0 \gg 1, \quad \lambda = 1. \tag{55}$$

В частности, полагая в (56) и (57) $\tau = \tau_0$, получаем асимптотические выражения для интенсивности излучения, выходящего из шара.

$$I(\tau_0, \mu) \sim \frac{La^2k}{2\pi^2\lambda} \frac{{}^ru(\mu)}{1 - Ne^{-2k\tau_0}} \frac{e^{-k\tau_0}}{\tau_0}, \quad \tau_0 \gg 1, \quad \lambda < 1. \tag{56}$$

$$I(\tau_0, \mu) \sim \frac{La^2}{4\pi^2\tau_0^2} u(\mu), \quad \tau_0 \gg 1, \quad \lambda = 1. \tag{57}$$

ранее полученные в работе В. В. Соболева [3].

Ленинградский государственный
университет

ON THE ASYMPTOTIC LIGHT REGIME IN THE OUTER LAYERS OF A HOMOGENEOUS SPHERE OF THE LARGE OPTICAL RADIUS

A. K. KOLESOV

The radiation field in the outer layers of a homogeneous sphere of the large optical radius is investigated in the case of anisotropic scattering. Asymptotic expressions for Green's functions for the sphere with radial distributions of light sources and in particular with a point source in the sphere center are obtained. Corresponding formulae for the intensitites of radiation are found. It is shown that the solution of the radiation transfer problem for the sphere is expressed asymptotically in terms of the solutions of Milne's and albedo problems for a plane semi-infinite medium.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. В. Соболев*, в сб. «Кинематика и динамика звездных систем и физика межзвездной среды», Наука, Алма-Ата, 1965, стр. 285.
3. *Д. И. Нагирнер*, Труды АО ЛГУ, 22, 66, 1965.
3. *В. В. Соболев*, ДАН СССР, 273, 573, 1983.
4. *Н. И. Лалетин*, в сб. «Методы расчета полей тепловых нейтронов в решетках реакторов», Атомиздат, М., 1974, стр. 155.
5. *К. Кейз, П. Цвайфель*, Линейная теория переноса, Мир, М., 1972.

6. *J. R. Mika*, Nucl. Sci. Eng., 11, 415, 1961.
7. *А. К. Колесов*, Астрофизика, 20, 133, 1984.
8. *Н. И. Лалетин*, Атомная энергия, 20, 509, 1969.
9. *В. В. Соболев*, Рассеяние света в атмосферах планет, Наука, М., 1972.
10. *I. Kus'cer*, J. Math. Phys., 34, 256, 1955.
11. *Т. А. Гермогенова*, Астрофизика, 2, 251, 1966.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 21 ОКТЯБРЬ, 1984 ВЫПУСК 2

УДК: 52—7:517.972

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ПРИНЦИПА ИНВАРИАНТНОСТИ. I. СРЕДНЕЕ ЧИСЛО РАССЕЯНИЙ В СРЕДЕ, ОСВЕЩАЕМОЙ ИЗВНЕ

А. Г. НИКОГОСЯН

Поступила 1 ноября 1983
Принята к печати 3 апреля 1984

Предлагается новый подход к определению среднего числа рассеяний, опирающийся на принцип инвариантности Амбарцумяна и систематическое применение метода производящих функций. Найденные в работе средние величины относятся к случаю, когда среда освещается извне. Отдельно рассматриваются фотоны, гибнущие в среде в ходе диффузии, и фотоны, покидающие среду. Показано, что предлагаемый подход позволяет выявить зависимость среднего числа рассеяний от характеристик исходного фотона и может применяться при самых общих предположениях относительно элементарного акта рассеяния. В качестве иллюстрации более подробно разбирается случай полного перераспределения по частотам с учетом поглощения в континууме. Развитые в работе идеи допускают принципиальную возможность применения при определении любых других дискретных случайных величин, дающих статистическое описание поля излучения.

1. *Введение.* Основной вопрос, который обычно ставится при рассмотрении диффузии фотонов в той или иной среде, заключается в определении интенсивности излучения в каждой точке среды в зависимости от частоты, направления и других его характеристик. Однако по целому ряду причин немаловажный интерес представляют также величины, дающие статистическое описание процесса рассеяния. Важность такого описания, на наш взгляд, обусловлена прежде всего тем, что оно в значительной мере способствует лучшему пониманию физической сути различного рода эффектов, предсказываемых математическим решением задачи. С другой стороны, статистическое исследование процесса многократного рассеяния дает возможность определить ряд важных физических характеристик среды, таких, как средняя плотность излучения, средняя степень возбуждения атомов и т. д. Велико и теоретическое значение подобного исследования. Следует также отметить, что упомянутый выше вопрос о нахождении излучательного режима в среде, в конечном счете, тоже может рассматриваться как сто-

хастическая задача, заключающаяся в определении статистического среднего некоторой случайной величины.

Среди различных величин, дающих статистическое описание поля излучения, наибольшее внимание в литературе уделялось определению числа рассеяний, испытываемых фотонами при диффузии в среде. Основополагающей в этом направлении является работа В. А. Амбарцумяна [1], в которой для среднего числа рассеяний, приходящихся на один фотон какого-либо их пучка, была предложена формула

$$N = \lambda \partial \ln I / \partial \lambda, \tag{1}$$

где I — интенсивность излучения, а λ представляет собой вероятность переизлучения фотона при элементарном акте взаимодействия его с атомами среды. Среднее число рассеяний фотона в дальнейшем оценивалось многими авторами для разных частных случаев, однако общее рассмотрение проблемы было дано В. В. Соболевым в серии работ [2—5]. В частности, насколько нам известно, впервые именно в этих работах среднее число рассеяний вычислялось в отдельности для фотонов, вышедших в результате диффузии наружу, и фотонов, «погибших» (т. е. испытавших истинное поглощение) в среде в ходе диффузии. Здесь же заметим, что формула (1) применима для оценки среднего числа рассеяний лишь движущихся (но не погибших) фотонов, поэтому из указанных выше двух групп фотонов эта формула будет относиться к той, которая покидает среду.

В упомянутых работах [2—5] для некоторых случаев (когерентное рассеяние, приближение полностью некогерентного рассеяния) были получены простые соотношения, позволяющие определить среднее число рассеяний, испытываемых как теми фотонами, которые гибнут в среде, так и всеми фотонами независимо от их дальнейшей «судьбы». Однако указанные соотношения, в равной мере, как и физические рассуждения, лежащие в их основе, теряют свою силу, если принимать в расчет эффекты поглощения и излучения в непрерывном спектре. До сих пор не рассматривались и более сложные случаи, когда процесс рассеяния считается анизотропным или подчиняющимся общим законам перераспределения по частотам и направлениям (первая такая попытка сделана в недавней работе Г. А. Арутюняна и автора [6]). Большую важность представляет также статистическое описание процесса рассеяния в зависимости от исходных характеристик фотона, как, например, от частоты, направления движения и т. д. Перечисленные здесь вопросы являются предметом детального обсуждения в настоящей серии работ. Тем не менее не это является самым главным. В этой серии работ мы руководствовались стремлением выработать общий подход к определению различного рода величин, который был бы пригоден при широких предположениях относительно элементарного акта рассеяния, распределения первичных источников энергии и геометрии среды. Предлагаемый нами подход основан на принципе инвариантности Амбарцумяна и систематическом применении метода производящих и характеристических функций (в зависимости от того, является ли данная случайная величина дискретной, или непрерывной), который, как хорошо известно [7, 8], является мощным инструментом при изучении вероятностных процессов. При таком подходе с помощью простых и стандартных процедур для интересующих нас величин удается получить уравнения, рассмотрение которых является особенно важным в сложных случаях, когда сама задача отыскания поля излучения решается лишь численным путем.

Первые две работы данной серии посвящаются определению среднего числа рассеяний. В дальнейшем будет рассмотрена интересная в прикладном отношении величина, характеризующая среднее время пребывания фотона в среде. Вопрос о нахождении указанной величины является отдельной задачей, и только при когерентном рассеянии он по существу сводится к определению среднего числа рассеяний. Намечается также обобщить полученные результаты на случай среды конечной оптической толщины. Будут приведены результаты вычислений, позволяющие судить о влиянии различных законов перераспределения на значения статистических средних.

2. *Вспомогательные уравнения.* Введем в рассмотрение величины, необходимые для дальнейшего изложения. При этом мы будем ориентироваться на достаточно общий случай, когда среда предполагается трехмерной, а рассеяние — сопровождающимся перераспределением по частотам и направлениям.

Пусть на полубесконечную плоскопараллельную среду под углом $\arccos \eta$ к нормали падает фотон безразмерной частоты x. Обозначим через $\eta' \rho(x', \eta'; x, \eta)\, dx' d\eta'$ вероятность того, что в результате многократных рассеяний из среды в направлении η' и телесном углу $2\pi d\eta'$ выйдет фотон с частотой, принадлежащей интервалу $(x', x' + dx')$. Аналогичную вероятность отражения, но для фотона, испытавшего определенное число n рассеяний, обозначим через $\eta' \rho_n dx' d\eta'$.

Применяя принцип инвариантности для функции ρ, называемой обычно функцией отражения, получаем

$$\frac{2}{\lambda}[v(x)\eta' + v(x')\eta]\rho(x', \eta'; x, \eta) = r(x', -\eta'; x, \eta) +$$

$$+ \eta \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} r(x', \eta'; x'', \eta'')\rho(x'', \eta''; x, \eta)\, dx'' +$$

$$+\eta'\int_0^1 d\eta''\int_{-\infty}^{\infty}\rho(x',\ \eta';\ x'',\ \eta'')\,r(x'',\ \eta'';\ x,\ \eta)\,dx''+$$

$$+\eta\eta'\int_0^1 d\eta''\int_{-\infty}^{\infty}\rho(x',\ \eta';\ x'',\ \eta'')\,dx''\times$$

$$\times\int_0^1 d\eta'''\int_{-\infty}^{\infty} r(x'',\ \eta'';\ x''',\ -\eta''')\,\rho(x''',\ \eta''';\ x,\ \eta)\,dx''', \tag{2}$$

где $v(x) = \alpha(x) + \beta$, $\alpha(x)$ — профиль коэффициента поглощения, β — отношение коэффициента поглощения в непрерывном спектре к коэффициенту поглощения в центре линии и, наконец, $r(x',\ \eta';\ x,\ \eta)$ представляет собой усредненную по азимуту функцию перераспределения по частотам и направлениям. Во всех случаях, представляющих интерес для астрофизики, функцию r можно записать в виде билинейного разложения (см. [9, 10]). Так, если эффекты перераспределения по частотам и направлениям обусловлены лишь тепловым движением атомов, то

$$r(x',\ x,\ \gamma) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\,\sin\gamma}\exp\left[-(x^2 + x'^2 - 2xx'\cos\gamma)/\sin^2\gamma\right] =$$

$$= \sum_{k=0}^{\infty}\cos^k\gamma\,\alpha_k(x)\,\alpha_k(x'), \tag{3}$$

где γ — угол рассеяния, $\alpha_k(x) = (\pi^{1/4}2^{k/2}\sqrt{k!})^{-1}\exp(-x^2)\,H_k(x)$, а $H_k(x)$ — полином Эрмита k-той степени.

Для усредненной по азимуту функции перераспределения в данном случае, как было показано в [9], имеем

$$r(x',\ \eta';\ x,\ \eta) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} r(x',\ x,\ \gamma)\,d\varphi = \sum_{i=0}^{\infty} r_i(x',\ x)\,P_i(\eta')\,P_i(\eta), \tag{4}$$

где $P_i(\eta)$ — полином Лежандра i-той степени и

$$r_i(x',\ x) = \sum_{k=i}^{\infty} c_k^i\,\alpha_k(x')\,\alpha_k(x), \tag{5}$$

причем $c_k^i = 0$, если $k+i$ нечетно, и $c_k^i = (2i+1)\,k!/(k-i)!!\,(k+i+1)!!$, если $k+i$ четно.

Если теперь воспользоваться разложениями (4) и (5), то из (2) получим

$$[v(x)\eta' + v(x')\eta]\rho(x', \eta'; x, \eta) = \frac{\lambda}{2}\sum_{i=0}^{\infty}(-1)^{i}\sum_{k=i}^{\infty} c_k^i \varphi_{ik}(x', \eta')\varphi_{ik}(x, \eta), \tag{6}$$

где функции $\varphi_{ik}(x, \eta)$, являющиеся аналогом хорошо известной φ-функции Амбарцумяна в общей теории некогерентного рассеяния, определяются из следующей системы функциональных уравнений:

$$\varphi_{ik}(x, \eta) = P_i(\eta)\alpha_k(x) + $$
$$+ \frac{\lambda}{2}\eta\sum_{j=0}^{\infty}(-1)^{i+j}\sum_{m=j}^{\infty} c_m^i \int\limits_0^1 P_i(\eta')\,d\eta' \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{\varphi_{jm}(x, \eta)\varphi_{jm}(x', \eta')}{v(x)\eta' + v(x')\eta}\alpha_k(x')\,dx'. \tag{7}$$

Следует отметить, что как эти, так и другие соотношения, которые приводятся в настоящем разделе, хотя и относятся к конкретному случаю чисто доплеровского закона перераспределения по частотам и направлениям, однако после небольших и непринципиальных видоизменений последние остаются в силе и при других законах перераспределения. С другой стороны, указанные соотношения охватывают достаточно широкий класс задач, поскольку позволяют легко совершить переход к различным частным случаям, соответствующим более простым механизмам рассеяния. Действительно, во многих практических применениях функцию $r(x', \eta'; x, \eta)$ можно представить в виде

$$r(x', \eta'; x, \eta) = p^0(\eta', \eta)\, r(x', x), \tag{8}$$

понимая под $r(x', x)$ усредненную по направлениям функцию перераспределения, а под $p^0(\eta', \eta)$ — усредненную по азимуту индикатрису рассеяния. Тогда, чтобы совершить переход, например, к случаю анизотропного когерентного рассеяния, достаточно в получаемых ниже уравнениях воспользоваться соотношением (8) и положить $r(x', x) = \alpha(x)\delta(x - x')$.

Для функции $p^0(\eta', \eta)$ как известно, имеет место

$$p^0(\eta', \eta) = \sum_{i=0}^{\infty} x_i P_i(\eta')P_i(\eta),$$

где x_i совпадают с коэффициентами разложения индикатрисы рассеяния в ряд по полиномам Лежандра. Как показывается в работах [9—11], представление в виде билинейного разложения допускает и усредненная по направлениям функция перераспределения по частотам.

В дальнейшем наиболее часто будет встречаться случай изотропного рассеяния в приближении полного перераспределения по частотам. Тогда вместо (8) имеем $r(x', \eta'; x, \eta) \equiv \alpha_0(x')\alpha_0(x)$, а система (7) вырождается в одно уравнение относительно функции $\varphi_0(x, \eta)$:

$$\varphi_0(x, \eta) = \alpha_0(x) + \frac{\lambda}{2}\eta\varphi_0(x, \eta)\int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varphi_0(x', \eta')}{\eta' v(x) + \eta v(x')}\alpha_0(x')\,dx'. \qquad (9)$$

Легко показать (см. [12]), что отношение $\varphi_0(x, \eta)/\alpha_0(x)$ зависит лишь от комбинации $z = \eta/v(x)$, поэтому, вводя обозначение $H(z) \equiv \equiv \varphi_0(x, \eta)/\alpha_0(x)$, вместо (9) будем иметь

$$H(z) = 1 + \frac{\lambda}{2} zH(z)\int_0^{1/\beta} G\left(\frac{z'}{1-\beta z'}\right)\frac{H(z')}{z+z'}\,dz', \qquad (10)$$

где $G(z) = 2A\int_{x(z)}^{\infty} \alpha^2(x')\,dx'$, $A = \pi^{-1/2}$, причем $x(z) = 0$, если $z \leqslant 1$, и определяется из условия $\alpha(x(z)) = 1/z$, если $z > 1$.

Возвращаясь к введенной выше функции отражения ρ, заметим, что исходя из приписываемого ей вероятностного смысла величине

$$R_*(x, \eta) = \int_0^1 \eta' d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x', \eta'; x, \eta)\,dx' \qquad (11)$$

можно дать двоякую интерпретацию (здесь и всюду в дальнейшем звездочкой отмечаются величины, относящиеся к потокам фотонов, выходящих в результате рассеяний наружу; аналогичные величины, но для фотонов, гибнущих в среде, будут снабжаться ноликом). С одной стороны, величина $R_*(x, \eta)$ представляет собой контур линии, образуемой при освещении полубесконечной атмосферы излучением в непрерывном спектре единичной интенсивности, а с другой,— она может рассматриваться как вероятность отражения от среды фотона, обладающего при падении частотой x и двигавшегося под углом $\arccos\eta$ к нормали.

Наряду с функцией отражения важное место в дальнейшем изложении принадлежит функции $Y(\tau, x', \eta'; x, \eta)$, которую можно интерпретировать как величину, характеризующую вероятность выхода из глубины τ для фотона, *движущегося* в направлении η' и обладающего частотой x'. Для аналогичной вероятности, но рассчитанной на *поглощенный* фотон, мы сохраним обычно используемое в литературе обозначение $p(\tau, x', \eta'; x, \eta)$.

Здесь, как и обычно, принимается, что оптическая глубина τ, рассчитанная для центральной частоты линии, возрастает вглубь от границы среды, а углы отсчитываются от направления внешней нормали к поверхности среды.

В силу принципа обратимости оптических явлений функции Y можно приписать и несколько другой вероятностный смысл, а именно: величина $Y(\tau, x, -\eta; x', -\eta')\,dx'd\eta'$ может рассматриваться как вероятность того, что падающий на среду в направлении $-\eta$ фотон с частотой x в результате многократных рассеяний пересечет плоскость, параллельную границе среды и находящуюся на глубине τ, в направлении $-\eta'$ внутри телесного угла $2\pi d\eta'$, обладая при этом частотой, принадлежащей интервалу $(x', x'+dx')$. В дальнейшем изложении для удобства будем пользоваться обозначением $Y(\tau, x, -\eta; x', -\eta') \equiv \equiv \tilde{Y}(\tau, x, \eta; x', \eta')$ и помнить, что углы в $\tilde{Y}$ отсчитываются от направления внутренней нормали к поверхности среды.

Применение принципа инвариантности приводит к следующему уравнению для функции $\tilde{Y}$:

$$\eta\frac{\partial\tilde{Y}(\tau, x, \eta; x', \eta')}{\partial\tau}+v(x)\tilde{Y}(\tau, x, \eta; x', \eta')=$$

$$=\int\limits_0^1 d\eta''\int\limits_{-\infty}^{\infty}\alpha(x'')\,p(0, x'', \eta''; x, \eta)\,\tilde{Y}(\tau, x'', \eta''; x', \eta')\,dx'', \qquad (12)$$

где

$$\frac{2}{\lambda}\alpha(x')\,p(0, x', \eta'; x, \eta)=r(x', \eta'; x, \eta)+$$

$$+\eta\int\limits_0^1 d\eta''\int\limits_{-\infty}^{\infty}r(x', \eta'; x'', -\eta'')\,\rho(x'', \eta''; x, \eta)\,dx'', \qquad (13)$$

В качестве граничного условия имеем: $\tilde{Y}(0, x, \eta; x', \eta')=\delta(x-x')\times \times\delta(\eta-\eta')$, если $\eta'>0$ и $\tilde{Y}(0, x, \eta; x', \eta')=|\eta'|\,\rho(x', -\eta'; x, \eta)$, если $\eta'\leqslant 0$. Так же, как и в случае функции отражения, если событие, вероятность которого характеризуется величиной $\tilde{Y}$, наступает после определенного числа n рассеяний, то последняя снизу будет снабжаться индексом n.

3. *Среднее число рассеяний фотона в среде, освещаемой извне.* Изучение вопроса о нахождении одного из наиболее важных статистических характеристик поля излучения, среднего числа рассеяний, мы начнем с рассмотрения более простой задачи, в которой полагается, что среда освещается извне.

Пусть на плоскопараллельную полубесконечную атмосферу под углом $\arccos\eta$ падает пучок фотонов, обладающих частотой x. Ту часть этих фотонов, которая в результате многократных рассеяний подвергается процессам истинного поглощения и погибает в среде, мы рассмотрим позже, а пока займемся теми фотонами, которые в ходе диффузии выходят из среды. Точнее говоря, нас будет интересовать лишь некоторая доля их, а именно, те фотоны, которые диффузно отражаются от среды через определенное число n рассеяний. Эта доля, как мы помним, определяется функцией ρ_n. Применяя принцип инвариантности, для нахождения функций ρ_n получаем следующие уравнения:

$$\frac{2}{\lambda}[v(x)\eta' + v(x')\eta]\rho_1(x', \eta'; x, \eta) = r(x', -\eta'; x, \eta);$$

$$\frac{2}{\lambda}[v(x)\eta' + v(x')\eta]\rho_2(x', \eta'; x, \eta) =$$

$$= \eta\int_0^1 d\eta''\int_{-\infty}^{\infty} r(x', \eta'; x'', \eta'')\rho_1(x'', \eta''; x, \eta)\,dx'' +$$

$$+ \eta'\int_0^1 d\eta''\int_{-\infty}^{\infty} \rho_1(x', \eta'; x'', \eta'')\,r(x'', \eta''; x, \eta)\,dx''; \tag{14}$$

$$\frac{2}{\lambda}[v(x)\eta' + v(x')\eta]\rho_n(x', \eta'; x, \eta) =$$

$$= \eta\int_0^1 d\eta''\int_{-\infty}^{\infty} r(x', \eta', x'', \eta'')\rho_{n-1}(x'', \eta''; x, \eta)\,dx'' +$$

$$+ \eta'\int_0^1 d\eta''\int_{-\infty}^{\infty} \rho_{n-1}(x', \eta'; x''; \eta'')\,r(x'', \eta''; x, \eta)\,dx'' +$$

$$+ \eta\eta'\sum_{k=1}^{n-2}\int_0^1 d\eta''\int_{-\infty}^{\infty} \rho_k(x', \eta'; x'', \eta')\times$$

$$\times dx'' \int_0^1 d\eta''' \int_{-\infty}^{\infty} r(x'', \eta''; x''', -\eta''') \rho_{n-k-1}(x''', \eta'''; x, \eta)\, dx'''. \quad (n > 2)$$

Введем в рассмотрение производящую функцию

$$W(x', \eta''; x, \eta; s) = \sum_{n=1}^{\infty} \rho_n (x', \eta'; x, \eta)\, s^n,$$

где s — некоторый параметр. Поскольку $\rho_n \geqslant 0$ и $\sum_{n=1}^{\infty} \rho_n = \rho$, то функция W определена, по крайней мере, для s, таких, что $|s| \leqslant 1$. При $s| < 1$ производящая функция является бесконечно дифференцируемой по s. Очевидно также, что $W(x', \eta'; x, \eta; 1) = \rho(x', \eta'; x, \eta)$. Пользуясь уравнениями (14), несложно получить уравнение для производящей функции

$$\frac{2}{\lambda s} [v(x)\eta' + v(x')\eta]\, W(x', \eta'; x, \eta; s) = r(x', -\eta'; x, \eta) +$$

$$+ \eta \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} r(x', \eta'; x'', \eta'')\, W(x'', \eta''; x, \eta; s)\, dx'' +$$

$$+ \eta' \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} W(x', \eta'; x'', \eta''; s)\, r(x'', \eta''; x, \eta)\, dx'' +$$

$$+ \eta\eta' \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} W(x', \eta'; x'', \eta''; s)\, dx'' \times$$

$$\times \int_0^1 d\eta''' \int_{-\infty}^{\infty} r(x'', \eta''; x''', -\eta''')\, W(x''', \eta'''; x, \eta; s)\, dx'''. \quad (15)$$

Для определения среднего числе рассеяний представляет интерес функция $\nu(x', \eta'; x, \eta) = \partial W(x', \eta'; x', \eta; s)/\partial s|_{s=1}$. Действительно, из физического смысла введенных выше величин вытекает, что отношение ν/ρ дает искомое среднее число рассеяний для фотонов, отраженных от среды в направлени η' внутри телесного угла $2\pi d\eta'$ и в интервале частот $(x', x' + dx')$, при условии, что первоначальный фотон двигался под углом $\arccos \eta$ и обладал частотой, равной x. Дифференцируя (15) по s и полагая $s=1$, приходим к следующему линейному уравнению для функции $\nu(x', \eta'; x, \eta)$:

$$\nu(x', \eta'; x, \eta) = \rho(x', \eta'; x, \eta) + [v(x)\eta' + v(x')\eta]^{-1} \times$$

$$\times \left[\eta \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x'') p(0, x'', \eta''; x', \eta') \nu(x'', \eta''; x, \eta) dx'' + \right.$$

$$\left. + \eta' \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x'') p(0, x'', \eta''; x, \eta) \nu(x'', \eta''; x', \eta') dx'' \right]. \qquad (16)$$

Поскольку в уравнение (15) явным образом входит произведение параметров s и λ, то нетрудно заключить, что уравнение (16) может быть также получено почленным дифференцированием (15) по λ с последующим умножением обеих сторон уравнения на λ. Поэтому в данном случае, когда речь идет о диффузно отраженных фотонах (и только в этом случае), указанные две процедуры, связанные с дифференцированием по s или по λ, являются идентичными. Далее можно заключить, что для нахождения среднего числа рассеяний нет нужды в предварительном определении интенсивности отраженного излучения, как это обычно делается; формальное дифференцирование по λ позволяет получить для искомой величины отдельное уравнение. Сказанное приобретает особую важность при рассмотрении сложных задач, когда замкнутого выражения для интенсивности выходящего излучения невозможно получить. Так, в общем случае некогерентного рассеяния, когда функция перераспределения представлена в виде билинейного разложения, с учетом (4) и (5) из (16) получаем

$$[v(x)\eta' + v(x')\eta]\,\nu(x', \eta', x, \eta) =$$

$$= \frac{\lambda}{2} \sum_{i=0}^{\infty} (-1)^i \sum_{k=i}^{\infty} c_k^i \varphi_{ik}(x, \eta) \varphi_{ik}(x', \eta') [1 + f_{ik}(x, \eta) + f_{ik}(x', \eta')], \qquad (17)$$

где $f_{ik}(x, \eta) = \lambda \partial \ln \varphi_{ik}(x, \eta)/\partial\lambda$. Вопрос об определении функции $\nu(x', \eta'; x, \eta)$ сводится к решению системы линейных уравнений для $\psi_{ik}(x, \eta) = f_{ik}(x, \eta)\varphi_{ik}(x, \eta)$

$$\psi_{ik}(x, \eta) = \varphi_{ik}(x, \eta) - P_i(\eta)\, \alpha_k(x) +$$

$$+ \frac{\lambda}{2} \eta \sum_{i=0}^{\infty} (-1)^{i+n} \sum_{m=r}^{\infty} c_m^n \int_0^1 P_i(\eta')\, d\eta' \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varphi_{nm}(x, \eta)\psi_{nm}(x', \eta') + \varphi_{nm}(x', \eta')\psi_{nm}(x, \eta)}{v(x)\eta' + v(x')\eta} \alpha_k(x')\, dx'. \qquad (18)$$

В общем случае уравнение (18) решается методом итераций, причем в качестве нулевого приближения естественно выбрать $\psi_{ik}(x, \eta) = \varphi_{ik}(x, \eta) - P_i(\eta)\alpha_k(x)$. Особенно удобно произвести построение функции $\nu(x', \eta'; x, \eta)$ параллельно с решением системы функциональных уравнений (7).

При полном перераспределении по частотам соотношение (17) существенно упрощается и принимает вид

$$\nu(x', \eta'; x, \eta)/\rho(x', \eta'; x, \eta) = 1 + f(z) + f(z'), \tag{19}$$

где $f(z) = \lambda\partial \ln \varphi_0(x, \eta)/\partial\lambda = \lambda\partial \ln H(z)/\partial\lambda$, а $H(z)$ есть решение уравнения (10). Соотношение, аналогичное (19), но для когерентного рассеяния и $\beta = 0$, было впервые получено В. В. Соболевым в [3]. Мы видим, что в рассматриваемом случае отношение ν/ρ является симметричной функцией относительно пар аргументов x, η и x', η'. В то же время указанное отношение целиком выражается через функцию одной переменной $f(z)$, которая, как следует из (19), удовлетворяет следующему уравнению:

$$f(z) = H(z) - 1 + z\int_0^{1/\beta} G\left(\frac{z'}{1-\beta z'}\right)\rho(z, z')f(z'')\,dz', \tag{20}$$

где $\rho(z, z') = (\lambda/2)H(z)H(z')/(z+z')$. Для функции $f(z)H(z) = \lambda\partial H(z)/\partial\lambda$ можно написать и сингулярное уравнение, получающееся из соответствующего уравнения для $H(z)$. Однако здесь мы приведем явное выражение для $f(z)$

$$f(z) = \frac{\bar{\lambda}}{2(1-\bar{\lambda})} - \frac{\lambda}{2}\int_0^{1/\beta} F(z', \lambda, \beta)\, G\left(\frac{z'}{1-\beta z'}\right)\frac{z'\,dz'}{z+z'}, \tag{21}$$

где $F(z, \lambda, \beta) = \left\{[1 + \lambda U(z, \beta)]^2 + \left[\lambda\frac{\pi}{2}G\left(\frac{z'}{1-\beta z'}\right)\right]^2\right\}^{-1}$; $U(z, \beta) = z^2\int_0^{1/2} G\left(\frac{z'}{1-\beta z'}\right)\frac{dz'}{z^2 - z'^2}$; $\bar{\lambda} = \lambda A\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\alpha^2(x)}{v(x)}\,dx$.

Функция $\nu(x', \eta'; x, \eta)$ содержит в себе всю информацию относительно числа рассеяний фотонов, покидающих среду. Однако на практике часто может оказаться достаточным знание величин

$$N_*(x, \eta) = \frac{\int\limits_0^1 \eta' d\eta' \int\limits_{-\infty}^{\infty} \nu(x', \eta'; x, \eta)\, dx'}{\int\limits_0^1 \eta' d\eta' \int\limits_{-\infty}^{\infty} \rho(x', \eta'; x, \eta)\, dx'};$$

$$\tilde{N}_*(x', \eta) = \frac{\int\limits_0^1 d\eta \int\limits_{-\infty}^{\infty} \nu(x', \eta', x, \eta)\, dx}{\int\limits_0^1 d\eta \int\limits_{-\infty}^{\infty} \rho(x', \eta'; x, \eta)\, dx}.$$

Как нетрудно убедиться, функция $N_*(x, \eta)$ дает среднее число рассеяний, испытываемых падающими на среду в направлении η фотонами частоты x, которые впоследствии выходят из среды. С другой стороны, можно задаться целью определить среднее число рассеяний, в результате которых из среды в направлении η' выходят фотоны частоты x'. Эта величина характеризуется функцией $\tilde{N}_*(x, \eta)$. Для краткости в дальнейшем приводятся лишь некоторые частные результаты, касающиеся $\tilde{N}_*(x, \eta)$; основное же внимание будет уделяться вопросу о вычислении $N_*(x, \eta)$.

Вводя обозначение

$$\nu_*(x, \eta) = \lambda \frac{\partial R_*(x, \eta)}{\partial \lambda} = \int\limits_0^1 \eta' d\eta' \int\limits_{-\infty}^{\infty} \nu(x', \eta'; x, \eta)\, dx',$$

на основе уравнения (16) получаем

$$v(x)\, \nu_*(x, \eta) = \int\limits_0^1 d\eta' \int\limits_{-\infty}^{\infty} \alpha(x')\, p(0, x', \eta'; x, \eta)\, \nu_*(x', \eta')\, dx' + l_*(x, \eta), \tag{22}$$

где

$$l_*(x, \eta) = v(x)\, R_*(x, \eta) + \eta \int\limits_0^1 d\eta' \int\limits_{-\infty}^{\infty} v(x')\, \rho(x', \eta'; x, \eta)\, dx' -$$

$$
-\eta\int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty}\left[\left(1-\frac{\lambda}{2}\right)\alpha(x')+\beta\right]\nu(x',\eta';x,\eta)\,dx'+
$$

$$
+\frac{\lambda}{2}\eta\int_0^1 d\eta'\int_{-\infty}^{\infty}\nu(x,\eta;x',\eta')\times
$$

$$
\times dx'\int_0^1 d\eta''\int_{-\infty}^{\infty} r(x',-\eta';x'',\eta'')\,\bar{R}_*(x'',\eta'')\,dx''.
$$

К соотношению (22) мы вернемся ниже, а пока приведем значения величин N_* и $\bar{N}_*$ для некоторых частных случаев.

В приближении полностью некогерентного рассеяния, как известно (см., например, [12]), имеем

$$
R_*(x,\eta)=\frac{\alpha(x)}{v(x)}\left\{1-H(z)\left[\sqrt{1-\tilde{\lambda}}+\frac{\lambda}{2}\beta\omega(z,\lambda,\beta)-\right.\right.
$$

$$
\left.\left.-\frac{\lambda}{2}\beta\gamma_{00}(\lambda,\beta)\right]\right\}, \tag{23}
$$

где

$$
\gamma_{00}(\lambda,\beta)=\int_0^{1/\beta}G_0\left(\frac{z}{1-\beta z}\right)H(z)\,dz;
$$

$$
\omega(z,\lambda,\beta)=z\int_0^{1/\beta}G_0\left(\frac{z'}{1-\beta z'}\right)\frac{H(z')}{z+z'}\,dz' \qquad G_0(z)=2A\int_{x(z)}^{\infty}\alpha(x)\,dx.
$$

Величины $\gamma_{00}(\lambda,\beta)$ и $\omega(z,\lambda,\beta)$ для различных значений аргументов табулированы Д. И. Нагирнером [13]. Очевидно, что функции N_* и $\bar{N}_*$ в данном случае также будут зависеть лишь от комбинации $z=\eta/v(x)$. Так, из (19) и определения величины $N_*(x,\eta)$ получаем

$$
N_*(z)=1+f(z)-
$$

$$
-\frac{1+f(z)-\dfrac{2-\tilde{\lambda}}{2\sqrt{1-\tilde{\lambda}}}H(z)+\dfrac{\lambda}{2}\beta\left[\bar{\omega}(z,\lambda,\beta)-\bar{\gamma}_{00}(\lambda,\beta)\right]}{1-H(z)\left\{\sqrt{1-\tilde{\lambda}}+\dfrac{\lambda}{2}\beta\left[\omega(z,\lambda,\beta)-\gamma_{00}(\lambda,\beta)\right]\right\}}, \tag{24}
$$

где

$$\bar{\gamma}_{00}(\lambda, \beta) = \int\limits_0^{1/\beta} G_0\left(\frac{z}{1-\beta z}\right) H(z) f(z)\, dz;$$

$$\bar{\omega}(z, \lambda, \beta) = z \int\limits_0^{1/\beta} G_0\left(\frac{z'}{1-\beta z'}\right) \frac{H(z') f(z')}{z+z'}\, dz'.$$

Аналогичным образом

$$\bar{N}_*(z) = 1 + f(z) + \bar{\omega}(z, \lambda, \beta)/\omega(z, \lambda, \beta). \tag{25}$$

При $\beta = 0$ формула (24) упрощается и принимает вид

$$N_*(z) = \frac{f(\infty) - f(z)}{H(\infty) - H(z)} H(z) = \frac{\int\limits_0^\infty G(z') F(z', \lambda, \beta) \frac{z' dz'}{z+z'}}{\int\limits_0^\infty G(z') H(z') \frac{z' dz'}{z+z'}}, \tag{26}$$

где мы воспользовались уравнением для H-функции (10), формулой (23), а также приняли во внимание, что $H(\infty) = 1/\sqrt{1-\tilde{\lambda}}$ и $f(\infty) = \lambda/2(1-\lambda)$.

Перейдем теперь к статистике числа рассеяний тех фотонов, которые в ходе диффузии погибают в среде. Если вновь речь идет о фотонах частоты x, падающих на полубесконечную среду под углом $\arccos\eta$, то вероятность их гибели в результате определенного числа n рассеяний (акт поглощения также принимается за рассеяние), очевидно, будет задаваться формулой

$$q_n(x, \eta) = \int\limits_0^1 \frac{d\eta'}{|\eta'|} \int\limits_{-\infty}^{\infty} u(x')\, dx' \int\limits_0^\infty \bar{Y}_{n-1}(\tau, x, \eta; x', \eta')\, d\tau, \tag{27}$$

где $u(x) = (1-\lambda)\alpha(x) + \beta$.

Применение принципа инвариантности позволяет написать уравнения, аналогичные (12), для функций Y_n, которые, в свою очередь, приводят к следующему уравнению для производящей функции величин $q_n(x, \eta)$:

$$v(x) Q(x, \eta; s) = \frac{\lambda}{2} s \int\limits_0^1 d\eta' \int\limits_{-\infty}^{\infty} r(x, \eta; x', \eta') Q(x', \eta'; s)\, dx' +$$

$$+ s\int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} u(x')\, W(x', \eta'; x, \eta; s)\, dx' + su(x) +$$

$$+ \frac{\lambda}{2} s \int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} Q(x', \eta'; s) \times$$

$$\times dx' \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} r(x', \eta'; x'', -\eta'')\, W(x'', \eta''; x, \eta; s)\, dx''. \qquad (28)$$

Исходя из вероятностного смысла величины $R_0(x, \eta) \equiv Q(x, \eta; 1)$, легко заключить, что $R_0(x, \eta) + R_*(x, \eta) = 1$, ибо падающий извне фотон должен либо отразиться от среды, либо поглотиться в ней. Заметим, что вследствие двойственной интерпретации функции Y, величину $R_0(x, \eta)$ можно рассматривать также как контур линии поглощения, образованной в изотермической атмосфере, если мощность первичных источников равна $u(x)$. Из (28), в частности, вытекает уравнение для функции $R_0(x, \eta)$ см., также [14]):

$$v(x) R_0(x, \eta) = \int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x')\, p(0, x', \eta'; x, \eta)\, R_0(x', \eta')\, dx' +$$

$$+ u(x) + \eta \int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} u(x')\, \rho(x', \eta'; x, \eta)\, dx'. \qquad (29)$$

Очевидно, что среднее число рассеяний поглощенных фотонов $N_0(x, \eta)$ можно представить в виде $N_0(x, \eta) = \nu_0(x, \eta)/R_0(x, \eta)$, где $\nu_0(x, \eta) = \partial Q(x, \eta; s)/ds\,|_{s=1}$. Используя уравнение (28), для функции $\nu_0(x, \eta)$ получаем

$$v(x)\nu_0(x, \eta) = \int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x')\, p(0, x', \eta'; x, \eta)\, \nu_0(x', \eta')\, dx' + l_0(x, \eta), \qquad (30)$$

где

$$l_0(x, \eta) = v(x) R_0(x, \eta) + \eta \int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} u(x')\, \nu(x', \eta'; x, \eta)\, dx' +$$

$$+\frac{\lambda}{2}\eta\int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} \nu(x, \eta; x', \eta') \times$$

$$\times dx' \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} r(x', -\eta'; x'', \eta'') R_0(x'', \eta'') dx''.$$

Наряду с функциями $N_*(x, \eta)$ и $N_0(x, \eta)$ введем в рассмотрение величину

$$\langle N(x, \eta) \rangle = N_*(x, \eta) R_*(x, \eta) + N_0(x, \eta) R_0(x, \eta), \tag{31}$$

которая, как нетрудно понять, характеризует среднее число рассеяний для фотона, обладающего частотой x и падающего на среду под углом $\arccos \eta$, независимо от того, поглотиться ли он впоследствии в среде, или покинет ее. Вместо того, чтобы заняться вопросом о нахождении $\nu_0(x, \eta)$, мы выпишем уравнение для функции $\langle N(x, \eta) \rangle$, свободный член которого по сравнению с $l_0(x, \eta)$ имеет более простой вид. Действительно, складывая уравнения (22) и (30), получаем

$$v(x) \langle N(x, \eta) \rangle = \int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x') p(0, x', \eta'; x, \eta) \langle N(x', \eta') \rangle dx' +$$

$$+ v(x) + \eta \int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} v(x') \rho(x', \eta'; x, \eta) dx'. \tag{32}$$

Если функция $\rho(x', \eta'; x', \eta)$ известна, то полученное нами соотношение (32) может рассматриваться как интегральное уравнение с ядром $\alpha(x') p(0, x', \eta'; x, \eta)$ относительно функции $\langle N(x, \eta) \rangle$. Выше мы убедились, что уравнению указанного типа удовлетворяет также функция $R_0(x, \eta)$. Как было показано в работе [14], к решению уравнения с ядром $\alpha(x') p(0, x', \eta'; x, \eta)$ сводится также задача о нахождении интенсивности выходящего излучения при различных распределениях первичных источников энергии. Отсылая за подробностями решения уравнений типа (32) при различных механизмах рассеяния к упомянутой работе [14], здесь заметим лишь, что предложенный в ней путь решения основан на использовании следующего представления ядра:

$$\alpha(x') p(0, x', \eta'; x, \eta) = \frac{\lambda}{2} \sum_{i=0}^{\infty} P_i(\eta') \sum_{k=i}^{\infty} c_k^i \alpha_k(x') \varphi_{ik}(x, \eta), \tag{33}$$

вытекающего из билинейного разложения функции перераспределения (4) и соотношений (6) и (13). Вообще говоря, использование разложения (33) позволяет свести вопрос о решении интегрального уравнения вида (32) к решению бесконечной системы алгебраических уравнений. В некоторых простейших случаях решение, выражающееся через φ-функции, удается записать в замкнутом виде.

Остановимся более подробно на вопросе об определении функции $\langle N(x, \eta) \rangle$. После ее нахождения в случае необходимости из (31) может быть определена и функция $N_0(x, \eta)$ (величины $R_*(x, \eta)$ и $R_0(x, \eta)$ мы считаем известными). Однако сначала сделаем одно важное заключение, вытекающее из сравнения уравнений (29) и (32). Мы видим, что при $\beta = 0$ (и только в этом случае) имеем

$$\langle N(x, \eta) \rangle = R_0(x, \eta)/(1-\lambda), \tag{34}$$

результат, который в простейшем случае изотропного полностью некогерентного рассеяния на основе физических рассуждений был получен В. В. Соболевым [2].

Пусть теперь $\beta \neq 0$. Тогда простым вычитанием (29) из (32) легко заключить, что разность функций $\langle N(x, \eta) \rangle$ и $R_0(x, \eta)$ удовлетворяет интегральному уравнению, отличающемуся от исходных уравнений лишь свободным членом, который в данном случае равен $\lambda\pi^{1/4}\varphi_{00}(x, \eta)$. Пользуясь разложением (33), для определения величины $\langle N(x, \eta) \rangle$ будем иметь формулу

$$\langle N(x, \eta) \rangle = R_0(x, \eta) + \frac{\lambda}{v(x)} \Bigg[\pi^{1/4}\varphi_{00}(x, \eta) + \\ + \frac{1}{2}\sum_{n=0}^{\infty} \sum_{k=n}^{\infty} c_k^n j_{nk} \varphi_{nk}(x, \eta) \Bigg]. \tag{35}$$

Входящие в (35) постоянные j_{nk} определяются из системы алгебраических уравнений

$$j_{lm} = \frac{\lambda}{2}\sum_{n=0}^{\infty} \sum_{k=n}^{\infty} c_k^n g_{lm}^{nk} j_{nk} + \lambda\pi^{1/4} g_{lm}^{00}, \tag{36}$$

где

$$g_{lm}^{nk} = \int_0^1 P_l(\eta)\, d\eta \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_{nk}(x, \eta) \frac{\alpha_m(x)}{v(x)}\, dx.$$

В частности, при полном перераспределении по частотам вместо (35) будем иметь

$$\langle N(x,\ \eta)\rangle = R_0(x,\ \eta) + \frac{\beta}{\sqrt{1-\tilde{\lambda}}}\frac{\alpha(x)}{v(x)}H(z), \tag{37}$$

или с учетом (23) окончательно

$$\langle N(x,\ \eta)\rangle = \frac{\beta}{v(x)} +$$

$$+\frac{\alpha(x)}{v(x)}H(z)\left\{\frac{1+\lambda\beta(\beta)}{\sqrt{1-\tilde{\lambda}}} + \frac{\lambda}{2}\beta\left[\omega(z,\ \lambda,\ \beta) - \gamma_{00}(\lambda,\ \beta)\right]\right\}. \tag{38}$$

Фигурирующая в (38) функция $\delta(\beta) = A\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{\alpha(x)}{v(x)}dx$ хорошо известна в теории переноса излучения в линии с поглощением в непрерывном спектре. Для различных профилей коэффициента поглощения имеются таблицы этой функции.

Из (38), в частности, вытекает, что при $x\to\infty$, $\langle N(x,\ \eta)\rangle\to 1$. При $\beta=0$, как и следовало ожидать и что нетрудно проверить, формула (38) переходит в полученную выше формулу (34).

Формулы, полученные в настоящей работе, позволяют вычислить среднее число рассеяний для фотонов, падающих на среду и обладающих определенной частотой и направлением движения. Разумеется, если внешние источники излучения обладают некоторым угловым и спектральным распределением, то полученные формулы следует усреднить по этому распределению.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE STATISTICAL DESCRIPTION OF RADIATION FIELD ON THE BASIS OF INVARIANCE PRINCIPLE. I. THE MEAN NUMBER OF SCATTERINGS IN THE MEDIUM ILLUMINATED FROM OUTSIDE

A. G. NIKOGHOSSIAN

A new approach to determine the mean number of scatterings, based on Ambartsumian's invariance principle and on the systematical application of generating function method is suggested. The mean quantities evaluated in the paper concern the case when the medium is illuminated from outside. The photons destroyed as a result of diffusion in the medium and the photons escaping the medium are considered separately. It is shown that the suggested approach enables one to reveal the dependence of the mean number of scatterings on the characteristics of the incident photon and can be used under general assumptions concerning the elementary act of scattering. For illustration, the case of complete frequency redistribution with nonzero absorptions in a continuum is examined in more detail. The main ideas developed in the paper may be applied in principle when determining any discrete stochastic quantity giving the statistical description of the radiation field.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. А. Амбарцумян*, Научные труды, т. 1, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1960, стр. 283.
2. *В. В. Соболев*, Астрофизика, 135, 2, 1966.
3. *В. В. Соболев*, Астрофизика, 239, 2, 1966.
4. *В. В. Соболев*, Астрофизика, 5, 3, 1967.
5. *В. В. Соболев*, Астрофизика, 137, 3, 1967.
6. *Г. А. Арутюнян*, *А. Г. Никогосян*, ДАН СССР, 268, 1342, 1983.
7. *С. Карлин*, Основы теории случайных процессов, Мир, М., 1971.
8. *Дж. Л. Дуб*, Вероятностные процессы, ИЛ, М., 1956.
9. *А. Г. Никогосян*, ДАН СССР, 786, 235, 1977.
10. *А. Г. Никогосян*, ДАН Арм.ССР, 176, 68, 1979.
11. *D. G. Hummer*, M. N. RAS, 21, 125, 1962.
12. *В. В. Иванов*, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
13. *Д. И. Нагирнер*, Уч. зап. ЛГУ, № 381, 1975.
14. *A. G. Nikoghossian*, *H. A. Haruthyunian*, Astoophys. Space Sci., 64, 269, 1979.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 21 ОКТЯБРЬ, 1984 ВЫПУСК 2

УДК: 52—6—7

ЗАМЕЧАНИЕ ОБ УЧЕТЕ ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ФОТОНАМИ В АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ЗАДАЧАХ

Г. Т. ТЕР-КАЗАРЯН

Поступила 27 июля 1984
Принята к печати 25 августа 1984

В работе выявлена существенная неточность, содержащаяся в широко используемых при интерпретации различных астрофизических явлений работах [6—8]. Посредством правильного определения телесного угла направления рассеянного фотона $d\Omega_f$ исправляются формулы, учитывающие движение электрона в задачах комптоновского рассеяния. Получены точные выражения для ядра рассеяния и энергетических потерь. Приведенные результаты существенным образом отличаются от общепринятых [5—12], особенно при описании режима обратного комптоновского рассеяния.

В последнее время, по мере сильного возрастания интереса к нестационарным нетепловым явлениям, протекающим в недавно открытых весьма интересных астрофизических объектах, все чаще и интенсивнее ведутся исследования с использованием механизмов электрон-фотонного взаимодействия.

Встречаются процессы комптоновского взаимодействия как в слабых, умеренных, так и в интенсивных полях излучения с участием тепловых и релятивистских электронов.

Физические условия протекающих явлений в одних случаях (А) допускали непосредственное применение готовых результатов из физики, а в других случаях (Б) они требовали предварительно развить саму теорию процессов комптоновского взаимодействия между электронным и фотонным газами и лишь после этого, на ее основе, попытаться интерпретировать астрофизические наблюдения.

К случаю (А) можно отнести исследования Г. А. Гурзадяна [1, 2] о вспышках звезд типа UV Кита. В них использована осредненная по направлениям формула для частоты рассеянного кванта. Однако при большом релятивизме электронов следует использовать формулы, учитывающие угловую зависимость; последняя в некоторых моделях приводит к значительной поправке осредненных результатов. Это было указано авторами работ [3—5]. Однако эти последние также требуют ряда уточнений. В частности, а) утверждается, что дифференциальное сечение процесса не является релятивистски инвариантной величиной, а его умножение на поток падающих частиц производится для получения релятивистски инвариантной величины. Между тем, дифференциальное сечение — релятивистски инвариантная величина [14, 15], а его умножением на поток падающих частиц получается вероятность процесса в единицу времени; б) нуждается в исправлении нормировка (1) (см. работу [5]), если в ней функции $r(\nu_i, \nu_f, \theta)$ дается посредством формулы (2) той же работы, т. к. вклад остальных промежуточных состояний в условии унитарности S-матрицы рассеяния не равен нулю; в) телесный угол рассеянного фотона выбирается равным $d\Omega_f = -d\cos\psi_f d\varphi_f$, где ψ_f — угол, заключенный между направлениями начального движения электрона и рассеянного фотона, затем над ψ_f совершается преобразование от системы отсчета покоя электрона (с. п.) в лабораторную (л. с.). Однако, угол ψ_f теряет смысл в первой, поскольку $\vec{P} = 0$ (о правильном выборе телесного угла $d\Omega_f$ смотреть ниже).

Вышеуказанные неточности иногда влияют на окончательные результаты.

К случаю (Б) относятся часто цитируемые исследования [6—8], выполнение которых было вызвано необходимостью выяснения роли указанного механизма в изучении некоторых вопросов гамма- и рентгеновской астрономии.

Но в них имеется существенная неточность (относительно телесного угла $d\Omega_f$), исправление которой весьма актуально в двух отношениях: во-первых, ошибка, исходящая из этих работ, систематически повторялась во всех последующих исследованиях в течение почти двадцати лет (см., например, [9—12]); во-вторых, ее наличие исказило полученные результаты не только в количественном отношении, но и привело к качественнно неверному описанию поведения величин, характеризующих данный физический процесс.

Например, в указанных работах Гинзбурга и Сыроватского [7], Джонса [8], Блументаля и Гулда [9] и т. п., получено, что энергетические потери с ростом энергии электронов расходятся по логарифмическому закону. В монографии же Гинзбурга ([10], стр. 464) делается попытка объяснения этого неправильного результата с помощью простых физических соображений. При этом автором (как и в [11]) упущена необходимость осреднения по направлениям движения электронов с учетом законов сохранения.

т. е. осреднения по $d\Omega_p$, используя для этого выражение $\delta\left(\nu_f - \nu_i \frac{D_i}{D_f'}\right)$; здесь $k_i^{(4)}\left(\vec{k}_i, \frac{ih\nu_i}{c}\right)$ и $k_f^{(4)}\left(\vec{k}_f, \frac{ih\nu_f}{c}\right)$ 4-импульсы падающего и рассеянного фотонов, $D_{i,f} = 1 - \frac{c^2 \vec{P}\vec{k}_{i,f}}{Eh\nu_{i,f}}$, $D_f' = D_f + \delta(1 - \cos\theta)$, $\delta = \frac{h\nu_i}{E}$, $P^{(4)}\left(\vec{P}, \frac{iE}{c}\right)$ 4-импульс электрона, $d\Omega_p$ — телесный угол отвечающего направлению $\vec{P}$.

Нетрудно убедиться, что при учете дельта-функции $\delta\left(\nu_f - \frac{\nu_i D_i}{D_f'}\right)$ имеет место (см., например, [12])

$$d\Omega_p = \frac{ED_i \nu_i}{cPQ\nu_f} d\varphi d\nu_f, \tag{1}$$

где $Q = (\nu_f^2 + \nu_i^2 - 2\nu_i \nu_f \cos\theta)^{1/2}$, θ — угол рассеяния, φ — угол между плоскостями, содержащими пары векторов $(\vec{k}_i, \vec{k}_f)$ и $(\vec{k}_i, \vec{P})$. Учет (1) при $\nu_f \gg \nu_i$ и $h\nu_f \sim E \gg mc^2$ приводит к выражению

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_c \simeq ch\int D_i \sigma \nu_f \frac{d\Omega_p}{4\pi} \simeq \frac{3h}{32\pi} c\sigma_\tau \int D_i \frac{m^2c^4\nu_f}{D_i h\nu_i E}\left[\ln\left(\frac{2h\nu_i ED_i}{m^2c^4}\right) + \right.$$
$$\left. + \frac{1}{2}\right] \frac{\nu_i D_i d\varphi d\nu_f}{\nu_f^2} \simeq \frac{3}{16}\sigma_\tau W_\Phi\left(\frac{m^2c^4}{h\nu_i E}\right)\ln\left(\frac{2h\nu_i E\overline{D}_i}{m^2c^4}\right), \tag{2}$$

где σ_τ — томсоновское сечение, $W_\Phi = c\overline{D}_i h\nu_i$, из которого видно, что энергетические потери электронов должны уменьшаться с ростом энергии.

Поскольку наличие указанных выше неточностей в теории может в конечном счете привести к неправильному истолкованию самих астрофизических явлений (наблюдений), то, исходя из интересов работ типов (А), (Б) для дальнейшего целесообразно точно учесть движение электрона в задачах комптоновского рассеяния посредством правильного определения телесного угла $d\Omega_f$. Важно также получение точных выражений для ядра рассеяния [13] (описывающего элементарный акт рассеяния) и энергетических потерь моноэнергетических электронов.

Для ядра рассеяния имеется выражение [14]

$$\mu(\nu_i, E) = \frac{c^4e^4}{2h^2}\int \frac{\delta(E + h\nu_i - E' - h\nu_f)}{EE'\nu_i\nu_f}(T_2 - 2T_2 + T_1)\, d^3k_f \frac{d\Omega_p}{4\pi}, \tag{3}$$

где

$$T_1 = \frac{\nu_i D_i}{\nu_f D_f} + \frac{\nu_f D_f}{\nu_i D_i}, \qquad T_2 = \frac{m^2c^4}{Eh}\left(\frac{1}{\nu_i D_i} - \frac{1}{\nu_f D_f}\right)$$

являются релятивистски инвариантами, $d^3k_f = \frac{h^3\nu_f^2 d\nu_f}{c^3} d\Omega_f$. При нахождении телесного угла $d\Omega_f$ следует воспользоваться инвариантом

$$h^2\nu_f d\nu_f d\Omega_f = \frac{c^3 d^3k_f}{h\nu_f} = 2c^2\delta\left[(k_f^{(4)})^2\right] d^4k_f \tag{4}$$

и формулой преобразования

$$\nu_{f_e} = \gamma D_f \nu_f. \tag{5}$$

при этом $\gamma = \frac{E}{mc^2}$, а индексом „e" отмечены величины, определенные в с. п. (где $d\Omega_{f_e} = -d\cos\theta_e d\varphi_{f_e}$). С помощью (4) и (5) получаем соотношение, определяющее величину $d\Omega_f$ в общем случае

$$d\Omega_f = \gamma^2 D_f^2 d\Omega_{f_e}. \tag{6}$$

Подробно рассмотрим вытекающие из (6) следствия для различных процессов.

а) В частном случае процессов излучения или поглощения фотона электроном (в присутствии третьего тела) имеются $\vec{k}$ (вектор импульса излученного или поглощенного фотона) и $\vec{P}$. При этом, если выбрать полярную ось в направлении относительного движения двух систем—л. с. и с. п., то из формулы (6) получаем:

$$d\Omega_f = -\gamma^2 D^2 d\cos\theta_e d\varphi_e = -d\cos\theta d\varphi, \qquad \varphi = \varphi_e, \tag{7}$$

где $D = 1 - \beta\cos\theta$, $\beta = \frac{v}{c}$.

При рассеянии фотона электроном, в отличие от предыдущего случая уже имеется инвариант

$$t = -2k_i^{(4)} k_f^{(4)} = -2k_{i_e}^{(4)} k_{f_e}^{(4)}, \tag{8}$$

откуда, с помощью формул преобразования

$$\nu_{i_e} = \gamma D_i \nu_i, \qquad \nu_{f_e} = \gamma D_f \nu_f, \tag{9}$$

получим

$$1 - \cos\theta_e = \frac{1 - \cos\theta}{\gamma^2 D_i D_f}. \tag{10}$$

Процессы рассеяния при $\vec{P} \parallel \vec{k}_i$ и $\vec{P} \parallel -\vec{k}_i$ фактически сводятся к случаю (а), поскольку тогда оба вектора коллинеарны.

б) В общем случае, в процессе рассеяния фотона электроном (проводится осреднение по направлениям $\vec{P}$), когда векторы $\vec{P}$, $\vec{k}_i$ и $\vec{k}_f$ неколлинеарны, необходимо учесть, что азимут φ_f меняется не в плоскости, перпендикулярной $\vec{P}$, а в плоскости, перпендикулярной $\vec{k}_i$, следовательно также подвергается преобразованию. Поэтому следует правильно определить сбласть изменения азимута φ_f.

С помощью формул (9), (10), из (6) имеем:

$$d\Omega_f = - d\cos\theta d\varphi_f, \tag{11}$$

где

$$d\varphi_f = \frac{D_f}{D_i}\left(1 + \frac{1-\cos\theta}{D_f}\frac{dD_f}{d\cos\theta}\right)d\varphi_e. \tag{12}$$

Далее, из инвариантности сечения процесса [14] следует:

$$\sigma_e = \int f(s_e,\ t_e)\, \nu_{fe}^2 d\Omega_{fe} = -2\pi \int f(s_e,\ t_e)\, \nu_{fe}^2\, d\cos\theta_e =$$

$$= \sigma = \int f(s,\ t)\, \nu_f^2\, d\Omega_f, \tag{13}$$

откуда определим:

$$d\Omega_f = -\frac{D_f}{D_i}\left(1 + \frac{1-\cos\theta}{D_f}\frac{dD_f}{d\cos\theta}\right)2\pi d\cos\theta, \tag{14}$$

где инварианты s и t равны $s = [k_i^{(4)} + P^{(4)}]^2$, $t = [k_i^{(4)} - k_f^{(4)}]^2$.

С целью дальнейшего упрощения выражения (3) приведем следующее тождество:

$$\oint d\Omega_p \delta\left(\nu_f - \frac{\nu_i D_i'}{D_f'}\right) F(D_i,\ D_f) = \int_{\tau_-}^{\tau_+} d\tau \frac{2D_i \wedge (\nu_f,\ \nu_-,\ \nu_+)}{\beta\nu_j \sqrt{C + 2B\tau - Q_0^2\tau^2}} F(D_i,\ D_f), \tag{15}$$

где $\tau = \cos\psi_f$, $F(D_i,\ D_f)$ — произвольная функция от D_i и D_f и

$$C = \beta^2 \sin^2\theta - [1 - \xi - \xi\delta(1 - \cos\theta)]^2,$$
$$B = \beta(\cos\theta - \xi)[1 - \xi - \xi\delta(1 - \cos\theta)], \tag{16}$$

$$Q_0 = \frac{|h(\vec{k}_i - \vec{k}_f)|}{h\nu_i} = \sqrt{1 + \xi^2 - 2\xi\cos\theta} = \frac{Q}{\nu_i}, \quad \xi = \frac{\nu_f}{\nu_i}.$$

При выводе тождества (15) было использовано следующее соотношение:

$$\cos\psi_i = \cos\psi_f \cos\theta + \sin\psi_f \sin\theta\, \mathrm{sos}\, \varphi_p, \tag{17}$$

где ψ_i — угол, образованный векторами $\vec{P}$ и $\vec{k}_i$.

Пределы интегрирования $\tau_\pm$ — определяются из условия

$$Q_0\tau_\pm = \frac{B}{Q_0} \pm \sqrt{C + \frac{B^2}{Q_0^2}}, \tag{18}$$

и, наконец, $\Lambda(\nu_f, \nu_-, \nu_+)$ — функция единичного скачка:

$$\Lambda(\nu_f, \nu_-, \nu_+) = \begin{cases} 1 & \nu_f \in [\nu_-, \nu_+], \\ 0 & \nu_f \in [\nu_-, \nu_+], \end{cases} \tag{19}$$

где

$$\nu_\pm = \nu_i \frac{M}{1 + 4\frac{h\nu_i}{mc^2}\sin^2\frac{\theta}{2}\left(\gamma + \frac{h\nu_i}{mc^2}\sin^2\frac{\theta}{2}\right)} \tag{20}$$

$$M = 1 + 2\sin^2\frac{\theta}{2}\left\{\gamma^2 - 1 + \gamma\frac{h\nu_i}{mc^2} \pm \sqrt{\gamma^2 - 1}\left[\mathrm{ctg}\frac{\theta}{2} + \left(\gamma + \frac{h\nu_i}{mc^2}\right)^2\right]^{1/2}\right\}.$$

Переходя в (15) к новой переменной

$$x = \tau Q_0 - \frac{B}{Q_0}, \tag{21}$$

получаем:

$$\oint d\Omega_p \delta\left(\nu_f - \frac{\nu_i D_i}{D_f'}\right) F(D_i D_f) =$$
$$= \int_{-x_0}^{x_0} dx \frac{2D_i \Lambda(\nu_f, \nu_-, \nu_+)}{\beta Q_0 \nu_f \sqrt{x_0^2 - x^2}} F(D_i, D_f), \tag{22}$$

где $x_0^2 = C + \frac{B^2}{Q_0^2}$. Наконец, в (22), снова совершая переход $x \to \cos\varphi = \frac{x}{x_0}$, придем к соотношению

$$\oint d\Omega_p \delta\left(\nu_f - \frac{\nu_i D_i}{D_f'}\right) F(D_i, D_f) =$$

$$= \int_0^{2\pi} \frac{D_i \Lambda(\nu_f, \nu_-, \nu_+)}{\beta Q_0 \nu_f} F(D_i, D_f)\, d\varphi. \quad (23)$$

При помощи новых переменных, D_i и D_f уже имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} D_i &= \xi(t_i + u\cos\varphi), \\ D_f &= t_f + u\cos\varphi, \end{aligned} \quad (24)$$

где

$$t_f = (1 - \cos\theta)\frac{1 + \xi + \xi\delta\cos\theta - \delta\xi^2}{Q_0^2},$$

$$t_i = t_f + \delta(1 - \cos\theta) = \frac{(1 - \cos\theta)(1 + \xi - \xi\delta\cos\theta + \delta}{Q_0^2}, \quad (25)$$

$$u = \frac{1}{Q_0^2}\left\{\sin^2\theta\,[\beta^2 Q_0^2 - (1 - \xi - \xi\delta(1 - \cos\theta))^2]\right\}^{1/2}.$$

Выполняя в (3) интегрирования с использованием (14) и (23), окончательно получаем:

$$\mu(\nu_i, \nu_f, E) = \frac{r_e^2 c \Lambda(\nu_f, \nu_-, \nu_+)}{4Q\gamma(\gamma^2 - 1)^{1/2}} \frac{\nu_f}{\nu_i} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\min}^{\max} d\cos\theta \times$$

$$\times \frac{D_f}{D_i}\left(1 + \frac{1 - \cos\theta}{D_f} \frac{dD_f}{d\cos\theta}\right)(T_2^2 - 2T_2 + T_1), \quad (26)$$

где $r_e = \frac{e^2}{mc^2}$ — классический радиус электрона.

Выражение (26) можно получить также с помощью формулы (86,6) из [15] путем прямого вычисления $\left(dt = -\frac{2h^2\nu_f^2}{c^2}\frac{D_f}{D_i}\left(1 + \frac{1 - \cos\theta}{D_f} \times \frac{dD_f}{d\cos\theta}\right) d\cos\theta\right)$. Квадратура (26) в общем случае приводит к довольно громоздкому аналитическому выражению, которое здесь не приводим. Ограничимся лишь рассмотрением приближенного выражения

$$\mu(\nu_i, \nu_f, E) = \frac{r_e^2 c\Lambda(\nu_f, \nu_-, \nu_+)}{4Q\gamma(\gamma^2-1)^{1/2}} \frac{\nu_f}{\nu_i} \left\{ \int_{\min}^{\max} d\cos\theta \times \right.$$

$$\left. \times \frac{D_f}{D_i}\left(1 + \frac{1-\cos\theta}{D_f}\frac{dD_f}{d\cos\theta}\right)(T_2^2 - 2T_2 + T_1) \right\}_{\cos\varphi=0}, \qquad (27)$$

которое является хорошим приближением [12] как в нерелятивистской области, так и в режиме обратного комптоновского рассеяния ($\nu_f \gg \nu_i$, $E \gg mc^2$). Для последнего имеем:

$$\mu(\varepsilon, x) \simeq \frac{\pi r_e^2}{mc\gamma^3}\frac{1}{1-x}\left[2 + x\varepsilon + 4\ln y - y(4 - xy) + \frac{2}{y}\right], \qquad (28)$$

$$-\frac{dE}{dt} \simeq \frac{\pi r_e^2 mc^3}{\gamma^3}\left\{\left(\frac{\varepsilon}{2} + \frac{9}{2} + \frac{4}{\varepsilon}\right)\ln(1+\varepsilon) - \right.$$

$$\left. - \frac{\varepsilon^3 + 19\varepsilon^2 + 34\varepsilon + 16}{4(1+\varepsilon)^2} - \ln^2(1+\varepsilon) - 2L_i\left(\frac{1}{1+\varepsilon}\right)\right\}, \qquad (29)$$

где $\varepsilon = \frac{4Eh\nu_i}{m^2c^4}$, $x = \frac{h\nu_f}{E}$, $y = \frac{x}{\varepsilon(1-x)}$ и

$$L_i(z) = \int_1^z \frac{\ln\zeta d\zeta}{1-\zeta}. \qquad (30)$$

При $\varepsilon \gg 1$ из (29) следует

$$-\frac{dE}{dt} \simeq \frac{2\pi r_e^2}{\gamma^2} ch\nu_i\left(\ln\varepsilon - \frac{1}{2}\right). \qquad (31)$$

Как видим, полученное соотношение (31) приводит к следующему поведению энергетических потерь: $\simeq \frac{2\pi r_e^2}{\gamma^2} ch\nu_i \ln\varepsilon$, которое существенным образом отличается от поведения $\simeq \pi r_e^2 m^2 c^5 \frac{\ln\varepsilon}{h\nu_i}$, соответствующего результатам работ [5—12], до сих пор повсеместно используемых для анализа астрофизических явлений.

Составляя отношение указанных энергетических потерь (R_ε), нетрудно оценить степень различия между ними. Например, для быстрых ($\gamma \sim 10$), релятивистских ($\gamma \sim 10^2$) и ультрарелятивистских ($\gamma \sim 10^3$) электронов, при $\varepsilon \sim 10^2$, 10^3, получим соответственно: $R_{10^2} \simeq 0.125$; $1.25 \cdot 10^{-3}$; $1.25 \cdot 10^{-7}$; $R_{10^3} \simeq 12.5$; $1.25 \cdot 10^{-3}$; $1.20 \cdot 10^{-7}$. Отсюда следует, что даже наличие высокоэнергетических электронов далеко не обеспечивает столь эффективную перекачку низкочастотных фотонов в высокочастотную область посредством механизма обратного комптон эффекта. А это означает, что вопрос об отыскании новых, более эффективных конкретных механизмов для объяснения высокочастотного нетеплового излучения в указанных выше астрофизических задачах продолжает оставаться весьма актуальным.

Поскольку сделанные выше замечания и приведенные результаты могут быть, в частности, использованы также в прикладных задачах физики плазмы и т. п., следует подчеркнуть, что на примере комптоновского рассеяния (s-канал фотон-электронного взаимодействия (ф. э. в.)) было показано, что вообще при использовании дифференциальных сечений следует обратить особое внимание на правильное определение телесного угла рассеянной частицы в л. с. Например, для процессов аннигиляции и образования электронно-позитронных пар (прямой и обратный процессы t-канала ф.-э. в.) для телесных углов вылетающих частиц (соответственно $d\Omega_2$ и $d\Omega_+$) будем иметь:

$$d\Omega_2 = \left(\frac{\nu_{2c}}{\nu_2}\right)^2 d\Omega_{2c} = -2\pi \left(\frac{\nu_{2c}}{\nu_2}\right)^2 d\cos\theta_{+c}, \tag{32}$$

$$d\Omega_+ = \frac{|\vec{P}_{+c}|E_{+c}}{|\vec{P}_+|E_+} d\Omega_{+c} = -2\pi \frac{|\vec{P}_{+c}|E_{+c}}{|\vec{P}_+|E_+} d\cos\theta_{-c}, \tag{33}$$

где индекс „c“ относится к величинам в системе отсчета центра инерции ($\vec{P}_{+c} = -\vec{P}_{-c} = \vec{P}_c$, $\vec{k}_{1c} = -\vec{k}_{2c}$, $E_{+c} = E_{-c} = h\nu_{1c} = h\nu_{2c}$), θ_{+c}—угол между $\vec{P}_{+c}$ и $\vec{k}_{2c}$.

В заключение отметим, что основной результат данной статьи (указанное поведение энергетических потерь) приведен в краткой заметке [16]). В интересующем нам отношении поведение исследуемых величин определяется главным членом $\dfrac{D_f}{D_i} \simeq \dfrac{\nu_i}{\nu_f}$. В формуле (6) работы [16] после дифференцирования только он и сохранен. В указанном приближении частный пример рассеяния фотона электроном при $\psi_i = 0$ (когда $\nu_f < \nu_i$, [16]) остается далеко за пределами обратного комптоновского режима, и его приведение нами является неоправданным и ошибочным.

В настоящей статье вычисления проводились с помощью точного выражения (12). Однако, в режиме обратного комптоновского рассеяния, численные оценки полученных результатов того же порядка, что и в [16].

Автор искренне признателен академику В. А. Амбарцумяну за внимание, проявленное к работе, О. В. Пикичяну за критические замечания и академику АН БССР Ф. И. Федорову за ценное обсуждение.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

A REMARK ON THE CONSIDERATION OF THE MOTIONS OF ELECTRONS IN THEIR INTERACTION WITH PHOTONS IN ASTROPHYSICAL PROBLEMS

G. T. TER-KAZARIAN

The essential incorrectness contained in a source reference [6—8] on the interpretation of different astrophysical phenomena is revealed. The formulas which take into account the electron's motion in problems of Compton scattering are improved by means of correct definition of solid angle in scattered photon's direction. The correct expressions of scattering function and energy losses are obtained. The results essentially differ from generally accepted [5—12] particularly in description of inverse Compton scattering.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г. А. Гурзадян*, Вспыхивающие звезды, Наука, М., 1973.
2. *Г. А. Гурзадян*, Астрофизика, 1, 319, 1965.
3. *Г. А. Арутюнян, А. Г. Никогосян, Р. А. Крикорян*, В сб. «Вспыхивающие звезды, Фуоры и объекты Хербига—Аро», Изд. АН АрмССР, Ереван, 1980, стр. 136.
4. *Г. А. Арутюнян, Р. А. Крикорян, А. Г. Никогосян*, Астрофизика, 15, 431, 1979.
5. *Г. А. Арутюнян, А. Г. Никогосян*, ДАН, 255, 86, 1980.
6. *J. E. Felten, P. Morrison*, Phys. Rev. Lett., 10, 453, 1963.
7. *В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский*, ЖЭТФ, 11865, 1964.
8. *F. C. Jones*, Phys. Rev., 137B, 1306, 1965.
9. *G. R. Blumenthal, R. J. Gould*, Rev. Mod. Phys., 42, 237, 1970.
10. *В. Л. Гинзбург*, Теоретическая физика и астрофизика, Наука, М., 1981.
11. *M. Morini*, Astrophys. Space Sci., 79, 203, 1981; M. N. RAS, 202, 495, 1983.
12. *F. A. Aharonian, A. M. Atoyan*, Astrophys. Space Sci., 79, 321, 1981.
13. *G. A. Pomraning*, J. Quant. Spectroscop. Radiat. Transfer, 12, 1047, 1972.
14. *А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий*, Квантовая электродинамика, Наука, М., 1981.
15. *В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский*, Квантовая электродинамика, Наука, М., 1980.
16. *Г. Т. Тер-Казарян*, ДАН, 276, 106, 1984.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 21 ОКТЯБРЬ, 1984 ВЫПУСК 2

УДК 52—726

О ВРЕМЕНИ УСТАНОВЛЕНИЯ ИОНИЗАЦИОННОГО РАВНОВЕСИЯ В ГОРЯЧЕМ РАЗРЕЖЕННОМ ГАЗЕ

К. А. СИДОРОВ

Поступила 10 декабря 1983
Принята к печати 25 мая 1984

Рассчитано время установления ионизационного равновесия в горячем разреженном газе. Показано, что следует ожидать существенных отклонений от состояния ионизационного равновесия при хромосферных вспышках и в остатках взрывов сверхновых. Кроме того, движущаяся галактика в скоплении галактик должна оставлять след с неравновесным состоянием ионизации, который существует более 10^8—10^9 лет.

1. *Введение.* В последние годы проведены многочисленные расчеты ионизационного равновесия горячего разреженного газа [9]. Это возрастание интереса связано прежде всего с диагностикой такого газа по его рентгеновскому излучению. Однако горячая разреженная плазма появляется, главным образом, при нестационарных процессах, таких, как хромосферные вспышки, взрывы сверхновых, выметание газа из галактик скоплений и т. п., постоянно привлекающих внимание астрофизиков. Поэтому естественно, оценить время установления ионизационного равновесия.

В настоящей работе рассматривается следующая задача. В момент времени $t = 0$ холодный газ ($T = 0$) попадает в горячий электронный газ с температурой T_e и концентрацией n_e, и равномерно с ним перемешивается. Далее происходит ионизация атомов электронным ударом. В такой постановке задачи в начальный момент в газе присутствуют только нейтральные атомы с относительной концентрацией $n_1 = 1$, а ионы полностью отсутствуют. Разумеется, в реальной ситуации газ находится в ионизационном равновесии при некоторой температуре $T \neq 0$. Однако расчеты показали, что при $T \lesssim 0.01 \cdot T_e$ время установления ионизационного равновесия примерно такое же, как и при $T = 0$. Следовательно, описываемая ниже картина существеннее зависит от деталей процесса перемешивания двух разнотемпературных компонентов, чем от температуры холодного газа. Наши расчеты позволят только оценить, в каких ситуациях можно ожидать отклонений от ионизационного равновесия, не претендуя на подробное описание кинетики установления этого равновесия. Будем предполагать, что

T_e и n_e не зависят от времени. Это предположение означает, что горячего газа много больше, чем холодного, а образующиеся при ионизации электроны сразу же приобретают температуру T_e. Последнее естественно, так как время обмена энергией между электронами много меньше времени ионизации [2].

Для расчетов потребуются коэффициенты ионизации и рекомбинации, которые мы позаимствуем из работы Шула и Ван Стинберга [9]. При вычислении этих коэффициентов учитывались прямая ионизация электронным ударом и автоионизация, радиативная и диэлектронная рекомбинации.

2. *Основные уравнения и метод их решения.* Для концентраций ионов n_k с зарядом $k-1$ элемента с номером N имеем следующую систему уравнений:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{dn_1}{dt} = B_2 n_2 n_e - C_1 n_1 n_e, \\ &\frac{dn_k}{dt} = B_{k+1} n_{k+1} n_e - (C_k + B_k) n_k n_e + C_{k-1} n_{k-1} n_e, \quad k = 2, \dots, N \\ &\frac{dn_{N+1}}{dt} = C_N n_N n_e - B_{N+1} n_{N+1} n_e, \end{aligned}\right\} \tag{1}$$

где B_k — коэффициент рекомбинации иона k, C_k — коэффициент его ионизации. Удобна замена переменных (т. к. n_e постоянна)

$$\tau = n_e t. \tag{2}$$

Тогда система (1) принимает вид

$$\left.\begin{aligned} &\frac{dn_1}{d\tau} = B_2 n_2 - C_1 n_1, \\ &\frac{dn_k}{d\tau} = B_{k+1} n_{k+1} - (C_k + B_k) n_k + C_{k-1} n_{k-1}, \quad k = 2, \dots, N \\ &\frac{dn_{N+1}}{d\tau} = C_N n_N - B_{N+1} n_{N+1}, \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

с начальными условиями (т. к. $T = 0$)

$$\left.\begin{aligned} &n_1(0) = 1, \\ &n_k(0) = 0, \quad k = 2, \dots, N+1. \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

Система (3), если нет кратных корней характеристического уравнения, имеет решение вида [3]

$$n_k(\tau) = \sum_{j=1}^{N+1} a_{jk} e^{\lambda_j \tau}, \tag{5}$$

где λ_j — корни характеристического уравнения системы (3), a_{jk} — постоянные, определяемые начальными условиями (4). Так как λ_j входят в показатель степени, то их требуется находить с очень высокой точностью, что сложно при больших N. Кроме того, сумма в правой части выражения (5) содержит близкие по величине, но противоположные по знаку члены. Все это приводит к потере точности. Поэтому система (3) интегрировалась методом Рунге—Кутта с использованием подпрограммы из [4] с двойной точностью. Так как сумма относительных концентраций равна 1, то в ходе вычислений контролировалась величина $\delta = 1 - \sum n_k$. Всегда оказывалось, что $|\delta| < 10^{-12}$. Из-за ошибок округления могли появиться отрицательные концентрации n_k. Проверка показала, что этого не происходит. Наконец, искусственно вносимые малые возмущения не влияли на результат.

3. *Результаты расчетов*. Решение системы (3) было получено для всех элементов, коэффициенты ионизации и рекомбинации которых даны в работе [9] (C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca, Fe, Ni), для электронных температур $T_e = 5 \cdot 10^5$, 10^6, $5 \cdot 10^6$, 10^7, $5 \cdot 10^7$, 10^8, $5 \cdot 10^8$ K. В качестве иллюстрации часть расчетов представлена в табл. 1, где дана зависимость от времени τ (лет см$^{-3}$) величин $\lg n_k$ для ряда ионов при температуре $T_e = 10^8$ K.

Очевидно, что найденные нами концентрации должны асимптотически стремиться к равновесным, найденным Шулом и Ван Стинбергом [9]. Однако для многозарядных ионов тяжелых элементов полученные асимптотические значения несколько отличаются от равновесных. В отдельных случаях это различие может достигать 30%. Так как коэффициенты в [9] имеют точность того же порядка, то это различие не существенно. Кроме того, численный эксперимент показал, что изменения коэффициентов ионизации и рекомбинации изменяют концентрации ионов, но слабо влияют на характерные времена процесса.

Различие асимптотических и равновесных концентраций может быть обусловлено как ошибками округления, так и тем, что за время интегрирования рассмотренные процессы не привели к точному ионизационному равновесию. Отметим, что коэффициенты Шула и Ван Стинберга найдены для равновесных условий. Однако, на самом деле эти коэффициенты зависят от распределения ионов по степени возбуждения [2], которое в нашей

Таблица 1

ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ВРЕМЕНИ τ (ЛЕТ $СМ^{-3}$) КОНЦЕНТРАЦИЙ ИОНОВ—$\lg n_k$ ПРИ ТЕМПЕРАТУРЕ $T_e=10^8$K.

Ион	τ				Ион	τ				Ион	τ			
	10^3	$5\cdot10^3$	10^4	$5\cdot10^4$		10^3	$5\cdot10^3$	10^4	$5\cdot10^4$		10^3	$5\cdot10^3$	10^4	$5\cdot10^4$
Ne X	0.58	2.60	2.63	2.63	Ca XVIII	0.45	2.45	2.90	3.90	Fe XXVI	—	1.12	0.62	0.38
Ne XI	0.14	0.00	0.00	0.00	Ca XIX	0.28	0.41	0.85	1.82	Fe XXVII	—	2.65	1.69	0.73
Mg XI	0.89	3.97	—	—	Ca XX	1.43	0.32	0.31	0.72	Ni XVIII	1.05	—	—	—
Mg XII	0.29	1.70	2.15	2.15	Ca XXI	3.11	0.90	0.43	0.10	Ni XIX	1.17	—	—	—
Mg XIII	0.44	0.01	0.00	0.00	Fe XV	0.55	3.45	—	—	Ni XX	0.86	—	—	—
Si XIII	0.41	2.40	3.51	3.76	Fe XVI	1.02	3.91	—	—	Ni XXI	0.71	—	—	—
Si XIV	0.31	0.85	1.57	1.72	Fe XVII	1.30	—	—	—	Ni XXII	0.69	—	—	—
Si XV	0.90	0.07	0.01	0.01	Fe XVIII	1.11	3.95	—	—	Ni XXIII	0.77	3.96	—	—
S XV	0.19	1.34	2.34	3.03	Fe XIX	0.99	3.75	—	—	Ni XXIV	1.05	2.46	—	—
S XVI	0.52	0.43	0.90	1.34	Fe XX	0.92	3.52	—	—	Ni XXV	1.60	1.43	2.58	2.83
S XVII	1.50	0.24	0.06	0.02	Fe XXI	0.90	3.14	—	—	Ni XXVI	2.33	0.55	1.04	1.25
Ar XVI	0.89	3.05	3.76	—	Fe XXII	1.03	2.53	—	—	Ni XXVII	3.45	0.19	0.12	0.29
Ar XVII	0.14	0.75	1.44	2.40	Fe XXIII	1.41	1.76	2.96	3.28	Ni XXVIII	—	1.43	0.84	0.46
Ar XVIII	0.89	0.29	0.49	1.01	Fe XXIV	1.97	0.76	1.26	1.57	Ni XXIX	—	3.21	2.15	1.09
Ar XIX	2.22	0.52	0.20	0.05	Fe XXV	2.89	0.14	0.16	0.44					

задаче является неравновесным. Кроме того, тепловые скорости электронов достаточно высоки, и у слабо ионизованных атомов электроны могут вырываться с внутренних оболочек, что не учитывалось при наших расчётах. Наконец, электроны, оторванные от атомов, имеют среднюю энергию меньше тепловой энергии окружающего электронного газа. Так как сечения ионизации принимают максимальное значение около пороговой энергии [2], то вторичные электроны с энергией, близкой к пороговой, могут вносить заметный вклад в ионизацию. Вряд ли существенное влияние на коэффициенты может оказать различие электронной и ионной температур, потому что даже в состоянии равновесия скорости электронов много больше скоростей ионов.

Таблица 2

ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ T_e ВРЕМЕНИ ДОСТИЖЕНИЯ ИОНИЗАЦИОННОГО РАВНОВЕСИЯ τ (10^3 ЛЕТ СМ$^{-3}$) ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Элемент	T_e, K						
	$5\cdot10^5$	10^6	$5\cdot10^6$	10^7	$5\cdot10^7$	10^8	$5\cdot10^8$
C	60	50	4	2	1	1	1
N	2	50	8	4	2	2	2
O	6	40	10	7	2	2	3
Ne	6	7	50	20	5	5	6
Mg	2	50	40	50	10	8	8
Si	3	3	30	60	20	20	20
S	6	5	10	30	30	20	20
Ar	20	7	30	30	40	30	20
Ca	0.5	20	40	20	50	40	30
Fe	0.4	1	20	40	40	60	60
Ni	0.6	0.6	20	20	30	50	60

В табл. 2 приведены времена установления ионизационного равновесия τ (лет см$^{-3}$). Здесь принято, что ионизационное равновесие установилось, когда отношения концентраций 2—3 наиболее распространенных ионов (при данной температуре в состоянии равновесия) отличаются от асимптотических менее, чем на 10%. Можно было бы считать, что ионизационное равновесие установилось, когда все ионы достигли с некоторой точностью своих равновесных концентраций. Однако и в этом случае результаты не отличаются существенно от приведенных в табл. 2.

4. *Обсуждение.* При обсуждении результатов прежде всего хотелось бы обратить внимание на то, что в каждый момент времени в заметных

концентрациях в газе содержится больше ионов данного элемента, чем в состоянии равновесия. Таким образом, если одновременно наблюдается несколько стадий ионизации некоторого элемента, то это можно объяснить не только в рамках многотемпературных моделей, но и отсутствием ионизационного равновесия.

При наблюдениях рассмотренной смеси горячих электронов с холодным газом можно измерять две температуры. С одной стороны, горячие электроны излучают в непрерывном спектре, по которому можно найти T_e. С другой стороны, можно найти температуру ионизации или возбуждения по излучению ионов в линиях. Различие этих температур свидетельствует о неравновесности состояния ионизации. Именно с такой ситуацией мы сталкиваемся при наблюдении остатков вспышек сверхновых звезд. Подробнее эволюция остатков вспышек сверхновых рассмотрена Шулом [8]. Наши расчеты, в частности, подтверждают вывод Шула о том, что литиеподобные ионы элементов легче кальция при $T_e = 7.2$ кэВ ($\approx 10^8$ К) и $n_e = 4$ см$^{-3}$ образуются за время менее 50 лет, хотя рассматривавшиеся процессы несколько отличаются. Из табл. 2 следует, что для достижения ионизационного равновесия при указанных условиях требуется 10^3—10^4 лет.

Что касается солнечных вспышек, то в этом случае параметры плазмы определяются менее надежно, чем для остатков взрывов сверхновых. Если мы примем для хромосферной вспышки $T_e = 10^8$ К и $n_e = 10^{10}$ см$^{-3}$ [5], то железо достигнет ионизационного равновесия, как следует из табл. 2, за 3 минуты. При $n_e = 10^8$ см$^{-3}$ на это уже потребуется 5 часов. Таким образом, в солнечных вспышках следует ожидать существенных отклонений от состояния ионизационного равновесия и при интерпретации наблюдений недопустимо пользоваться предположением об этом равновесии.

Рентгеновские наблюдения указывают на присутствие горячего газа в скоплениях галактик [1]. При движении галактики через межгалактическую среду газ галактики может выметаться [6]. Так как этот газ холоднее окружающей среды, то ему потребуется некоторое время на достижение ионизационного равновесия. Как следует из табл. 2, при температуре межгалактического газа $T_e = 10^8$ К и $n_e = 10^{-4}$ см$^{-3}$ это время составляет порядка 10^8—10^9 лет. При скорости галактики относительно среды, равной 1000 км/с, за галактикой должен оставаться след с неравновесной ионизацией длиной в сотни килопарсек. Примерное представление об изменении ионного состава вдоль следа дает табл. 1, где времени $\tau = 10^4$ лет см$^{-3}$ при указанных условиях соответствует расстояние 100 кпс. Следует заметить, что полученная нами оценка длины следа занижена, так как при ее получении предполагалось, что газ галактики мгновенно перемешивается с газом скопления, хотя в действительности такое перемешивание является длительным процессом [7]. Таким образом, столь протяженные следы обнаружимы при наблюдениях с существующим разрешением. Их обнаружение и исследование позволят определить тангенциальную составляющую скорости галактики и детальнее исследовать процессы взаимодействия газа галактик с межгалактической средой.

5. *Заключение.* В настоящей работе были оценены времена достижения ионизационного равновесия горячим газом. Рассмотрение реальных астрофизических условий показало, что следует ожидать существенных отклонений от состояния ионизационного равновесия при хромосферных вспышках и в остатках взрывов сверхновых. Кроме того, предсказано существование у галактик в скоплениях протяженных следов с неравновесной ионизацией, которые позволят определять тангенциальные составляющие скоростей галактик и детали процессов взаимодействия межзвездной и межгалактической среды.

Так как при тепловой ионизации требуется предварительное перемешивание горячего и холодного газов, то полученные нами результаты являются нижними оценками времени установления ионизационного равновесия. Эти оценки точнее простых порядковых оценок $t = 1/n_e C_i$.

Ленинградский государственный
университет

ON THE TIME OF ACHIEVEMENT OF IONIZATION EQUILIBRIUM IN HOT DILUTE GAS

K. A. SIDOROV

The time of achievement of ionization equilibrium in hot low-density gas was calculated. The substantial deviations from the ionization equilibrium are expected for solar flares and for supernova remnants. The moving galaxy in the clusters of galaxies has to leave the track with nonequilibrium ionization which exist longer than 10^8—10^9 years.

ЛИТЕРАТУРА

1. *М. А. Аракелян*, в кн. «Итоги науки и техники. Сер. Астрономия», т. 18, ВИНИТИ, М., 1981, стр. 83.
2. *Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов*, Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы, Наука, М., 1982.
3. *В. И. Смирнов*, Курс высшей математики, т. 2, изд. 21-ое, Наука, М., 1974.
4. *Дж. Форсайт, М. Малькольм, К. Моулер*, Машинные методы математических вычислений, Мир, М., 1980.
5. *G. A. Dulk, B. R. Dennis*, Ap. J., 260, 875, 1982.
6. *G. B. Gisler*, Astron. Astrophys., 51, 137, 1976.
7. *M. Nepveu*, Astron. Asrtophys., 114, 337, 1982.
8. *M. J. Shull*, Ap. J., 262, 308, 1982.
9. *M. J. Shull, M. Van Steenberg*, Ap. J. Suppl. ser., 48, 95, 1982.

А С Т Р О Ф И З И К А

ТОМ 21 ОКТЯБРЬ, 1984 ВЫПУСК 2

УДК 52—336

НЕКОТОРЫЕ АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ ДИНАМИЧЕСКОЙ ТРАКТОВКИ ГРАВИТАЦИИ

Ю. В. БАРЫШЕВ, В. В. СОКОЛОВ

Поступила 18 мая 1983
Принята к печати 20 апреля 1984

В рамках динамической (теоретико-полевой) трактовки гравитации показано, что при сферическом коллапсе тела до размеров $\sim R_g$ энергия, излучаемая в виде скалярных гравитационных волн, может достигать $\sim Mc^2$. Вместо образования черной дыры, релятивистский коллапс будет завершаться мощным импульсом (или последовательностью импульсов) скалярного гравитационного излучения. Это открывает новые возможности для интерпретации взрывов сверхновых и больших пекулярных скоростей некоторых O—B звезд. Мощное скалярное излучение ожидается также от активных ядер галактик. Сверхсветовое расширение, наблюдаемое у некоторых компактных внегалактических радиоисточников, может быть обусловлено скалярным излучением. Обсуждается возможность детектирования скалярных гравитационных волн.

1. *Введение.* В работах [1—3] проведен анализ исходных принципов, уравнений и основных эффектов в слабом поле для релятивистской тензорной теории гравитации в плоском пространстве—времени. Существенное отличие динамического (теоретико-полевого) подхода от геометрического (общая теория относительности—ОТО) состоит в том, что гравитационное поле оказывается двухкомпонентным — тензорным и скалярным. В частности, гравитационные волны переносят как спин 2 (поперечные волны), так и спин 0 (продольные волны).

2. *Скалярный компонент гравитационного поля.* В случае сферически-симметричных пульсаций тел квадрупольный момент системы не изменяется и тензорные (поперечные) волны не излучаются, однако возможно излучение скалярных (продольных) волн. Из решения уравнений гравитационного поля в запаздывающих потенциалах [2] для скалярного поля будем иметь

$$\varphi(\vec{r}, t) = -\frac{2G}{c^2}\int\frac{T\left(\vec{r}', t-\frac{|\vec{r}-\vec{r}'|}{c}\right)}{|\vec{r}-\vec{r}'|}dv',$$

где $\varphi = \eta_{ik}\Psi^{ik}$ — след тензорного потенциала, $T = \eta_{ik}T^{ik}$ — след тензора энергии — импульса (ТЭИ) источников поля. Отметим, что след φ является скалярной функцией координат и времени — скалярным полем, тогда как в ОТО след $g_{ik}g^{ik} \equiv 4$.

Поле, создаваемое движущимися частицами на больших расстояниях от системы $(r \gg L)$ можно разложить на плоские монохроматические волны, тогда для медленных движений в источнике получим

$$\varphi(r,\ t) = c^2 h \cos(\omega t - kx),$$

где $h = r_g v^2/2rc^2$, $r_g = 2GM/c^2$, $k = \omega/c = 1/\lambdabar$, ω и v — характерные частота и скорость пульсаций, M — масса пульсирующего тела. Используя выражение для ТЭИ скалярного поля [1], получим для плотности энергии в волне

$$t^{00} = \frac{c^2 r_g^2 v^4 \omega^2}{32\pi G r^2 c^4 3}[1 + \sin^2(\omega t - kx)],$$

которая в каждой точке имеет вполне определенное значение. Энергия, переносимая волной в слое толщиной λ,

$$W_p = \langle t^{00} \rangle \cdot \lambda \cdot 4\pi \cdot r^2 = \frac{\pi}{4}\frac{v^4}{c^4}\frac{r_g}{\lambdabar}Mc^2.$$

Для оценки по порядку величины энергии, уносимой скалярной волной в одном колебании, при $v \to c$ имеем $W_p \sim \frac{r_g}{\lambdabar}Mc^2$. Таким образом, при сферическом коллапсе тела до размеров $L - r_g$ оно может полностью высветиться в виде гравитационной радиации на характерной частоте $\omega \sim c/r_g$. К аналогичному выводу можно также придти, рассматривая коллапс пылевидного шара. Действительно, при радиусе шара $r - r_g$ его энергии связи $E_{св.} \sim (-GM^2/r_g) \sim (-Mc^2)$, и из сферической симметрии и отсутствия других видов взаимодействия, кроме гравитационного, следует, что эта энергия будет уноситься в виде скалярных волн.

Характер движения пробных частиц в скалярной волне легко установить, подставляя в уравнение движения [2] скалярный компонент потенциала в виде $\eta^{ik}\varphi$. В случае медленных движений пробных частиц $\left(\frac{v}{c} \ll 1\right)$ для плоской монохроматической волны, распространяющейся вдоль оси x, будем иметь: $\frac{dv_x}{dt} = -h\omega c \sin(\omega t - kx)$; $\frac{dv_y}{dt} = \frac{dv_z}{dt} = 0$; $v_x = c \cdot h\cos(\omega t - kx)$; $\Delta x = h \cdot \lambda \sin(\omega t - kx)$, то есть частицы будут совершать колебания вдоль направления распространения волны (продольность скалярной волны).

3. *Проблема вспышек сверхновых и О—В звезды с большими пространственными скоростями.* Как известно [4], при численном расчете сферически-симметричного коллапса сравнительно небольших масс (до $2\,M_\odot$) не удается получить сравнимого по энергии со вспышкой SN II выброса внешней оболочки с одновременным образованием в центре сколлапсировавшего остатка. В случае бо́льших масс коллапс «беззвучно» переходит в релятивистскую стадию, завершающуюся образованием черной дыры.

С другой стороны, наблюдающиеся у некоторых массивных ($60 \div 80\,M_\odot$) О—В звезд большие пространственные скорости хорошо объясняются в рамках гипотезы взрыва в тесной двойной системе (ТДС) [5]. В ходе эволюции ТДС обмен вещества между компонентами может привести и к образованию столь массивных звезд и к взрыву менее массивного компонента ($20 \div 30\,M_\odot$) с выбросом значительной доли его массы. «Мгновенная» потеря массы системой сообщает ей пекулярную скорость $V = V_2(1 - S)/(1 + q)$, где V_2 — орбитальная скорость О-звезды перед взрывом, q — отношение массы остатка (коллапсара) к массе «убегающей» О-звезды (система остается связанной), S — отношение массы остатка к массе этого компонента до взрыва. Последние наблюдения О—В-звезд с большими пекулярными скоростями [6, 7] показывают наличие маломассивного ($1 \div 2\,M_\odot$) компаньона у этих звезд. Тогда из того, что $V \sim V_2$ и $q \ll 1$ следует, что $S \ll 1$, то есть сброшенная при взрыве звездой-компаньоном масса $\gtrsim 10\,M_\odot$ и скорость сброса этой массы много больше V_2. Если считать, что масса выброшена в виде оболочки, кажется удивительным отсутствие заметных последствий воздействия такой массивной оболочки на О-звезду [8]. В частности, в пределах ошибок наблюдений, быстрые О—В-звезды по химическому составу заметно не отличаются от медленных О—В-звезд [5].

В динамической теории гравитации появляется новая возможность интерпретации О—В-звезд с большими пекулярными скоростями. Так сферически-симметричный коллапс в принципе может привести к вспышке гравитационного излучения скалярного типа, «мгновенно» (со скоростью света) уносящего значительную долю ($\sim 90\%$) массы коллапсирующего ядра. Полученная выше оценка W_p сделана в пренебрежении силами, останавливающими сжатие остатка (по-видимому, нейтронной звезды); более детальные расчеты должны учитывать уравнение состояния, вращение и магнитные поля. Кроме того, часть энергии, высвобождающейся в виде продольных гравитационных волн, может быть передана отставшим в ходе сжатия внешним слоям, при этом скорость, сообщаемая оболочке, на расстояниях $\sim 30\ r_g$ будет $\sim 10^9$ см/с. Таким образом, в рамках динамической теории гравитации черная дыра не образуется, и конечной стадией эволюции массивной звезды скорее всего будет нейтронная звезда с массой 1—2 $M_\odot$. Излишек же массы (который и привел к коллапсу) излучается в виде скалярных травитационных волн, слабо взаимодействующих с веществом при малых r_g/r, что объясняет отсутствие следов взрыва на втором компоненте ТДС.

4. *Проблема активности ядер галактик.* Сказанное выше о сферически-симметричном коллапсе можно применить и к случаю активных ядер. Тогда сейфертовские галактики, радиогалактики, лацертиды и квазары могут быть сильными источниками скалярного гравитационного излучения. Оценки размеров компактных объектов в активных ядрах, проведенные по минимальному времени переменности оптического и рентгеновского излучения, показывают, что процессы активности возможно происходят вблизи гравитационного радиуса для масс $10^6 \div 10^9\ M_\odot$. Так же, как и в случае взрыва сверхновой, после активной стадии ядра не образуется сверхмассивной черной дыры (как в ОТО), а избыток массы уносится в мощных импульсах гравитационного излучения. Поэтому естественным может быть: 1) отсутствие сверхмассивных черных дыр в ядрах уже переживших активность галактик, 2) рекуррентное возобновление активности ядра без катастрофического монотонного роста массы центрального компактного объекта.

Наблюдаемые сверхсветовые скорости расширения компактных радиоисточников [9] могут быть одним из проявлений мощного скалярного излучения. Действительно, в случае пульсационного режима коллапса, по узко коллимированному выбросу вещества (джету) будут распространяться со скоростью света импульсы продольных гравитационных волн, которые, воздействуя на вещество джета, могут вызвать его свечение — пятно, бегущее по джету. Наблюдаемая в проекции на картинную плоскость скорость перемещения таких пятен $v_t = c \sin\theta/(1 - \cos\theta) > c$, при любых углах θ к лучу зрения. Такая модель снимает трудности, связанные с обязательной направленностью выбросов вещества на наблюдателя, и имеет следующие свойства: 1) постоянство скорости разлета (возможны скачки скорости при появлении удаляющихся пятен), 2) движение всегда вдоль одного направления (вдоль выброса), 3) сравнимость размеров центрального источника и движущегося пятна $(r_g \sim \lambda\!\!\!^{-})$.

5. *Детектирование скалярных волн.* Наиболее вероятными астрофизическими источниками скалярных гравитационных волн могут быть сверхновые звезды и активные ядра галактик. При коллапсе 10 $M_\odot$ на расстоянии 10 кпс получим $h_{SN} \sim 10^{-16}$, с характерной длительностью импульса

$\tau_{SN} \sim 10^{-4}$ с, а при коллапсе $10^8 M_{\odot}$ на расстоянии 600 Мпс ($z \sim 0.1$) $h_{AN} \sim 2 \cdot 10^{-14}$, $\tau \sim 10^3$ с. Максимальный эффект действия на детектор в виде двух свободных масс получается при длине детектора $l_0 \sim \pi r_g$, то есть $l_{SN} \sim 90$ км, $l_{AN} \sim 10$ а. е. При этом амплитуды смещений $\Delta x_{SN} \sim 6 \cdot 10^{-10}$ см, $\Delta x_{AN} \sim 1$ см, а для детекторов меньших размеров $\Delta x' = \Delta x_0 l'/l_0$. Использование антенн из свободных масс необходимо потому, что в твердотельных детекторах (стержнях) силы упругости много больше силы, действующей на частицы со стороны волны. Технически, свободные массы могут быть реализованы с помощью космических аппаратов, свободных от сноса, с лазерными датчиками смещений. Аналогичные антенны с нужными параметрами предлагались в рамках ОТО [10], с той лишь разницей, что ожидалось действие поперечных волн. Продольность волн скажется на том, что направление прихода импульсов будет совпадать с осью детектора.

Ленинградский государственный университет
Специальная астрофизическая обсерватория АН СССР

SOME ASTROPHYZICAL CONSEQUENCES OF DYNAMICAL INTERPRETATION OF GRAVITATION

Yu. V. BARYSHEV, V. V. SOKOLOV

It has been shown that the dynamical (relativistic field. theory) interpretation of gravitation predicts the existence of the scalar gravitational radiation. The energy losses by this radiation is of an order of Mc^2 at the stage of relativistic collapse. The collapse will be finished by the powerful impulse (or several impulses) of scalar radiation instead of black hole formation. This gives us a new possibility to explain SN explosions and high peculiar velocities of some O—B stars. Powerful scalar radiation is also expected from active galactic nuclei. Superluminal expansion observed in some compact extragalactic radio sources may be caused by scalar radiation. The possible construction of scalar wave detector is discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. В. Соколов, Ю. В. Барышев*, в сб. «Гравитация и теория относительности», КГУ, 17, 34, 1980.
2. *Ю. В. Барышев, В. В. Соколов*, Труды АО ЛГУ, 38, 36, 1983.
3. *Ю. В. Барышев*, Астрофизика, 18, 93, 1982.
4. *В. С. Имшеник, Д. К. Надежин*, в сб. «Итоги науки и техники», 21, 63, 1982.
5. *R. C. Stone*, A. J., 87, 90, 1982.
6. *R. C. Stone*, Ap. J., 261, 208, 1982.
7. *C. H. B. Sybesma, C. de Loore*, Astron. Astrophys., 111, 229, 1982.
8. *Mc Cluskey, Kondo*, Astrophys. Space Sci., 10, 464, 1971.
9. *A. P. Marscher, J. S. Scott*, P.A.S.P., 92, 127, 1980.
10. *K. Thorne, V. Braginsky*, Ap. J. Lett., 204, L1, 1976.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 21 ОКТЯБРЬ, 1984 ВЫПУСК 2

УДК 524.354.6—423

МОДЕЛИ КОНФИГУРАЦИЙ ИЗ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ С УЧЕТОМ РОЛИ ГРАВИТАЦИОННОГО ВАКУУМА

Л. Ш. ГРИГОРЯН

Поступила 30 июля 1983
Принята к печати 20 апреля 1984

Рассчитаны модели сверхплотных звездных конфигураций из несжимаемой жидкости на основе представления о существовании специального гравитационного вакуума [1]. В случае сверхплотных небесных тел вакуумные эффекты оказываются важными. Наиболее существенным результатом является заключение о возможности существования равновесных сверхплотных небесных тел с массами, намного превышающими массу Солнца.

1. *Введение.* В работе [1] развито представление о том, что наряду с искривлением пространства—времени гравитация изменяет и физическое состояние вакуума. Вакуум пространства—времени Минковского можно характеризовать тензором энергии—импульса, тождественно равным нулю. В присутствии гравитации, благодаря нарушению однородности и изотропности, изменяется и физическое состояние вакуума, он как бы «деформируется». В результате возникает поле натяжений, описываемое определенным тензором энергии-импульса τ_{ik}. В [1] разработана теория гравитационного вакуума для случая центрально-симметрического статического гравитационного поля. Основным в ней является утверждение, что вещество, гравитационный вакуум и метрика пространства—времени неразрывно связаны друг с другом и определяются совместно уравнениями поля.

В соответствии с этими представлениями уравнения Эйнштейна с учетом роли вакуума должны быть записаны в виде

$$R_{ik}-\frac{1}{2}Rg_{ik}=\frac{8\pi k}{c^4}(t_{ik}+\tau_{ik}), \tag{1}$$

где t_{ik}— тензор энергии-импульса звездного вещества. Ниже будем исходить из метрики центрально-симметрического статического поля в виде

$$ds^2 = e^{2\nu} c^2 dt^2 - e^{-2\nu} [d\chi^2 + R^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2)], \tag{2}$$

где ν и R функции от χ. Вне небесного тела имеем следующие уравнения:

$$\begin{gathered} e^{2\nu}(-\nu'^2 + R'^2/R^2 - 1/R^2) = a\varepsilon^*, \\ e^{2\nu}(\nu'^2 + R''/R) = -a\varepsilon^*, \\ \varepsilon' + 4\varepsilon R'/R - (3 - 1/a)\varepsilon\nu' = 0. \end{gathered} \tag{3}$$

Здесь $\varepsilon^* = 8\pi k\varepsilon/c^4$, а штрих означает дифференцирование по χ. Последнее выражение представляет собой уравнение гидродинамики $\tau^k_{i;\,k} = 0$ для „вакуумного вещества“.

Тензор τ^i_k, очевидно, является диагональным:

$$\tau^0_0 = \varepsilon, \quad \tau^1_1 = -p, \quad \tau^2_2 = \tau^3_3 = -p_\perp,$$

где ε — плотность энергии вакуума, а p и $p_\perp$ — его давления в радиальном и поперечном направлениях. Следуя [1], будем предполагать, что

$$p = -p_\perp = a\varepsilon, \tag{4}$$

где a — постоянный параметр. В [1] были найдены следующие внешние решения

$$e^{(1-1/a)\nu} = \begin{cases} \dfrac{4\delta}{\delta - 1}\dfrac{z}{(1+z)^2}, \quad z = \dfrac{\sqrt{\delta} - 1}{\sqrt{\delta} + 1}\left(\dfrac{1-y}{1+y}\right)^{(a-1)/2a} & \text{при } \delta > 0 \\ \left(1 + \dfrac{a-1}{4a}\dfrac{r_g}{\chi + c_1 r_g}\right)^{-2} & \text{при } \delta = 0 \\ \dfrac{\delta}{\delta - 1}\sin^{-2} z, \quad z = \operatorname{arctg}\sqrt{-\delta} + \dfrac{a-1}{2a}\operatorname{arctg} y & \text{при } \delta < 0, \end{cases} \tag{5}$$

где $y = r_g\sqrt{|\delta|}/2(\chi + c_1 r_g)$ и $a \neq 1$. В случае $a = 1$

$$\nu = \begin{cases} \dfrac{1}{2\sqrt{\delta}}\ln\dfrac{1-y}{1+y} & \text{при } \delta > 0 \\ -\dfrac{r_g}{2(\chi + c_1 r_g)} & \text{при } \delta = 0 \\ -\dfrac{1}{\sqrt{-\delta}}\operatorname{arctg} y & \text{при } \delta < 0. \end{cases} \tag{6}$$

Наконец,

$$R^2 = (\chi + c_1 r_g)^2 - \frac{\delta}{4} r_g^2. \tag{7}$$

В (5)—(7) r_g — гравитационный радиус звезды, а c_1 и δ — постоянные интегрирования. В теории Эйнштейна $\delta=1$. Приведем также выражение

$$\varepsilon^* = \frac{\delta - 1}{a}\left[\delta + (1-\delta)\, e^{(1-1/a)\nu}\right]^{-1} \left(\frac{d\nu}{dl}\right)^2 e^{(1-1/a)\nu} \tag{8}$$

для плотности вакуумной энергии, где $dl = e^{-\nu} d\chi$ — элемент собственной длины в радиальном направлении.

2. *Внутренняя задача.* Для внутренней области имеем следующие уравнения [1]:

$$\begin{gathered}
e^{2\tilde{\nu}}\left(-\tilde{\nu}'^2 + \tilde{R}'^2/\tilde{R}^2 - 1/\tilde{R}^2\right) = P^* + a\varepsilon^*, \\
e^{2\tilde{\nu}}\left(\tilde{\nu}'^2 + \tilde{R}''/\tilde{R}\right) = P^* - a\varepsilon^*, \\
P' + \left[\rho c^2 + (1-\omega) P\right]\tilde{\nu}' = 0, \\
a\varepsilon' + \left[(1-3a)\,\varepsilon + \omega P\right]\tilde{\nu}' + 4a\varepsilon \tilde{R}'/\tilde{R} = 0.
\end{gathered} \tag{9}$$

Здесь введены обозначения

$$\tilde{\nu} = \nu - \nu(0), \qquad \tilde{R} = R e^{-\nu(0)/2}, \quad \tilde{\chi} = \chi e^{-\nu(0)/2},$$

штрих означает дифференцирование по $\tilde{\chi}$; ρ, P — плотность и давление звездного вещества, а ω — некоторая новая безразмерная постоянная, характеризующая «упругость вакуума». Система (9) получается из (1) и уравнения

$$\tau^k_{i;k} = \omega t_{ik} w^k, \tag{10}$$

которое описывает взаимодействие вакуума со звездным веществом, w^i — «ускорение вакуумного вещества».

В случае вырожденных звездных конфигураций для интегрирования системы (9) необходимо задать уравнение состояния вещества $\rho = \rho(P)$, а также постоянные a и ω. Выбор последних, разумеется, не произвольный. Очевидно, $|a| \sim 1$. В [1] для ω было найдено следующее ограничение:

$$0 \leqslant \omega \leqslant 1 + \lim_{P \to \infty} \frac{\rho c^2}{P}. \tag{11}$$

При $\omega = 0$ вакуумных эффектов нет, и мы возвращаемся к исходным уравнениям Эйнштейна. В случае $P \ll \rho c^2$ вакуумные эффекты не существенны, чем обеспечивается корректный переход к нерелятивистскому пределу.

Введем новую функцию $\mu(\chi)$, определяемую соотношением

$$\varepsilon^* = -\frac{\mu}{a(1+\mu)} \left(\frac{d\tilde{\nu}}{dl}\right)^2, \tag{12}$$

где dl — введенный выше элемент собственной длины в радиальном направлении. Подставив выражение (12) в последнее уравнение системы (9), получим

$$\mu' = \left(1 - \frac{1}{a}\right)\rho\tilde{\nu}' + \frac{(1+\mu)}{\tilde{\nu}'} \{\omega P^* - \mu[\rho^* c^2 + (3-\omega) P^*]\} e^{-2\tilde{\nu}}. \tag{13}$$

Из очевидных условий: $\tilde{\nu}'(0) = 0$ и конечности $\mu(0)$ находим

$$\mu(0) = \frac{\omega P_0}{\rho_0 c^2 + (3-\omega) P_0}. \tag{14}$$

Из (11) следует, что $\mu(0) \geqslant 0$. Четвертое уравнение (9) можно представить также в следующем интегральном виде:

$$\varepsilon = -\frac{\omega}{a\tilde{R}^4} \int_0^{\tilde{\nu}} P(y) \tilde{R}^4(y) e^{(3-1/a)(\tilde{\nu}-y)} dy. \tag{15}$$

Сравнение (15) с (12) показывает, что для значений ω, допустимых соотношением (11) либо $\mu \geqslant 0$, либо $\mu < -1$, Последняя возможность исключается, поскольку она несовместима с условием $\mu(0) \geqslant 0$, поэтому $\mu(\tilde{\chi}) \geqslant 0$.

Подробнее обсудим процедуру сшивки решений. Результаты интегрирования внутренней задачи на поверхности конфигураций, определяемой уравнением $P(\tilde{\chi}) = 0$, необходимо сшить с внешними решениями (5)—(7), что сводится к требованию непрерывности функций $\tilde{\nu}$, $\tilde{R}$, $\tilde{R}'$ и ε, откуда определяются постоянные $\nu(0)$, r_g, c_1 и δ. Приравняв выражения для плотности вакуумной энергии ε во внутренней (12) и внешней (8) областях и учитывая непрерывность $\tilde{\nu}$ и $\tilde{\nu}'$ находим

$$\mu_1 = \left(\frac{1}{\delta} - 1\right) e^{(1-1/a)\nu_1}. \tag{16}$$

Здесь и далее индексом «1» обозначены значения величин на поверхности небесного тела. Имея в виду условие $\mu \geqslant 0$, приходим к заключению

$$0 < \delta \leqslant 1. \tag{17}$$

Это означает, что во внешних решениях (5)—(7) возможности $\delta \leqslant 0$ и $\delta > 1$ не реализуются. Найденное ограничение на δ позволяет выписать явную зависимость постоянных $\nu(0)$, r_g, c_1 и δ от значений функций $\tilde{\nu}'$, $\tilde{R}$, $\tilde{R}'$ и μ на поверхности звезды. В самом деле, если $\tilde{\nu}_1'$, $\tilde{R}_1$, $\tilde{R}_1'$ и μ_1 уже найдены в результате интегрирования системы уравнений (9), то из внешних решений (5)—(7) видно, что ν_1 определяется выражением (16), где

$$\sqrt{\delta} = \frac{1-y}{1+y}, \qquad y = \mu_1 \frac{\left(\tilde{R}_1' + \sqrt{\tilde{R}_1'^2 - 1}\right)^{(1-1/a)}}{(1+\sqrt{1+\mu_1})^2}, \tag{18}$$

если $a \neq 1$, и

$$\nu_1 = -\frac{1}{\sqrt{\delta}} \ln\left(\tilde{R}_1' + \sqrt{\tilde{R}_1'^2 - 1}\right), \qquad \delta = \frac{1}{1+\mu_1}, \tag{19}$$

если $a = 1$. Зная $\nu_0 = \nu_1 - \tilde{\nu}_1$, находим

$$r_g = \frac{2}{\sqrt{\delta}} \tilde{R}_1 \sqrt{\tilde{R}_1'^2 - 1}\, e^{\nu_0}, \qquad c_1 = \frac{\tilde{R}_1 \tilde{R}_1' - \tilde{\gamma}_1}{r_g} e^{\nu_0}. \tag{20}$$

Таким образом определяются масса, радиус, число барионов и т. д. в зависимости от давления в центре конфигурации. Число барионов можно найти, интегрируя уравнение

$$N' = 4\pi n \tilde{R}^2 e^{-3\tilde{\nu}}, \tag{21}$$

где n — плотность числа барионов.

3. *Конфигурации из несжимаемой жидкости.* Для осуществления описанной программы необходимо задать конкретные значения параметров a и ω. В принципе, они могут быть не одинаковыми для разных конфигураций, т. е. зависеть от $q_0 = P_0/\rho c^2$, где P_0 — давление в центре конфигурации. Однако с целью оценки порядка величины вакуумных эффектов ниже будем полагать, что a и ω не зависят от q_0 и рассчитаем модели конфигураций из несжимаемой жидкости для ряда их значений, соблюдая при этом вышеприведенное ограничение на ω.

Результаты численных расчетов приведены на рис. 1—3. На первом из них изображена зависимость гравитационного радиуса r_g от параметра q_0 для ряда значений a и ω. На всех кривых имеется ограничение, связанное с тем, что при $q_0 = 1$ скорость звука равна скорости света [2], и поэтому значения $q_0 > 1$ лишены физического смысла. Но реализуется, по-видимому, более жесткое условие $q_0 \leqslant 1/3$ в соответствии с сложившимся представлением об асимптотической свободе кварков в плазме в пределе ультрарелятивистских плотностей. На кривых с $\omega > 1$ конфигурации с $q_0 > 1/(\omega - 1)$ не приведены, поскольку в них давление имеет ненормальное поведение: возрастает с удалением от центра звезды. На рис. 2,3 представлены кривые, изображающие зависимости r_g от числа барионов N и истинного радиуса звезды l от r_g соответствующие ряду конфигураций рис. 1. Из приведенных рисунков видно, что для конфигураций с $q_0 \ll 1$ вакуумные эффекты ничтожно малы. Они становятся заметными лишь при $q_0 \sim 1$. Ситуация качественно иная для конфигураций с $q_0 \to 1/(\omega - 1)$ и $0 < a < 1/(\omega - 1)$. В этих случаях (кривые с $\omega = 2$, $0 < a < 1$ и с $\omega = 4$, $0 < a < 1/3$) существуют конфигурации со сколь угодно большими значениями массы, числа барионов и истинного радиуса. Для них $l/r_g \to 0$ при $q_0 \to 1/(\omega - 1)$ и $0 < a < 1/(\omega - 1)$, а отношение истинной длины экваториальной окружности звезды к r_g стремится к const. Имея в виду принципиальное значение этих результатов, считаем необходимым подтвердить их теоретическими оценками.

Выясним, допускает ли система уравнений (9), (21) решения со сколь угодно большими значениями гравитационного радиуса. Для таких конфигураций возможны два случая: либо $\tilde{\nu}_1 \to \infty$, либо — нет. Напомним, что индексом «1» мы обозначаем значение функций на поверхности. Можно убедиться, что второй случай не совместим с уравнениями (9), (21). Это и понятно, поскольку для конфигураций с $r_g \to \infty$ разность «потенциалов» $\tilde{\nu}_1 = \nu_1 - \nu(0)$ не может оставаться конечной. Остается рассмотреть первый случай, когда $\tilde{\chi}_1$, $\tilde{R}_1$, $\tilde{\nu}_1 \to \infty$. Почти во всем объеме таких конфигураций давление практически остается постоянным, и только вблизи поверхности оно должно сравнительно быстро спадать до нуля. Из третьего уравнения системы (9) следует, что это возможно только при

$$q_0 \to \frac{1}{\omega - 1}, \quad \omega > 1. \tag{22}$$

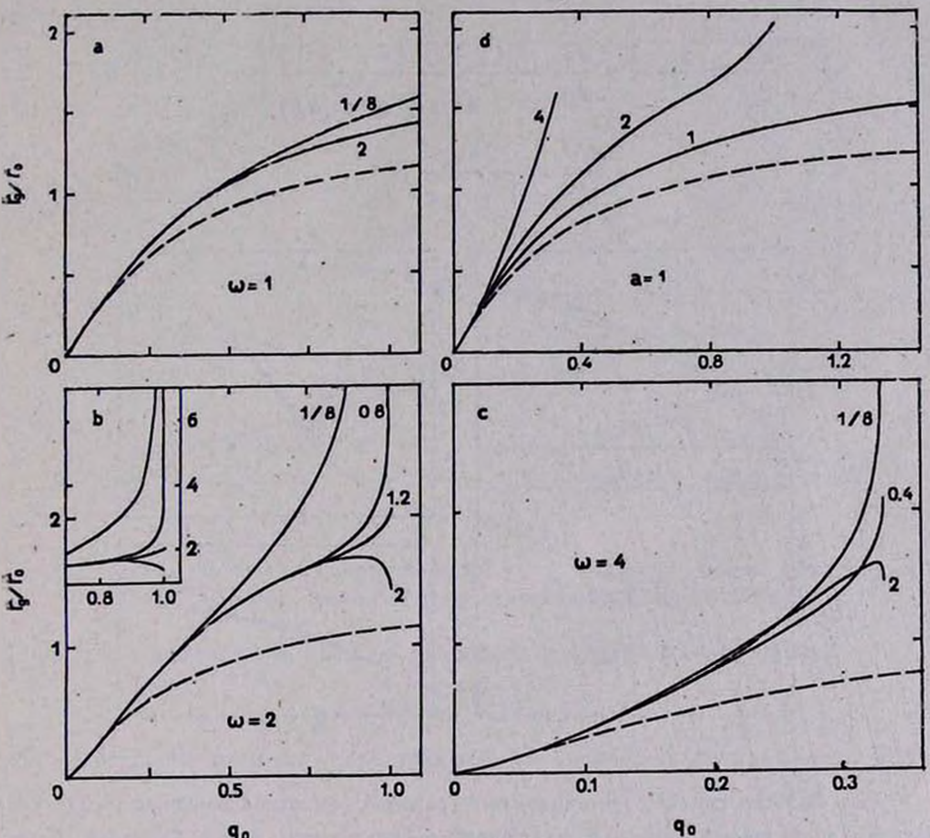


Рис. 1. Зависимость гравитационного радиуса r_g конфигураций из несжимаемой жидкости от параметра $q_0 = P_0/\rho c^2$ для разных значений a и ω, $r_0 = c/\sqrt{8\pi k\rho}$. Пунктирные линии соответствуют конфигурациям по теории Эйнштейна ($\omega = 0$). Числа на кривых рис. 1a, b, c указывают значения a. Рис. 1d соответствует $a = 1$ и разным значениям ω, указанным на кривых. На рис. 1b в левом верхнем углу приведены последние части кривых в крупном масштабе.

За исключением упомянутого тонкого поверхностного слоя, в объеме звезды $P \approx P_0$, и поэтому уравнения (9), (21) можно записать в следующем виде:

$$
\begin{gathered}
2z = y\frac{dz}{dy} + \frac{8y^2(y+z)}{1+\mu}\left(\frac{d\tilde{\nu}}{dy}\right)^2, \\
\frac{dz}{dy} \approx 2yP_0^* e^{-2\tilde{\nu}}, \\
\frac{d\mu}{dy} \approx \frac{a-1}{a}\mu\frac{d\tilde{\nu}}{dy} + \frac{(1+\mu)(\omega-2\mu)P_0^*}{4(y+z)(d\tilde{\nu}/dy)}e^{-2\tilde{\nu}}, \\
\frac{dN}{dy} = \frac{2\pi n y}{\sqrt{y+z}}\, e^{-3\tilde{\nu}}.
\end{gathered}
\tag{23}
$$

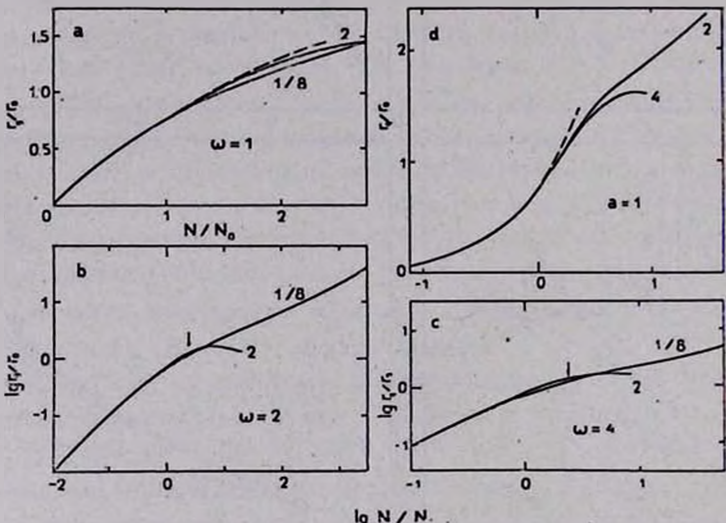


Рис. 2. Зависимость гравитационного радиуса от числа барионов N для ряда случаев, приведенных на рис. 1. $N_0 = 4\pi n r_0^3$, n — плотность числа барионов. В случаях 2b, стрелкой указана конечная точка кривой по теории Эйнштейна ($\omega = 0$), которая при выбранном масштабе сливается с остальными ($\omega \neq 0$).

Здесь введены обозначения

$$
y = \tilde{R}^2, \quad z(y) = \tilde{R}^2(\tilde{R}^2 - 1). \tag{24}
$$

При $\tilde{R}$, $\tilde{\nu}$, $y \to \infty$ вблизи поверхности звезды верно следующее разложение:

$$
e^{-2\tilde{\nu}} = \gamma y^{-\lambda} + \ldots, \quad \lambda > 0. \tag{25}
$$

Поскольку собственная длина экваториальной окружности звезды $2\pi\tilde{R}\exp(-\tilde{\nu}) \sim 2\pi\sqrt{\gamma}y^{(1-\lambda)/2}$ также должна расходиться, то $\lambda < 1$. Поэтому для искомого типа решений

$$0 < \lambda < 1. \tag{26}$$

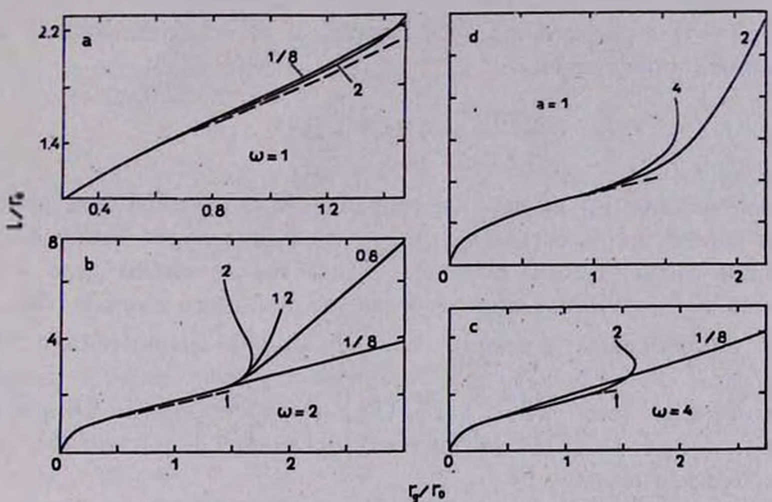


Рис. 3. Зависимость истинного радиуса l от r_g для ряда случаев, приведенных на рис. 1. Стрелка указывает конечную точку кривой по теории Эйнштейна.

Подставив разложение (25) во второе из уравнений (23), найдем

$$z(y) = 2P_0^*\gamma y^{2-\lambda}/(2-\lambda) + \ldots . \tag{27}$$

После этого из первого уравнения той же системы с точностью до малых членов

$$2\lambda \approx 1 + \mu + \ldots . \tag{28}$$

Наконец, после подстановки найденных величин в третье уравнение системы получим

$$a = \left[3 - \frac{1}{\lambda}\left(4 + \frac{2-\lambda}{1-2\lambda}\,\omega\right)\right]^{-1}, \tag{29}$$

следовательно, $a < 0$ при $0 < \lambda < 1/2$ и

$$0 < a < \frac{1}{\omega - 1} \quad \text{при} \quad \frac{1}{2} < \lambda < 1, \quad \omega > 1. \tag{30}$$

Покажем, что первый случай не приводит к конфигурациям с сколь угодно большими массами. Из (15) видно, что при $a < 0$ и $\omega > 0$ плотность вакуумной энергии $\varepsilon > 0$. Перейдем теперь к шварцшильдовым координатам, где

$$g_{11} = -\left[1 - \frac{2km(\eta)}{c^2\eta}\right]^{-1},$$

$\eta = \tilde{R}\exp(-\tilde{\nu})$ — радиальная координата, а m — „накопленная" масса, определяемая уравнением

$$\frac{dmc^2}{d\eta} = 4\pi(\rho c^2 + \varepsilon)\,\eta^2.$$

Из выражения для g_{11} видно, что когда $\varepsilon > 0$ и $\rho = \mathrm{const}$ при конечном значении накопленной массы $m(\eta)$, оно проходит через сингулярность, меняя свой знак. Таким образом, здесь мы не имеем дело с решениями типа $r_g \to \infty$. Поэтому остается исследовать случай (30). Пренебрегая изменениями функций ν, z, μ и N в сравнительно тонком поверхностном слое, где давление стремится к нулю, можно найденные приближенные решения (25), (27), (28) непосредственно сшить с внешними решениями (5)—(7). Выполняя эту процедуру согласно (16), (18)—(20), приходим к результату

$$\begin{gathered}
\eta_1 \sim y_1^{(1-\lambda)/2},\\
l \sim \sqrt{\frac{2-\lambda}{P_0^*}}\ln y_1,\\
r_g = \left[\frac{4}{(1+\sqrt{1+\mu_1})^2}\right]^{a/(1-a)}\eta_1 + \ldots\\
N \sim \frac{n}{(1-\lambda)}\sqrt{\frac{2-\lambda}{P_0^*}}\,\eta_1^2, \quad \text{при } y_1 \to \infty.
\end{gathered} \tag{31}$$

Он верен только тогда, когда выполнены условия (22) и (30). При этом $a < 1$. Существуют также решения с $a \geqslant 1$, но мы их не обсуждаем, поскольку для них $q_0 > 1$. Решение (31) характеризуется следующими соотношениями: $r_g \sim \eta_1 \sim \sqrt{N} \to \infty$, $l \sim \ln r_g \to \infty$. Найденные асимптотики согласуются с результатами численных расчетов.

Таким образом, уже на примере простой модели мы убеждаемся в важной роли гравитационного вакуума в теории сверхплотных небесных тел. Есть основания ожидать, что обсуждаемый тип решений (31) должен иметь место и для реального уравнения состояния вырожденного звездного вещества $\rho = \rho(P)$.

Резюмируя можно утверждать, что учет гравитационного вакуума приводит к принципиальной возможности существования сверхплотных небесных тел с массами, намного превышающими массу Солнца. Невольно напрашивается мысль отождествить такие сверхплотные и сверхмассивные конфигурации с дозвездными телами В. А. Амбарцумяна [3].

Выражаю благодарность академику В. А. Амбарцумяну и академику АН Арм.ССР Г. С. Саакяну за проявленный интерес к работе и ценные стимулирующие обсуждения.

Отдел прикладных проблем физики
АН Арм.ССР

MODELS OF CONFIGURATIONS FROM INCOMPRESSIBLE LIQUID TAKING INTO ACCOUNT THE ROLE OF GRAVITATIONAL VACUUM

L. SH GRIGORIAN

The models of superdense star configurations from incompressible liquid are calculated based on the idea of the existence of special gravitational vacuum [1]. The vacuum effects prove to be essential in the case of superdense celestial bodies. The most important result is that there may exist equilibrium superdense celestial bodies with masses many times exceeding the Solar one.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян*, Астрофизика, 20, 615, 1984.
2. *Г. С. Саакян*, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
3. *V. A. Ambartsumian*, Rev. Mod. Phys., 30, 944. 1958.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 21 ОКТЯБРЬ, 1984 ВЫПУСК 2

УДК: 520.344

ДВУХКАМЕРНЫЙ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ ДЛЯ БОЛЬШОГО ТЕЛЕСКОПА

Г. И. БРЮХНЕВИЧ, Л. В. ГЯВГЯНЕН, Э. И. ЗАК, С. В. ЛИПАТОВ, А. Е. МЕЛАМИД, В. А. МИЛЛЕР, В. С. РЫЛОВ, Б. М. СТЕПАНОВ, Т. А. СКОСЫРСКАЯ, Е. И. ТИТКОВ

Поступила 12 августа 1983

Принята к печати 25 мая 1984

Даны результаты наблюдений на 6-метровом телескопе и лабораторных исследований двухкамерного ЭОП типа УМК-91в с магнитной фокусировкой, полем 25×40 $мм^2$ и плоской волоконной шайбой на выходе. Для фокусировки изображения ЭОП создана магнитостатическая система оригинальной конструкции [5], благодаря которой значительно повысилась эффективность наблюдений. Проницающая способность светосильного спектрографа БТА с УМК-91в для дисперсии 60 А/мм, определенная по результатам наблюдений, составляет не менее 21^m при выдержке 1 час.

1. *Введение.* Изготовлен новый тип ЭОП УМК-91в для Большого телескопа. ЭОП исследован в лаборатории и освоен в наблюдеиях. С помощью УМК-91в на светосильном спектрографе получены спектры 20.4 зв. вел. за 30 мин при дисперсии 62 А/мм. ЭОП УМК-91в изготовлен из металла и керамики, имеет поле 25×40 $мм^2$ и волоконно-оптический диск (ВОД) на выходе для контактного фотографирования. Для фокусировки электронного изображения ЭОП создана система из постоянных магнитов.

Создание ЭОП УМК-91в было завершено во Всесоюзном научно-исследовательском институте оптико-физических измерений (ВНИИОФИ) в 1980 г. и явилось результатом сотрудничества со Специальной астрофизической обсерваторией (САО АН СССР). Работа потребовала создания и освоения новой технологической базы и разработки комплекса методов на фотопленке Кодак 103аО.

За 2.5 года наблюдений на светосильных спектрографах БТА с помощью УМК-91в было получено свыше 1350 спектров звезд и галактик в диапазоне яркостей от 14 до 20.4 зв. вел. В табл. 1 дано несколько примеров спектров, полученных на БТА с ЭОП УМК-91в с дисперсией 62 А/мм на фотопленке Кодак 103аО.

Таблица 1

Объект наблюдения	Блеск зв. вел.	Спектр. диапазон НМ	Качество изображения (угл. с)	Прозрачность	Расширение (угл. с)	Выдержка (мин.)	Плотность континуума (ед. ГОСТ)
MV Lyr	18.4	340—500	2	хорошая	2.5	15	1.2
AY Lyr	18	"	"	средняя	—	"	1.0
AN UMa	16.5	"	"	"	2.5	3	0.9
" "	"	580—740	"	"	"	4	1.1
Марк 2	20.4	"	1.5	хорошая	—	40	0.7
"	"	420—580	"	"	—	30	"
"	"	340—500	"	"	—	40	"

Последние 3 примера относятся к спектрам конденсаций в окрестностях галактики Марк. 2. Во всех случаях ширина входной щели была 1.2 угл. с. На рис. 1 дана регистрограмма спектра звезды MV Lyr, условия получения которого приведены в табл. 1.

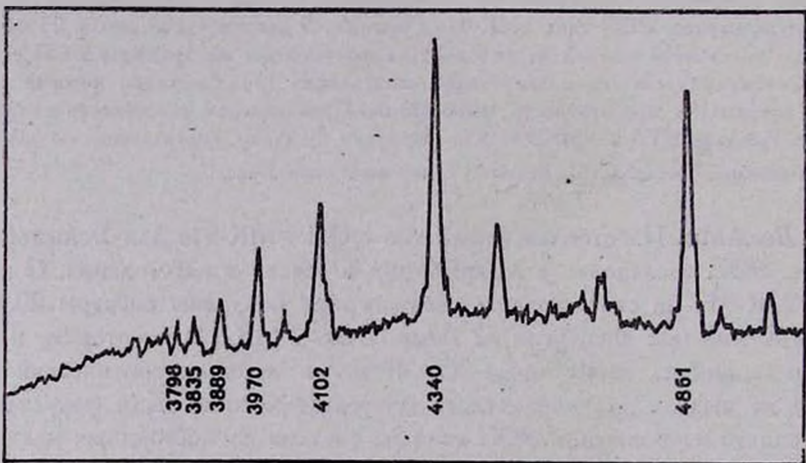


Рис. 1. Регистрограмма спектра звезды MV Lyr.

2. *Разрешающая способность*. Качество изображения с точки зрения разрешающей способности и геометрических искажений является важнейшей характеристикой ЭОП и ему было уделено большое внимание как в лабораторных исследованиях, так и при наблюдениях на БТА. В лаборатории были измерены: визуальное разрешение и дисторсия электронного изображения по полю выходного экрана; в наблюдениях на телескопе были получены данные по спектральному разрешению, по зависимости разрешающей способности и обратной линейной дисперсии от стабильности ускоряющего напряжения ЭОП. Влияние магнитного поля Земли на пози-

ционную стабильность спектра при выдержках до 1 часа не обнаружено, что является следствием экранирования этого поля магнитопроводом системы магнитной фокусировки ЭОП. Измерения предела визуального разрешения выполнялись по мире абсолютного контраста [1] при масштабе электронного увеличения 1:1.

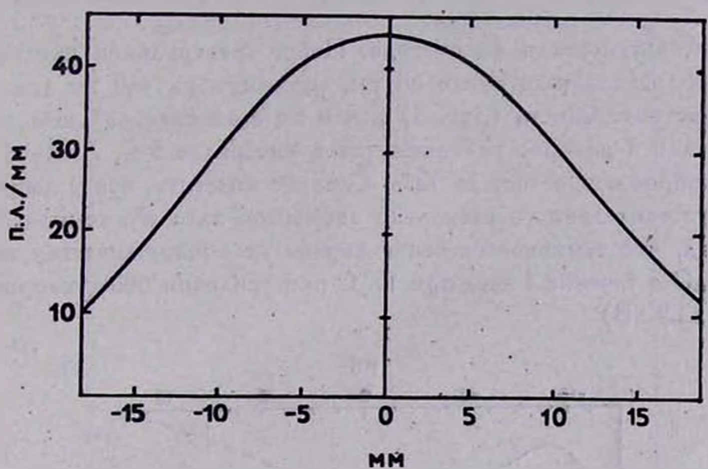


Рис. 2. Визуальная разрашающая способность ЭОП УМК-91в по полю.

Результаты измерений даны на рис. 2. Использовавшаяся магнитостатическая система фокусировки электронов не обеспечивала реализации действительного разрешения ЭОП на краю поля, поэтому практически использовалось поле размером 25 мм, на котором среднее разрешение равно 35 п. л./мм. Дисторсия по полю оценивалась по двухмерной сетке площадью 12×25 мм^2, которая фотографировалась с экрана ЭОП и обрабатывалась на автоматическом микроденситометре [2]. Было установлено, что вдоль направления дисперсии имеет место небольшое изменение масштаба, которое приводит к плавному изменению обратной линейной дисперсии на поле 25 мм в пределах $\pm 2\%$. Кроме того, имеется небольшой прогиб линий на фотографии двумерной сетки, направленных параллельно входной щели спектрографа, т. е. перпендикулярно направлению дисперсии. Стрелка прогиба на отрезке 6 мм меняется по полю и лежит в пределах 7 ± 6 мкм. У ЭОП старого типа (УМ-92) наблюдался заметный сдвиг спектральных линий при изменении напряжения, что приводило при длительных выдержках к потере разрешения. В [3] было показано, что сдвиг линий в УМ-92 на расстоянии 10 мм от центра составляет 90—100 мкм при изменении напряежния на 0.5%. Наши измерения показали, что в УМК-91в такие сдвиги значительно меньше и составляют не более 30 мкм на том же расстоянии от центра поля ЭОП при изменении напряжения на

3%. Очевидно, что нестабильность источника высокого напряжения в пределах 1% практически не скажется на спектральном разрешении. Разрешающая способность всей системы, состоящей из спектрографа, ЭОП и фотоэмульсии (Кодак 103aO и А-500), была определена путем микрофотометрирования близких линий спектра сравнения. При дисперсии 62 А/мм было получено разрешение 3.0 А в центре и 3.5 А на краю поля.

3. *Чувствительность фотокатода.* Порог спектральной чувствительности входного фотокатода около 80 нм, максимум на 460 нм (см. рис. 3). Зонная чувствительность (рис. 3) почти на всем спектральном диапазоне меняется мало и разброс укладывается в интервале 5%. Лишь в красной области разброс возрастает до 13%. Следует заметить, что у данного ЭОП красная чувствительность несколько занижена, зато его темновой ток настолько мал, что темновое свечение экрана не обнаруживается на пленке Кодак 103aO в течение 1 часа при 15° С при усилении 600 (ускоряющее напряжение 23.9 кВ).

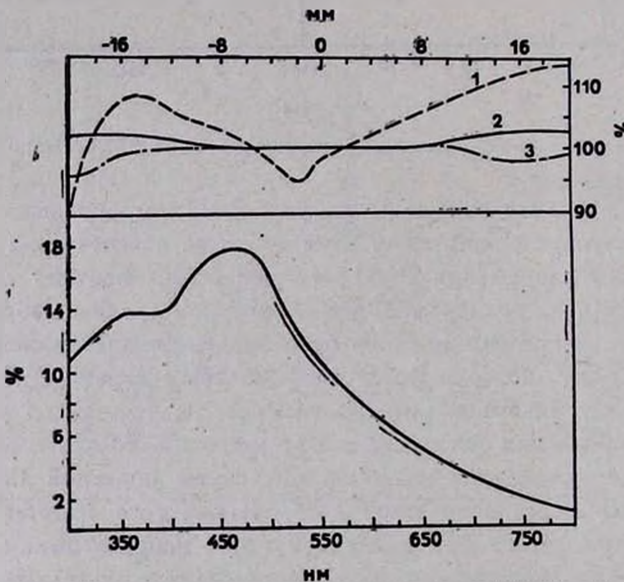


Рис. 3. Квантовый выход и зонная чувствительность УМК-91в: 1 — относительная чувствительность по полю 40 мм в красной области (750 нм), 2 — в зеленой области (550 нм), 3 — в синей области (400 нм).

4. *Коэффициент преобразования.* На рис. 4 дана зависимость коэффициента преобразования от ускоряющего напряжения на обеих камерах. Прямая 1 получена при изменении напряжения на первой камере. При этом на второй камере напряжение было 14.5 кВ. Прямая 2 получена путем изменения напряжения на второй камере, при 9 кВ на первой камере. Во

всех случаях коэффициент преобразования измерялся в области 455 нм (область свечения экрана, см. [1]). В этих измерениях источником света служила лампа накаливания со светофильтром ЖС-11 (5 мм) и СЗС-20 (6 мм). Сбор света с экрана ЭОП осуществлялся перебрасывающей оптикой с известным пропусканием.

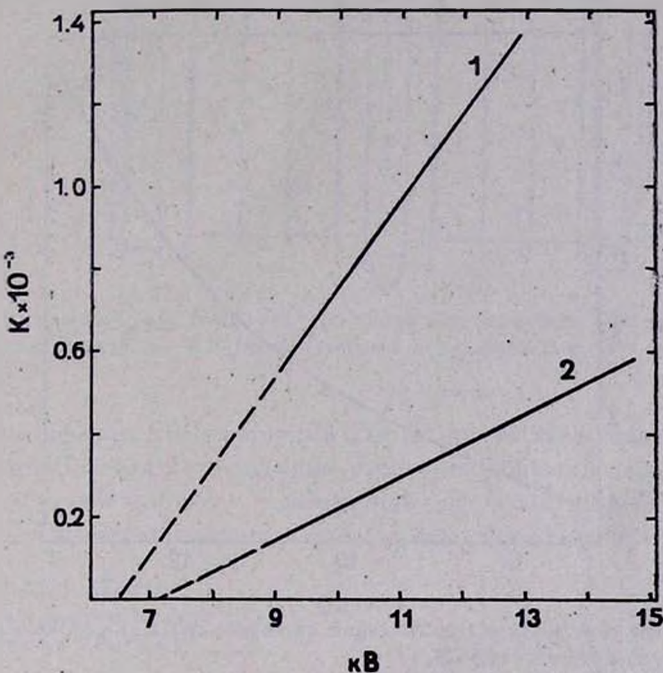


Рис. 4. Зависимость коэффициента преобразования от напряжений на камерах: 1—напряжение меняется на первой камере, на второй—14.5 кВ; 2—напряжение меняется на второй камере, на первой — 9 кВ.

Для эксплуатации ЭОП в наблюдениях был выбран режим, обеспечивающий оптимальное соотношение между усилением и отношением сигнала к шуму. На рис. 5 дана зависимость числа сцинтилляций на экране ЭОП от напряжения на первой камере (на второй камере было 14.5 кВ). Сцинтилляции учитывались только те, которые могут быть зарегистрированы фотопленкой 103аО. В данном ЭОП такого рода сцинтилляции создавались, по нашим оценкам, группами электронов по 4—6 штук. Более крупных сцинтилляций практически не было. Результаты, приведенные на рис. 5, позволили выбрать режим работы с усилением, равным 600.

5. *Конструкция ЭОП и его оснастки.* Корпус ЭОП изготовлен из керамических колец, между которыми установлены кольцевые медные элек-

троды, по 5 штук в каждой камере (см. рис. 6). Электроды создают однородное электрическое поле в ЭОП и тем самым создают предпосылки для уменьшения дисторсии и нестабильности разрешающей способности при малых изменениях питающего напряжения. Металло-керамическая конструкция позволила достичь высокой точности сборки, что привело к заметному повышению разрешающей способности по всему полю ЭОП.

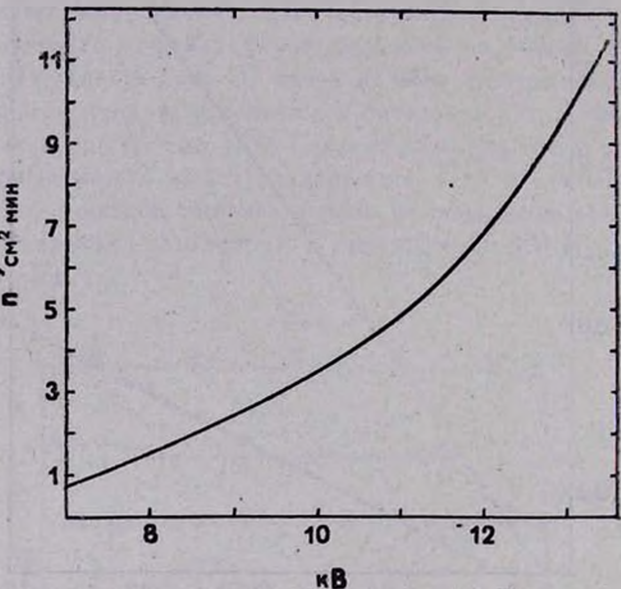


Рис. 5. Зависимость числа сцинтилляций на экране ЭОП от напряжения на первой камере, на второй камере — 14.5 кВ.

Габаритные размеры ЭОП: длина 189 мм, диаметр 132.5 мм. Расстояние от фотокатода до наружной поверхности входного окна — 9.5 мм. Увиолевое окно — 3.2 мм, фотокатод нанесен на стекло толщиной 0.8 мм. Диаметр ВОД 50 мм. Фотокатоды как первой, так и второй камер напылялись в отдельных объемах и затем через штенгали устанавливалось в ЭОП с помощью манипулятора.

Магнитостатическая фокусирующая система применяется в двух вариантах, первый из которых описан в [4]. Второй вариант имеет бо́льшие габариты и массу, но обеспечивает фокусировку на большем поле ЭОП [5].

Перенос изображения с экрана ЭОП на фотопленку производится путем прижима ее к ВОД. Внутренняя поверхность ВОД находится под напряжением около 24 кВ. Для устранения наружных пробоев узел фотокамеры и поверхность ВОД герметизированы и осушаются силикагелем; подающая и приемная фотокассеты осуществлены в виде простой и удобной в обращении конструкции. Перезарядка кассет, вмещающих до 70 кадров, и смена кадров производятся вручную. Предусмотрен визуальный контроль за качеством фокусировки на экране ЭОП с помощью микроскопа.

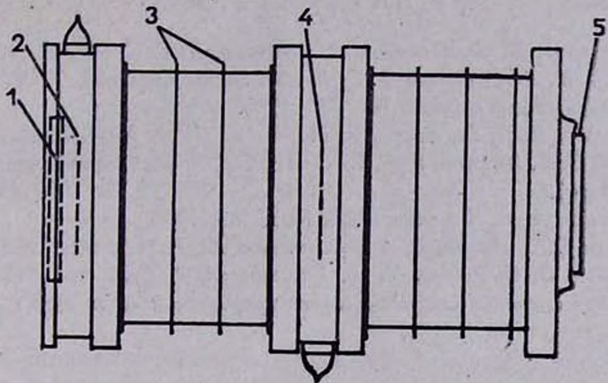


Рис. 6. Внешний вид УМК-91в: 1 — защитное увиолевое стекло, 2 — фотокатод, 3 — кольцевые электроды, 4 — промежуточный экран-фотокатод, 5 — волоконно-оптический диск.

6. *Заключение.* Разработанный для Большого телескопа двухкамерный ЭОП УМК-91в обладает высокими эксплуатационными характеристиками, которые удовлетворяют требованиям наблюдательной астрономии. УМК-91в успешно используется в наблюдениях на 6-метровом телескопе.

ВНИИОФИ, Москва
Специальная астрофизическая обсерватория АН СССР

DOUBLE-CAMERA IMAGE CONVERTER FOR 6-METER TELESCOPE

G. I. BRYUKHNEVICH, L. V. GYAVGYANEN, E. I. ZAK, S. V. LIPATOV, A. E. MELAMID, V. A. MILLER, V. S. RYLOV, B. M. STEPANOV, T. A. SKOSYRSKAYA, E. I. TITKOV

The results of observations on the 6-meter Telescope (BTA) and laboratory investigations of the double-camera image converter of UMK-91 v type with magnetic focusing, with 25×40 mm² photocathode field and a plane fiber optic output are given. A permament magnet system was developed and constructed [5] for electron image focusing. Due to the system the observations turned to be most efficient. The estimated magnitude limit of the BTA fast spectrograph with the tube

UMK-91 v for the 60 A/mm, determined from the observations, is no less than 21^m for 1 hour exposition.

ЛИТЕРАТУРА

1. *М. М. Бутслов, А. Н. Буренков, Л. В. Гявгянен, В. Г. Дебур, В. А. Зныкин, А. Ф. Клепов, Л. И. Кондрашева, В. С. Рылов, Б. М. Степанов, Т. И. Ушакова, Т. М. Федоровская*, Астрофизика, 16, 179, 1980.
2. *О. С. Буренкова, В. П. Горошков, В. М. Гурин, А. А. Коровяковская, Ю. П. Коровяковский, В. С. Шергин*, Изв. САО АН СССР (Астрофизические исследования), 17 (в печати).
3. *В. Л. Афанасьев, А. А. Пимонов*, ПТЭ, № 3, 183, 1980.
4. *Л. В. Гявгянен, В. С. Рылов, Т. А. Скосырская*, ПТЭ, № 5, 146, 1982.
5. *Л. В. Гявгянен, В. С. Рылов, Т. А. Скосырская*, А. С. № 1064342 «Магнитостатическая фокусирующая система», зарегистрировано 1 сент. 1983 г., SU 1064342 A.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 21 ОКТЯБРЬ, 1984 ВЫПУСК 2

УДК: 520.353

ВОЗМОЖНОСТИ БЕСЩЕЛЕВОГО СПЕКТРОГРАФА НА БТА И МЕТРОВОМ ТЕЛЕСКОПЕ ЦЕЙССА

Н. А. ТИХОНОВ, М. Ф. ШАБАНОВ

Поступила 14 декабря 1983
Принята к печати 15 июля 1984

Изготовленный авторами бесщелевой спектрограф на основе прозрачной решетки испытан в пробных наблюдениях на 6-м телескопе БТА и 1-м телескопе Цейсса. На БТА за 10 мин при дисперсии 300 А/мм регистрируются звезды до $16^{m}_{\cdot}3$ и заметны следы спектров звезд до $18^{m}_{\cdot}1$. Ожидаемые предельные величины для звезд — $20^{m}_{\cdot}5$, для квазаров — до 22^{m}. На 1-м телескопе за два часа, при дисперсии 300 А/мм и фокусном расстоянии 13 м, зарегистрированы звезды до 17^{m}.

Для спектральной классификации слабых звезд [1], спектрофотометрии квазаров [2] и определения лучевых скоростей галактик [3] на многих телескопах среднего размера используется объективная призма. Для больших телескопов изготовление призмы невозможно, поэтому применяется прозрачная дифракционная решетка, стоящая в сходящемся пучке вблизи фокуса телескопа [4]. На фотопластинке регистрируются спектры всех объектов поля, которые на $3 \div 5$ величин (в зависимости от применяемой дисперсии) более яркие, чем самые слабые звезды на предельных снимках этого телескопа.

Изготовленный нами бесщелевой спектрограф с прозрачной решеткой работает в прямом фокусе БТА совместно с кассетой Ричи. Он состоит из узла перемещения и наклона решетки и узла выведения решетки из пучка лучей. При выведенной решетке производится фокусировка ножом Фуко, отождествление и прямое фотографирование для фотометрических измерений. Движение решетки вдоль оптической оси позволяет изменять дисперсию получаемых спектров.

Технические данные спектрографа:

Диаметр решетки, нанесенной на вторую поверхность клина, 160 мм.

Угол клина—2°49′, толщина в средней точке—25 мм.

Частота штрихов—100 шт/мм.

Рабочий порядок спектра—первый.

Диапазон дисперсий — 250—800 А/мм.

Рабочий интервал длин волн — 3500—6500 А.

Диаметр поля зрения — 13′ на БТА, 40′— на Цейсс-100.

Оптические параметры решетки проверялись нами на ЭВМ методом уравнений траекторий лучей. На рис. 1 показаны положения 104 лучей, падающих на главное параболическое зеркало идеальной формы ($D = 6$ м, $f/4$). Сходящийся после отражения от зеркала пучок встречал решетку на расстоянии 200 мм от фокуса. Для выявления комы и астигматизма решетки и призмы был проведен расчет точечной диаграммы, без оптического корректора поля телескопа, для центральной звезды. На рис. 2 приведены спектральные линии $\lambda\lambda = 3500$, 5000, 6000 и 7000 А для этого случая. Для масштаба приведен размер $1'' = 0.116$ мм на БТА. Более сложный вид имеют точечные диаграммы спектральных линий при расчетах решетки для полной оптической схемы БТА с корректором и для разных углов падения лучей. Однако и в этом случае аберрации не превосходят $1.''5$ для всего поля телескопа при λ менее 5000 А.

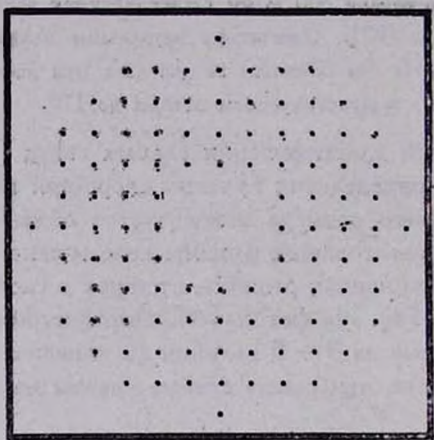


Рис. 1. Положения 104 лучей при вычислении точечных диаграмм бесщелевого спектрографа. Расстояние между лучами равно 500 мм.

Спектрограф проверялся нами в наблюдениях на БТА, а после небольших изменений — на метровом Цейссе Вильнюсской станции на горе Майданак и на 60-см Цейссе САО АН СССР. На рис. 3 представлен снимок скопления NGC 6910, полученный на БТА, а на рис. 4 — снимок NGC 1502, полученный на метровом Цейссе системы Ричи-Кретьена.

Яркие звезды дают на снимках спектры второго и более высоких порядков, вызывая наложение спектров, поэтому в областях, богатых звездами, приходится получать снимки при двух различных позиционных положениях прозрачной решетки. Нулевой порядок спектра используется в качестве нуль-пункта при вычислении длин волн спектральных линий.

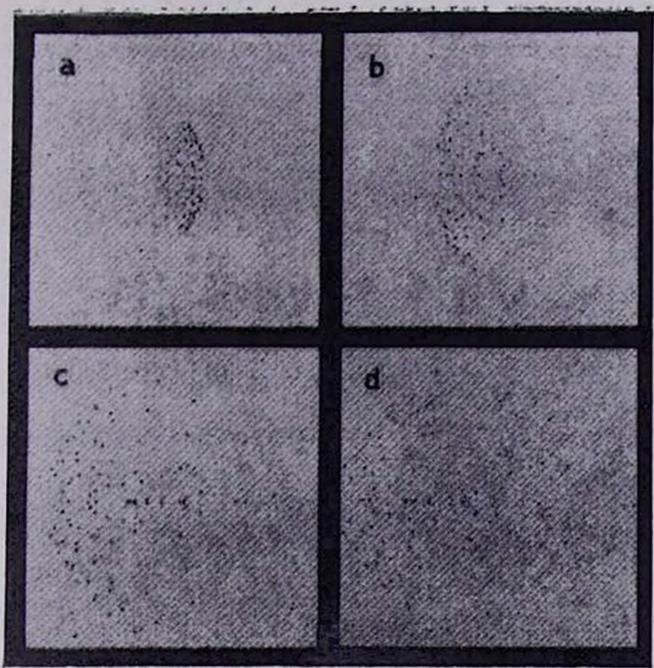


Рис. 2. Точечные диаграммы спектральных линий бесщелевого спектрографа для $\lambda\lambda$ = 3500, 5000, 6000, 7000 А в прямом фокусе БТА без корректора. Для масштаба приведен размер 1″ = 0.116 мм.

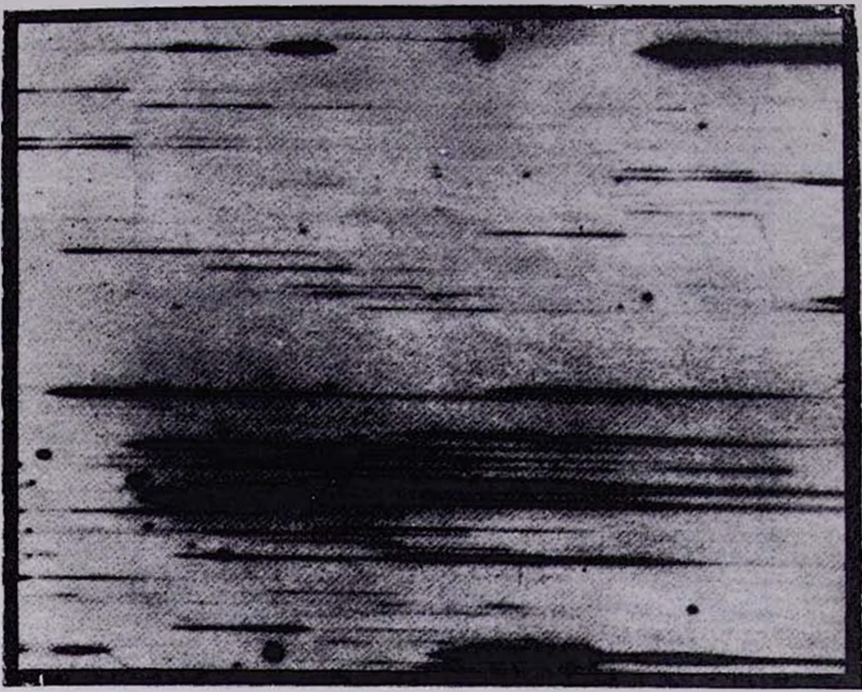


Рис. 3. Часть снимка скопления NGC 6910, полученного на БТА. Время экспозиции 1 мин, эмульсия 103a-F, обратная линейная дисперсия 300 А/мм.

К ст. Н. А. Тихонова, Н. Ф. Шабанова

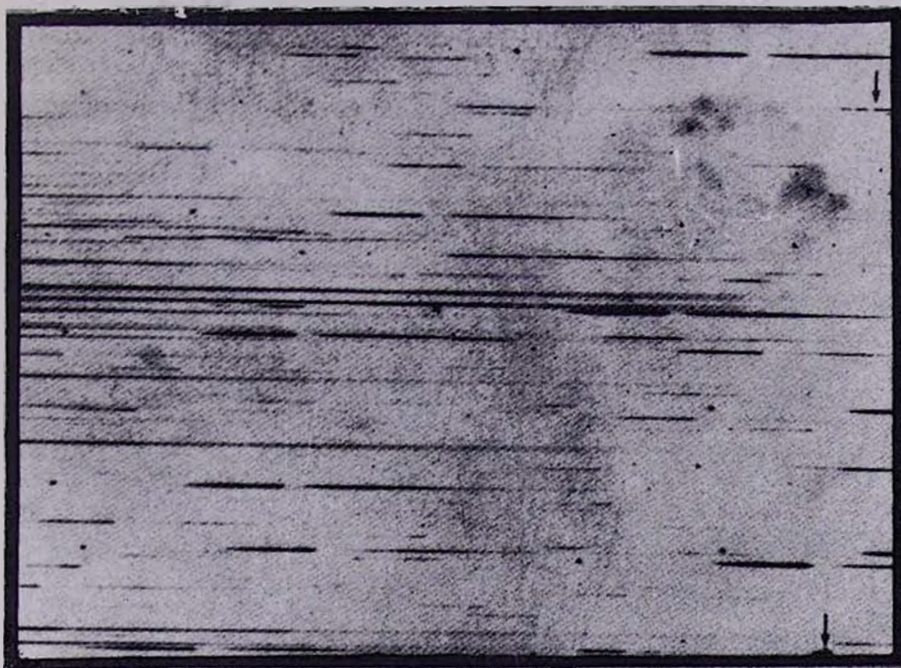


Рис. 4. Часть снимка скопления NGC 1502, полученного на метровом Цейссе системы Ричи—Кретьена. Время экспозиции 40 мин, эмульсия 103a-G, обратная линейная дисперсия 300 А/мм. Стрелками отмечены спектры углеродных звезд. У нижней звезды рабочий первый порядок спектра находится за пределами снимка.

К ст. Н. А. Тихонова, Н. Ф. Шабанова

Дисперсионная кривая, мало отличающаяся от прямой, получена из снимков областей звезд известных спектральных классов и, прежде всего, звезд класса A, F с водородными линиями.

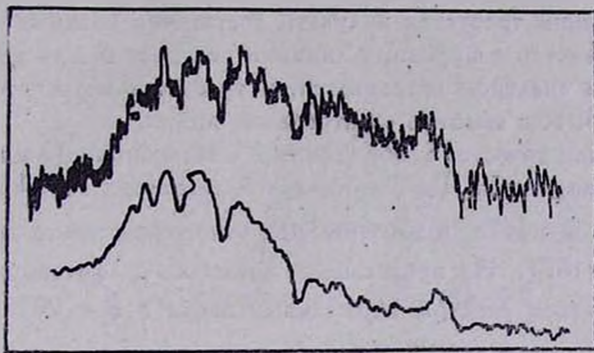


Рис. 5. Запись на микрофотометре спектров 2-го порядка звезды класса A полученных с помощью бесщелевого спектрографа на разных эмульсиях для одинакового уровня плотности изображения. Верхняя запись — эмульсия 103a-F, нижняя — IIIa-F.

На рис. 5 представлена микрофотометрическая запись одной и той же звезды, зарегистрированной на БТА на разных фотоэмульсиях. Экспозиции подобраны так, чтобы плотность изображений была одинакова и фотометрическая точность определяется только шумовыми свойствами фотоэмульсии. Так спектральная линия обнаруживается с 97% вероятностью для плотности изображения 1.0 и разрешения 1″0 на БТА, если ее яркость выделяется на 1% для фотоэмульсии IIIa-J, 2.5% — для А-700РП, 3% — IIa-O — 0.5% — 103a-O, 6% — 103a-F. Однако для достижения плотности 1.0 на мелкозернистой фотоэмульсии IIIa-J требуется экспозиция в 8—10 раз большая, чем на 103a-O, а на отечественных астропленках серии РП—не более, чем в 1.5—2 раза. Причем, при одинаковых условиях регистрации на астропленках серии РП получается фотометрическая точность и разрешение в 1.5—2 раза лучше, чем на 103a-O и IIa-O. Неудобство работы с фотопленками и наблюдаемые на них крупномасштабные неравномерности вуали не позволяют в полной мере использовать перспективнейшие фотоэмульсии серии РП.

Наблюдения на телескопах со светосилой 1/13, какими являются 1-м и 60-см телескопы Цейсса, требуют очувствления самых чувствительных фотоэмульсий. Применяемое нами водородное очувствление фотоэмульсий [5] сокращает экспозиции в 3—5 раз. При этом оптимальная плотность фона неба на 1-м телескопе на г. Майданак получается за 1.5—2.0 часа на астропленках серии РП и фотопластинках 103a-O и IIa-O.

В пробных наблюдениях областей с фотометрическими стандартами были получены данные о пределах регистрации слабых звезд. Следует различать пределы обнаружения линий у слабых нормальных звезд и у объектов с эмиссионными или широкими абсорбционными линиями, т. к. разница достигает $1.^m5$. Узкие абсорбционные линии нормальных звезд замываются из-за низкого разрешения спектра, и для выделения этих малоконтрастных линий требуется получать достаточно плотные изображения спектров. У объектов с широкими линиями контраст между центром линии и непрерывным спектром сохраняется, и требуется незначительная плотность спектра, чтобы выявить спектральные линии.

На БТА при качестве изображения 2″, экспозиции 10 мин на неочувствленной фотоэмульсии IIIa-F и линейной дисперсии 300 A/мм регистрируются звезды $B = 16^m3$ и заметны, при отношении сигнал-шум равном 1, звезды до $B = 18^m1$. На предельных снимках с фотоэмульсией IIIa-J должны получаться спектры нормальных звезд с $B = 20^m5$, а объектов типа квазаров — до $B = 21^m - 22^m$. На метровом телескопе Цейсса, при экспозиции 2 часа, качестве изображения — 2″, на фотоэмульсии IIa-O, очувствленной в водороде при дисперсии 300 A/мм, регистрируются спектры звезды до $B = 17^m$.

Спектральное разрешение полностью определяется атмосферой и при качестве изображения — 1″ и дисперсии — 300 A/мм оно равно 20 A для Цейсс-100 и 40 A — для БТА. Точность измерения положения одиночной спектральной линии при тех же условиях равна 3—4A для Цейсса и 6—8 A — для БТА.

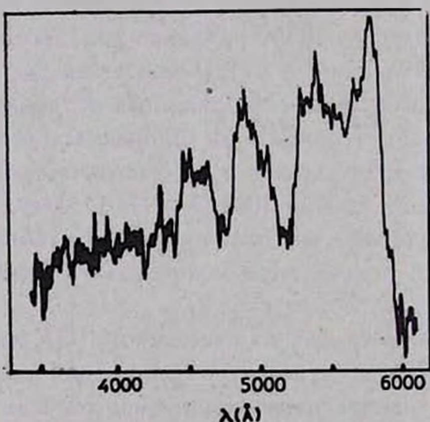


Рис. 6. Микрофотометрическая запись бесщелевого спектра углеродной звезды вблизи скопления NGC 1502 (отмечена на рис. 4 верхней стрелкой). Эмульсия 103a-G.

Применение бесщелевого спектрографа особенно выгодно для поиска объектов с широкими линиями. На рис. 6 дана микрофотометрическая запись спектра углеродной звезды в скоплении NGC 1502, (обозначена стрелкой в верхней части рис. 4), обнаруженной на снимке с метровым Цейссом. Из-за большой ширины молекулярных полос возможно применение более низкой дисперсии, что увеличит предел при поиске подобных типов звезд.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

THE POSSIBILITY OF A SLITLESS SPECTROGRAPH ON BTA AND ONE METER ZEISS TELESCOPE

N. A. TIKHONOV, M. F. SHABANOV

The authors have prepared a slitless spectrogrsph on the basis of a penetrated gratting tested on sample observations on the 6 m-telescope BTA and one meter Zeiss telescope.

During 10 minutes at dispersion 300 A/mm on BTA the stars are registered till 16^m and noticable traces of star spectra till 18^m. The expected limiting magnitudes for stars is 20^m, for quasars — till 22^m.

On one-meter telescope during 2 hours at dispersion 300 A/mm and focal length 13 meter, stars are registered up to 17^m.

ЛИТЕРАТУРА

1. *B. D. Kelly, J. A. Cooke, D. E. Emergon*, M. N. RAS, 199, 239, 1982.
2. *R. G. Clowes, D. E. Emerson, M. G. Smith, P. T. Wallace, R. D. Cannon, A. Savage, A. Boksenberg*, M. N. RAS, 193, 415, 1980.
3. *J. A. Cooke, D. E. Emerson, B. D. Kelly, H. T. MacGillivray*, M. N. RAS, 196, 397, 1981.
4. *J. S. Bowen, A. H. Vaughan*, P. A. S. P., 85, 174, 1973.
5. *Н. А. Тихонов*, Сообщ. САО АН СССР, 39, 40, 1983.

А С Т Р О Ф И З И К А

ТОМ 21 ОКТЯБРЬ, 1984 ВЫПУСК 2

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК: 524.352.7—14(084)

СВЕРХНОВАЯ ОКОЛО ГАЛАКТИКИ Zw1 16.7 + 1.57

На картах Паломарского атласа, отпечатанных с негативов, полученных в ночь на 30—31 октября 1954 г. для зоны $(0^\circ, 1^h12^m)$, на расстоянии 23″ к северо-востоку от центра галактики, приведенной в «Каталоге галактик и скоплений галактик» Цвикки [1] под координатами $\alpha = 1^h16^m\!.7$, $\delta = 1^\circ57'$ (1950), обнаружена звезда, которая, по всей вероятности, является Сверхновой (рис. 1).

В Таутенбургской коллекции снимков, полученных в 1970—1975 гг. в шмидтовском фокусе двухметрового универсального телескопа, оказалось одиннадцать негативов этой области. Ниже приводится список этих негативов и сведения о них. В последнем столбце таблицы дана предельная звездная величина, полученная на каждом негативе.

Семь первых негативов — прямые снимки, четыре последних получены с помощью объективной призмы с дисперсией 2600 А/мм около H_γ.

Звезда не видна ни на одном из этих негативов, хотя ее блеск на картах Паломарского атласа на 1—3 звездные величины превышал предельную звездную величину большей части Таутенбургских негативов. После обнаружения Сверхновой А. С. Амирханян уже в 1983 г. по нашей просьбе получил снимок области в синих лучах на 2.6-метровом телескопе Бюраканской обсерватории, однако и на этом снимке звезда не наблюдается. Она не числится также ни в одном из опубликованных до сих пор списков переменных звезд. Все это показывает, что обнаруженная звезда, по-видимому, является Сверхновой.

Галактика, около которой вспыхнула Сверхновая, имеет $m_p = 15.7$ (по определению Цвикки [1]). Это, по-видимому, галактика морфологического типа Sb. На Таутенбургских снимках этой области, полученных с малой экспозицией, наблюдаются почти звездоподобное ядро и внутренняя спиральная структура в центральной области галактики. Внешние спиральные ветви даже на негативах с большой экспозицией не видны. Они не видны также на картах Паломарского атласа.

Таблица 1

СВЕДЕНИЯ О НЕГАТИВАХ ОБЛАСТИ ГАЛАКТИК Zw 1 16.7+1 57, ПОЛУЧЕННЫХ НА 2-МЕТРОВОМ ТЕЛЕСКОПЕ ТАУТЕНБУРГСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Дата	Экспозиция (мин)	Эмульсия	Фильтр	$m_{пр}$
23—24.XI.1970 г.	20	ZU—2	GG—13	19.5
9—10.X.1972 г.	24	103a—O	GG—13	21.5
" " "	18	103a—D	GG—11	20.0
" " "	12	103a—O	GG—13	20.8
" " "	9	103a—D	GG—11	19.3
" " "	75	103a—O	UG—2	20.4
" " "	40	103a—O	UG—2	19.7
5—6.III.1973 г.	10	ZP—3	—	15.5
30.XI.—1.XII.1973 г.	10	ZP—3	—	17.0
17—18.XI.1974 г.	30	ZP—3	—	17.5
12—13.I.1975 г.	15	ZP—3	—	19.4

Паломарские снимки области в синих и красных лучах были получены в одну и ту же ночь. Это позволило не только убедиться в реальности обнаруженного объекта, но и оценить блеск и показатель цвета, которые имела Сверхновая в ночь наблюдения. Ниже приведены глазомерные оценки блеска Сверхновой в синих и красных лучах, произведенные по картам Паломарского атласа с помощью лупы, а также ее показатель цвета, приведенный к интернациональной системе.

$$m_{pg} = 18.3, \quad m_r = 18.6, \quad CI_{\text{int}} = -0.2.$$

В качестве стандартной области при оценках блеска взято шаровое скопление М 3 со звездными величинами Сандейджа [2].

Отрицательный показатель цвета Сверхновой позволяет предположить, что в момент наблюдения звезда была близка к максимуму блеска.

Галактика Zw 1 16.7 + 1 57 расположена на окраине скопления, отмеченного в «Каталоге галактик и скоплений галактик» Цвикки [1] под номером 0121.5 + 0113. Это относительно близкое скопление, содержащее, согласно Цвикки, около 160 объектов. Главным членом скопления является, по-видимому, эллиптическая галактика NGC 533, радиальная скорость которой равна 5544 км/с [3]. Если считать, что галактика Zw 1 16.7 + 1 57 является членом указанного скопления и ее радиальная скорость близка

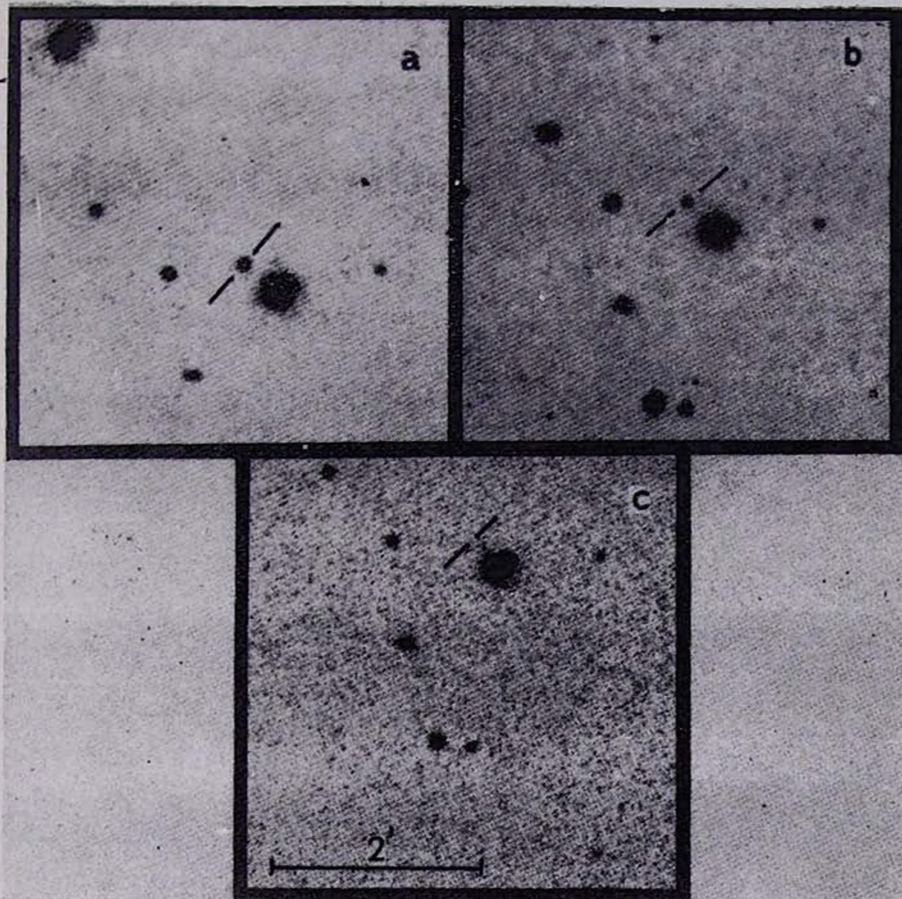


Рис. 1. Репродукции галактики Zw I 16.7 + I 57 и Сверхновой к северо-востоку от нее. Снимки от 30—31 октября 1954 г. a) в синих лучах; b) в красных лучах; c) снимок получен в желтых лучах 9—10 октября 1972 г. на Таутенбургском телескопе.

К ст. Р. К. Шахбазян, Ф. Бёргена

к радиальной скорости галактики NGC 533, то для расстояния галактики, около которой вспыхнула Сверхновая получим (при $H = 50$ км/с на Мпс) значение, равное 110 Мпс. На таком расстоянии абсолютная звездная величина Сверхновой в фотографических лучах окажется равной — 16.9 или — 17.2, после учета межзвездного поглощения в нашей Галактике.

С другой стороны, судя по цвету, рассматриваемая Сверхновая фотографировалась вблизи максимума блеска. Поскольку оцененная нами абсолютная звездная величина больше соответствует максимуму сверхновых II типа, можно думать, что в данном случае имеется сверхновая именно этого типа.

Просмотр снимков рассматриваемой области, возможно имеющихся в других обсерваториях, был бы весьма полезным для уточнения природы вспыхнувшего объекта.

Один из авторов (Р. К. Ш.) признателен руководству и коллективу Таутенбургской обсерватории за гостеприимство. Авторы благодарны академику В. А. Амбарцумяну за ценные советы и А. С. Амирханяну за снимок области, полученный на 2.6-метровом телескопе.

A Supernova in Zw 1 16.7 + 1 57. A Supernova near the galaxy Zw 1 16.7 + 1 57, has been found on the maps of Palomar Observatory, printed from the plates received on October 30—31, 1954. The eye estimation of photographic and red magnitudes gives: $m_{pg} = 18.3$, $m_r = 18.6$. The blue colour and the supposed luminosity ($M_{pg} = -17.2$) of the object suggest that it is of Type II Supernova near the maximum.

3 апреля 1984

Бюраканская астрофизическая обсерватория
Центральный институт астрофизики АН ГДР

Р. К. ШАХБАЗЯН
Ф. БЕРНГЕН

ЛИТЕРАТУРА

1. *F. Zwicky*, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, vol. V, Switzerland, 1965.
2. *A. R. Sandage*, A. J., 58, 61, 1953.
3. *J. Huchra, M. Davis, D. Latham, J. Tonry*, Ap. J. Suppl. ser., 52, 89, 1983.

УДК 524.85+524.8—327

КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ ПОСТОЯННАЯ И ВРАЩЕНИЕ ВСЕЛЕННОЙ

Посвящаетсся восьмидесятилетию профессора Дмитрия Дмитриевича Иваненко

Параметры Вселенной—радиус, масса и возможный угловой момент—могут быть выражены через комбинации квантовых и классических фундаментальных констант следующим образом:

$$R = \frac{\hbar}{m_p c}\left(\frac{\hbar c}{G m_p^2}\right), \tag{1а}$$

$$M = m_p\left(\frac{\hbar c}{G m_p^2}\right)^2, \tag{1б}$$

$$J = \hbar\left(\frac{\hbar c}{G m_p^2}\right)^3. \tag{1в}$$

Здесь $\hbar$ — постоянная Планка; m_p — масса протона; c — скорость света; G — гравитационная постоянная.

Соотношения (1а, б) известны начиная с 30-х годов благодаря работам Эддингтона и Дирака и иногда называются гипотезой «Больших чисел». Соотношение (1в) получено в работе [1] (см. также [2, 3]).

С другой стороны, исходя из различных космологических моделей, эти же параметры могут быть выражены через классические фундаментальные констнаты G и c и космологическую постоянную Λ следующим образом:

$$R \approx \frac{1}{\sqrt{\Lambda}}, \tag{2а}$$

$$M \approx \frac{c^2}{G\sqrt{\Lambda}}, \tag{2б}$$

$$J \approx \frac{c^3}{G\Lambda}. \tag{2в}$$

С точностью до постоянных коэффициентов порядка единицы первые два соотношения выполняются в модели Эйнштейна, а соотношение (2в) имеет место в модели Гёделя, в которой угловая скорость связана с Λ соотношением $\omega = c\sqrt{\Lambda}$. Кроме того очевидно, что все три соотношения (2а)—(2в) следуют из простого анализа размерностей.

В работах [4, 5] на основе учета поляризации вакуума (гравитационного аналога эффекта Казимира) было получено новое физическое обоснование соотношений (1а) и (1б). Исходным пунктом при этом послужило следующее выражение для космологической постоянной:

$$\Lambda = \frac{G^2 m^6}{\hbar^4} = \left(\frac{\hbar}{m_p c}\right)^{-2} \left(\frac{G m_p^2}{\hbar c}\right)^2, \tag{3}$$

где m — масса элементарной частицы. Величина Λ сильно зависит от выбора конкретного типа элементарной частицы (протона, электрона, пиона), так как масса входит в (3) в шестой степени. Приближенно можно считать, что $m = m_p$, т. е. массе протона. Подстановка значения Λ из (3) при таком выборе массы в соотношения (2а, б, в) приводит к соотношениям (1а, б, в). Тип элементарной частицы, масса которой через уравнения 1а, б, в определяет основные параметры Вселенной, нельзя определить из априорных соображений. Приближенно можно считать, что $m = m_p$, т. е. массе протона, поскольку это не противоречит фактическим данным.

Таким образом, нами получено новое подтверждение самосогласованности выражений (1а, б, в). С другой стороны, этот факт может быть истолкован также как независимое указание на справедливость соотношения (3).

2. Сделаем несколько замечаний о порядках величин рассматриваемых выражений. Как было показано в [1—3], угловой момент Вселенной в единицах постоянной Планка выглядит как «Большое число» следующего вида:

$$J = \hbar \left(\frac{M}{m_p}\right)^{3/2} = 10^{120}\,\hbar. \tag{4}$$

С другой стороны, наблюдательные данные приводят к ограничению на космологическую постоянную, которое в единицах планковской длины $l_P = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^3}} \approx 10^{-33}$ см имеет вид:

$$\Lambda \lesssim 10^{-120} \frac{1}{l_P^2}. \tag{5}$$

или

$$\Lambda \lesssim 10^{-120} \frac{c^3}{\hbar G}. \tag{6}$$

Сравнение (6) с (2в) показывает, что «Большое число» 10^{120} для углового момента Вселенной прямо связано числом 10^{-120} для космологической постоянной Λ, выраженной в планковских единицах. Отметим также, что возможность наложить ограничение на Λ с помощью данных о вращении Вселенной обсуждалась в недавней работе Д. Д. Иваненко [6].

3. Если принять, что «эффективный радиус» гравитационных сил имеет порядок радиуса Вселенной, можно выразить космологическую постоянную через компотоновскую длину волны гипотетического гравитона следующим образом:

$$\Lambda = \left(\frac{\hbar}{m_g c}\right)^{-2}. \tag{7}$$

Отсюда можно оценить массу гравитона $m_g = 10^{-65}$ г, или в единицах планковской массы $\left(m_p = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} \approx 10^{-5}\text{ г}\right)$ $m_g = 10^{-60} m_p$. С другой стороны, положив в соотношении (3) $m = m_p$ и сравнивая его с соотношением (7), найдем следующее выражение для массы гравитона через фундаментальные константы:

$$m_g = m_p \left(\frac{\hbar c}{G m_p^2}\right)^{-1}. \tag{8}$$

Выражаю благодарность академику В. А. Амбарцумяну за стимулирующие обсуждения.

Cosmological constant and rotation of the Universe. The expression for the angular momentum of the Universe via fundamental constants $J = \hbar\left(\frac{\hbar c}{G m_p^2}\right)^3$ is shown to follow from the value for the cosmological constant $\Lambda = \frac{G^2 m_p^6}{\hbar^4}$.

8 мая 1984

Ереванский физический институт

Р. М. МУРАДЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. *Р. М. Мурадян*, Астрофизика, 13, 63, 1977.
2. *R. M. Muradian*, Astrophys. Space Sci., 69, 339, 1980.
3. *R. M. Muradian*, On the rotation of astronomical Universe, Preprint EPI-636 (26)—83, Yerevan, 1983.
4. *Я. Б. Зельдович*, Письма ЖЭТФ, 6, 883, 1967.
5. *Я. Б. Зельдович*, УФН, 95, 209, 1968.
6. *Д. Д. Иваненко*, Астрон. цирк. № 1254, 1, 1983.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 21 ОКТЯБРЬ, 1984 ВЫПУСК 2

ОБЗОРЫ

УДК: 524.4—54

КРАТНЫЕ СИСТЕМЫ ТИПА ТРАПЕЦИИ

Л. В. МИРЗОЯН, Г. Н. САЛУКВАДЗЕ

Поступила 26 апреля 1984

Приводится обзор исследований кратных систем типа Трапеции и их обсуждение. Показано, что существующие наблюдательные и теоретические исследования подтверждают фундаментальную особенность этих систем, их динамическую неустойчивость.

1. *Введение.* До открытия Амбарцумяном [1] звездных ассоциаций— очагов звездообразования в Галактике, где формирование звезд продолжается и в наше время, в звездной динамике и в астрономии, вообще, все звездные системы считались динамически устойчивыми.

Открытие звездных ассоциаций показало, однако, что в Галактике могут существовать и такие системы, которые в период своего формирования оказались динамически неустойчивыми и в настоящее время расширяются. Теоретическое предсказание расширения звездных ассоциаций [2], подтвержденное на основе наблюдений впервые Блаау [3], имело огромное значение для проблемы происхождения и эволюции звезд и звездных систем.

В дальнейшем морфологическое исследование звездных ассоциаций показало, что в составе ассоциаций встречаются кратные системы звезд, которые должны обладать еще большей степенью динамической неустойчивости, чем сами ассоциации в целом.

Это послужило основой для выделения (см., например, [4]) среди кратных звезд нового типа, характеризуемого чрезвычайно высокой степенью динамической неустойчивости.

Ход рассуждений был таков. В системах, состоящих из двух звезд,— в двойных звездах оба компонента системы обращаются вокруг центра ее тяжести и движения происходят по законам Кеплера. Они периодические и могут продолжаться очень долго. В этом случае система должна быть динамически устойчивой. В системах с большим числом звезд, в подавляющем большинстве случаев, наблюдается такая структура (тройная звезда = двойная звезда + сравнительно далекий третий компонент; четверная звезда = двойная звезда + двойная звезда на расстоянии, много раз превышающем взаимные расстояния компонентов двойных звезд, и т. д.), которая также связана с кеплеровскими или почти кеплеровскими движениями. Очевидно, что и такие системы должны быть динамически устойчивыми. Все системы, имеющие сходную структуру, были названы кратными системами *обыкновенного типа* [4].

Существуют, однако, и такие звездные системы, структура которых сильно отличается от структуры вышеуказанных систем. В таких системах имеются, по крайней мере, три компонента, взаимные пространственные расстояния между которыми одного и того же порядка. Можно показать, что движения в таких системах должны быть иными, в результате чего они должны быть динамически неустойчивыми. Оказывается, что кратная система, имеющая такую пространственную конфигурацию, должна довольно быстро распасться. Условно можно принимать, что взаимные расстояния компонентов одного и того же порядка, если они отличаются не более, чем в три раза. Такой кратной системой звезд является знаменитая Трапеция около звезды θ' Ориона, по имени которой кратные системы нового типа получили название *кратных систем типа Трапеции Ориона* или просто типа Трапеции [4], а их конфигурации — конфигурации типа Трапеции.

В настоящем обзоре приводится изложение основных результатов изучения кратных систем типа Трапеции за время после их выделения в качестве особого типа.

2. *Молодость кратных систем типа Трапеции.* Общетеоретические соображения позволяют предполагать, что система, имеющая конфигурацию типа Трапеции, не может просуществовать больше времени, необходимого для нескольких обращений ее компонентов вокруг общего центра тяжести. Причем, время распада системы типа Трапеции, естественно, должно быть зависимо от знака полной энергии системы, то есть, от первоначального распределения скоростей ее компонентов.

Расчеты показывают [4], что время распада кратных систем типа Трапеции порядка $2 \cdot 10^6$ лет, если система имеет отрицательную полную энергию, и порядка 10^5 и меньше, если полная энергия системы положительная (см. следующий раздел). Поэтому при любом знаке полной энергии следует считать, что кратные системы типа Трапеции являются одними из наиболее молодых объектов в ассоциациях.

Таким образом, первое указание на молодость систем типа Трапеции было получено теоретически, из представления об их динамической неустойчивости.

Однако, в последующем, многие подтверждения этого принципиального для проблемы происхождения и эволюции звезд вывода основывались непосредственно на наблюдательных данных об этих системах.

Рассмотрим некоторые из этих подтверждений.

В начале 50-х годов, используя данные Нового общего каталога двойных звезд Эйткена (ADS) [5], содержащего 17180 двойных и кратных звезд, Амбарцумян [4] показал, что среди кратных систем, главные (наиболее яркие) звезды которых принадлежат спектральным классам O—B, имеется значительный процент *реальных Трапеций*.

Дело в том, что не все наблюдаемые в виде Трапеции системы являются реальными. Некоторые кратные системы, не имеющие на самом деле конфигурации типа Трапеции, могут наблюдаться на небесной сфере как системы типа Трапеции, в результате проектирования. Такие системы получили название *псевдотрапеций*.

Амбарцумян [6] вычислил вероятность превращения кратной системы, не имеющей конфигурацию типа Трапеции, в наблюдаемую Трапецию, в результате проектирования. Она оказалась равной 0.08 для тройной системы и больше — для систем большей кратности. Принимая во внимание сравнительную частоту встречаемости тройных и четверных звезд, а также возможное влияние систем высшей кратности, за средневзвешенное значение вероятности превращения кратной звезды обыкновенного типа в псевдотрапецию было принято $P = 0.09$.

С учетом доли псевдотрапеций среди наблюдаемых Трапеций и был получен упомянутый важный результат о том, что реальные Трапеции встречаются, в основном, среди кратных систем, с главными звездами спектральных классов O—B.

Имея в виду, что OB-звезды представляют собой характерное население OB-ассоциаций и, следовательно, очень молоды, можно придти к заключению, что системы типа Трапеции также являются очень молодыми образованиями. А именно, продолжительность жизни реальных Трапеций должна быть короче продолжительности жизни OB-звезд. За это короткое время кратная система типа Трапеции успевает распасться либо полностью, либо частично, теряя часть своих членов и превращаться в кратную систему обыкновенного типа, с меньшим числом членов.

Сказанное подтверждается табл. 1, составленной одним из авторов [7] на основе Индекс-каталога визуально-двойных звезд [8], содержащего 64247 двойных и кратных звезд. Во втором столбце табл. 1 приводится число кратных систем, главные звезды которых принадлежат спектральным классам, указанным в первом столбце; в последующих двух столбцах — число наблюдаемых Трапеций и число (вычисленное) псевдотрапеций, а в последних двух — вероятное число реальных Трапеций и относительное число систем типа Трапеции среди всех кратных звезд [9].

Данные последнего столбца табл. 1 убедительно свидетельствуют в пользу вывода [6] о том, что реальные Трапеции встречаются в основном среди кратных систем, главные звезды которых принадлежат спектральным классам О—В.

Таблица 1

СТАТИСТИКА КРАТНЫХ ЗВЕЗД ПО ДАННЫМ ИНДЕКС-КАТАЛОГА ВИЗУАЛЬНО-ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

Спектральный класс главной звезды	Общее число кратных звезд	Число наблюдаемых Трапеций	Вычисленное число псевдотрапеций	Вероятное число реальных Трапеций	Относительное число Трапеций (%)
O—B2	59	39	5	34	58
B3—B5—B	72	23	6	17	24
B8—B9	118	25	11	14	12
A	394	60	35	25	6
F	309	41	28	13	4
G	224	33	20	13	6
K	153	37	14	23	15
M	11	8	1	7	64
Неизвестный спектр	526	146	47	99	19

Оригинальное свидетельство молодости кратных систем типа Трапеции содержится в исследовании Атекяна [10]. Он на основе видимого распределения конфигураций тройных звезд получил действительное распределение этих конфигураций. Полученное распределение конфигураций тройных звезд показывает, что доля неустойчивых (типа Трапеции) систем наибольшая для спектральных классов О и В. Это означает, в согласии с выводом [6], что системы типа Трапеции состоят преимущественно из молодых звезд, то есть, являются молодыми образованиями.

К выводу о тенденции Трапеций встречаться в системах, состоящих из молодых звезд, пришел и Шарплесс [11], используя данные о кратных системах типа Трапеции, находящихся в эмиссионных туманностях. Эти данные свидетельствуют о том, что наблюдается сильная тенденция ярчайших (главных) компонентов этих систем иметь спектральные классы ранее О9. Отметим, что в список кратных систем типа Трапеции Шарплесса [11] входили 25 кратных звезд.

Наблюдательным подтверждением молодости систем типа Трапеции, тесно связанным с уже упомянутым, является их обилие в звездных ассоциациях и молодых скоплениях (см., например, [12—15]). Причем, обилие систем типа Трапеции наблюдается не только в ассоциациях, где характерным звездным населением являются горячие гигантские и сверхгигантские звезды (ОВ-ассоциации), но и в Т-ассоциациях, характерное население которых составляют звезды типа Т Тельца. В последние годы 120 систем типа Трапеции, содержащих звезды типа Т Тельца, в Т-ассоциациях были обнаружены одним из авторов [16, 17]. До этого, применяя менее строгий критерий отбора кратных систем типа Трапеции, Закиров [18] выделил в Т-ассоциациях 46 систем этого типа.

О молодости кратных систем типа Трапеции свидетельствует также существование систем, имеющих конфигурацию типа Трапеции среди заведомо молодых объектов.

Например, некоторые источники инфракрасного излучения на длине волны 2.2 мкм совпадают по своим координатам с известными системами типа Трапеции [19], что нельзя считать случайностью. Совсем недавно Гюльбудагян [20] обнаружил 8 тесных систем типа Трапеции, состоящих из инфракрасных источников и компактных радиоисточников.

Следует добавить, что после того, как выяснилось существование реальных систем типа Трапеции, Амбарцумян [4] в 1954 г. составил первый Каталог кратных систем типа Трапеции, содержащий 108 систем, используя, в основном, данные каталога Эйткена [5]. Во всех этих системах, кроме одной, главные звезды, в известных случаях, имеют спектральные классы О или В. В 50 случаях спектральный класс главной звезды неизвестен. Как отмечает сам автор [4], этот каталог не является полным даже в отношении кратных звезд, содержащихся в каталоге Эйткена. Целью составления первого каталога систем типа Трапеции было выделение тех Трапеций, которые представляют первоочередной интерес для дальнейшего исследования.

Позже, в 1978 г., один из авторов [7], используя более богатые и точные данные Индекс-каталога визуально-двойных звезд [8], опубликовал новый — Абастуманский каталог кратных систем типа Трапеции, содержащий уже 412 систем.

Сравнение Абастуманского каталога кратных систем типа Трапеции с каталогом Амбарцумяна показало [7], что из этого каталога в Абастуманский каталог не вошла 41 трапеция; с другой стороны, в Абастуманский каталог вошли 33 новых Трапеций из каталога Эйткена [5], которые не фигурировали в первом каталоге систем типа Трапеции [4].

Здесь следует отметить два обстоятельства. Во-первых, критерий определения Трапеций, использованный при составлении Абастуманского каталога, несколько более строгий. Согласно этому критерию [7] кратная звезда является системой типа Трапеции, если наибольшее из трех взаимных расстояний компонентов, принятых как расстояния одного и того же порядка, больше наименьшего из них не более чем в 2.6 раза. Между тем, в каталоге [4] для предельной величины этого отношения было принято значение 3.0. Однако это различие несущественно, и в обоих случаях систему следует считать системой типа Трапеции, если она удовлетворяет одному из этих критериев.

Во-вторых, в отличие от каталога [4], в Абастуманский каталог [7] вошли и кратные звезды типа Трапеции, главные звезды которых принадлежат к спектральным классам A, F, G и K. Как видно из данных табл. 1, существование таких систем типа Трапеции маловероятно, однако не исключается. Этими двумя обстоятельствами и обусловлены указанные различия в каталогах кратных систем типа Трапеции, составленных в Бюракане [4] и Абастумани [7].

Что касается кратных систем типа Трапеции, главные звезды которых принадлежат спектральному классу M, то их относительное число, как свидетельствует табл. 1, не уступает относительному числу Трапеций с главными звездами спектральных классов O и B. Такой же результат ранее был получен в работе [6]. Это, безусловно, свидетельствует о существовании среди них реальных систем типа Трапеции. Однако общее число кратных систем типа Трапеции с главными звездами типа M очень небольшое для статистических выводов.

Необходимо добавить, что среди систем, вошедших в упомянутые каталоги, может быть, как было отмечено выше, значительное число (до 10%) псевдотрапеций. Принадлежность конкретных систем к типу псевдотрапеций можно будет выявить лишь в будущем, на основе разностороннего их исследования (собственные движения, спектральные классы и расстояния отдельных компонентов системы).

Следует наконец, упомянуть о каталоге систем типа Трапеции, составленном в Мексике на основе Индекс-каталога визуально-двойных звезд [8], который был использован в работе Аллен и Тапиа [21] по статистическому исследованию кратных систем типа Трапеции. Этот каталог, содержащий более 900 систем типа Трапеции, к сожалению, до сих пор не опубликован, и судить о критериях, примененных при его составлении, пока невозможно.

3. Динамическая неустойчивость систем типа Трапеции. Амбарцумян [4] первым показал, что характер движений звезд в кратных системах типа Трапеции должен сильно отличаться от характера движений в кратных системах обыкновенного типа.

В обыкновенных кратных системах движения компонентов кеплеровские или почти кеплеровские. Очевидно, что такие движения могут продолжаться в течение весьма продолжительного времени, поэтому подобные системы должны быть динамически устойчивыми.

В этом отношении кратные системы обыкновенного типа сильно отличаются от галактических скоплений, где в результате близких прохождений отдельных звезд мимо друг друга должны происходить процессы обмена кинетическими энергиями, что в конечном счете приводит к установлению максвелловского распределения скоростей звезд. В результате звезды, приобретшие скорости, достаточные для преодоления силы притяжения системы, постепенно покидают скопление. Новая порция звезд покидает скопление, когда после прохождения времени релаксации системы в ней снова устанавливается максвелловское распределение скоростей здезд. Многократное повторение этого процесса со временем приводит к постепенному разрушению скопления [22].

Кратные системы типа Трапеции похожи на галактические скопления, отличаясь от них только тем, что число звезд в них гораздо меньше. Поэтому для определения времени релаксации — T можно применить известную формулу, выведенную для звездных скоплений (см. [23]):

$$T = 8.8 \cdot 10^5 \sqrt{\frac{NR^3}{m}} \frac{1}{\lg N - 0.45} \text{ лет},$$

где N — число звезд в системе, R — радиус системы в парсеках, а m — средняя масса звезд.

Применив эту формулу в предельном случае, когда N равно нескольким единицам, R — порядка 10000 а. е., а m — порядка массы Солнца, Амбарцумян получил [4]: $T \approx 2 \cdot 10^6$ лет.

Это означает, что кратная система типа Трапеции успеет распасться, пока каждая звезда, входящая в нее, совершает всего несколько оборотов вокруг центра тяжести системы. Очевидно, что эта оценка относится к кратным звездам типа Трапеции, которые обладают *отрицательной полной энергией.*

Общетеоретические соображения дают основания допустить, однако, что многие системы типа Трапеции могут обладать *положительной полной энергией.* В этом случае возраст кратной системы типа Трапеции должен составить всего 10^5 лет и меньше [4].

Первая работа, посвященная исследованию движений в кратных системах типа Трапеции, на основе наблюдательных данных, относящаяся к прототипу этого класса кратных звезд—Трапеции Ориона, была выполнена в 1953 г. Паренаго [24]. Результаты более подробного исследования этой системы были опубликованы в его работе [25].

Так как окончательные результаты обеих этих работ полностью совпадают, мы рассмотрим лишь последнюю работу, которая содержит детали этого исследования.

Паренаго [25] рассмотрел шесть компонентов (A, B, C, D, E и F) Трапеции Ориона, для которых имеются многочисленные микрометрические измерения взаимных расстояний и позиционных углов этих компонентов. Он использовал все имеющиеся микрометрические измерения (всего 1212 измерений в различных комбинациях), произведенные в течение

120 лет (1820—1940). Благодаря тщательно разработанной особой методике, Паренаго [25] удалось использовать весь этот материал и с удовлетворительной точностью получить данные о положениях и собственных движениях в разные эпохи вышеперечисленных шести компонентов Трапеции Ориона.

Результаты исследования Паренаго [25] однозначно указывают на расширение Трапеции Ориона, в проекции на небесную сферу (рис. 1), следовательно, и в пространстве.

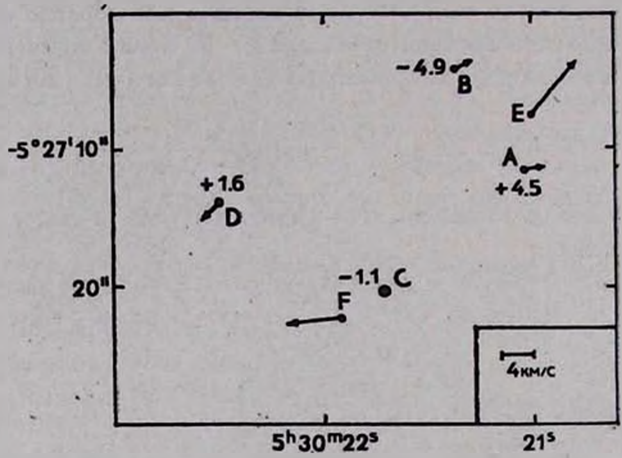


Рис. 1. Расширение Трапеции Ориона относительно компонента C, по работе [25]. Стрелки указывают относительные собственные лучевые скорости в км/с.

Менее уверенные результаты, основанные на собственных движениях звезд и свидетельствующие о расширении Трапеции Ориона, были получены Францем [26] и Страндом [27], определившими кинематический возраст этой кратной системы, 10^4 лет и $1.4 \cdot 10^4$ лет, соответственно. К сожалению, работы этих авторов, содержащие указанные результаты, не были опубликованы.

В 1957 г. вопрос об устойчивости Трапеции Ориона был исследован Ахундовой [28], использовавшей фотографические наблюдения С. К. Костинского, выполненные в период 1909—1933 гг. Сопоставляя эти наблюдения со своими собственными, она пришла к выводу об устойчивости этой системы. Однако, учитывая, что собственные движения компонентов Трапеции Ориона, как показывают результаты исследования Паренаго [25], во всех случаях небольшие, следует думать, что результаты Ахундовой [28], полученные на основе фотографического материала невысокого качества (из-за яркости компонентов Трапеции их изображения на пластинках, полученных Костинским, сливаются), не могут служить основанием для такого решающего заключения.

Кинематика кратных систем типа Трапеции в 1974 г. была рассмотрена в обширной работе мексиканских астрономов Аллен, Поведы и Уорли [29]. Для всех компонентов систем типа Трапеции, входящих в каталог Амбарцумяна [4], авторами, из известных каталогов и списков двойных звезд, были собраны имеющиеся измерения взаимных расстояний и позиционных углов. Затем из этих систем были выбраны те Трапеции, у которых наблюдаются, по крайней мере, три звезды и для них имеются, минимум, четыре разных измерения относительных положений. В результате оказалось, что из 108 систем типа Трапеции каталога [4] только 42 удовлетворяют вышеуказанным требованиям. Затем для каждой из оставшихся 42-х «хорошо наблюденных» Трапеций были построены графики зависимости измеренных расстояний компонентов от времени наблюдения.

На основе анализа рассмотрения полученных графиков авторы пришли к заключению, что полного сжатия или расширения не наблюдается ни в одной из рассмотренных Трапеций. Лишь в 16-и Трапециях один или два компонента системы показывают заметное удаление от главной звезды системы. В частности, в системе Трапеции Ориона было установлено заметное удаление компонента E и едва заметное удаление компонентов B и C от главной звезды — A системы.

В связи с этой работой Аллен, Поведы и Уорли [29] следует отметить, что полученные в ней результаты и сделанное авторами на их основе отрицательное заключение не соответствуют друг другу. Дело в том, что обнаруженные авторами взаимные удаления компонентов системы от главной звезды в 16-и случаях, в том числе в случае Трапеции Ориона, уже свидетельствуют о том, что в соответствующих системах происходят движения, направленные от их центра тяжести, то есть имеются указания на расширение*.

Кинематика кратных систем типа Трапеции была подробно рассмотрена в работах одного из авторов (см., например, [30]). Это исследование относится к кратным системам типа Трапеции, главные звезды которых принадлежат к спектральным классам O—B2, среди которых должны находиться много реальных Трапеций. Исследованные системы были выбраны из Абастуманского Каталога Трапеций [7], в котором таких Трапеций оказалось 39.

Из рассмотрения была исключена Трапеция Ориона, результаты исследования которой были изложены выше.

* 8 систем типа Трапеции, в которых Аллен, Поведа и Уорли [29] не обнаружили каких-либо изменений во взаимных расстояниях компонентов, согласно работе [30], также показывают явные признаки расширения.

Для оставшихся 38 кратных систем типа Трапеции были собраны результаты измерений относительных положений компонентов, опубликованные в различных каталогах двойных звезд, и данные карточных каталогов двойных звезд обсерватории в Ницце (Франция) и Военно-Морской обсерватории (США), а также определенных автором по фотографическим наблюдениям, выполненным в Абастуманской астрофизической обсерватории.

Из этих 38 кратных систем типа Трапеции достаточно обеспеченными наблюдениями (наблюдается большинство компонентов и для них имеются не менее пяти наблюдений) оказались лишь следующие 15 систем: ADS 719, 2783, 2843, 3709, 4241, 4728, 5322, 5977, 13374, 13626, 14526, 14831, 15184, 16095, 16381.

Использованный наблюдательный материал, содержащий взаимные расстояния компонентов упомянутых выше систем типа Трапеции, в большинстве случаев охватывает интервал времени более 100 лет. Первые по времени наблюдения принадлежат, в основном, В. Струве, а последние большей частью получены на основе фотографических наблюдений, выполненных на Военно-Морской обсерватории США и на Абастуманской астрофизической обсерватории, а также микрометрических измерений, выполненных Ч. Уорли.

На основе этого астрометрического материала были построены графики зависимости: взаимное расстояние компонентов — время (эпоха наблюдения). Рассмотрение этих графиков показало, что наблюдения указывают на расширение 14 систем типа Трапеции из исследованных 15. В качестве примера на рис. 2 приведены графики указанной выше зависимости для четырех компонентов кратной системы типа Трапеции ADS 719.

Этот результат является новым, веским свидетельством в пользу представления о динамической неустойчивости реальных систем типа Трапеции.

Относительные собственные движения компонентов 16-и систем типа Трапеции из каталога [4] были определены в работе Яценко [31], на основе фотографических наблюдений. Однако обсуждение полученных результатов с точки зрения внутренних движений в этих системах типа Трапеции в ней отсутствует. Обнаруженные для отдельных компонентов некоторых из этих систем большие тангенциальные скорости рассматриваются автором лишь как указание на то, что эти Трапеции являются оптическими.

Определенный интерес, с точки зрения вопроса о динамической устойчивости систем типа Трапеции, представляют работы по исследованию динамической эволюции этих систем, основанные на численной интеграции уравнений движения компонентов системы с помощью ЭВМ.

В работах Дубошина и др. (см., например, [32]), посвященных самой Трапеции Ориона, на основании известных наблюдательных данных, вычислена динамическая эволюция этой системы при разных предположениях о начальных условиях среды, где она находится.

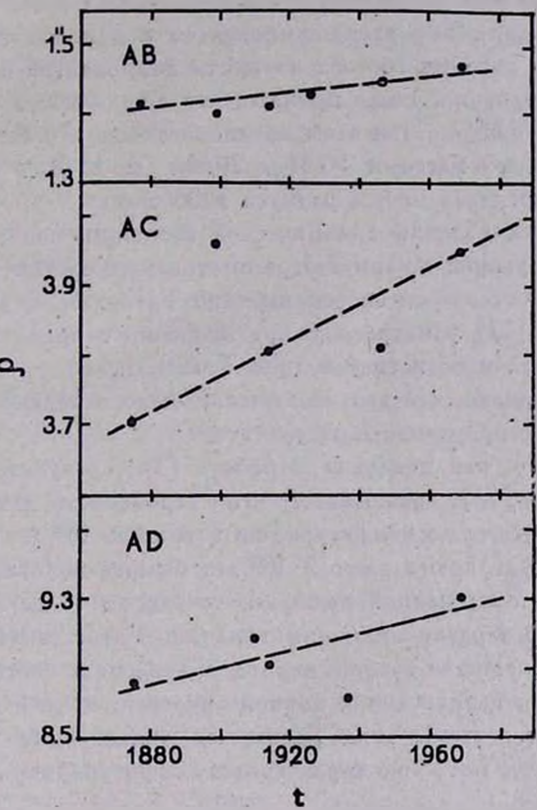


Рис. 2. Зависимости, свидетельствующие о расширении кратной системы типа Трапеции ADS 719, по работе [30]. На оси абсцисс отложено время наблюдения — t, а на оси ординат — угловое расстояние компонента от главной звезды — ρ (в секундах дуги).

Естественно, что и полученные при этом данные совершенно разные. Например, когда Трапеция Ориона считается изолированной системой, то оказывается, что она крайне неустойчива, и время ее распада оценивается 10^5 лет. Наоборот, когда считается, что компоненты Трапеции движутся в сфере, равномерно заполненной звездами, в зависимости от принятых предположений относительно размеров указанной сферы и распределения плотности материи в ней, вычисления приводят к распадающейся, пульсирующей или устойчивой системе, соответственно. Таким образом, результаты вычисления динамической эволюции Трапеции Ориона, как и следовало ожидать, определяются полностью выбором начальных условий;

который крайне произволен, и поэтому не могут считаться решающими при рассмотрении вопроса о динамической устойчивости системы.

Более интересной в этом смысле представляется работа Аллен и Поведы [33] о динамической эволюции систем типа Трапеции, вообще.

В этой работе при допущении отрицательности полной энергии системы исследованы движения звезд-компонентов в 30-и системах типа Трапеции, каждая из которых состоит из шести компонентов и имеет различные параметры строения. Было принято, что общая масса каждой Трапеции составляет $170\,M_{\odot}$. При этом предпологалось, что каждая Трапеция имеет по две звезды с массами $50\,M_{\odot}$, $20M_{\odot}$ и $15\,M_{\odot}$, соответственно, заключенных в пределах сферы радиуса 5000 а. е.

Результаты вычислений динамической эволюции показали, что через 10^6 лет их последующей жизни 2/3 рассмотренных систем типа Трапеции еще продолжают оставаться системами типа Трапеции. В этом результате Аллен и Поведа [33] усматривали противоречие с представлением о динамической неустойчивости систем типа Трапеции.

Оказалось, однако, что это заключение было основано на неправильной интерпретации полученного результата.

Действительно, как показано в работе [34], результат, полученный Аллен и Поведой [33], показывает, что вероятность для системы типа Трапеции сохранить свою конфитурацию в течение 10^6 лет равна 2/3. Это означает, что уже за время всего $2\cdot 10^6$ лет больше половины всех систем типа Трапеции исследованной выборки, точнее их $1-(2/3)^2 = 5/9$ часть будет терять свою характерную конфигурацию и перестанет быть системами типа Трапеции. Иначе говоря, период полураспада систем типа Трапеции, обладающих отрицательной полной энергией, меньше $2\cdot 10^6$ лет. Отсюда следует, что системы типа Трапеции, обладающие отрицательной полной энергией, теряют свою характерную конфигурацию, в среднем, примерно за $2\cdot 10^6$ лет.

С точки зрения динамической неустойчивости систем типа Трапеции весьма характерны результаты вычислений Аллен и Поведы [33], относящиеся к структуре исследованных систем через 10^6 лет их динамической эволюции. Они показывают, что из 30 первоначальных систем типа Трапеции 11 систем за это время потеряли конфигурацию типа Трапеции, в том числе 3 системы разрушились, оставляя двойную звезду, а восемь систем превратились в системы обыкновенного типа. Из остальных 19 систем, сохранивших конфигурацию типа Трапеции, только у 6 систем количество членов не изменилось, в то время как 6 систем выбросили по одному и 7 систем по два члена. На самом деле, за 10^6 лет и последние 13 систем также частично разрушились. Сохранившие все члены 6 систем за это время пережили сравнительно небольшую эволюцию: именно, 5 из них заметно увеличились в размерах.

Следовательно, результаты работы Аллен и Поведы [33] являются новым, совершенно удивительным свидетельством в пользу принципиально важного представления о динамической неустойчивости систем типа Трапеции, которые, при отрицательной полной энергии, за время порядка $2\cdot10^6$ лет, должны либо распасться полностью, либо, теряя часть своих членов, изменить первоначальную конфигурацию и превратиться в системы обыкновенного типа, с меньшим числом членов.

Следует добавить, что с точки зрения динамической эволюции систем типа Трапеции большой интерес представляют поиск и исследование таких систем, находящихся на более ранних и поздних стадиях развития, чем системы, вошедшие в каталоги [4, 7]. Имея в виду, что системы типа Трапеции являются расширяющимися, то есть, их средние размеры по мере развития увеличиваются, естественно думать, что это должны быть системы наиболее тесные и весьма широкие, соответственно.

Вопрос о широких и тесных системах типа Трапеции подробнее был рассмотрен Амбарцумяном [4], который исследовал некоторые системы обоих классов. К сожалению, после его обстоятельной работы [4] этот вопрос ни кем не был рассмотрен в случае Трапеций, содержащих звезды спектральных классов O—B.

И лишь совсем недавно Гюльбудагян [20] обнаружил 11 широких систем типа Трапеции, состоящих из B-звезд и расположенных в созвездии Кормы. Еще 10 широких систем типа Трапеции он нашел среди объектов каталогов [35, 36], содержащих звезды, связанные с отражательными туманностями. Интересно отметить, в связи с этим, что так как широкие системы типа Трапеции должны быть сравнительно более старыми образованиями, чем тесные системы этого типа, то в них практически не должны встречаться звезды типа O и ранних B. Системы, обнаруженные Гюльбудагяном [20], удовлетворяют этому условию.

Тесные системы типа Трапеции в T-ассоциациях были рассмотрены в работе одного из авторов [17]. Из выявленных им всего 120 систем типа Трапеции 8 оказались очень тесными.

Таким образом, результаты изучения систем типа Трапеции, как наблюдательного, так и теоретического характера дают основания заключить, что эти системы, имеющие необычную пространственную конфигурацию, динамически неустойчивы и в настоящее время распадаются, полностью или частично (образуя системы обыкновенного типа с меньшим числом членов). При этом время распада систем типа Трапеции зависит, как и следовало ожидать, от полной их энергии. Если система обладает отрицательной полной энергией, то время ее распада порядка $2\cdot10^6$ лет. Если же полная энергия системы типа Трапеции положительна, то время ее распада значительно меньше: 10^5 лет и меньше. Причем, вероятность *полного распада* во втором случае гораздо больше.

4. *О групповом формировании звезд.* Сразу же после выделения кратных звезд-систем типа Трапеции в отдельный тип Амбарцумян [37] показал, что реальные Трапеции почти всегда содержат в качестве ярчайшего члена звезды спектральных классов O—B. Этот наблюдательный факт иллюстрируется данными табл. 1 и свидетельствует о том, что кратные системы типа Трапеции должны быть преимущественно членами OB-ассоциаций.

Подтверждения этого вывода были получены в исследованиях Амбарцумяна и Маркаряна [38], Маркаряна [12, 13], Шарплеса [11] и Салуквадзе [14, 15]. В них приводятся многочисленные примеры, показывающие, что реальные кратные системы типа Трапеции принадлежат, в своем подавляющем большинстве, известным OB-ассоциациям. Этот же вывод, в случае Т-ассоциаций, подтверждается работами одного из авторов [16. 17].

Этот важный вывод имеет большое значение для развития представления о групповом возникновении звезд.

Действительно, рассмотрение процессов образования и распада звездных пар—двойных звезд в результате случайных близких прохождений звезд во время их движений в Галактике, позволило Амбарцумяну [1] заключить, что в нашей звездной системе процессы распада двойных звезд в настоящее время происходят в миллионы раз чаще, чем процессы образования новых пар. Это означает, что совокупность существующих в Галактике звездных пар не может быть продуктом случайных сближений звезд. Отсюда было получено чрезвычайно важное для проблемы эволюции звезд заключение о том, что *компоненты каждой пары имеют общее происхождение.*

Это заключение справедливо также для систем звезд с большим числом членов. В частности, можно утверждать, что все члены кратной системы типа Трапеции имеют общее происхождение — возникли вместе.

Поэтому следует считать, что существование большого числа кратных систем типа Трапеции в областях звездообразования в Галактике — в звездных ассоциациях является веским свидетельством в пользу представления о том, что звезды формируются группами, то есть процесс формирования звезд имеет групповой характер (см., например, [39], а также [9]).

Существование реальных Трапеций, состоящих из недавно возникших звезд, указывает на важную особенность процесса звездообразования: звезды формируются в ассоциациях группами, причем наряду с динамически устойчивыми группами (двойные звезды, кратные звездные системы обыкновенного типа, многие звездые скопления) возникают и динамически неустойчивые (системы типа Трапеции, ассоциации и, возможно, неустойчивые звездные скоплеия).

При этом можно полагать, что при формировании звезд в ассоциациях число формирующихся неустойчивых кратных звезд бывает значительно больше, чем устойчивых. Однако, с течением времени, динамически неустойчивые группы звезд разрушаются либо полностью, либо частично, превращаясь в кратные системы обыкновенного типа. Динамически устойчивые же кратные системы практически не разрушаются. Вследствие этого их число в Галактике постепенно увеличивается за счет накопления устойчивых систем все новых и новых поколений. Поэтому, в настоящее время мы наблюдаем в ней несравненно большее число устойчивых систем, чем неустойчивых.

Выделение и изучение кратных систем типа Трапеции, таким образом, позволили лучше понять процесс звездообразования в Галактике, в частности его групповой характер, установленный впервые Амбарцумяном (см., например, [39]).

5. *Системы типа Трапеции среди кратных галактик.* Морфологическое исследования кратных галактик, выполненное Амбарцумяном [40], показало необычайное обилие среди них систем, имеющих конфигурации типа Трапеции. Из 132 кратных галактик, входящих в каталог Холмберга [41], 87 (65%) имеют конфигурации типа Трапеции и лишь 27 (20%) систем являются системами обыкновенного типа. Остальные 18 (15%) кратных галактик также могут быть отнесены к системам типа Трапеции, так как в них можно найти такие три галактики, для которых отношение наибольшего из взаимных расстояний к наименьшему лежит между 2.5—3.0.

С рассмотренной точки зрения совокупность кратных галактик резко отличается от совокупности кратных звезд, где подавляющее большинство кратных систем представляет собой системы обыкновенного типа.

Это резкое различие между характерными конфигурациями кратных звезд и кратных галактик наглядно иллюстрируются рис. 3 и рис. 4. На первом из них показаны наблюдаемые конфигурации 6-и наиболее ярких визуально-кратных звезд, из каталога Эйткена [5], а на втором — конфигурации 6-и наиболее ярких кратных галактик из каталога Холмберга [42]. Эти рисунки показывают, что среди представленных кратных звезд все имеют конфигурации обыкновенного типа, тогда как все кратные галактики имеют конфигурации типа Трапеции.

Существование среди кратных галактик значительного числа систем типа Трапеции является свидетельством в пользу представления о групповом возникновеии галактик.

По аналогии с кратными звездными системами типа Трапеции можно полагать, что и кратные галактики, имеющие конфигурации типа Трапеции, представляют собой системы, динамически неустойчивые, которые в настоящее время находятся в процессе распада.

Это позволяет утверждать, что возникновение кратных галактик в Метагалактике происходит и в нашу эпоху.

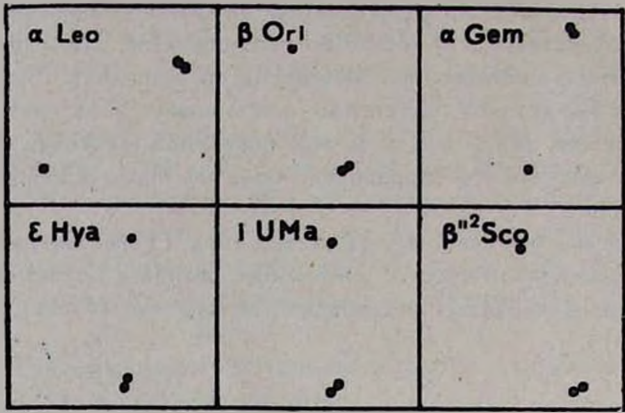


Рис. 3. Конфигурации наиболее ярких кратных звезд из каталога Эйткена, по работе [41]. Масштаб для разных кратных звезд различный.

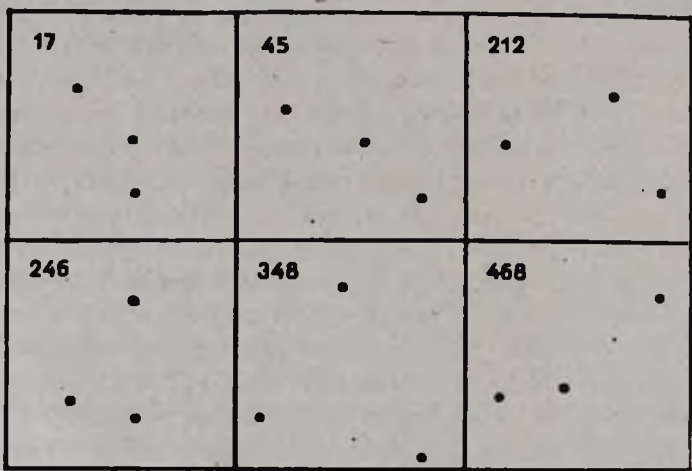


Рис. 4. Конфигурации шести наиболее ярких кратных галактик каталога Хольмберга, по работе [41]. На рисунке указаны номера соответствующих систем по этому каталогу.

Исследование кратных галактик, обладающих конфигурациями типа Трапеции, привело Амбарцумяна (см., например, [43]) к важным выводам о происхождении и эволюции галактик, в частности способствовало развитию принципиально новой идеи об активности их центральных сгущений — ядер галактик.

6. *Заключение.* Открытие существования в Галактике звездных систем, динамически неустойчивых, сыграло фундаментальную роль в разработке новых представлений о происхождении и эволюции звезд и звездных систем. Благодаря этому открытию впервые появилась возможность изучения явлений, связанных со звездообразованием, непосредственно на основе астрономических наблюдений.

В частности, важные результаты в этой области были получены после выделения и исследования кратных систем нового типа — систем типа Трапеции. Оказалось, что эти системы состоят из очень молодых звезд, динамически неустойчивы и в настоящее время распадаются. Причем, время распада на много порядков величины меньше, чем продолжительность жизни составляющих их звезд. В результате звезды, составляющие Трапеции, после их распада постепенно обогащают общее звездное поле Галактики. Этот факт является важным свидетельством в пользу представления о групповом возникновении звезд.

Понятие кратных систем типа Трапеции оказалось очень плодотворным и для проблемы происхождения и развития галактик, хотя исследование отдельных кратных галактик, имеющих конфигурации типа Трапеции, пока еще не начато.

В заключение отметим некоторые задачи исследования систем типа Трапеции звезд, которые нам представляются наиболее важными.

1. Поиск кратных звезд типа Трапеции, содержащих звезды спектральных классов O—B2, в том числе очень тесных.

2. Определение собственных движений и радиальных скоростей звезд в системах типа Трапеции, которые имеют большую вероятность быть реальными (Трапеции, связанные со звездами спектральных классов O—B).

3. Физическое исследование компонентов индивидуальных систем типа Трапеции, содержащих OB-звезды.

4. Исследования (физическое и статистическое) систем типа Трапеции в T-ассоциациях.

Для решения этих задач, наряду с наземными астрономическими наблюдениями, весьма целесообразны внеатмосферные наблюдения систем типа Трапеции. В частности, внеатмосферные наблюдения должны быть особенно эффективными при определении собственных движений звезд, составляющих систем типа Трапеции.

Можно надеяться, что эти исследования, в конечном итоге, будут способствовать решению вопросов, связанных с изучением наиболее ранних состояний звезд, непосредственно следующих за их формированием. Эти исследования могут быть эффективными и для изучения звездно-динамических особенностей систем типа Трапеции, в частности для окончательного установления существования в Галактике звездных систем, имеющих положительную полную энергию.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория
Абастуманская астрофизическая
обсерватория

TRAPEZIUM TYPE MULTIPLE SYSTEMS

L. V. MIRZOYAN, G. N. SALUKVADZE

The review of the studies on the Trapezium type multiple systems and their discussion is given. It is shown that the existing observational and theoretical studies confirm the fundamental feature ot these systems i. e. their dynamical instability.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. А. Амбарцумян*, Эволюция звезд и астрофизика, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1947.
2. *В. А. Амбарцумян*, Астрон. ж., 26, 3, 1949.
3. *A. Blaauw*, Bull. Astron. Inst. Netherlands, 11, 405, 1952.
4. *В. А. Амбарцумян*, Сообщ. Бюраканской обс., 15, 3, 1954.
5. *R. G. Aitken*, New General Catalogue of Double Stars, Carnegie Institution, Washington, 1932.
6. *В. А. Амбарцумян*, ДАН Арм.ССР, 13, 97, 1951.
7. *Г. Н. Салуквадзе*, Бюлл. Абастуманской обс., 49, 39, 1978.
8. *H. M. Jeffers, W. H. van den Boss, F. M. Greeby*, Index Catalogue of Visual Double Stars, Publ. Lick Obs., 21, 1963.
9. *L. V. Mirzoyan*, Binary and Multiple Stars as Tracers of Stellar Evolution, IAU Colloquium No. 69, eds. Z. Kopal, J. Rahe, Reidel, Dordrecht, 1982, p. 61.
10. *Т. А. Агекян*, Астрон. ж., 31, 544, 1954.
11. *S. Sharpless*, Ap. J., 119, 334, 1954.
12. *Б. Е. Маркарян*, Сообщ. Бюраканской обс., 5, 3, 1950.
13. *Б. Е. Маркарян*, Сообщ. Бюраканской обс., 9, 3, 1951.
14. *Г. Н. Салуквадзе*, Сообщ. АН Груз.ССР, 93, 329, 1979.
15. *Г. Н. Салуквадзе*, Астрофизика, 15, 311, 1979.
16. *Г. Н. Салуквадзе*, Астрофизика, 16, 505, 1980.
17. *Г. Н. Салуквадзе*, Астрофизика, 16, 687, 1980.
18. *М. М. Закиров*, в сб. «Исследование экстремально молодых звездных комплексов», Изд. Фан, Ташкент, 1975, стр. 95.
19. *M. Roth, I. Echevarria, I. Franco, I. Warman*, Rev. Mexicana Astron. Astrofisica, 4, 209, 1979.
20. *А. Л. Гюльбудагян*, Астрофизика, 19, 747, 1983.
21. *C. Allen, M. Tapia*, Rev. Mexicana Astron. Astrofisica, 3, 119, 1977.

22. *В. А. Амбарцумян*, Уч. Зап. ЛГУ, № 22, сер. матем. наук (астрономия), вып. 4, 19, 1938.
23. *В. А. Амбарцумян*, ДАН Арм.ССР, 16, 97, 1953.
24. *П. П. Паренаго*, Астрон. ж., 30, 249, 1953.
25. *П. П. Паренаго*, Труды ГАИШ, 25, 3, 1954.
26. *S. Sharpless*, Vistas in Astronomy, 8, 127, 1966.
27. *K. Aa. Strand*, J. Roy. Astron. Soc. Canada, 67, 67, 1973.
28. *Г. В. Ахундова*, Изв. ГАО АН СССР, 21, 83, 1957.
29. *C. Allen, A. Poveda, C. Worly*, Rev. Mexicana Astron. Astrofisica, 1, 101, 1974.
30. *Г. Н. Салуквадзе*, Астрофизика (в печати).
31. *А. И. Яценко*, Звездные скопления и ассоциации, *eds. J. Ruprechl, J. Palous*, Publ. Astron. Inst. Czechoslovak, Ac. Sci., No. 56, Praha, 1983, p. 212.
32. *Г. Н. Дубошин, А. И. Рыбаков, Е. П. Калинина, П. Н. Холопов*, Сообщ. ГАИШ, № 175, 3, 1971.
33. *C. Allen, A. Poveda*, The Stability of the Solar System and Small Stellar Systems, IAU Symposium No. 62, ed. Y. Kozai, Reidel, Dordrecht-Boston, 1974, p. 239.
34. *Л. В. Мирзоян, М. А. Мнацаканян*, Астрофизика, 11, 551, 1975.
35. *S. Van den Bergh*, A. J., 71, 990, 1966.
36. *S. Van den Bergh, W. Herbst*, A. J., 80, 208. 1975.
37. *В. А. Амбарцумян*, ДАН Арм.ССР, 13, 129, 1951.
38. *В. А. Амбарцумян, Б. Е. Маркарян*, Сообщ. Бюраканской обс., 2, 3, 1949.
39. *V. A. Ambartsumian*, IAU Transactions, Vol. VIII, University Press, Cambridge, 1954, p. 665.
40. *В. А. Амбарцумян*, Сообщение на симпозиуме МАС в Дублине, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1955.
41. *В. А. Амбарцумян*, Изв. АН Арм. ССР, сер. ФМЕТ наук, 9, 23, 1956.
42. *E. B. Holmberg*, Ann. Obs. Lund, 6, 1937.
43. *V. A. Ambartsumian*, La Structure et l'Evolution de l'Univers, Editions Stoops, Bruxelles, 1958, p. 241.

CONTENTS

ЦЕНА 1 Р. 80 К. ИНДЕКС 77706

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)