ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 АВГУСТ, 1975 ВЫПУСК 3

ЕРЕВАН

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

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

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

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

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 АВГУСТ, 1975 ВЫПУСК 3

МОРФОЛОГИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ 40 ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА

Ф. БЁРНГЕН, А. Т. КАЛЛОГЛЯН

Поступила 28 февраля 1975

На снимках, полученных в шмидтовском фокусе 2-м телескопа Таутенбургской обсерватории, определены морфологические типы и описаны структурные детали 40 галактик Маркаряна с ультрафиолетовым континуумом. Более 50% изученных галактик имеет спиральное строение. Большинство галактик имеет структурные пекулярности.

Систематическое морфологическое изучение галактик Маркаряна с ультрафиолетовым избытком излучения было начато одним из авторов [1] на снимках, полученных в шмидтовском фокусе двухметрового универсального телескопа Таутенбургской обсерватории в ГДР. В настоящей статье мы приводим морфологические типы и описание структурных деталей 40 галактик Маркаряна, снимки которых в цвете B получены на том же телескопе. Масштаб снимков 51″ на мм. Для трех галактик — Маркарян 185, 186 и 190 — снимки получены в лучах U, B и V с целью дальнейшего фотометрического исследования. Описание этих галактик основывается на просмотре их на всех полученных снимках.

Из списков [2—6] были избраны, в основном, галактики со сравнительно большими угловыми размерами. Поэтому наша выборка непригодна для статистики компактных объектов. В настоящей статье мы не приводим описание галактик, данное в примечаниях к спискам [2—6] их авторами. В некоторых случаях на наших негативах подтверждаются типы галактик, определенных ими. Для каждой изученной галактики ниже мы приводим описание морфологической структуры, а также абсолютные звездные величины, взятые из [7—10] или вычисленные нами по известным красным смещениям. В этих случаях использованы видимые звездные величины, определенные в [2—6]. При этом во все определения абсолютных величин внесена поправка за межзвездное поглощение по формуле $\Delta m = 0.24$ cosec b, а для постоянной Хаббла взято значение 75 *км сек*$^{-1}$*Мпс*$^{-1}$.

Маркарян 4. Спиральная галактика с перемычкой типа SBc; обладает очень ярким звездообразным ядром. В северной ветви имеются три ярких сгущения, а южная ветвь состоит из более слабых сгущений (M = —18.1)

Маркарян 5. Пекулярная галактика. От звездоподобного ядра тянется слабый изогнутый хвост к северу. Объект похож на Маркарян 22 [11] (в этой работе номера отпечатков Маркарян 22 и 49 перепутаны). Для обеих галактик длина хвоста порядка 1000 *пс* (M = —13.9).

Маркарян 6. Галактика типа S0/a. На нашем снимке она имеет яркое звездообразное ядро с угловым диаметром 9″. Внешние части галактики очень слабые. На красной карте Паломарского атласа яркая центральная часть галактики имеет размеры 27″ на 20″. На синей карте размеры центральной яркой области меньше (17″×13″) (типа Сейферта, M = —19.9).

Маркарян 33. Галактика типа S0. Обладает продолговатым ярким центральным телом, окруженным слабой бесструктурной оболочкой. На снимке с короткой экспозицией не видно звездообразного ядра (M = —17.8)

Маркарян 35. Пекулярная галактика. Центральная часть состоит из трех тесно расположенных конденсаций. Наиболее яркой из них является северо-западная, расположенная асимметрично относительно главного тела галактики. В юго-восточной части галактики из основного тела выходит струя, состоящая из двух сгущений. В юго-западной части галактики имеется вытянутое яркое сгущение (M = — 17.6).

Маркарян 175. Галактика типа S0 с маленьким звездоподобным ядром и слабой вытянутой оболочкой (M = — 19.1).

Маркарян 179. Галактика типа SB (r)bc. Обладает маленьким звездоподобным ядром и хорошо выраженными спиральными рукавами, исходящими из внутреннего кольца. Перемычка несколько слабее кольца (M = — 19.7).

Маркарян 185. Галактика типа SB(r)b со звездоподобным ядром. В лучах U и B ядро имеет более диффузный вид. В цвете V оно более звездообразное. В лучах U и B перемычка более слабая, чем в лучах V (M = — 20.3).

Маркарян 186. По-видимому, типа SB0/a. Обладает сложным ядром, состоящим из трех сгущений. Два из них находятся в контакте. Сложная структура ядра видна на снимках с короткими экспозициями во всех трех лучах (M = — 15.7).

Маркарян 190. Галактика типа S0. Центральное тело имеет сложную структуру. В самом центре наблюдается слабое звездообразное ядро, окруженное прерывающимся кольцом неоднородной яркости. Эта структура хорошо видна в лучах U (M=—17.6).

Маркарян 319. Галактика типа Sb. Имеет яркое ядро, массивные спиральные рукава, на концах которых яркость заметно увеличивается (M= — 20.5).

Маркарян 321. Галактика типа Sc с маленьким звездоподобным ядром. Спиральные рукава значительно ярче в непосредственной близости от ядра. Имеются яркие сгущения в рукавах как вблизи ядра, так и на больших расстояниях от него (M= — 21.2).

Маркарян 325. Пекулярная галактика, состоящая из нескольких сгущений разных яркостей. Три из них расположены на одной прямой и составляют основное тело галактики. Три других сгущения, находящихся вне основного тела, связаны с последним мостиками. Северное из этих сгущений имеет красный цвет (M= — 19.6).

Маркарян 326. Галактика типа SB(r)bc. Имеет очень яркое маленькое звездообразное ядро и слабую короткую перемычку (M= — 18.7).

Маркарян 331. Галактика типа Sa. Сгущение, находящееся близко от ядра, кажется проектирующейся звездой (M=—18.7).

Маркарян 332. Галактика с перемычкой типа SB(b) Имеет маленькое звездообразное ядро. Северный рукав кончается сгущением невысокой яркости (M= — 20.2).

Маркарян 334. Пекулярная спиральная галактика с деформированными рукавами. Имеет яркую вытянутую центральную часть (M= — 20.6)

Маркарян 404. Этот объект является сгущением в спиральном рукаве яркой галактики NGC 2964 типа SABR bc по де Вокулёру [12] (M= — 19.0).

Маркарян 405. Эллиптическая галактика по де Вокулёру [12]. На наших снимках она имеет сравнительно большую и яркую центральную часть (M=?).

Маркарян 408. Компактная галактика высокой поверхностной яркости. Окружена слабой оболочкой (M= — 16.7).

Маркарян 409. Галактика типа S0 с ярким звездообразным ядром, внешняя оболочка обладает низкой поверхностной яркостью (M= — 17.3).

Маркарян 411. Компактная галактика. Нет признаков двойственности как это предполагалось в [5] (M=—16.8).

Маркарян 412. Вытянутая некомпактная галактика. В центре имеется яркая структура, похожая на перемычку. Если эта структура реальна, то объект принадлежит к типу SBc (M= — 18.6).

Маркарян 413. Компактный объект с ярким центральным сгущением окруженным более слабой оболочкой. (M — 20.7).

Маркарян 518. Галактика типа S0. Центральная яркая часть окружена слабой оболочкой (M= — 21.7).

Маркарян 519. Галактика типа Sa с ярким звездообразным ядром (M=?).

Маркарян 520. Пекулярная галактика. Общее строение такое, как описано в [6]. На наших снимках с различными экспозициями видно центральное сферическое яркое тело диффузного вида, с северо-восточной стороны которого имеется сгущение более низкой поверхностной яркости (M= — 21.0).

Маркарян 521. Галактика с не очень конденсированной, но яркой центральной частью. Имеет очень слабую оболочку неправильной формы (M=?).

Маркарян 523. Галактика типа Sa. На снимке с малой экспозицией видны звездоподобное ядро и мало развитые толстые спиральные рукава (M — 20.2).

Маркарян 524. Эллиптическая галактика (M — 19.8).

Маркарян 572. Сильно наклоненная спиральная галактика типа Sc с маленьким, слегка вытянутым ядром невысокой поверхностной яркости (M= — 19.5).

Маркарян 574. На наших снимках совершенно не отличается от звезд (M= ?).

Маркарян 575. Галактика типа SBb со звездоподобным ядром и яркой перемычкой (M= — 20.9).

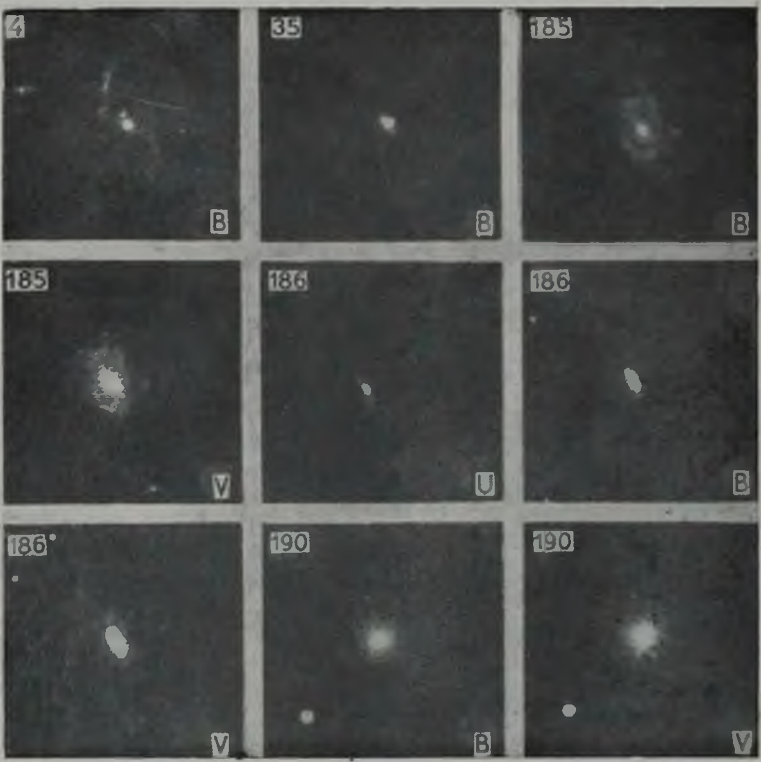
Маркарян 577. Галактика типа S0 с ярким ядром. Вне ядра поверхностная яркость очень низкая (типа Сейферта, M=—22.2)

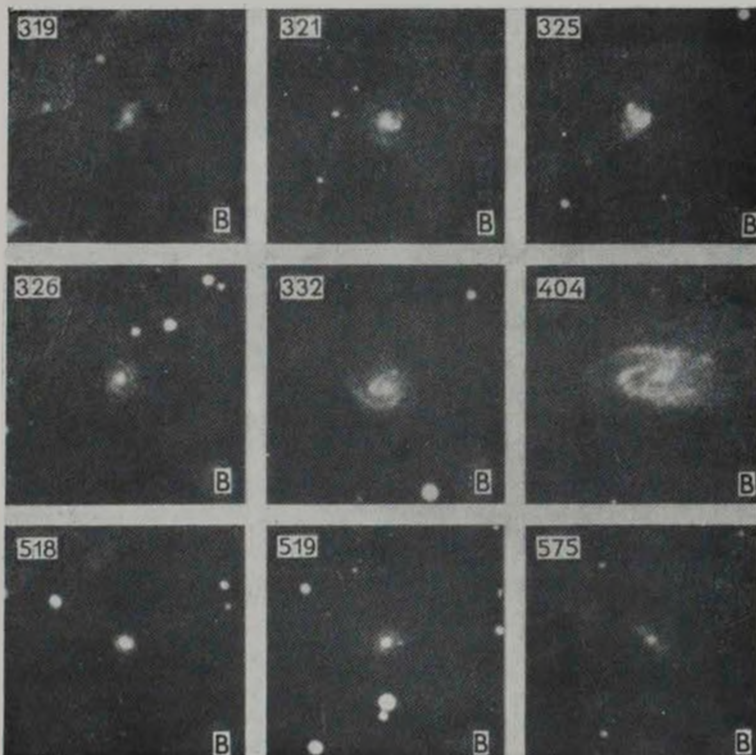
Маркарян 590. Согласно [6] является галактикой типа S0/a. На нашем снимке с короткой экспозицией она имеет яркое звездообразное ядро (типа Сейферта, M= — 20.7).

СНИМКИ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА

Север сверху. Восток слева.

(В левом верхнем углу отмечены номера галактик, в правом нижнем углу — цветовые системы)





К ст. Ф. Бёрнгена, А. Т. Каллогляна

Маркарян 591. На Паломарских картах кажется сильно конденсированным компактным объектом. На нашем снимке обладает низкой однородной поверхностной яркостью без центрального сгущения (M = —21.2).

Маркарян 592. Пекулярная спиральная галактика с двумя короткими яркими рукавами. По относительным размерам центральной части она должна быть классифицирована как Sa, а по степени открытости спиральных рукавов — как Sc. Галактика обладает очень ярким звездоподобным ядром (M = — 20.7).

Маркарян 596. Пекулярная спиральная галактика. В центре объекта наблюдается очень слабое продолговатое сгущение (M = ?).

Маркарян 599. Пекулярная галактика. Нет признаков двойственности, подозреваемой в [6] (M = — 20.6).

Маркарян 600. Спиральная галактика типа SBb или SBc. Передержанная на Паломарских картах центральная часть представляет собой перемычку и внутреннее кольцо. Видимые на картах внешние рукава исходят из внутреннего кольца (M = — 15.5).

Обсуждение. В табл. 1 приведено распределение галактик по морфологическим типам и по видам спектра согласно Б. Е. Маркаряну [2]. При этом тип s объединен с типом sd, а тип d—с типом ds. Первая половина таблицы включает галактики, изученные в настоящей статье, а во второй половине таблицы эти галактики рассматриваются совместно с 26 галактиками из работы [1]. В обоих случаях исключены компактные объекты и галактики с неопределенными морфологическими типами. Как видим, максимум распределения достигается в случае спиральных галактик, нормальных и с перемычкой, составляющих около 55% всех изученных. Такой высокий процент спиральных галактик среди галактик с ультрафиолетовым континуумом находится в хорошем соответствии с тем, что спирали составляют большинство среди хаббловских типов вообще. По данным второй половины табл. 1 имеется некоторый избыток относительного числа галактик с перемычкой. Как было отмечено в работе [1], это находится в согласии с фактом преобладания пекулярных ядер у этого типа спиралей.

Сравнение вида спектров с морфологическими типами галактик показывает определенный избыток звездоподобных спектров по сравнению с диффузными в случае галактик с перемычкой и линзовидных. Это указывает на относительное преобладание звездоподобных ядер у этих типов галактик.

В табл. 1 приведены средние по морфологическим типам абсолютные величины $\overline{M}$. Из этих данных видно, что среди галактик с ультрафиолетовым континуумом (исключая компактные объекты) ярчайшими являются нормальные спирали. Следующим по светимости типом является тип S0

Однако все три галактики сейфертовского типа, включенные в настоящую работу, принадлежат типу S0. При их исключении средняя абсолютная величина S0-галактик оказывается равной — 18^m7.

Таблица 1

Морфологический тип	По 34 галактикам					По 60 галактикам				
	n	%	n_{s+sd}	n_{d+ds}	$\overline{M}$	N	%	N_{s+sd}	N_{d+ds}	$\overline{M}$
E	2	5.9	1	1	—	2	3.3	1	1	—
S0	8	23.5	6	2	-19^m2	9	15.0	7	2	-19^m5
S	10	29.4	5	5	−20.0	14	23.4	7	7	−19.9
SB	9	26.4	6	3	−18.4	19	31.6	12	7	−18.7
Pec.	5	14.8	1	4	−17.9	12	20.0	4	8	−18.7
Irr.						4	6.7	1	3	−18.5

Основным результатом морфологического исследования галактик Маркаряна является установление наличия у большинства из них структурных пекулярностей. Как было отмечено в [1], получается как бы своеобразная корреляция между наличием ультрафиолетового избытка излучения и морфологией галактик. С другой стороны, есть основания полагать, что галактики с ультрафиолетовым континуумом являются молодыми образованиями [2, 13]. Поэтому можно предположить, что обе особенности галактик Маркаряна являются следствием процессов, приводящих к формированию галактик из первоначального тела.

Авторы выражают благодарность Е. Бартлу, Н. Цинеру и П. Лохно за содействие в наблюдениях. Один из авторов (А. Т. К.) глубоко благодарен руководству ЦИА АН ГДР за предоставленную возможность наблюдать на двухметровом телескопе.

Центральный институт астрофизики
АН ГДР
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

MORPHOLOGICAL INVESTIGATION OF 40 MARKARIAN GALAXIES

F. BÖRNGEN, A. T. KALLOGHLIAN

Morphological types are determined and structural details are described for 40 Markarian galaxies on the plates obtained with 2-*m* Tautenburg telescope. More then 50% of the studied galaxies have spiral structure. Most of galaxies have structural peculiarities.

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. Т. Каллоглян*, Астрофизика, 7, 521, 1971.
2. *Б. Е. Маркарян*, Астрофизика, 3, 55, 1967.
3. *Б. Е. Маркарян*, Астрофизика, 5, 443, 1969.
4. *Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий*, Астрофизика, 7, 511, 1971.
5. *Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий*, Астрофизика, 8, 155, 1972.
6. *Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий*, Астрофизика, 9, 487, 1973.
7. *D. W. Weedman*, Ap. J., 183, 29, 1973.
8. *М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. М. Лютый*, Астрофизика, 8, 473, 1972.
9. *Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий*, Астрофизика, 10, 315, 1974.
10. *И. М. Копылов, В. А. Липовецкий, В. И. Проник, К. К. Чуваев*, Астрофизика, 10, 483, 1974.
11. *А. Т. Каллоглян*, Астрофизика, 4, 475, 1968.
12. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs*, Reference Catalogue of Bright Galaxies, Austin, 1964.
13. *J. Heidmann, A. T. Kalloghlian*, Astrofizika, 9, 71, 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 АВГУСТ, 1975 ВЫПУСК 3

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК ВЫСОКОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ. II

М. А. АРАКЕЛЯН, Э. А. ДИБАЙ, В. Ф. ЕСИПОВ

Поступила 30 марта 1975

Приведены результаты спектральных наблюдений 98 объектов из списка [2] галактик высокой поверхностной яркости. В спектрах 50 галактик обнаружены эмиссионные линии и измерены красные смещения. Объекты № 42, 79, 81 и 120 проявляют спектральные особенности ядер галактик Сейферта. Возможно, что менее ярко выраженные особенности этих галактик имеет и объект № 80. В этом случае объекты № 80 и 81 составляют изолированную пару сейфертовских галактик с взаимным расстоянием около 30 *кпс*.

Подчеркивается избыток объектов высокой светимости среди тех галактик высокой поверхностной яркости, в спектрах которых имеются эмиссионные линии.

В [1] были изложены результаты спектральных наблюдений галактик высокой поверхностной яркости из списка [2], проведенных весной 1974 г. со 125 см рефлектором Крымской станции ГАИШ. В настоящей статье приведены результаты аналогичных наблюдений, проведенных осенью того же года.

В сентябре и октябре 1974 г. с аппаратурой, описанной в [1], были получены спектры 98 объектов списка [2] и в спектрах 50 из них наблюдались эмиссионные линии. Красные смещения и глазомерные оценки интенсивности эмиссионных линий этих 50 галактик приведены в табл. 1. Во втором столбце таблицы приведены видимые величины m_p по Каталогу галактик и скоплений галактик Цвикки и соавторов [3, 4], в третьем — красные смещения z, в четвертом — средние поверхностные яркости $\bar{B}$, в пятом—седьмом — интенсивности эмиссионных линий, причем «s», «m» и «w» обозначают соответственно сильную, умеренную и слабую эмиссии. Наконец, в восьмом столбце таблицы приведены абсолютные величины M_p, вычисленные при постоянной Хаббла 75 км сек$^{-1}$ *Мпс*$^{-1}$ и с поправкой за поглощение в Галактике, равной 0.25 cosec $|b^{II}|$. Некоторые сведения о галактиках с эмиссионными линиями и их спектрах даны в примечаниях к таблице.

Таблица 1

№	m_p	z	$\bar{B}$	Интенсивность эмиссионных линий			M_p
				[S II] λλ 6717/31	[N II] λλ 6548/83	H_α	
1	2	3	4	5	6	7	8
1	14.6	0.013	21.8	*w*	*m*	*s*	−19.3
11	15.0	0.015	21.9	—	—	*w*	−19.2
15	15.0	0.034	21.9	*w*	*m*	*s*	−21.1
16	15.4	0.005	21.8	*w*	*w*	*w*	−16.3
18	15.1	0.006	21.9	—	*w*	*m*	−17.1
19	14.1	0.017	22.0	*w*	*m*	*s*	−20.5
20	15.3	0.023	21.5	—	*w*	*w*	−20.0
23	15.0	0.018	21.8	—	*w*	*w*	−19.8
25	15.0	0.032	21.6	—	—	*w*	−21.0
26	14.3	0.015	21.2	—	—	*w*	−20.1
33	14.2	0.023	21.2	*w*	*m*	*s*	−20.9
36	14.3	0.063	21.7	—	—	*w*	−23.2
37	14.4	0.018	21.5	*w*	*w*	*m*	−20.4
41	13.4	0.020	20.8	*w*	*m*	*s*	−21.6
42	14.2	0.036	21.8	—	—	*m*	−22.1
44	15.4	0.056	21.9	—	*w*	*w*	−21.6
47	15.2	0.016	21.9	—	*w*	*w*	−19.1
50	14.7	0.003	21.6	—	—	*w*	−16.0
52	15.0	0.084	21.3	—	—	*w*	−23.0
54	15.5	0.046	22.0	—	*w*	*m*	−21.1
58	14.3	0.058	21.7	—	*w*	*m*	−23.2
60	15.3	0.019	21.6	—	*w*	*m*	−19.4
68	15.0	0.034	21.5	—	—	*m*	−21.1
69	14.9	0.027	21.9	—	—	*w*	−20.6
70	13.4	0.015	21.6	—	*w*	*m*	−21.0
71	14.4	0.017	21.9	—	—	*m*	−20.2
72	14.0	0.017	21.5	*w*	*w*	*m*	−20.7
77	13.2	0.016	21.6	—	*m*	*s*	−21.5
79	13.6	0.020	21.0	*w*	—	*m*	−21.6
80	15.2	0.035	21.9	*w*	*m*	*s*	−21.1
81	14.9	0.035	21.7	*w*	*w*	*s*	−21.4
83	15.3	0.013	22.0	*s*	*s*	*s*	−18.1
86	15.4	0.046	21.2	—	—	*w*	−21.5

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
87	14.6	0.017	21.6	—	*w*	*s*	−20.1
88	13.5	0.015	22.0	—	*w*	*w*	−20.8
89	13.9	0.017	21.8	*m*	*m*	*m*	−20.9
99	15.2	0.003	21.3	—	—	*w*	−15.6
100	15.7	0.022	22.0	—	*w*	*m*	−19.4
101	14.2	0.001	21.5	—	—	*w*	(−15.5)
108	14.8	0.067	21.3	—	*w*	*w*	−22.8
113	15.1	0.007	22.0	—	—	*w*	−17.7
114	14.6	0.059	20.8	—	—	*w*	−22.8
115	15.5	0.007	21.9	—	*w*	*w*	−17.3
116	14.7	0.015	21.6	—	—	*w*	−19.8
117	15.5	0.046	21.9	—	—	*w*	−21.4
118	15.4	0.010	21.4	—	—	*w*	−18.3
119	15.4	0.028	21.1	—	—	*w*	−20.5
120	14.6	0.033	21.3	—	—	*s*	−21.7
590	15.6	0.018	21.4	—	*w*	*w*	−19.0
591	15.5	0.024	21.8	*w*	*w*	*m*	−19.7

1. Линзовидная галактика [5] с сильной H_α, умеренной интенсивности дублетом [N II] λλ 6548/83 и слабым дублетом [S II] 6717/31.

11. Компактный эллиптичный голубой объект со слабой H_α.

15. Нейтрального цвета компактный эллиптичный объект с сильной H_α, умеренной интенсивности дублетом [N II] λλ 6548/83 и слабым дублетом [S II] λλ 6717/31. Линии наклонны.

16. Нейтрального цвета компактный эллиптичный объект со слабыми H_α, [N II] λλ 6548/83 и [S II] λλ 6717/31.

18. Нейтрального цвета компактный эллиптичный объект с умеренной интенсивности H_α и слабым дублетом [N II] λλ 6548/83.

19. Пекулярная голубая галактика с сильной H_α, умеренной интенсивности дублетом [N II] λλ 6548/83 и слабым дублетом [S II] λλ 6717/31.

20. Нейтрального цвета очень компактный эллиптичный объект со слабыми H_α и [N II] λλ 6548/83.

23. Нейтрального цвета эллиптичный объект со слабыми H_α и [N II] λλ 6548/83.

25. Компактный эллиптичный красный объект со слабой H_α.

26. Линзовидная галактика со слабой H_α. Красное смещение по линиям поглощения было определено ранее М. Л. Хьюмасоном, Н. У. Мейоллом и А. Р. Сандейджем [6].

33. Пекулярная галактика или несколько галактик. В спектре наблюдались сильная H_α, умеренной интенсивности [N II] λλ 6548/83 и слабый дублет [S II] λλ 6717/31.

37. Пекулярная очень голубая галактика с умеренной интенсивности H_α и слабыми дублетами [N II] λλ 6548/83 и [S II] λλ 6717/31.

41. Эллиптичный голубой объект с сильной H_α, умеренной интенсивности [N II] λλ 6548/83 и слабым дублетом [S II] λλ 6717/31. Линии наклонны.

42. Галактика типа Sa [5]. В красной части спектра наблюдалась лишь умеренной интенсивности H_α шириной около 60 Å, что свидетельствует о принадлежности объекта к галактикам сейфертовского типа. Наблюдалась также в видимой области спектра, где присутствуют слабая узкая линия [O III] λ 5007 и широкая H_β.

44. Эллиптичный объект с красной оболочкой. В спектре наблюдались слабые H_α и [N II] λλ 6548/83.

47. Компактный, почти симметричный голубой объект со слабыми H_α и [N II] λλ 6548/83.

50. Линзовидная галактика [5], по-видимому, голубая. В спектре наблюдалась лишь слабая H_α.

52. Компактный эллиптичный красный объект со слабой диффузной H_α.

54. Нейтрального цвета эллиптичный объект с умеренной интенсивности H_α и слабым дублетом [N II] λλ 6548/83.

58. Линзовидная галактика [5] с ярким голубым ядром. В спектре содержатся умеренной интенсивности H_α и слабый дублет [N II] λλ 6548/83.

60. Компактный объект с красной оболочкой. В спектре наблюдались умеренной интенсивности H_α и слабый дублет [N II] λλ 6548/83.

68. (V Zw 149). Компактный симметричный, очень голубой объект с H_α умеренной интенсивности.

69. Нейтрального цвета эллиптичный объект со слабой H_α.

70. Спиральная галактика с ярким голубым ядром. В спектре наблюдались умеренной интенсивности H_α и слабый дублет [N II] λλ 6548/83.

71. Голубая плоская система с H_α умеренной интенсивности.

72. Компактный пекулярный голубой объект с умеренной интенсивности H_α и слабыми [N II] λλ 6548/83 и [S II] λλ 6717/31.

77. Спиральная галактика [5] нейтрального цвета с сильной H_α и умеренной интенсивности [N II] λλ 6548/83. Линии наклонны.

79. Нейтрального цвета спиральная галактика [5]. В красной области спектра наблюдались умеренной интенсивности H_α шириной ~60 Å и слабые узкие линии дублета [S II] λλ 6717/31. Таким образом, объект обладает спектральными особенностями ядер сейфертовских галактик. В видимой области наблюдались слабая узкая линия [O III] λ 5007 и широкая H_β.

80. Юго-западный компонент пары V Zw 233 [7]. Согласно [7] — нейтрального цвета спиральная галактика с перемычкой. В красной области спектра нами наблюдались сильная, очень диффузная H_α, умеренной интенсивности [N II] λλ 6548/83 и слабый дублет [S II] λλ 6717/31. Объект, возможно, обладает спектральными особенностями ядер сейфертовских галактик. В видимой области имеются слабая линия [O III] λ 5007 и диффузная H_β.

81. Северо-восточный компонент пары V Zw 233 [7], являющийся, согласно [7], нейтрального цвета эллиптической галактикой. Обладает особенностями ядер сейфертовских галактик. Спектр сходен со спектром предыдущего объекта, но ширина H_α несколько больше (~60 Å), а дублет ионизованного азота в этой галактике слабее. Если объект № 80 действительно обладает спектральными особенностями ядер сейфертовских галактик, то мы имеем изолированную пару сейфертовских галактик на угловом расстоянии ~45″ [7], чему соответствует линейное расстояние около 30 *кпс*.

83. Спиральная галактика с перемычкой [5]. В спектре содержатся исключительно сильные линии H_α, [N II] λλ 6548/83 и [S II] λλ 6717/31.

86. Нейтрального цвета почти звездообразный объект со слабой H_α.

87. (V Zw 261). Компактный эллиптичный голубой объект с сильной H_α и слабым дублетом [N II] $\lambda\lambda$ 6548/83.

88. Пекулярная спираль [5] голубого цвета со слабыми наклонными H_α и [N II] $\lambda\lambda$ 6548/83.

89. Галактика типа SBa с ярким голубым ядром. Спектр ранее наблюдался Р. Минковским (см. [6]), однако о наличии линии λ 3727 авторы [6] не сообщают. Мы наблюдали умеренной интенсивности (диффузную) H_α, [N II] $\lambda\lambda$ 6548/83 и [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31 с красным смещением, хорошо согласующимся со значением, приведенным в [6].

99. Компактный эллиптичный красный объект со слабой диффузной H_α.

100. Компактный сильно вытянутый голубой объект с умеренной интенсивности H_α и слабым дублетом [N II] $\lambda\lambda$ 6548/83.

101. Эллиптическая галактика [5] со слабой H_α.

108. Эллиптичный голубой объект с оболочкой. В спектре наблюдались слабые H_α и [N II] $\lambda\lambda$ 6548/83.

113. Нейтрального цвета плоская система со слабой H_α.

114. Эллиптическая или линзовидная галактика [5] со слабой H_α.

115. Симметричный объект с красной оболочкой. В спектре наблюдались слабые H_α и [N II] $\lambda\lambda$ 6548/83. Линии наклонны.

116. Нейтрального цвета эллиптичный объект со слабой наклонной H_α.

117. Нейтрального цвета эллиптичный объект со слабой диффузной H_α.

118. Нейтрального цвета эллиптичный объект со слабой H_α.

119. Нейтрального цвета эллиптичный объект со слабой диффузной H_α.

120. Нейтрального цвета почти симметричный объект с искривленной струей или слабым спиральным рукавом. В спектре имеется исключительно сильная H_α с шириной не менее, чем 150 Å. Объект с ярко выраженными спектральными особенностями ядер галактик Сейферта.

590. Почти звездообразный красный объект со слабыми H_α и [N II] $\lambda\lambda$ 6548/83.

591. Почти звездообразный голубой объект с умеренной интенсивности H_α и слабыми [N II] $\lambda\lambda$ 6548/83 и [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31. Линии наклонны.

Кроме перечисленных галактик осенью 1974 года наблюдались также объекты №№ 2, 4, 5, 6, 8, 10, 13, 17, 21, 22, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 34, 38, 39, 43, 45, 48, 49, 51, 53, 55, 56, 61, 63, 67, 73, 74, 75, 76, 78, 82, 90, 91, 92, 93, 94, 95, 102, 103, 105, 110, 111, 589, в спектрах которых эмиссионные линии обнаружены не были.

Обращает на себя внимание избыток объектов высокой светимости среди галактик высокой поверхностной яркости. Для количественной оценки различия в средних светимостях галактик высокой поверхностной яркости и нормальных галактик необходимо рассмотреть функции светимости тех и других. Однако избыток объектов высокой светимости можно проиллюстрировать с помощью диаграммы Хаббла. Эта диаграмма, построенная по данным [1] и настоящей статьи (без объекта № 359, имеющего отрицательную лучевую скорость), приведена на рис. 1, где прямая — стандартная зависимость между $\lg cz$ и видимой величиной, построенная в [6]. Как видим, 60 процентов галактик высокой поверхностной яркости нахолятся выше прямой, изображающей эту зависимость для нормальных галактик. Избыток объектов высокой светимости среди галактик высокой поверхностной яркости станет особенно наглядным, если сравнить рис. 1 с рис. 10 из [6]. Как видно из последнего, лишь для пяти процентов из 474 галактик поля, исследованных в [6], выполняется условие $\lg cz \geqslant 0.2\, m_p^0 + 1.15$, т. е. $M_p^0 \lesssim -21.5$. Между тем, указанным неравенствам удовлетво-

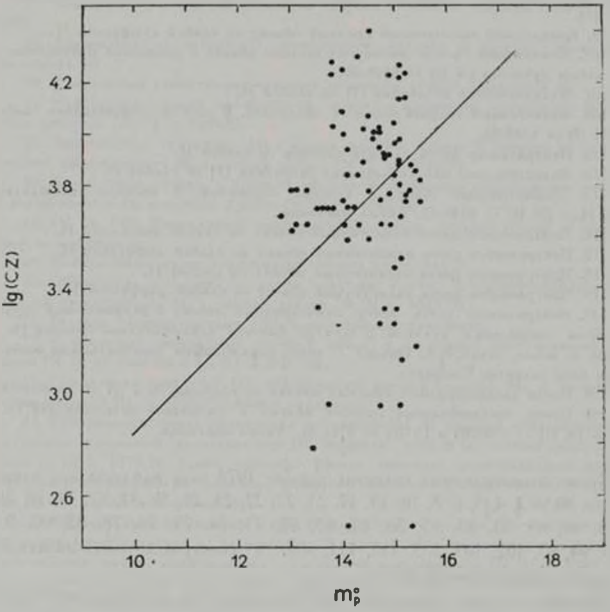


Рис. 1. Диаграмма Хаббла для галактик высокой поверхностной яркости, в спектрах которых обнаружены эмиссионные линии. По оси абсцисс отложена величина $m_p^0 = m_p - 0.25\ (\mathrm{cosec}\,|b^{II}| - 1) - K$, где K-поправка вычислена согласно [6]. Прямая — зависимость между $\lg cz$ и m_p^0, построенная по всем галактикам, исследованным в [6].

ряет почти пятая часть объектов рис. 1. На аналогичное обстоятельство для компактных галактик Цвикки было обращено внимание Н. Карозэи, П. Шамаро и Р. Дюфло [8], отметившими, что компактные галактики на диаграмме Хаббла расположены между квазизвездными объектами и нормальными галактиками.

Разница между средними светимостями галактик высокой поверхностной яркости и нормальных галактик могла бы быть приписана различию в шкалах видимых величин в [6] и Каталоге галактик и скоплений галактик [3, 4]. Однако на самом деле звездные величины в Каталоге галактик и скоплений галактик в среднем, во всяком случае, не меньше, чем в [6].

Наконец, следует отметить, что указанное выше различие в средних светимостях установлено пока лишь для галактик с эмиссионными линиями. Для того, чтобы выяснить, в какой мере это распространяется на галактики без эмиссионных линий, необходимы спектральные наблюдения с разрешением, лучшим, чем использованное нами.

Бюраканская астрофизическая обсерватория
Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга

THE SPECTRAL OBSERVATIONS OF GALAXIES OF HIGH SURFACE BRIGHTNESS. II

M. A. ARAKELIAN, E. A. DIBAY, V. F. YESIPOV

The results of spectral observations of 98 objects from the list [2] of galaxies of high surface brightness are presented. The emission lines are detected and the redshifts are measured in the spectra of 50 galaxies. The objects No. 42, 79, 81 and 120 reveal the spectral properties of nuclei of Seyfert galaxies. The object No. 80 has possibly less prominent Seyfert-type features as well. If so, the objects No. 80 and 81 form isolated pair of Seyfert-type objects with mutual distance about 30 *kpc*.

The abundance of objects of high luminosity between the galaxies of high surface brightness having emission lines is emphasized.

ЛИТЕРАТУРА

1. *М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов*, Астрофизика, 11, 15, 1975.
2. *М. А. Аракелян*, Сообщ. Бюраканской обс., 47, 3, 1975.
3. *F. Zwicky, M. Karpowicz, C. T. Kowal*, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, vol. V, 1965.
4. *F. Zwicky, C. T. Kowal*, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, vol. VI, 1968.

5. *P. Nilson*, Uppsala General Catalogue of Galaxies, Uppsala, 1973.
6. *M. L. Humason, N. U. Mayall, A. R. Sandage*, A. J., 61, 97, 1956.
7. *F. Zwicky*, Catalogue of Selected Compact Galaxies and Post-Eruptive Galaxies, 1971.
8. *N. Carozzi, P. Chamaraux, R. Duflot*, Astron. Astrophys., 33, 113, 1974.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 АВГУСТ, 1975 ВЫПУСК 3

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ КОМПАКТНЫХ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

М. К. БАБАДЖАНЯНЦ, В. А. ГАГЕН-ТОРН

Поступила 4 июля 1974

Приводятся результаты поляризационных наблюдений ядер сейфертовских галактик, N-галактик 3С 371 и 3С 390.3 и квазара 3С 345, выполненных в 1971—72 гг. Изменения параметров поляризации у трех последних объектов сопоставлены с изменениями блеска. Для 3С 371 установлено существование детальной корреляции между изменениями степени поляризации и блеска в августе 1972 г. и получена оценка степени поляризации у переменного компонента (14.4 %). У 3С 390.3 на основании всех имеющихся данных о поляризации и блеске обнаружена корреляция на временной шкале в несколько лет. Степень поляризации у переменного компонента (3.7 %) и общее поведение поляризации очень похожи на таковые у NGC 4151. По своим оптическим характеристикам 3С 390.3, по-видимому, ближе к сейфертовским галактикам, чем к 3С 371.

Поляризационные наблюдения ядер сейфертовских и N-галактик и квазизвездных объектов (в особенности сопровождаемые оценками блеска) очень важны для выяснения природы переменных компактных источников излучения, находящихся в этих объектах. Такие наблюдения проводятся в Астрономической обсерватории Ленинградского университета с 1965 г., и результаты их за 1965—1970 гг. собраны в работах [1, 2]. Здесь будут приведены результаты наблюдений, выполненных в 1971, 1972 и частично 1973 годах.

Аппаратура и методика поляризационных наблюдений остались прежними [2]. Для некоторых объектов параллельно с наблюдениями поляризации были получены фотоэлектрические оценки блеска в системе B, V (относительно звезд сравнения, указанных в [2]), для других оказалось возможным использовать фотографические данные о блеске, полученные в ходе выполнения программы слежения за компактными внегалактическими объектами, ведущейся в АО ЛГУ.

Сейфертовские галактики. Наблюдения сейфертовских галактик, полученные в 1966—70 гг., уже позволили сделать заключения о природе локализованных в их ядрах источников, ответственных за поляризацию и переменность [3]. Поэтому в 1971—73 гг. были выполнены лишь отдельные, отрывочные наблюдения, результаты которых мы тем не менее считаем полезным привести здесь. Они даются в табл. 1. Всегда использовалась диафрагма диаметром 26″. Столбец n_r/n_ϕ дает отношение потока от галактики к потоку от фона неба во время проведения поляризационных наблюдений. σ_p — среднеквадратичное уклонение, оцененное из внутренней сходимости результатов отдельных серий (как правило, наблюдение состояло из четырех серий, в каждой из которых определялись относительные параметры Стокса p_x и p_y, и занимало около 1^h5). Знаком (:) помечены неуверенные наблюдения — для них значение σ_p чисто формальное. Точность наблюдений NGC 1275 осенью 1972 г. оказалась ниже обычной из-за неблагоприятных атмосферных условий.

В целом результаты наблюдений сейфертовских галактик, приведенные в табл. 1, не противоречат данным работ [1, 2] и выводам, сделанным в [3]*.

N-галактики. Наблюдения N-галактик 3С 371 и 3С 390.3, выполненные в 1968—1970 гг., показали, что параметры поляризации их излучения переменны, причем у 3С 271 было отмечено увеличение степени поляризации во время всплеска излучения [2]. Поэтому именно этому объекту было уделено основное внимание в 1971—72 гг. Результаты наблюдений 3С 371 и 3С 390.3 приводятся в табл. 2, которая построена аналогично табл. 1. Все наблюдения выполнены с диафрагмой 26″ в интегральном свете (мультищелочной катод, $\lambda_{eff} = 0.53\ \mu$).

3С 371.— Результаты наблюдений 3С 371 представлены графически на рис. 1, где они сопоставляются с кривой блеска, нанесенной по данным работ [4, 5]. Точки, соответствующие неуверенным поляризационным наблюдениям, обведены кружком.

Рассмотрение табл. 2 и рис. 1 позволяет сделать следующие заключения. Степень поляризации изменяется от 1.5 до 6.5%; существование изменений в направлении поляризации также несомненно. Если взять только уверенные наблюдения, то для 1971 г. $\bar{\theta}_0 = 21° \pm 6°$, для 1972 г.— $\bar{\theta}_0 = 84° \pm 2°$ (сюда не включено наблюдение 20—21.6.72 г., явно свидетельствующее о существовании довольно быстрых изменений; некоторые изменения угла,

* Пользуясь случаем, мы хотим исправить допущенную нами в работе [3] ошибку в оценке напряженности магнитного поля в ядре NGC 4151. На самом деле вместо равенства $\lg \nu_1 = 10.0$ имеет место неравенство $\lg \nu_1 > 10.0$, а в этом случае получить оценку напряженности поля, используя полученное в [3] неравенство $R < 0.008$ пс, нельзя.

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

Галактика	Дата	J. D. 2441000+	Фильтр	$p \pm \sigma_p$ (%)	$\theta_0 \pm \sigma_{\theta_0}$ (°)	n_*/n_ϕ	B	B−V	Примечания
NGC 1068	14–15.10.71	239.48					11.08	+0.63	
		239.52	B	0.6±0.2	112± 9	26.0			
		239.55	V	0.7±0.4:	94±15:	17.5			Мала продолж. набл.
NGC 1275	26–27. 8.71	190.49					13.20	+0.61	
	15–16.10.71	240.43					13.21	+0.55	
		240.51	B	3.1±0.5	98± 4	6.6			
	17–18.10.71	242.51	V	1.7±0.6:	77±10:	3.9			Неувер. учет фона
	17–18. 8.72	547.44					13.20:	+0.51:	Нестабильн. прозр.
		547.48	B	1.6±0.5:	106± 9:	4.2			
	2– 3.10.72	593.45	B	2.1±0.6	141± 8	6.7			
		593.54	R	3.1±0.6	149± 6	5.6			
	6– 7.10.72	597.41	B	0.8±0.5	152±16	6.0			
		597.43					13.28	—	
		597.51	V	1.2±0.5	125±12	5.3			
	8– 9.10.72	599.54	R	1.3±0.8:	136±19:	4.2			Мала продолж. набл.
		599.56					13.35	+0.67	
	10–11.11.72	632.27	B	0.9±0.7:	141±22:	3.6			Нестабильн. прозр.
	29–30.11.72	651.23	V	1.7±0.4	122± 7	4.0			
	30– 1.12.72	652.37	V	1.4±0.7	105±14	3.9			
		652.52					13.63	+0.62	
	24–25. 1.73	707.22	V	1.0±0.6	134±17	2.6			
NGC 3516	15–16. 3.72	392.51					12.91	—	
		392.53	B	<0.3	—	6.0			
NGC 4151	23–24. 5.71	095.35					12.07	+0.43	
	10–11. 7.72	509.27					12.48	+0.51	
	11–12. 7.72	511.28					12.54	+0.58	
3C 120	25–26.10.71	249.51					14.85	+0.53	
	4– 5. 3.73	746.24	б. ф.	1.5±0.7	142±12	0.7			

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ N-ГАЛАКТИК

Объект	Дата	J. D. 2441000+	$p \pm \sigma_p$ (%)	$\theta_0 \pm \sigma_{\theta_0}$ (°)	$\frac{n_г}{n_ф}$	Примечания
3С 371	23—24. 5.71	095.5	3.7±1.2:	61± 9:	0.9	Мала продолж. набл.
	22—23. 7.71	155.5	1.7±0.7	30±12	1.2	
	26—27. 7.71	159.5	6.3±0.7	27± 3	0.8	
	29—30. 7.71	162.5	6.5±1.0	18± 4	1.0	
	31— 1. 8.71	164.5	5.2±0.8	38± 4	0.7	
	18—19. 8.71	182.5	1.5±0.5	172±10	0.9	
	21—22. 9.71	216.5	5.5±0.4	18± 2	1.4	
	6— 7. 4.72	414.5	4.0±1.6:	112±11:	0.7	„ „ „
	15—16. 4.72	423.5	2.1±0.7:	45± 9:	1.1	Неувер. учет фона
	21—22. 5.72	459.5	1.4±1.0:	54±20:	0.7	Мала продолж. набл.
	20—21. 6.72	489.5	4.3±0.6	154± 4	1.1	
	18—19. 7.72	517.5	4.0±0.5	85± 4	1.0	
	4— 5. 8.72	534.5	3.5±0.7	78± 6	1.3	
	5— 6. 8.72	535.5	4.2±0.5	89± 3	1.0	
	6— 7. 8.72	536.5	3.7±0.8	88± 6	0.8	
	8— 9. 8.72	538.5	5.1±0.3	88± 2	1.1	
	10—11. 8.72	540.5	4.7±0.5	74± 3	1.2	
	15—16. 8.72	545.5	3.7±0.5	77± 4	1.2	
	2— 3. 9.72	563.3	5.9±0.8	74± 4	0.9	
	10—11. 9.72	571.5	5.2±0.6	85± 3	1.0	
	16—17. 9.72	577.5	5.6±0.8	82± 4	0.8	
	17—18. 9.72	578.5	5.9±0.6	90± 3	0.5	
	30—31.10.72	621.5	5.6±0.8	95± 4	0.9	
	9—10.11.72	631.5	1.8±0.9	90± 5	0.7	
3С 390.3	24—25. 7.71	157.5	1.6±0.5	162± 5	1.0	
	18—19. 8.71	182.5	3.5±0.8:	153± 7:	0.8	Нестабильн. прозр.
	23—24. 8.71	187.5	1.6±0.6	4±10	3.7	Диафрагма 13"
	4— 5. 8.72	534.5	1.6±1.5:	142±26:	0.5	Мала продолж. набл.
	7— 8. 8.72	537.5	1.6±1.6	165±28	0.6	
	10—11. 8.72	540.5	1.6±2.4	168±42	0.4	
	16—17. 9.72	577.5	4.1±1.0	161± 7	0.4	
	27—28. 6.73	861.5	1.7±1.2	163±20	0.4	

вероятно, имели место и в 1971 г.). Таким образом от сезона к сезону направление поляризации изменилось примерно на 60°. Вместе с тем, начиная с июля 1972 г. и до конца года, оно оставалось практически неизменным.

Связь между степенью поляризации и блеском носит сложный характер. В 1971 г. плавное изменение блеска в период J. D. 2441159.5—216.5 как будто бы сопровождалось изменением степени поляризации, коррелирующим с изменением блеска. Однако наблюдение J. D. 2441155.5, полученное при приблизительно том же блеске, что и последующие два наблюдения, дает существенно меньшую степень поляризации. В 1972 г. степень поляризации в сентябре в среднем была больше, чем в августе, хотя блеск был заметно меньше.

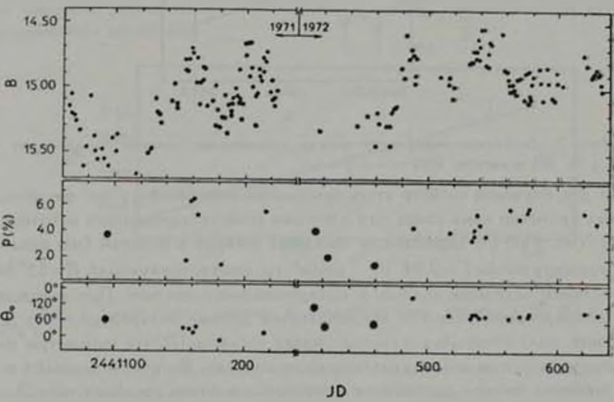


Рис. 1. Сопоставление результатов поляризационных наблюдений 3С 371 с кривой блеска (1971—72 гг.).

Чрезвычайно интересным нам представляется существование детальной корреляции между изменениями степени поляризации и блеска в августе 1972 г. Необходимые данные собраны в табл. 3. В первом столбце дается J. D., во втором — степень поляризации, в третьем — величина B и ее среднеквадратичная ошибка по данным работы [5] (в скобках указано число негативов, по которому получена оценка блеска). Результаты представлены графически на рис. 2. Изменения превышают возможные ошибки наблюдений (хотя и незначительно), и мы считаем их реальными и взаимосвязанными, поскольку вероятность подобного случайного совпадения в поведении степени поляризации и блеска крайне мала. Отметим, что наблюдения получены при превосходных атмосферных условиях.

Наблюдаемая корреляция получает наиболее естественное объяснение, если считать, что в излучении 3С 371 имеется компонент переменной интенсивности, ответственный также и за изменения степени поляризации. Поскольку направление поляризации можно считать неизменным ($\overline{\theta}_0 = 82° \pm 3°$ и ни для одного наблюдения уклонение не достигает 3σ),

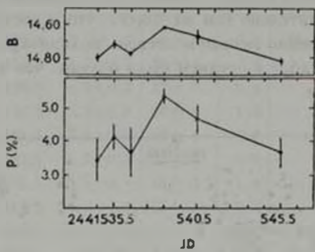


Рис. 2. *Детальная корреляция между изменениями степени поляризации и блеска у 3С 371 в августе 1972 г.*

можно для изучения свойств этого компонента использовать тот же метод, что был применен нами ранее при изучении свойств переменного источника в ядре NGC 4151 [3]. Перейдем от звездных величин к потокам (мы приняли за единицу поток $F = 2.94 \cdot 10^{-29}$ *вт/м² гц*, соответствующий $B = 15^m50$) и сопоставим величины полного и поляризованного потоков. При нахождении поляризованных потоков мы используем данные поляризационных наблюдений, полученных без фильтра, считая согласно [2], что параметры поляризации от длины волны практически не зависят. Величины полных и поляризованных потоков приводятся в четвертом и пятом столбцах табл. 3, и связь между ними графически представлена на рис. 3. Ошибки указаны в соответствии с данными табл. 2 и 3 (1σ).

Таблица 3

СВЯЗЬ МЕЖДУ СТЕПЕНЬЮ ПОЛЯРИЗАЦИИ И БЛЕСКОМ У 3С 371 В АВГУСТЕ 1972 г.

J. D. 2441000+	p (%)	$B \pm \sigma_B$	F ($15^m50 \sim 1$)	F_p
534.5	3.5	$14^m79 \pm 0^m02(8)$	1.923	0.0673
535.5	4.2	$14.71 \pm 0.03(7)$	2.070	0.0868
536.5	3.7	$14.77 \pm 0.01(8)$	1.959	0.0725
538.5	5.4	$14.62 \pm 0.00(2)$	2.249	0.1214
540.5	4.7	$14.67 \pm 0.04(10)$	2.148	0.1010
545.5	3.7	$14.82 \pm 0.03(8)$	1.871	0.0692

Точки удовлетворительно ложатся на прямую линию, так что изменения, наблюдавшиеся в августе 1972 г., могут быть объяснены существованием источника, интенсивность которого переменна, но степень поляризации постоянна. Уравнение прямой, найденное способом наименьших квадратов,

$$F_p = \underset{\pm 0.015}{0.144}\, F - \underset{\pm 0.031}{0.208}.$$

Степень поляризации излучения переменного источника дается угловым коэффициентом и составляет, следовательно, 14.4% ± 1.5%. Столь высокое ее значение указывает на нетепловую, вероятно, синхротронную природу переменного источника.

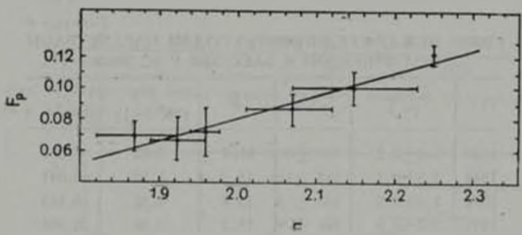


Рис. 3. Связь между полным и поляризованным потоком у 3C 371 в августе 1972 г.

В случае, если излучение, на которое накладывается переменное излучение, не поляризовано, поток его дается точкой пересечения прямой с осью абсцисс. Для $F_p = 0$ получаем $F = 1.44$, что соответствует $B = 15^m1$. Поскольку это превышает минимальный наблюдавшийся блеск ($B = 15^m8$), можно заключить, что в 3C 371 имеется еще по крайней мере один переменный компонент. Излучение его, вообще говоря, также может быть поляризованным. Тогда на основании данных табл. 3 оценить вклад отдельных компонентов в суммарное излучение нельзя, но оценка степени поляризации у переменного источника остается прежней.

Заметим еще, что если на графике, дающем зависимость F_p от F, точки располагаются вдоль кривой, это означает, что степень поляризации переменного источника непостоянна. Расположение точек на рис. 3, возможно, указывает на очень слабую тенденцию к увеличению степени поляризации переменного источника с увеличением блеска. Однако систематическое уклонение точек от прямой гораздо меньше, чем ошибки наблюдений.

3C 390.3.— Для этой N-галактики в 1971—73 гг. были выполнены лишь отрывочные наблюдения. Блеск ее в 1972—73 гг. сильно ослабел, так что точность в определении параметров поляризации заметно уменьшилась. Тем не менее можно заметить общую тенденцию к уменьшению степени поляризации с уменьшением блеска, подтверждаемую табл. 4, в которой даются средние по годам значения параметров поляризации (для 1968—70 гг. использованы данные работы [2], для 1971—73 гг.— результаты из табл. 2) и средний блеск во время проведения поляризационных наблюдений (для 1968—72 гг. в соответствии со сводной кривой блеска из [5], для 1973 г. согласно нашим фотографическим определениям). Графически данные табл. 4 представлены на рис. 4, где отмечены периоды времени, на которые производилось усреднение. Корреляция между изменениями степени поляризации и блеска хорошо заметна.

Таблица 4

СВЯЗЬ МЕЖДУ СРЕДНИМИ ПО ГОДАМ ПАРАМЕТРАМИ ПОЛЯРИЗАЦИИ И БЛЕСКОМ У 3C 390.3.

Год	$\bar{p} \pm \sigma_p$ (%)	$\theta_0 \pm \sigma_\theta$	$\bar{B}$	F ($16^m3 = 1$)	F_p
1968	3.0±0.2	159 ± 9	15^m1	3.02	0.091
1969	2.6±0.7	153 ±15	15.8	1.58	0.041
1970	3.4±0.3	146 ± 5	15.0	3.32	0.113
1971	2.2±0.6	166 ± 9	15.2	2.76	0.061
1972	2.2±0.6	159 ± 5	15.7	1.74	0.038
1973	1.7±1.2	163 ±20	16.3	1.00	0.017

Отметим, что направление поляризации от сезона к сезону почти не изменяется. Это позволяет построить график F_p в зависимости от F, приведенный на рис. 5 (значения F и F_p даются в пятом и шестом столбцах табл. 4), и определить степень поляризации переменного компонента и поток от галактической подложки. Уравнение прямой на рис. 5, полученное способом наименьших квадратов,

$$F_p = \underset{\pm 0.006}{0.037}\, F - \underset{\pm 0.014}{0.023}.$$

Следовательно, $p = 3.7 \pm 0.6\%$, $F_{гал} = 0.62$, чему соответствует $B_{гал} \approx 16^m8$. Это значение находится в неплохом согласии с оценкой, полученной в работе [6], где по фотометрическим наблюдениям 3C 390.3, выполненным с разными диафрагмами, найдено $B_{гал} = 16^m6$. Мы отдаем себе отчет в том, что построение графика на рис. 5 не вполне законно, так как у 3C 390.3 в действительности имеются некоторые изменения направления поляризации [2]. Поэтому полученные нами значения $p = 3.7\%$ и $B_{гал} = 16^m8$ следует рассматривать лишь как оценки.

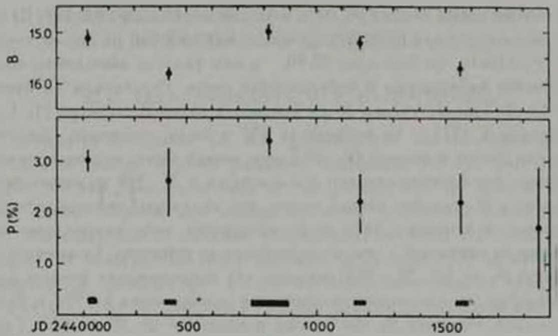


Рис. 4. Корреляция между средней по годам степенью поляризации и средним блеском у 3С 390.3.

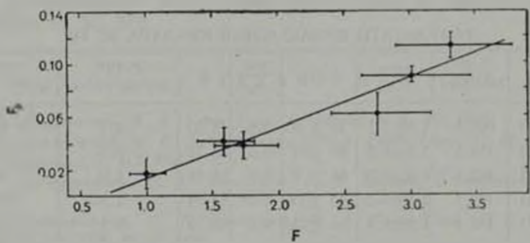


Рис. 5. Связь между полным и поляризованным потоком у 3С 390.3

В заключение этого раздела мы хотим отметить, что N-галактики 3С 371 и 3С 390.3, названия которых сплошь и рядом встречаются вместе, в сущности совсем не похожи друг на друга по своим оптическим характеристикам. У 3С 371 эмиссионные линии в спектре крайне слабы [7], тогда как 3С 390.3 показывает сильнейший, возможно переменный эмиссионный спектр сейфертовского типа [8]; у 3С 371 наблюдаются быстрые, типа «вспышек», изменения блеска и поляризации, у 3С 390.3 их нет [5]; поведение поляризации 3С 390.3 очень похоже на таковое у NGC 4151 [3]. По оптическим характеристикам 3С 390.3 несравненно ближе к сейфертовским галактикам, чем к 3С 371. Возможно, правда, что эти различия вызваны просто гораздо более высокой активностью нетеплового компонента в ядре 3С 371.

Квазизвездный объект 3С 345. В минимуме блеска ($B > 17^m.0$) квазар 3С 345 недоступен для фотоэлектрических наблюдений на нашем телескопе. В 1971 г., однако, он был ярче $16^m.0$, и нам удалось выполнить его поляризационные наблюдения в интегральном свете. Результаты их приводятся в табл. 5. Там же указан блеск квазара в цвете B согласно [4]. Степень поляризации в 1971 г. не превышала 4% и была примерно постоянной. Правда, во время вспышки 29—30.7 она, может быть, несколько уменьшилась. Ранее уменьшение степени поляризации у 3С 345 во время вспышек отмечалось в [9], где был сделан вывод, что излучение, непосредственно ответственное за вспышку, либо не поляризовано, либо направление его поляризации не совпадает с тем, которое было до вспышки. Если считать, что увеличение θ_0 до 66° 29—30.7 реально, это подтверждает вторую возможность. Вообще же изменения направления поляризации в 1971 г. были невелики — все значения θ_0 заключены в пределах от 39 до 66°. Согласно Висванатану [10], в 1967—69 гг. направление поляризации также большей частью было заключено в интервале 36—79°.

Таблица 5

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ КВАЗАРА 3С 345

Дата	J. D. 2441000+	$p\pm\sigma_p$ (%)	$\theta\pm\sigma_\theta$	$\frac{n_{об}}{n_ф}$	B	$F\cdot10^{26}$ эрг/сек·см²·гц	$F_p\cdot10^{28}$ эрг/сек·см²·гц
26—27.5.71	098.5	3.5±1.1	46°±8	0.5	$15^m.57$	2.7	9.4
21—22.7.71	154.5	3.8±1.5	39±11	0.5	15.75	2.3	8.7
29—30.7.71	162.5	1.6±0.5	66±9	0.8	15.16	4.0	6.4
19—20.8.71	183.5	2.8±1.5:	46±13:	1.3*	15.94	1.9	5.3
28—29.8.71	192.5	2.6±1.4	54±15	0.5	15.73	2.3	6.0

* Наблюдение сделано с диафрагмой 13" (остальные с диафрагмой 26").

В [10] найдено, что поляризация имеется и при минимальном блеске квазара, причем величина поляризованного потока в цвете B в это время составляет около 4×10^{-28} *эрг/сек·см²·гц*. Значения поляризованного потока, приведенные в восьмом столбце табл. 5, заметно превышают эту величину (при нахождении их мы воспользовались тем, что степень поляризации у 3С 345 не зависит от длины волны [10]). Это указывает, что излучение, ответственное за увеличение блеска 3С 345 в 1971 г., поляризовано. Для проведения более детального рассмотрения необходимо иметь более обширные и точные наблюдательные данные.

Ленинградский государственный
университет

POLARIMETRIC OBSERVATIONS OF COMPACT EXTRAGALACTIC OBJECTS

M. K. BABADZHANIANTS, V. A. HAGEN-THORN

The results are given of the polarimetric observations made in 1971—1972 of nuclei Seyfert galaxies, N-galaxies 3C 371 and 3C 390.3 and QSS 3C 345. The variations of the parameters of polarization for the last three objects are compared with brightness variations. For 3C 371 the existence of detailed correlation between the variations of the degree of polarization and brightness in August 1972 is established. The degree of polarization of the variable component is found to be equal to 14.4%. For 3C 390.3 all available data on polarization and brightness show that there is a correlation on a time-scale of years. The degree of polarization of the variable component (3.7%) and general behaviour of polarization strongly resemble those of NGC 4151. By its optical properties 3C 390.3 seems to be closer to Seyfert galaxies rather than to 3C 371.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. А. Домбровский, В. А. Гаген-Торн*, Астрофизика, 4, 409, 1968.
2. *В. А. Домбровский, М. К. Бабаджанянц, В. А. Гаген-Торн, С. М. Гуткевич*, Астрофизика, 7, 417, 1971.
3. *М. К. Бабаджанянц, В. А. Гаген-Торн, В. М. Лютый*, Астрофизика, 8, 509, 1972.
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. *M. V. Penston, M. J. Penston*, M. N., 162, 109, 1973.
7. *A. Sandage*, Ap. J., 145, 1, 1956.
8. *E. M. Burbidge, G. R. Burbidge*, Ap. J., 163, L21, 1971.
9. *T. D. Kinman, E. Lamla, T. Ciurla, E. Harlan, C. A. Wirtanen*, Ap. J., 152, 357, 1968.
10. *N. Visvanathan*, Ap. J., 179, 1, 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 АВГУСТ, 1975 ВЫПУСК 3

УЛЬТРАФИОЛЕТОВАЯ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ГРУППЫ ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД В ПАРУСАХ

Г. А. ГУРЗАДЯН, Р. Х. ОГАНЕСЯН

Поступила 10 ноября 1974
Пересмотрена 22 января 1975

Приведены результаты измерений 62 ультрафиолетовых спектрограмм, полученных с помощью „Ориона-2" для группы из 12-и горячих звезд класса B в Парусах. Найденные из наблюдений и исправленные за эффект межзвездного селективного поглощения распределения энергии в непрерывных спектрах этих звезд в интервале длин волн 3700—2200 Å хорошо согласуются с теорией.

Представлены наблюдаемые, а также исправленные за влияние межзвездного ионизованного магния величины эквивалентных ширин ультрафиолетового дублета 2800 Mg II для исследуемых звезд.

1. Наблюдения. В период проведения внеатмосферных наблюдений с помощью космической обсерватории «Орион-2» [1] были получены ультрафиолетовые спектрограммы, в области длин волн короче 3000 Å, для группы горячих звезд класса B, находящейся на южной полусфере неба, в созвездии Парусов, в окрестностях звезды λ Vel. Список 12-и из этой группы звезд, изученных в первую очередь, приведен в табл. 1 с указанием, в частности, количества обработанных спектрограмм n. Спектры получены на фотопленке Кодак 103-0-UV с помощью менискового телескопа и объективной призмы, с экспозицией около 15 сек.

Здесь следует сделать следующее замечание. Во время программной работы «Ориона-2» на некоторых витках орбиты имели место случайные расстройства следящей системы по одной из трех осей, к счастью, чаще всего по оси, перпендикулярной дисперсии. Обычно режим «расстройства» сохранялся в течение данного витка орбиты и мог исчезнуть на следующем витке. Само расстройство заключалось в скачкообразном и ритмичном изменении положения оси стабилизации и кратковременной, но вполне устойчивой остановке всей системы в этом положении в течение 10—15 сек. В результате для одной и той же звезды мы имели на кадре большое количество узких, шириною около 0.1 мм, спектрограмм, расположенных строго параллельно друг другу и на одинаковых расстояниях друг от друга. Эффек-

Таблица 1

СПИСОК ИЗУЧЕННЫХ ЗВЕЗД

Звезда	α_{1950}	δ_{1950}	V	Спектр	r (пс)	n
HD 76838	8^h55^m3	−43 54	7.31	B3 V	430	3
76898	8 55.7	−44 05	7.39	B5 V(B3)	500	7
77320	8 58.5	−42 59	6.08	B2−3 Ve	290	4
77475	8 59.4	−41 40	5.54	B5 V	190	15
78616	9 05.9	−44 26	6.78	B1	700	4
79186	9 09.2	−44 39	5.00	B3 Ia	1400	7
79416	9 10.5	−43 38	5.56	B8 V	200	4
79694	9 12.2	−43 56	5.84	B6 IV	190	2
79735	9 12.4	−43 01	5.24	B4 V	180	7
79900	9 13.4	−45 20	6.24	A0	140	5
80205	9 15.1	−44 48	6.73	A0	140	1
SAO 221041	9 16.2	−45 26	7.2	B8	260	3

тивная экспозиция в таких случаях определялась нами, как правило, по известной полной продолжительности фотографирования данного кадра и полному количеству спектрограмм, зафиксированных для одной (яркой) звезды на этом кадре. В числе областей неба, экспонированных в таких условиях, оказалась и интересующая нас область вокруг λ Vel; для нее получены четыре кадра (F 53, F 54, F 55, F 56) с изображением многих сотен спектрограмм, часть которых и была использована в настоящей работе. На рис. 1 приведены образцы микрофотометрических записей этих спектров для двух из изученных звезд, по две записи на каждую звезду.

Денситометрические записи спектров сняты на микрофотометре МФ-4. Сама обработка спектрограмм произведена обычным способом. Остальные подробности, касающиеся, в частности, калибровки аппаратуры и стандартизации фотопленки, приведены в [2, 3].

2. Распределение энергии в непрерывном спектре. Для указанных в табл. 1 звезд всего были обработаны 62 спектрограммы. Измерения их непрерывных спектров с коротковолновой стороны были доведены до 2400 А, иногда до 2200 А. Результатом спектрофотометрических измерений явилось нахождение наблюдаемого распределения энергии, то есть величины относительной интенсивности, выраженной в звездных величинах Δm_λ, на дан-

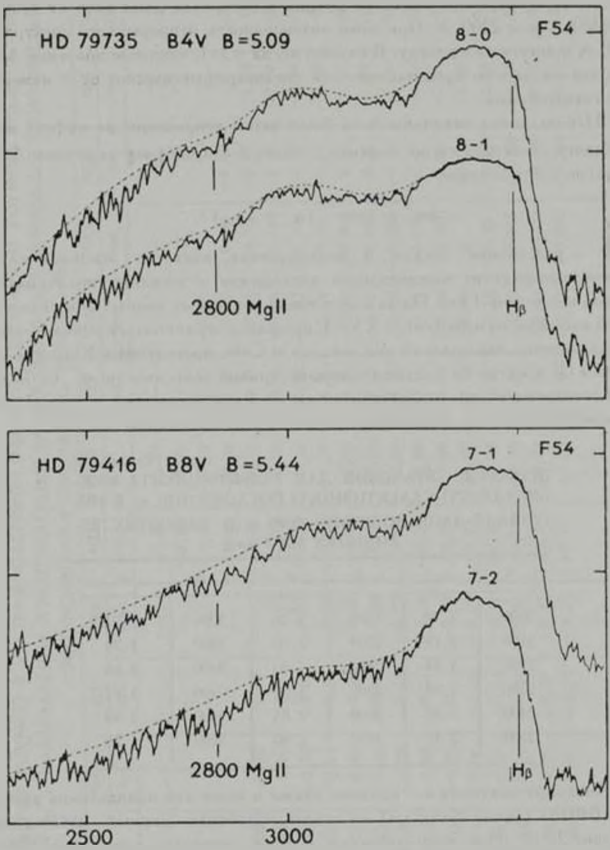


Рис. 1. Образцы микрофотометрических записей ультрафиолетовых спектров звезд HD 79735 и HD 77475, по два спектральных снимка для каждой звезды, полученных с помощью „Ориона-2".

ной волне непрерывного спектра звезды в интервале длин волн от 3700 А до 2400 А или 2200 А. При этом интенсивность непрерывного спектра на 3200 А принята за единицу. В случае, когда $n > 1$, числовое значение Δm_λ для данной звезды представлено как среднеарифметическое от n измеренных спектрограмм.

Наблюдаемые величины Δm_λ были затем исправлены за эффект межзвездного селективного поглощения, то есть были найдены величины Δm_λ^* согласно соотношению:

$$\Delta m_\lambda^* = \Delta m_\lambda - (a_\lambda - a_{3200})\, r, \tag{1}$$

где r — расстояние звезды в килопарсеках взято в основном из [4], a_λ — коэффициент межзвездного поглощения в звездных величинах на данной волне и на 1 *кпс*. Из-за отсутствия конкретных данных для интересующей нас области неба (около λ Vel), пришлось ограничиться использованием результатов наблюдений над звездой α Cam, проведенных Блесом и Саваджем [5]. Снятые из среднесглаженной кривой зависимости a_λ от λ для этой звезды величины a_λ, рассчитанные на 1 кпс, приведены в табл. 2. Эти данные были использованы нами при нахождении величины Δm_λ^*.

Таблица 2

ПРИНЯТЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ДЛЯ КОЭФФИЦИЕНТА МЕЖЗВЕЗДНОГО СЕЛЕКТИВНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ a_λ В ИНТЕРВАЛЕ ДЛИН ВОЛН 3700—2000 А (В ЗВЕЗДНЫХ ВЕЛИЧИНАХ НА 1 *кпс*)

λ, A	a_λ	λ, A	a_λ	λ, A	a_λ
2000	2^m80	2600	2^m20	3200	1^m75
2100	3.15	2700	2.10	3300	1.70
2200	3.24	2800	2.00	3400	1.66
2300	3.00	2900	1.92	3500	1.62
2400	2.60	3000	2.85	3600	1.60
2500	2.35	3100	1.80	3700	1.56

Числовые значения a_λ найдены также и нами для направления звезды SAO 040183 (около Капеллы) на основе обработки данных наблюдений «Ориона-2» [6]. При этом значения a_λ для интервала длин волн 3700—2500 А оказались совпадающими со значениями a_λ, данными Блесом и Саваджем. Более того, найденные в обоих случаях зависимости a_λ от λ хорошо представляются законом вида $a_\lambda \sim \lambda^{-1}$ в указанном выше интервале длин волн. Отсюда мы можем сделать заключение, что, во-первых, закон межзвездного поглощения в ультрафиолете по крайней мере в двух направлениях — Возничего и α Cam и до расстояний 1000 *парсек* один и тот

Таблица 3

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ В УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА 12-И ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД В ПАРУСАХ: Δm_i И Δm_i^* — НАБЛЮДАЕМЫЕ И ИСПРАВЛЕННЫЕ ЗА МЕЖЗВЕЗДНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ (ПРИНЯТА Δm (3200 Å) = 0)

λ	HD 76838		HD 76898		HD 77320		HD 77475		HD 79186		HD 79416	
Å	Δm_i	Δm_i^*	Δm_i	Δm_i^*	Δm_i	Δm_i^*	Δm_i	Δm_i^*	Δm_i	Δm_i^*	Δm_i	Δm_i^*
2200	—	—	—	—	−0.70	−1.15	—	—	—	—	—	—
2250	—	—	—	—	−0.68	−1.10	—	—	—	—	—	—
2300	—	—	—	—	−0.65	−1.02	−0.40	−0.65	—	—	—	—
2350	—	—	—	—	−0.65	−0.96	−0.35	−0.56	+0.50	−0.96	—	—
2400	−0.60	−0.96	−0.70	−1.12	−0.68	−0.92	−0.43	−0.60	+0.31	−0.87	−0.55	−0.72
2450	−0.60	−0.91	−0.70	−1.06	−0.73	−0.93	−0.50	−0.64	+0.15	−0.85	−0.70	−0.83
2500	−0.52	−0.78	−0.67	−0.97	−0.73	−0.90	−0.55	−0.67	+0.10	−0.73	−0.63	−0.72
2600	−0.45	−0.64	−0.53	−0.75	−0.63	−0.75	−0.50	−0.59	−0.04	−0.67	−0.48	−0.54
2700	−0.35	−0.50	−0.50	−0.67	−0.48	−0.58	−0.35	−0.42	−0.075	−0.56	−0.40	−0.45
2800	−0.25	−0.36	−0.30	−0.43	−0.23	−0.30	−0.25	−0.30	−0.050	−0.38	−0.25	−0.28
2900	−0.10	−0.17	−0.18	−0.26	−0.10	−0.15	−0.10	−0.13	−0.050	−0.29	−0.13	−0.16
3000	−0.04	−0.08	−0.11	−0.16	−0.05	−0.08	−0.10	−0.12	−0.035	−0.17	−0.11	−0.12
3100	−0.03	−0.05	−0	−0.03	−0.03	−0.04	−0.03	−0.04	−0.010	−0.08	−0.04	−0.06
3300	+0.06	+0.08	+0.06	+0.09	+0.05	+0.07	+0.08	+0.09	0	+0.10	+0.09	+0.10
3400	+0.14	+0.18	+0.14	+0.19	+0.11	+0.14	+0.17	+0.18	+0.03	+0.155	+0.18	+0.21
3500	+0.24	+0.29	+0.24	+0.30	+0.19	+0.24	+0.29	+0.32	+0.065	+0.245	+0.23	+0.25
3600	+0.40	+0.46	+0.35	+0.42	+0.28	+0.33	+0.41	+0.44	+0.055	+0.260	+0.20	+0.23
3700	+0.42	+0.50	+0.25	+0.34	+0.25	+0.32	+0.49	+0.52	+0.050	+0.310	+0.07	+0.11

Таблица 3 (продолжение

λ	HD 78616		HD 79694		HD 79735		HD 79900		HD 80205		SAO 221041	
A	Δm_λ	Δm_λ^*	Δm_λ	Δm_λ^*	Δm_λ	Δm_λ^*	Δm_λ	Δm_λ^*	Δm_λ	Δm_λ^*	Δm_λ	Δm_λ^*
2250	—	—	—	—	−0.75	−0.98	—	—	—	—	—	—
2300	−0.40	−1.28	—	—	−0.72	−0.94	—	—	—	—	—	—
2350	−0.43	−1.16	−0.62	−0.83	−0.75	−0.97	—	—	—	—	—	—
2400	−0.48	−1.07	−0.65	−0.82	−0.75	−0.96	−0.33	−0.45	—	—	—	—
2450	−0.57	−1.08	−0.61	−0.75	−0.72	−0.94	−0.41	−0.51	—	—	—	—
2500	−0.62	−1.03	−0.62	−0.74	−0.68	−0.78	−0.37	−0.45	−0.01	−0.11	−0.40	−0.56
2600	−0.53	−0.94	−0.50	−0.59	−0.60	−0.68	−0.24	−0.30	−0.01	−0.07	−0.29	−0.41
2700	−0.35	−0.60	−0.42	−0.49	−0.45	−0.51	−0.23	−0.28	−0.03	−0.08	−0.22	−0.31
2800	−0.21	−0.39	−0.35	−0.40	−0.33	−0.37	−0.25	−0.28	−0.035	−0.07	−0.19	−0.26
2900	−0.04	−0.16	−0.24	−0.27	−0.23	−0.26	−0.24	−0.26	−0.040	−0.07	−0.14	−0.18
3000	−0.05	−0.12	−0.18	−0.20	−0.14	−0.16	−0.10	−0.12	−0.025	−0.04	−0.06	−0.09
3100	−0.03	−0.06	−0.07	−0.08	−0.09	−0.11	−0.06	−0.07	−0.06	−0.07	−0.01	−0.03
3300	+0.05	+0.09	+0.10	+0.11	+0.12	+0.13	+0.07	+0.08	+0.025	+0.04	+0.06	+0.07
3400	+0.16	+0.23	+0.17	+0.19	+0.23	+0.15	+0.06	+0.08	+0.040	+0.06	+0.12	+0.14
3500	+0.25	+0.34	+0.19	+0.22	+0.32	+0.35	−0.03	0.00	+0.055	+0.08	+0.20	+0.24
3600	+0.42	+0.52	—	—	+0.41	+0.44	−0.21	−0.18	+0.00	+0.03	+0.25	+0.30
3700	+0.60	+0.70	+0.27	+0.32	+0.43	+0.46	—	—	—	—	—	—

же и, во-вторых, этот закон до 2500 А не отличается от того, что мы имели в случае обычного оптического диапазона.

С использованием данных табл. 2 и известных расстояний изучаемых нами звезд найдены величины Δm^*_λ, которые приведены, наряду с Δm_λ, в табл. 3 в зависимости от длины волны и для каждой звезды в отдельности. Были рассчитаны также среднеквадратичные ошибки для одного определения Δm_λ: она оказалась равной 0^m10-0^m15 или порядка 10—15% на разных участках длин волн от 2300 А до 3300 А.

С целью сравнения результатов наших наблюдений с теорией, найденные величины Δm_λ и Δm^*_λ нанесены на рис. 2 и 3 наряду с теоретическими кривыми распределения непрерывного спектра, построенными по данным Михаласа [7] при заданной эффективной температуре фотосферического излучения исследуемой звезды и при $\lg g = 4.0$.

Представленные на рис 2 и 3 результаты и их сопоставление с теорией позволяют сделать ряд интересных выводов.

Прежде всего, найденные непосредственно из наблюдений распределения энергии в непрерывных спектрах исследуемых звезд (кружки) существенно отличаются от теоретически ожидаемых распределений. При этом расхождение между наблюдениями и теорией тем значительнее, чем больше расстояние звезды от нас, и оно исчезает почти полностью, когда звезда расположена совсем недалеко от нас. Примером первого случая может служить звезда HD 76616 ($r = 700$ *пс*) и в особенности HD 79186 ($r = 1400$ *пс*), примером второго — HD 79416, HD 79694 или HD 80205, расстояние которых порядка 100—200 *пс*.

Однако картина резко меняется, когда принимается во внимание действие межзвездного селективного поглощения. С учетом этого эффекта найденное из наблюдений распределение энергии в непрерывном спектре изученных нами звезд уже находится в согласии с теорией, по крайней мере до 2400—2200 А. Особенно примечательна в этом отношении уже упоминавшаяся звезда HD 79186, для которой все точки ложатся на теоретической кривой почти без отклонений. Также обстоит дело и в случаях звезд HD 79735, 79694, 80205 и т. д.

Хорошее согласие наблюдений с теорией позволяет устранить некоторые разногласия, существующие в оценках спектрального класса или расстояний той или иной звезды. Например, по одним определениям звезда HD 79186 принадлежит к спектральному классу B5 Ia при расстоянии 1600 *пс* [4], а по другим определениям она должна быть типа B3 Ia, а расстояние — 1400 *пс* [8, 9]. Наши измерения лучше согласуются со вторым определением. Также обстоит дело и со звездою HD 76898; по одним оценкам ее спектр должен быть B5, по другим — B3 [12], а по нашим данным хорошее согласие наблюдений с теорией получается, если принять ее спектр B3.

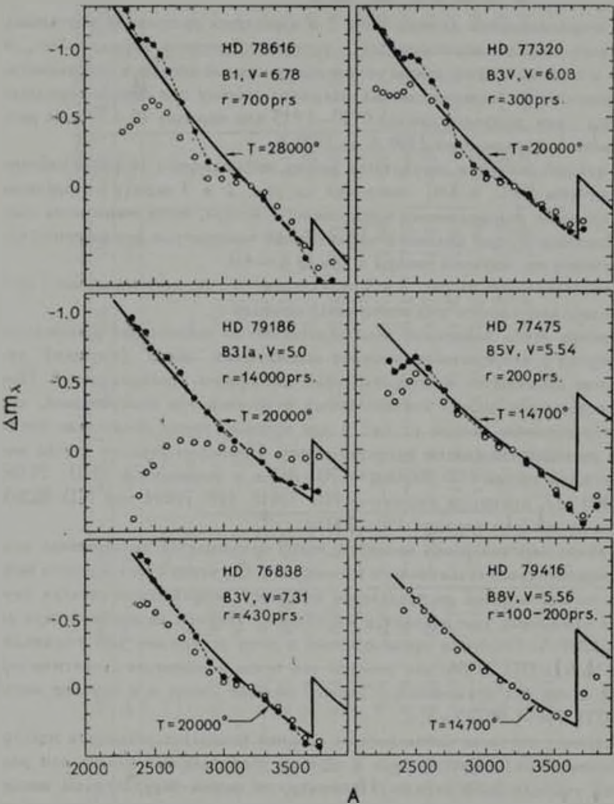


Рис. 2. Наблюдаемые (кружки) и исправленные (точки) за эффект межзвездного селективного поглощения распределения энергии в спектрах шести B звезд в Парусах. Сплошные кривые — теория.

Еще один пример. В каталогах есть указание о принадлежности звезды HD 79900 к спектральному классу A0. Между тем, найденное нами распределение энергии в ультрафиолете этой звезды указывает скорее всего на ее принадлежность к классу B8 с эффективной температурой 12600 K. Кстати, класс B8 лучше соответствует также известным цветовым характеристикам этой звезды (B—V=—0.08, U—B=—0.26) [12].

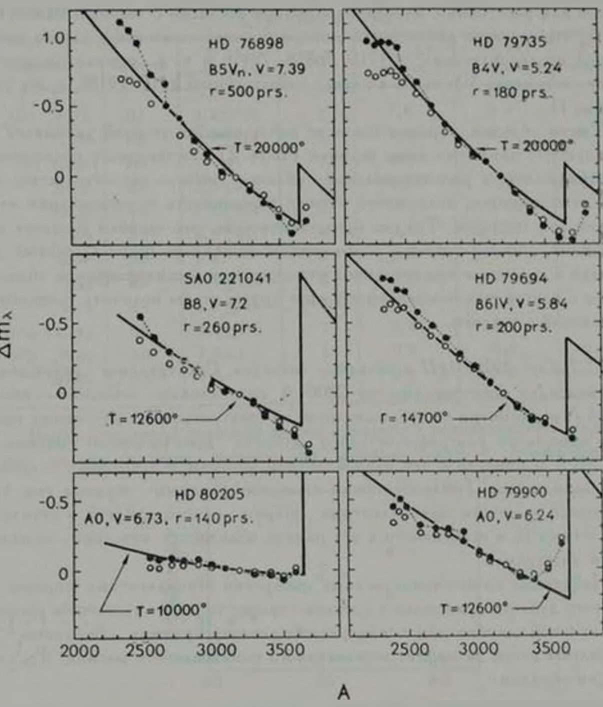


Рис. 3. Наблюдаемые (кружки) и исправленные (точки) распределения энергии в спектрах четырех B и двух A0 звезд в Парусах. Сплошные линии — теория.

По-видимому, подлежит уточнению также расстояние звезды HD 76898; вероятно, оно должно быть не более 300 *пс* (взамен 500 *пс*), и при этом согласие наблюдений с теорией будет полное, если считать, что существующее оно должно быть, вероятно, не более 300 *пс* (взамен 500 *пс*), и при этом согласие наблюдений с теорией будет полное, если считать, что существующее r=500 *пс* при условии, что спектр звезды есть B1 ($T_{эфф}$ =28000°K).

Мы пришли к заключению, что для *нормальных* звезд, какими являются рассмотренные в настоящей статье объекты, наблюдаемое распределение энергии в их спектрах, с учетом возможных уточнений спектральных классов или расстояний, находится в полном согласии с теорией. Важно отметить, что согласие наблюдений с теорией имеет место как в случае звезд главной последовательности (HD 76838, 79416 и т. д., принадлежащие к классу светимости V), так и в случае сверхгигантов (HD 79186, класс светимости I).

Таким образом, хорошее согласие наблюдений с теорией указывает на правильность принятых нами величин (табл. 2) межзвездного поглощения в ультрафиолете в рассматриваемой области неба — обстоятельство, отнюдь немаловажное, если иметь в виду возможность использования этих величин и в будущем. Трудно представить себе, что ошибки в наших наблюдениях, с одной стороны, и возможные ошибки по части принятых допущений о характере межзвездного поглощения в рассматриваемой области неба — с другой, так компенсируют друг друга, чтобы получить совпадение наблюдений с теорией.

3. *Дублет 2800 MgII в звездных спектрах.* Спектральное разрешение «орионовских» спектрограмм на 2800 А сравнительно невысоко — около 20—24 А и, несмотря на это, выделение на спектрограммах изучаемых нами звезд известного ультрафиолетового дублета ионизованного магния — 2800 MgII и измерение его эквивалентной ширины в некоторых случаях стало возможным. Трудности были вызваны главным образом тем, что ожидаемые величины эквивалентных ширин самого дублета в спектрах звезд класса B, в особенности в его ранних подклассах, невелики—порядка одного ангстрема.

Найденные из непосредственных измерений эквивалентные ширины W для этого дублета приведены в третьем столбце табл. 4 с указанием среднеквадратичной ошибки при n измеренных спектрограммах. Величины W исправлены затем за эффект межзвездного ионизованного магния, W_0, следующим образом:

$$W_* = W - W_0 = W - 0.14\,\frac{r}{100}, \qquad (2)$$

где r — расстояние звезды в парсеках, 0.14 А — эквивалентная ширина дублета 2800 MgII, соответствующая одному прохождению непрерывного излучения звезды через облако ионизованного магния размером в 100 *пс* в диаметре [10]. Величины как самих W, так и исправленных эквивалентных ширин W_* приведены в двух предпоследних столбцах табл. 4. Наконец, в последнем столбце приведены величины теоретически ожидаемых эквивалентных ширин, W_t, для звезд разных спектральных классов (разных эффективных температур) по данным [10, 11].

Таблица 4

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ДУБЛЕТА 2800 MgII У ЗВЕЗД СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ B1—A0

Звезда	Спектр	W (Å) наблюдаем.	n	W_a (Å) межзв.	W_* (Å) исправл.	W_t (Å) теоретич.
HD 78616	B1	3.2 ± 0.8	4	1.0	2.2	0.544
77320	B2	2.7 ± 0.4	4	0.4	2.3	0.651
76838	B3	4	1	0.6	—	0.767
79186	B3	3.5 ± 0.7	3	2.0	1.5	0.767
79735	B4	2.1 ± 0.4	8	0.2	1.9	1.4
77475	B5	4.5 ± 0.7	3	0.3	4.2	1.8
76896	B5	5.4	1	0.7	4.7	1.8
7[illegible]694	B6	4.7 ± 1.3	2	0.3	4.4	2.1
79416	B8	5.6 ± 1.6	2	0.3	5.3	3.8
SAO 221041	B8	3.8 ± 0	2	0.4	3.4	3.8
HD 79500	A0	7.0 ± 1.5	4	0.2	6.8	5.4
80205	A0	4.0	1	0.2	3.8	5.4

Ввиду невысокой точности наших измерений эквивалентных ширин делать далеко идущие выводы из данных табл. 4 преждевременно.

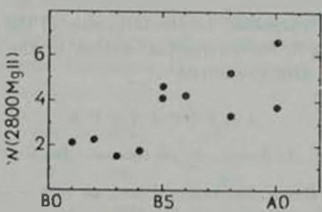


Рис. 4. Зависимость величины эквивалентных ширин ультрафиолетового дублета ионизованного магния 2800 Mg II от спектрального класса в интервале классов B0—A0.

Это относится, в частности, к расхождениям, которые обнаруживаются между наблюдаемыми величинами W (2800 MgII) для звезд ранних подклассов B и их теоретически ожидаемыми величинами, хотя подобные расхождения были обнаружены и раньше [10]. В одном случае, однако,— мы имеем в виду звезду HD 79735, класса B4,— согласие наблюдаемой величины W (2800) с теоретической вполне хорошее, и в этом случае мы имеем как раз наибольшее число измеренных спектрограмм ($n = 8$). Вместе с тем, заметна тенденция увеличения эквивалентных ширин 2800 MgII с переходом от ранних спектральных классов к поздним даже в пределах одного спектрального подкласса B0—A0 (рис. 4). Для звезд класса B8—A0 наблюдаемые величины W_λ (2800) оказались в согласии с теоретически ожидаемыми.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за интересное и разностороннее обсуждение настоящей работы, а также А. С. Акопяну за помощь, оказанную при измерениях спектрограмм.

Гарнийская лаборатория
космической астрономии

ULTRAVIOLET SPECTROPHOTOMETRY OF A GROUP OF HOT STARS IN VELA

G. A. GURZADYAN, R. KH. OHANESSYAN

The results of the measurements of the 62 ultraviolet spectrograms, obtained by means of „Orion-2“, for 12 B-type hot stars in Vela are given. The observed and corrected to the effect of interstellar selective absorption distributions of the energy in the continuous spectrum of the stars under examination are in good accordance with theory in the wavelength region 3700-2200 A.

Observed and corrected to the influence of the interstellar ionized magnesium 2800 Mg II, the equivalent widths of the ultraviolet doublet, for these stars are also presented.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г. А. Гурзадян, А. Л. Кашин, М. Н. Крмоян, Дж. Б. Оганесян,* Астрофизика, 10, № 2, 1974.
2. *Дж. Б. Оганесян,* Сообщ. Бюраканской обс., 48, 1975 (в печати).
3. *Г. А. Гурзадян,* Астрофизика, 10, 379, 1974.
4. *T. R. Lesh,* Astron. Astrophys., Suppl., 5, 129, 1972.
5. *R. C. Bless, B. D. Savage,* Ap. J., 176, 293, 1972.
6. *Г. А. Гурзадян,* Astron. Astrophys., 1975.
7. *D. Mihalas,* Ap. J., Suppl., 9, 321, 1965.
8. *R. M. Humphreys,* A. J., 75, 602, 1970.
9. *C. B. Stephenson, N. Sanduleak,* Publ. Warner and Swasey Obs., 1, No. 1, 1971.
10. *H. J. Lamers, K. A. van der Hucht, M. A. Snijders, N. Sakhibullin,* Astron. Astrophys., 25, 105, 1973.
11. *D. Mihalas,* Ap. J., 177, 115, 1972.
12. *A. W. J. Cousins, R. H. Stoy,* Roy. Obs. Bull. No. 64, 103, 1963.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 АВГУСТ, 1975 ВЫПУСК 3

УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ВОЗБУЖДЕНИЯ ЛЕНГМЮРОВСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПРИ РАСПАДНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

Р. Д. ЛОМАДЗЕ

Поступила 9 декабря 1974

Получена полная система уравнений для нелинейного переноса через плазменную среду электромагнитного излучения и возбуждения ленгмюровской турбулентности при распадном взаимодействии. Рассмотрен случай, когда частота излучения существенно превосходит плазменную электронную частоту. Предполагается, что как плазма, так и излучение и ленгмюровская турбулентность изотропны.

В книге В. Н. Цытовича [1] приведены общие кинетические уравнения, описывающие процесс распада электромагнитной волны на электромагнитную и плазменную волны. Уравнение для плазменных волн имеет следующий вид:

$$\frac{dN^{\sigma}_{\vec{k}}}{dt} = \frac{\partial N^{\sigma}_{\vec{k}}}{\partial t} + \vec{v}^{\sigma}_{gr}\frac{\partial N^{\sigma}_{\vec{k}}}{\partial \vec{r}} = \int \frac{d\vec{k}_1 d\vec{k}_2}{(2\pi)^6} w^{t\sigma}_{t}(\vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{k})\,(N^t_{\vec{k}_1} N^t_{\vec{k}_2} + N^t_{\vec{k}_1} N^{\sigma}_{\vec{k}} - N^t_{\vec{k}_2} N^{\sigma}_{\vec{k}}). \qquad (1)$$

Здесь и в дальнейшем мы пренебрегаем спонтанным эффектом излучения плазменных волн электромагнитными. Индекс σ обозначает моду плазменных колебаний, t — электромагнитное излучение, $\vec{k}$, $\vec{k}_1$ и $\vec{k}_2$ — волновые векторы соответственно плазменной и электромагнитных волн, N — плотности числа квантов (например, для плазменных волн

$N^{s} = \int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3} N^{s}_{\vec{k}}\Big)$, $w^{tl}_{t}(\vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{k})$ — вероятность распада электромагнитной волны с волновым вектором $\vec{k}_1$ на электромагнитную волну $\vec{k}_2$ и плазменную $\vec{k}$ в единицу времени. Интегрирование подразумевается по всем возможным $\vec{k}_1$ и $\vec{k}_2$. В (1) учитывается автоматически также слияние волн $\vec{k}_1$ с волной $\vec{k}$. Аналогичное уравнение для электромагнитных квантов выглядит так:

$$\frac{dN^{t}_{\vec{k}_1}}{dt} = \frac{\partial N^{t}_{\vec{k}_1}}{\partial t} + \vec{v}^{\,t}_{гр}\frac{\partial N^{t}_{\vec{k}_1}}{\partial \vec{r}} =$$

$$= \int \frac{d\vec{k}_2 d\vec{k}}{(2\pi)^6}\{-w^{tl}_{t}(\vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{k})(N^{t}_{\vec{k}_1}N^{t}_{\vec{k}_2} + N^{t}_{\vec{k}_1}N^{s}_{\vec{k}} - N^{t}_{\vec{k}_2}N^{s}_{\vec{k}}) + \tag{2}$$

$$+ w^{tl}_{t}(\vec{k}_2, \vec{k}_1, \vec{k})(N^{t}_{\vec{k}_2}N^{t}_{\vec{k}_1} - N^{t}_{\vec{k}_1}N^{s}_{\vec{k}} + N^{t}_{\vec{k}_2}N^{s}_{\vec{k}})\}.$$

Первая тройка слагаемых в правой части (2) описывает изменение $N^{t}_{\vec{k}_1}$ при переходе волн $\vec{k}_1$ в волны $\vec{k}_2$ с излучением волн $\vec{k}$, а вторая — с поглощением. Вероятности последнего процесса равны вероятностям распада волн $\vec{k}_2$ на волны $\vec{k}_1$ и $\vec{k}$.

Используя уравнение (1), Э. Н. Криворуцкий и В. Н. Цытович рассмотрели [2] возбуждение в плазме волн различных типов излучением. В частности, было показано, что наиболее эффективно генерируются ленгмюровские пульсации и что в ряде космических объектов с большой плотностью излучения уровень плазменной турбулентности должен быть высоким.

Целью настоящей работы является приведение уравнений (1) и (2) к виду, позволяющему применять их для исследования задачи о нелинейном переносе излучения с учетом ленгмюровских волн.

Описание распадного взаимодействия значительно упрощается при следующих предположениях. Во-первых, ограничимся случаем, когда влиянием магнитного поля на плазму можно пренебречь. Тогда, согласно [1], вероятность распада поперечной волны на поперечную и ленгмюровскую равна

$$w^{tl}_{t} = \frac{(2\pi)^6 \hbar e^2 \omega_{pe} k^2}{16\pi m_e^2 \omega\omega(k_2)}\left[1 + \frac{(\vec{k}_1, \vec{k}_2)^2}{k_1^2 k_2^2}\right]\delta(\vec{k}_1 - \vec{k}_2 - \vec{k})\,\delta[\omega - \omega(k_2) - \omega_{pe}],$$

где $\omega_{pe} = \sqrt{\dfrac{4\pi e^2 n_e}{m_e}}$ —плазменная электронная частота, равной которой мы принимаем частоту ленгмюровских волн (т. е. не учитываем теплового движения электронов), у частот электромагнитных волн опущен индекс t и обозначено $\omega = \omega(k_1)$. Во-вторых, допустим, что излучение и возбуждаемая им турбулентность изотропны по направлениям волновых векторов. Для описания изотропной плазменной турбулентности удобно пользоваться спектральной плотностью энергии, отнесенной к единичному интервалу волновых чисел $W_k^l = \dfrac{\hbar\omega_{pe}k^2}{2\pi^2}N_k^l$ $\left(\int dk\, W_k^l\right.$ — полная плотность энергии ленгмюровских пульсаций). Изотропное излучение будем характеризовать аналогичной величиной, рассчитанной, однако, на единичный частотный интервал $W_\omega^t = \dfrac{\hbar\omega^2}{\pi^2 c^3}\sqrt{\omega^2-\omega_{pe}^2}\,N_{k_1}^t$ (здесь использованы дисперсионное соотношение $\omega = \sqrt{\omega_{pe}^2 + c^2k_1^2}$ и тот факт, что электромагнитные кванты имеют два состояния поляризации). Ввиду того, что разные волны мы описываем различными функциями, у последних можно опустить индексы. В-третьих, рассмотрим излучение на частотах, много больших ленгмюровской частоты плазмы.

В ходе вычислений будем сохранять везде величины до второго порядка малости по ω_{pe}/ω включительно — именно такая степень точности оказывается необходимой в уравнении (2).

Хотя (1) уже было преобразовано в [2], мы приведем здесь соответствующие расчеты. Это представляется целесообразным, поскольку в указанной работе подробности счета отсутствуют, и часть вычислений для (2) аналогична.

Законы сохранения импульса и энергии в рассматриваемом распаде связывают углы между волновыми векторами излучающей и излучаемых волн следующим образом:

$$\cos\widehat{\vec{k}_1\vec{k}} = \frac{-\omega_{pe}^2 + 2\omega_{pe}\omega + c^2k^2}{2c\sqrt{\omega^2-\omega_{pe}^2}\,k},$$

$$\cos\widehat{\vec{k}_1\vec{k}_2} = \frac{-\omega_{pe}^2 - 2\omega_{pe}\omega + 2\omega^2 - c^2k^2}{2\sqrt{\omega^2-\omega_{pe}^2}\sqrt{\omega^2-2\omega_{pe}\omega}}.$$

Минимальная частота электромагнитных волн, способных излучать ленгмюровскую волну с данным волновым числом, есть

$$\omega_{min} = \frac{\omega_{pe}}{2}\left[1 + \sqrt{1 + \frac{c^2k^2}{\omega_{pe}^2}\left(1-\frac{\omega_{pe}^2}{c^2k^2}\right)^{-1}\left(1+\frac{\omega_{pe}^2}{c^2k^2}\right)^2}\,\right].$$

Такая электромагнитная волна излучает вперед и при этом изменяет направление своего распространения на обратное. Для $\omega > \omega_{min}$ излучение происходит под углом, тем большим, чем больше частота. Соответственно, с ростом ω уменьшается угол отдачи. Отметим, что ω_{min} представляет собой возрастающую функцию k. При $k \gg \omega_{pe}/c$ эта связь имеет простой вид:

$$\omega_{min} \approx \frac{ck}{2} \gg \omega_{pe}.$$

Наибольшему возможному значению волнового числа продольных плазмонов $\omega_{pe}/3v_{Te}$, определяемому затуханием Ландау, соответствует $\omega_{min}/_{max} = (c\omega_{pe}/6v_{Te})$.

При $\omega \gg \omega_{pe}$

$$\cos \hat{\vec{k}_1\vec{k}} = \frac{\omega_{pe}}{ck} + \frac{ck}{2\omega} - \frac{\omega_{pe}^2}{2c\omega k} + \frac{\omega_{pe}^2}{2\omega^2}\left(\frac{\omega_{pe}}{ck} + \frac{ck}{2\omega}\right), \tag{3}$$

$$\cos \hat{\vec{k}_1\vec{k}_2} = 1 - \frac{c^2k^2}{2\omega^2} - \frac{c^2\omega_{pe}k^2}{2\omega^3} + \frac{\omega_{pe}^2}{2\omega^2}\left(1 - \frac{2c^2k^2}{\omega^2}\right). \tag{4}$$

Подобно тому, как это делалось в [2], рассмотрим $k \gg \omega_{pe}/c$, т. е. ленгмюровские волны с малыми фазовыми скоростями. Тогда и (3) можно пренебречь первым слагаемым в скобках, а для $\cos \hat{\vec{k}_1\vec{k}_2}$ остается в силе соотношение (4) полностью.

Перейдем в (1) к спектральным плотностям энергии волн:

$$\frac{dW_k}{dt} = \frac{\pi^2c^6\omega_{pe}k^2}{2h}\int \frac{d\vec{k}_1 d\vec{k}_2}{(2\pi)^6} w_t^{tl}\left(1 + \frac{\omega_{pe}^2}{2\omega^2}\right)\frac{W_\omega}{\omega^3}\left[1 + \frac{\omega_{pe}^2}{2\omega^2(k_2)}\right]\frac{W_{\omega(k_2)}}{\omega^3(k_2)} +$$

$$+ \frac{\pi^2c^3}{h}\int \frac{d\vec{k}_1 d\vec{k}_2}{(2\pi)^6} w_t^{tl}\left\{\left(1 + \frac{\omega_{pe}^2}{2\omega^2}\right)\frac{W_\omega}{\omega^3} - \left[1 + \frac{\omega_{pe}^2}{2\omega^2(k_2)}\right]\frac{W_{\omega(k_2)}}{\omega^3(k_2)}\right\} W_k.$$

Рассмотрим первое слагаемое правой части этого уравнения. Интегрируя по $d\vec{k}_2$, выражая $d\vec{k}_1$ в сферических координатах и интегрируя по азимутальному углу, имеем

$$\frac{\pi^2c^3e^2\omega_{pe}^2k^4}{16\,m_e^2}\int \frac{d\omega W_\omega}{\omega^2}\, d\hat{\vec{k}_1\vec{k}} \sin\hat{\vec{k}_1\vec{k}}\,(1 + \cos^2 \hat{\vec{k}_1, \vec{k}_1 - \vec{k}})\,\delta[\omega - \omega(|\vec{k}_1 - \vec{k}|) - \omega_{pe}]\cdot$$

$$\cdot\left[1 + \frac{\omega_{pe}^2}{2\omega^2(|\vec{k}_1 - \vec{k}|)}\right]\frac{W_{\omega(|\vec{k}_1 - \vec{k}|)}}{\omega^3(|\vec{k}_1 - \vec{k}|)}.$$

Интегрируя по $d\hat{k}_1 k$ с учетом (3) и (4), получаем

$$\frac{\pi c^2\omega_{pe}^4 k^3}{32 m_e n_e}\int\limits_{\frac{ck}{2}}^{\infty}\frac{d\omega}{\omega^3(\omega-\omega_{pe})^3}\left(1+\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)\cdot$$

$$\cdot\left[1-\frac{c^2k^2}{2\omega^2}+\frac{c^4k^4}{8\omega^4}-\frac{c^2\omega_{pe}k^2}{2\omega^3}\left(1-\frac{c^2k^2}{2\omega^2}\right)+\right.$$

$$\left.+\frac{\omega_{pe}^2}{2\omega^2}\left(1-\frac{5c^2k^2}{2\omega^2}+\frac{5c^4k^4}{4\omega^4}\right)\right]W_\omega W_{\omega-\omega_{pe}}.$$

В этом выражении можно пренебречь членами порядка ω_{pe}/ω и ω_{pe}^2/ω^2 и, если зависимость W_ω от частоты не слишком резкая, принять $W_{\omega-\omega_{pe}}=W_\omega$.

Для второго и третьего слагаемых вычисления, подобные описанным, приводят к следующему выражению:

$$\frac{\pi\omega_{pe}^3 k}{16\, c m_e n_e}\left\{\int\limits_{\frac{ck}{2}}^{\infty}\frac{d\omega}{\omega^3}\left|1-\frac{c^2k^2}{2\omega^2}+\frac{c^4k^4}{8\omega^4}-\frac{c^2\omega_{pe}k^2}{2\omega^3}\left(1-\frac{c^2k^2}{2\omega^2}\right)+\right.\right.$$

$$\left.+\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\left(1-\frac{3c^2k^2}{2\omega^2}+\frac{11c^4k^4}{16\,\omega^4}\right)\right|W_\omega-$$

$$-\int\limits_{\frac{ck}{2}}^{\infty}\frac{d\omega}{(\omega-\omega_{pe})^3}\left|1-\frac{c^2k^2}{2\omega^2}+\frac{c^4k^4}{8\omega^4}-\frac{c^2\omega_{pe}k^2}{2\omega^3}\left(1-\frac{c^2k^2}{2\omega^2}\right)+\right.$$

$$\left.\left.+\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\left(1-\frac{3c^2k^2}{2\omega^2}+\frac{11c^4k^4}{16\,\omega^4}\right)\right|W_{\omega-\omega_{pe}}\right\}W_k.$$

Второй интеграл в фигурных скобках можно представить в виде суммы интегралов от $\omega_{\min}$ до ∞ и от $\omega_{\min}-\omega_{pe}$ до $\omega_{\min}$ от выражения

$$\frac{1}{\omega^3}\left|1-\frac{c^2k^2}{2\omega^2}+\frac{c^4k^4}{8\omega^4}+\frac{c^2\omega_{pe}k^2}{2\omega^3}\left(1-\frac{c^2k^2}{2\omega^2}\right)+\right.$$

$$\left.+\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\left(1-\frac{3c^2k^2}{2\omega^2}+\frac{11c^4k^4}{16\,\omega^4}\right)\right|W_\omega.$$

Вычтем первый из этих интегралов из первого интеграла в фигурных скобках. Тогда имеем

$$-\left\{\frac{\pi c\omega_{pe}^4 k^3}{16\, m_e n_e}\int\limits_{\frac{ck}{2}}^{\infty}\frac{d\omega}{\omega^6}\left(1-\frac{c^2k^2}{2\omega^2}\right)W_\omega+\frac{\pi\omega_{pe}^3 k}{16\, c m_e n_e}\int\limits_{\frac{ck}{2}-\omega_{pe}}^{\frac{ck}{2}}\frac{d\omega}{\omega^3}\cdot\right.$$

$$\cdot\left[1-\frac{c^2k^2}{2\omega^2}+\frac{c^4k^4}{8\omega^4}+\frac{c^2\omega_{pe}k^2}{2\omega^3}\left(1-\frac{c^2k^2}{2\omega^2}\right)+\right.$$

$$\left.\left.+\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\left(1-\frac{3c^2k^2}{2\omega^2}+\frac{11c^4k^4}{16\omega^4}\right)\right]W_\omega\right\}W_k.$$

Ограничиваясь, как и раньше, лишь низшими по порядку малости неисчезающими членами, отбросим в последнем интеграле величины, содержащие ω_{pe}/ω и ω_{pe}^2/ω^2.

Собирая выражения, полученные для отдельных слагаемых правой части уравнения (1), запишем его окончательно:

$$\frac{dW_k}{dt}=\frac{\pi c^2\omega_{pe}^4 k^4}{32 m_e n_e}\int\limits_{\frac{ck}{2}}^{\infty}\frac{d\omega}{\omega^8}\left(1-\frac{c^2k^2}{2\omega^2}+\frac{c^4k^4}{8\omega^4}\right)W_\omega^2-$$

$$-\left[\frac{\pi c\omega_{pe}^4 k^3}{16 m_e n_e}\int\limits_{\frac{ck}{2}}^{\infty}\frac{d\omega}{\omega^6}\left(1-\frac{c^2k^2}{2\omega^2}\right)W_\omega+\right.$$

$$\left.+\frac{\pi\omega_{pe}^3 k}{16 c m_e n_e}\int\limits_{\frac{ck}{2}-\omega_{pe}}^{\frac{ck}{2}}\frac{d\omega}{\omega^3}\left(1-\frac{c^2k^2}{2\omega^2}+\frac{c^4k^4}{8\omega^4}\right)W_\omega\right]W_k.^*$$

Преобразуем уравнение (2).

Электромагнитная волна данной частоты $\omega\gg\omega_{pe}$ не может возбуждать ленгмюровские пульсации с $k>\frac{2\omega}{c}\left(1-\frac{\omega_{pe}}{2\omega}-\frac{\omega_{pe}^2}{2\omega^2}\right)$. Это значение следует сравнить с наибольшей допустимой величиной волнового числа для ленгмюровских волн $\omega_{pe}/3v_{Te}$. Если первое из них

* Это соотношение не полностью совпадает с соответствующим результатом [2], а именно, первое слагаемое правой части (5) меньше в четыре раза, первый член в квадратных скобках больше в 4^{-2} раз, а второй, помимо того, что там же отличается множителем $8\pi^2$, содержит другую функцию в скобках под знаком интеграла.

меньше, т. е. если $\omega < (c\omega_{pe}/6v_{Te})$, то максимальное возможное k в рассматриваемом процессе $k_{max} = \frac{2\omega}{c}\left(1 - \frac{\omega_{pe}}{2\omega} - \frac{\omega_{pe}^2}{2\omega^2}\right)$. Соответствующая продольная волна излучается вперед, и волновой вектор электромагнитной волны поворачивается на угол π. При $k < k_{max}$ угол излучения тем больше, а угол отдачи тем меньше, чем меньше k. Если же выполнено обратное неравенство, т. е. $\omega > (c\omega_{pe}/6v_{Te})$, то распад для $\widehat{\vec{k}_1\vec{k}} = 0$, $\widehat{\vec{k}_1\vec{k}_2} = \pi$ невозможен. В этом случае $k_{max} = \omega_{pe}/3v_{Te}$, что соответствует испусканию ленгмюровского кванта под углом тем большим, чем больше ω. При увеличении частоты угол $\widehat{\vec{k}_1\vec{k}_2}$ уменьшается.

Разрешенные k тянутся до значения ω_{pe}/c. Для $k \gtrsim \omega_{pe}/c$ второй член в скобках в соотношении (3), а также третье слагаемое и второй член в скобках в (4) можно отбросить.

Для последних трех слагаемых правой части уравнения (2), соответствующих слиянию волны ω с плазменными колебаниями, вместо (3) и (4) имеют место

$$\cos\widehat{\vec{k}_1\vec{k}} = \frac{\omega_{pe}}{ck} - \frac{ck}{2\omega} + \frac{\omega_{pe}^2}{2c\omega k} + \frac{\omega_{pe}^2}{2\omega^2}\left(\frac{\omega_{pe}}{ck} - \frac{ck}{2\omega}\right),$$

$$\cos\widehat{\vec{k}_1\vec{k}_2} = 1 - \frac{c^2k^2}{2\omega^2} + \frac{c^2\omega_{pe}k^2}{2\omega^3} + \frac{\omega_{pe}^2}{2\omega^2}\left(1 - \frac{2c^2k^2}{\omega^2}\right).$$

При этом в случае $\omega < c\omega_{pe}/6v_{Te}$ максимальное разрешенное k имеет несколько большую величину, чем для распада. Действительно, указанный процесс слияния является обратным по отношению к распаду волны $\omega + \omega_{pe}$, при котором предельное значение k равно $\frac{2\omega}{c}\left(1 + \frac{\omega_{pe}}{2\omega} - \frac{\omega_{pe}^2}{2\omega^2}\right)$. Для $\omega > \frac{c\omega_{pe}}{6v_{Te}}$ такого различия не будет, поскольку ленгмюровских пульсаций с $k > (\omega_{pe}/3v_{Te})$ все равно не существует.

В соответствии со сказанным введем k_{max}, которое в случае $\omega < \frac{c\omega_{pe}}{6v_{Te}}$ равно $\frac{2\omega}{c}\left(1 + \frac{\omega_{pe}}{2\omega} - \frac{\omega_{pe}^2}{2\omega^2}\right)$, а в противоположном — $\frac{\omega_{pe}}{3v_{Te}}$. Тогда результат вычислений для (2), аналогичных тем, что были приведены выше, можно записать для обоих случаев так:

$$\frac{dW_\omega}{dt} = -\frac{\pi c^2\omega_{pe}^2}{16\, m_e n_e \omega^5}\int\limits_{\frac{\omega_{pe}}{c}}^{k_{\max}} dk\,k^3\Big[1-\frac{c^2k^2}{2\omega^2}+\frac{c^4k^4}{8\omega^4}+\frac{3\omega_{pe}}{\omega}\Big(1-\frac{2c^2k^2}{3\omega^2}+\frac{5c^4k^4}{24\omega^4}\Big)+$$

$$+\frac{15\,\omega_{pe}^2}{2\omega^2}\Big(1-\frac{5c^2k^2}{6\omega^2}+\frac{3c^4k^4}{10\,\omega^4}\Big)\Big]W_\omega W_{\omega-\omega_{pe}}-$$

$$-\frac{\pi\omega_{pe}^2}{8cm_e n_e\omega^2}\int\limits_{\frac{\omega_{pe}}{c}}^{k_{\max}} dk\,k\Big[1-\frac{c^2k^2}{2\omega^2}+\frac{c^4k^4}{8\omega^4}-\frac{c^2\omega_{pe}k^2}{2\omega^3}\Big(1-\frac{c^2k^2}{2\omega^2}\Big)+$$

$$+\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\Big(1-\frac{3c^2k^2}{2\omega^2}+\frac{11c^4k^4}{16\,\omega^4}\Big)\Big]W_k W_\omega+$$

$$+\frac{\pi\omega_{pe}^2}{8cm_e n_e\omega^2}\int\limits_{\frac{\omega_{pe}}{c}}^{k_{\max}} dk\,k\Big[1-\frac{c^2k^2}{2\omega^2}+\frac{c^4k^4}{8\omega^4}+\frac{3\omega_{pe}}{\omega}\Big(1-\frac{2c^2k^2}{3\omega^2}+\frac{5c^4k^4}{24\omega^4}\Big)+$$

$$+\frac{7\omega_{pe}^2}{\omega^2}\Big(1-\frac{6c^2k^2}{7\omega^2}+\frac{5c^4k^4}{16\,\omega^4}\Big)\Big]W_k W_{\omega-\omega_{pe}}+$$

$$+\frac{\pi c^2\omega_{pe}^2}{16m_e n_e\omega^5}\int\limits_{\frac{\omega_{pe}}{c}}^{k'_{\max}} dk\,k^3\Big[1-\frac{c^2k^2}{2\omega^2}+\frac{c^4k^4}{8\omega^4}-\frac{3\omega_{pe}}{\omega}\Big(1-\frac{2c^2k^2}{3\omega^2}+\frac{5c^4k^4}{24\omega^4}\Big)+$$

$$+\frac{15\,\omega_{pe}^2}{2\omega^2}\Big(1-\frac{5c^2k^2}{6\omega^2}+\frac{3c^4k^4}{10\omega^4}\Big)\Big]W_\omega W_{\omega+\omega_{pe}}-$$

$$-\frac{\pi\omega_{pe}^2}{8cm_e n_e\omega^2}\int\limits_{\frac{\omega_{pe}}{c}}^{k'_{\max}} dk\,k\Big[1-\frac{c^2k^2}{2\omega^2}+\frac{c^4k^4}{8\omega^4}+\frac{c^2\omega_{pe}k^2}{2\omega^3}\Big(1-\frac{c^2k^2}{2\omega^2}\Big)+$$

$$+\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\Big(1-\frac{3c^2k^2}{2\omega^2}+\frac{11c^4k^4}{16\,\omega^4}\Big)\Big]W_k W_\omega+$$

$$+\frac{\pi\omega_{pe}^2}{8cm_e n_e\omega^2}\int\limits_{\frac{\omega_{pe}}{c}}^{k'_{\max}} dkk\left|1-\frac{c^2k^2}{2\omega^2}+\frac{c^4k^4}{8\omega^4}-\frac{3\omega_{pe}}{\omega}\left(1-\frac{2c^2k^2}{3\omega^2}+\frac{5c^4k^4}{24\omega^4}\right)+\right.$$

$$\left.+\frac{7\omega_{pe}^2}{\omega^2}\left(1-\frac{6c^2k^2}{7\omega^2}+\frac{5c^4k^4}{16\omega^4}\right)\right|W_k W_{\omega+\omega_{pe}}.$$

Рассмотрим случай $\omega<(c\omega_{pe}/6v_{Te})$.

Сумма членов, содержащих W_k, преобразуется к виду:

$$\frac{\pi\omega_{pe}^2}{16\,cm_e n_e\omega^2}\left\{\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right|12\int\limits_{\frac{\omega_{pe}}{c}}^{k_{\max}} dkk\left(1-\frac{3c^2k^2}{4\omega^2}+\frac{c^4k^4}{4\omega^4}\right)W_k W_\omega-$$

$$-6\int\limits_{\frac{\omega_{pe}}{c}}^{k_{\max}} dkk\left(1-\frac{2c^2k^2}{3\omega^2}+\frac{5c^4k^4}{24\omega^4}\right)W_k\omega\frac{\partial W_\omega}{\partial\omega}+$$

$$+\int\limits_{\frac{\omega_{pe}}{c}}^{k_{\max}} dkk\left(1-\frac{c^2k^2}{2\omega^2}+\frac{c^4k^4}{8\omega^4}\right)W_k\omega^2\frac{\partial^2 W_\omega}{\partial\omega^2}\left.\vphantom{\int}\right|+$$

$$\left.+\frac{\omega_{pe}}{\omega}\int\limits_{k_{\max}}^{k'_{\max}} dkk\left(1-\frac{c^2k^2}{2\omega^2}+\frac{c^4k^4}{8\omega^4}\right)W_k\omega^4\frac{\partial}{\partial\omega}\left(\frac{W_\omega}{\omega^3}\right)\right\}.$$

Необходимая степень точности будет достигнута, если в первых трех интегралах для $k_{\max}$ ограничиться величиной $2\omega/c$, а в четвертом считать $k_{\max}=\frac{2\omega}{c}\left(1-\frac{\omega_{pe}}{2\omega}\right)$ и $k'_{\max}=\frac{2\omega}{c}\left(1+\frac{\omega_{pe}}{2\omega}\right)$. Здесь ввиду узости промежутка интегрирования можно вынести значение W_k при $k=2\omega/c$ за знак интеграла. Тогда последний легко вычисляется $\left(\frac{4\omega_{pe}\omega}{c^2}\right)$.

Первое и четвертое слагаемые правой части рассматриваемого уравнения дают

$$\frac{\pi c^3 \omega_{pe}^3}{16 m_e n_e \omega^3}\left(\frac{2\omega_{pe}}{\omega}\int\limits_{\frac{\omega_{pe}}{c}}^{k_{max}} dk k^3\left[-3\left(1-\frac{2c^2k^2}{3\omega^2}+\frac{5c^4k^4}{24\omega^4}\right)W_\omega+\right.\right.$$

$$\left.+\left(1-\frac{c^2k^2}{2\omega^2}+\frac{c^4k^4}{8\omega^4}\right)\omega\frac{\partial W_\omega}{\partial\omega}\right]+$$

$$+\int\limits_{k_{max}}^{k'_{max}} dk k^3\left\{\left(1-\frac{c^2k^2}{2\omega^2}+\frac{c^4k^4}{8\omega^4}\right)W_\omega+\right.$$

$$\left.\left.+\frac{\omega_{pe}}{\omega}\left[-3\left(1-\frac{2c^2k^2}{3\omega^2}+\frac{5c^4k^4}{24\omega^4}\right)W_\omega+\left(1-\frac{c^2k^2}{2\omega^2}+\frac{c^4k^4}{8\omega^4}\right)\omega\frac{\partial W_\omega}{\partial\omega}\right]\right\}\right).$$

Интегралы равны

$$\int\limits_0^{\frac{2\omega}{c}\left(1-\frac{\omega_{pe}}{2\omega}\right)} dk k^3\left(1-\frac{2c^2k^2}{3\omega^2}+\frac{5c^4k^4}{24\omega^4}\right)=\frac{32\omega^4}{9c^4}\left(1-\frac{15\omega_{pe}}{\omega}\right),$$

$$\int\limits_0^{\frac{2\omega}{c}\left(1-\frac{\omega_{pe}}{2\omega}\right)} dk k^3\left(1-\frac{c^2k^2}{2\omega^2}+\frac{c^4k^4}{8\omega^4}\right)=\frac{8\omega^4}{3c^4}\left(1-\frac{3\omega_{pe}}{\omega}\right);$$

$$\int\limits_{\frac{2\omega}{c}\left(1-\frac{\omega_{pe}}{2\omega}-\frac{\omega_{pe}^2}{2\omega^2}\right)}^{\frac{2\omega}{c}\left(1+\frac{\omega_{pe}}{2\omega}-\frac{\omega_{pe}^2}{2\omega^2}\right)} dk k^3\left(1-\frac{c^2k^2}{2\omega^2}+\frac{c^4k^4}{8\omega^4}\right)=\frac{16\omega_{pe}\omega^3}{c^4},$$

$$\int\limits_{\frac{2\omega}{c}\left(1-\frac{\omega_{pe}}{2\omega}\right)}^{\frac{2\omega}{c}\left(1+\frac{\omega_{pe}}{2\omega}\right)} dk k^3\left(1-\frac{2c^2k^2}{3\omega^2}+\frac{5c^4k^4}{24\omega^4}\right)=\frac{80\,\omega_{pe}\omega^3}{3c^4}.$$

Производя сложение, получаем

$$\frac{\pi\omega_{pe}^4\omega}{6c^2 m_e n_e}\frac{\partial}{\partial\omega}\left(\frac{W_\omega}{\omega}\right)^{3}*.$$

* Эта величина приводится в книге С. А. Каплана, В. Н. Цытовича [3].

В итоге, для случая $\omega < (c\omega_{pe}/6v_{Te})$ уравнение (2) записывается в следующем виде:

$$\frac{dW_\omega}{dt} = \frac{\pi\omega_{pe}^4\omega}{6c^2m_en_e}\frac{\partial}{\partial\omega}\left(\frac{W_\omega}{\omega}\right)^2 +$$

$$+\frac{\pi\omega_{pe}^4}{8cm_en_e\omega^4}\left[12\int\limits_{\frac{\omega_{pe}}{c}}^{\frac{2\omega}{c}} dkk\left(1-\frac{3c^2k^2}{4\omega^2}+\frac{c^4k^4}{4\omega^4}\right)W_kW_\omega -\right.$$

$$-6\int\limits_{\frac{\omega_{pe}}{c}}^{\frac{2\omega}{c}} dkk\left(1-\frac{2c^2k^2}{3\omega^2}+\frac{5c^4k^4}{24\omega^4}\right)W_k\omega\frac{\partial W_\omega}{\partial\omega} + \tag{6}$$

$$\left.+\int\limits_{\frac{\omega_{pe}}{c}}^{\frac{2\omega}{c}} dkk\left(1-\frac{c^2k^2}{2\omega^2}+\frac{c^4k^4}{8\omega^4}\right)W_k\omega^2\frac{\partial^2 W_\omega}{\partial\omega^2}\right] +$$

$$+\frac{\pi\omega_{pe}^4\omega^2}{2c^2m_en_e}W_{k=\frac{2\omega}{c}}\frac{\partial}{\partial\omega}\left(\frac{W_\omega}{\omega^3}\right).$$

При $\omega > (c\omega_{pe}/6v_{Te})$ член с $W_{k=\frac{2\omega}{c}}$, очевидно, будет отсутствовать. Интегралы, необходимые при вычислении суммы слагаемых, не зависящих от W_k, равны

$$\int\limits_0^{\frac{\omega_{pe}}{3v_{Te}}} dkk^3\left(1-\frac{2c^2k^2}{3\omega^2}+\frac{5c^4k^4}{24\omega^4}\right) \approx \int\limits_0^{\frac{\omega_{pe}}{3v_{Te}}} dkk^3\left(1-\frac{c^2k^2}{2\omega^2}+\frac{c^4k^4}{8\omega^4}\right) \approx \frac{1}{4}\left(\frac{\omega_{pe}}{3v_{Te}}\right)^4.$$

Окончательно получаем

$$\frac{dW_\omega}{dt} = \frac{\pi\omega_{pe}^4\omega^2}{2c^2m_en_e}\left(\frac{c\omega_{pe}}{6v_{Te}\omega}\right)^4 W_\omega\frac{\partial}{\partial\omega}\left(\frac{W_\omega}{\omega^3}\right) +$$

$$+\frac{\pi\omega_{pe}^4}{8cm_en_e\omega^4}\int\limits_{\frac{\omega_{pe}}{c}}^{\frac{\omega_{pe}}{3v_{Te}}} dkk\,W_k\left(12W_\omega - 6\omega\frac{\partial W_\omega}{\partial\omega} + \omega^2\frac{\partial^2 W_\omega}{\partial\omega^2}\right). \tag{7}$$

Здесь в выражении, содержащем W_k, пренебрежено членами, содержащими степени отношения ck/ω, которое в рассматриваемом случае мало.

Уравнения (6) и (7) состоят из нелинейных членов, пропорциональных квадрату спектральной плотности энергии электромагнитных волн и членов описывающих обратное влияние на излучение возбужденной ленгмюровской турбулентности. Совместно с (5) они составляют систему уравнений, описывающую распадный перенос излучения в плазме. Исследование этой системы предполагается предпринять в дальнейшем.

Автор благодарит С. А. Каплана за обсуждения и внимание к работе.

Абастуманская
астрофизическая обсерватория

EQUATIONS FOR THE NONLINEAR TRANSFER OF ELECTROMAGNETIC RADIATION AND EXCITATION OF LANGMUIR TURBULENCE AT THE DECAY INTERACTION

R. D. LOMADZE

A complete system of equations describing nonlinear transfer of electromagnetic radiation through plasma medium and excitation of Langmuir turbulence in the same plasma when decay interaction takes place is obtained. The case when the frequency of radiation is considerably higher than the electronic plasma frequency is considered. Plasma as well as radiation and Langmuir turbulence are supposed to be isotropic.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Н. Цытович*, Нелинейные эффекты в плазме, Наука, М., 1967.
2. *Э. Н. Криворуцкий, В. Н. Цытович*, Астрон. ж., 46, 1003, 1969.
3. *С. А. Каплан, В. Н. Цытович*, Плазменная астрофизика, Наука, М., 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 АВГУСТ, 1975 ВЫПУСК 3

БАЛЬМЕРОВСКИЙ ДЕКРЕМЕНТ В СРЕДЕ, ПРОСВЕТЛЕННОЙ МОЩНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

С. А. КАПЛАН, В. В. КУЛИНИЧ

Поступила 15 октября 1974

Рассматривается нелинейный перенос излучения в водородных линиях в среде просветленной мощным излучением. Получено аналитическое решение стационарной задачи для случая, когда просветление настолько велико, что оптическая толщина в линиях меньше единицы. Рассчитаны эмиссионные и абсорбционные декременты лаймановской, бальмеровской и других серий.

Предлагается алгоритм численного решения более общей нестационарной задачи.

Одной из старых и часто рассматриваемых задач астрофизики является вычисление бальмеровского декремента. Было рассмотрено много самых различных условий создания эмиссионного или абсорбционного спектра водородных линий и рассчитано много различных декрементов и инкрементов бальмеровской серии. Проводились и неоднократные сопоставления расчетов с наблюдательными данными.

Чаще всего рассматривались случаи, когда среда прозрачна в линиях бальмеровской серии или непрозрачна лишь в первой линии H_α. Во всех этих случаях бальмеровский декремент эмиссионных линий ведет себя более или менее одинаковым образом — спадение интенсивности с увеличением номера линии. При непрозрачности в линии H_α ее интенсивность может быть и большой.

Случай, когда среда непрозрачна для большого числа уровней бальмеровской серии, был рассмотрен, например, в работе [1]. Здесь предполагалось, что кванты в бальмеровских линиях выходят из среды благодаря эффекту Доплера из-за неоднородности расширения среды. Расчет показал, что в этом случае появляется бальмеровский инкремент — интенсивность линии растет с ее номером. Спектры с бальмеровским инкрементом действительно наблюдаются.

Открытие очень мощных космических источников излучения в непрерывном диапазоне спектра вплоть до рентгеновских частот приводит к рассмотрению еще одной модели излучения водородного спектра, которая и будет рассматриваться в настоящей работе.

Предположим, что мощный источник непрерывного спектра с максимумом спектральной интенсивности за пределами частот водородных линий (т. е. в утрафиолетовой или рентгеновской области) окружен водородной оболочкой. Размеры оболочки могут быть много больше размеров источника. В такой оболочке, во-первых, возникает эмиссионный водородный спектр, а, во-вторых, благодаря мощности источника, может быть заметен и абсорбционный спектр, возникающий в части оболочки, проектирующейся на источник. Особенностью спектра в данной задаче является необходимость учета нелинейности переноса излучения во всех водородных линиях.

Учет нелинейности переноса лучистой энергии вообще представляет собой важную и интересную задачу. Здесь имеет место эффект «просветления». Падающее на среду излучение в линиях при поглощении существенно уменьшает населенности нижних уровней и тем самым уменьшает и непрозрачность среды в линиях. Населенности как верхних, так и нижних уровней определяются полем излучения и в этом проявляется эффект нелинейности. В физике эффектам нелинейности переноса излучения и просветления среды уделяется большое внимание при исследовании распространения мощных лазерных лучей (см., например, [2]). Расчет нелинейного распространения излучения в среде представляет собой сложную задачу, для решения которой было предложено несколько методов: как аналитических (как, например, метод самосогласованных оптических глубин [3], [4]), так и численных (алгоритмы даны в [5], [6]). В настоящей работе эта задача решается другими методами.

1. Основная система уравнений. Система уравнений, описывающих перенос излучения в спектральных линиях, хорошо известна. Однако, прежде чем записать ее, мы сделаем одно замечание. Перенос излучения в линиях связан с перераспределением рассеянного излучения по частотам. Этот эффект всегда надо учитывать при рассмотрении переноса излучения в оптически плотной среде [7], [8]. В рассматриваемой здесь задаче предполагается, что падающее излучение настолько сильно просветляет среду, что оптическая толщина во всех линиях оказывается малой, поэтому перераспределение по частотам мы учитывать не будем.

Пусть n_i есть число атомов водорода в i-состоянии в единице объема и I_{ij} есть спектральная интенсивность рассеянного излучения (на единичный интервал частот) в линии, у которой i есть нижний уровень, а j — верхний уровень. Будем считать контур линии прямоугольным и коэффициент поглощения в линии k_{ij} не зависящим от частоты. Это ограничение несущественно при условии малой оптической толщины просветленной оболочки. Ограничимся также случаем плоскопараллельной среды. Тогда уравнение переноса в линии:

$$\frac{1}{c}\frac{\partial I_{ij}}{\partial t}+\mu\frac{\partial I_{ij}}{\partial z}=k_{ij}\left[-\left(n_i-\frac{g_i}{g_j}n_j\right)I_{ij}+\frac{2h\nu_{ij}^3}{c^2}\frac{g_i}{g_j}n_j\right]. \quad (1)$$

Здесь ν_{ij} — частота линии, g_i — статистический вес, $\mu=\cos\theta$, где θ — угол между направлением луча и нормалью к слоям.

Населенности уровней определяются уравнениями баланса или стационарности, если населенности не меняются со временем. Запишем эти уравнения в следующем виде:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t}=\sum_{k=i+1}^{c}G(n_k,\ n_i)-\sum_{k=1}^{i-1}G(n_i,\ n_k), \quad (2)$$

где суммирование проводится по всем состояниям, включая и переходы в непрерывный спектр (индекс «с»). Функции $G(n_k,\ n_i)$ записываются в виде:

$$G(n_k,\ n_i)=A_{ki}\left[n_k+\left(n_k-\frac{g_k}{g_i}n_i\right)\frac{c^2}{2h\nu_{ik}^3}J_{ki}\right]+(c_{ki}n_k-c_{ik}n_i)\,n_l. \quad (3)$$

Здесь A_{ki} — вероятность спонтанного перехода $k\to i$, J_{ki} — усредненная по направлениям полная интенсивность излучения в линии $k\to i$; c_{ki} и c_{ik} — вероятность переходов в линии под действием электронных ударов первого и второго родов. Выражения для входящих в (3) коэффициентов для переходов в непрерывный спектр даны, например, в [8]. Аналогично записывается функция $G(n_i,\ n_k)$.

Для величины J_{ki} имеем, учитывая симметрию относительно нормали к слоям:

$$J_{ij}=\frac{1}{2}\int_{-1}^{+1}(I_{ij}+I_{\nu_{ij}})\,d\mu, \quad (4)$$

где I_ν — интенсивность прямого излучения в частоте ν, идущего от источника. Определим эту величину.

Будем считать, что максимум излучения мощного источника находится за пределом всех рассматриваемых линий. Тогда интенсивность излучения в непрерывном спектре на поверхности источника есть

$$I_\nu^{(0)}=\frac{2\nu^3}{c^2}\varepsilon(\nu), \quad (5)$$

где $\varepsilon(\nu)$ — энергия частиц в источнике, излучающих на частоте ν. Если излучение источника имеет тепловой характер, то $\varepsilon(\nu) = kT$ и (5) сводится к обычной формуле Релея—Джинса. Для непрозрачного источника синхротронного излучения $\varepsilon(\nu) \sim m_e c^2 (\nu/\nu_{He})^{1/2}$, где ν_{He} есть гирочастота и из (5) следует известная зависимость $I_\nu \sim \nu^{5/2}$. Наконец, в том случае, когда излучает релятивистская плазма в очень сильном магнитном поле [9], имеем:

$$\varepsilon(\nu) \propto m_e c^2 \nu/\nu_{He}$$

и, следовательно, $I_\nu \sim \nu^3$.

Если оболочка находится далеко от источника, то при вычислении I_ν следует учесть фактор дилюции $W = R^2/4r^2$, где R — размер источника и r — расстояние от источника до рассматриваемого слоя.

Окончательно получаем:

$$I_{\nu_{ij}} = \frac{2\nu_{ij}^2}{c^2}\varepsilon(\nu) W \exp\left[-k_{ij}\left(n_i - \frac{g_i}{g_j}n_j\right)z\right], \tag{6}$$

где z — глубина слоя, отсчитываемая от внутренней границы. Интенсивность (6) направлена вдоль нормали, т. е. здесь $\mu = 1$.

В дальнейшем удобнее вместо интенсивности рассеянного излучения I_{ij} ввести число этих квантов в единице фазового объема по соотношению:

$$I_{ij} = \frac{2h\nu_{ij}^3}{c^2}N_{ij}. \tag{7}$$

Подставляя (6) и (7) в (4), получаем:

$$J_{ij} = \frac{2h\nu_{ij}^3}{c^2}\left\{\frac{1}{2}\int_{-1}^{+1} N_{ij}d\mu + \frac{1}{2\xi}\exp\left[-k_{ij}\left(n_i - \frac{g_i}{g_j}n_j\right)z\right]\right\}, \tag{8}$$

где параметр

$$\xi = \frac{h\nu_{ij}}{\varepsilon(\nu_{ij})}\cdot\frac{1}{W}. \tag{9}$$

Как мы увидим ниже, случаю существенного просветления среды соответствует условие $\xi \ll 1$. В общем случае величина ξ различна для разных линий. Но мы здесь предположим, что ξ одинакова для всех рассматриваемых линий. Это условие будет точно выполнено, если излучение мощного источника обязано циклотронному механизму в релятивистской плазме, где $\varepsilon(\nu) \sim \nu$. Но даже в случае синхротронного источника, где $\varepsilon(\nu) \sim \nu^{1/2}$, это ограничение не приведет к большой ошибке, поскольку, например, бальмеровские линии занимают небольшой интервал частот.

Таким образом, рассматриваемая задача сводится к решению системы уравнений (1), (2), (3), (8). В общем случае это можно сделать только численными методами. Алгоритм для такого решения дается в разделе 3. Но можно получить и простое полуаналитическое решение в предельном случае очень сильного просветления, когда $\xi \ll 1$ и оптическая толщина среды во всех линиях много меньше единицы.

Чтобы найти это решение, учтем следующие особенности. Во-первых, полное просветление среды соответствует перераспределению атомов по состояниям в соответствии со статическими весами, т. е. здесь

$$\frac{n_i}{g_i} = \frac{n_j}{g_j} = \text{const}. \qquad (10)$$

Поскольку мы рассматриваем не полное просветление, то предположим, что отклонения от распределения (10) малы. Примем

$$\frac{n_i}{g_i} = a\,(1 - \xi x_i), \qquad (11)$$

где a — некоторая константа, а ξx_i — есть отклонение от распределения (10). Параметр a определен условием нормировки величины x_i. Если нормировать x_i так, чтобы среднее отклонение от распределения (10) было равно нулю, т. е.

$$\sum_{i=1}^{\infty} x_i = 0, \qquad (12)$$

то a определено полной концентрацией атомов водорода. Можно использовать и другую нормировку,

$$x_1 = 0; \qquad (13)$$

тогда $a = n_1/g_1$ определяется населенностью первого уровня. Очевидно, бальмеровский декремент не должен зависеть от условий нормировки (12) или (13), и это может служить контролем правильности вычислений. Условие (12) кажется более предпочтительным, поскольку заданным является именно полная концентрация атомов, а не населенность первого уровня. Но условие (12) сильнее зависит от ограничения, связанного с необходимостью учета лишь конечного числа уровней при конкретном расчете, что мы и увидим ниже.

Во-вторых, предположим, что электронная температура газа много выше энергии рассматриваемых переходов, т. е. примем $kTe \gg h\nu_{ij}$. Тогда имеем:

$$c_{ki} n_k - c_{ik} n_i = c_{ki} \left(n_k - \frac{g_k}{g_i} n_i \right). \tag{14}$$

Теперь подставим (14), (11), (8) и (7) в уравнения (1)—(3) и разложим их в ряды по малой величине ξ. Получим систему:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial N_{ij}}{\partial t} + \mu \frac{\partial N_{ij}}{\partial z} = a k_{ij} g_i \left[1 - \xi x_i - \xi (x_j - x_i) N_{ij}\right]; \tag{15}$$

$$\xi g_i \frac{dx_i}{dt} = \sum_{k=i+1}^{c} G(x_k, x_i) - \sum_{k=1}^{i-1} G(x_i, x_k); \tag{16}$$

$$G(x_k, x_i) = A_{ki} g_k \Big\{ 1 - \frac{1}{2} (x_k - x_i) -$$

$$- \xi \left| x_k - (x_k - x_i) \left(\overline{N}_{ki} - \frac{1}{2} a g_i k_{ik} z \right) \right| + \ldots \Big\} - \xi c_{ki} g_i (x_k - x_i) + \ldots \tag{17}$$

где среднее по направлениям число квантов в единице фазового объема:

$$\overline{N}_{ik} = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} N_{ik} d\mu. \tag{18}$$

Систему (15)—(18) можно решать методом последовательных приближений, используя для решения (15) метод Эддингтона. Интегрируя (15) по $d\mu$ и $\mu d\mu$, получаем систему:

$$\frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \overline{N}_{ij}}{\partial t} + \frac{\partial F_{ij}}{\partial z} = a k_{ij} g_i \left[1 - \xi x_j - \xi (x_j - x_i) \overline{N}_{ij}\right]; \tag{19}$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial F_{ij}}{\partial t} + \frac{1}{3} \frac{\partial \overline{N}_{ij}}{\partial z} = \xi a k_{ij} g_i (x_i - x_j) F_{ij}.$$

при граничных условиях:

$$\begin{aligned} \overline{N}_{ij} &= -2F_{ij} \quad \text{при } z = 0 \\ \overline{N}_{ij} &= 2F_{ij} \quad \text{при } z = z_0, \end{aligned} \tag{20}$$

где z — толщина слоя, а F_{ij} есть поток:

$$F_{ij} = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \mu \overline{N}_{ij} d\mu. \tag{21}$$

Решение этой системы в первом приближении рассматривается в следующем разделе.

2. Стационарный источник. Первое приближение аналитического решения. Рассмотрим случай, когда водородная оболочка освещается стационарным источником очень большой мощности. Тогда в уравнениях (16), (17), (19) и (20) можно опустить производные по времени. В первом приближении в этих уравнениях можно также сохранить лишь члены, не зависящие от параметра ξ. Тогда решения систем (16)—(17) и (19)—(20) оказываются не зависящими друг от друга.

Из (16)—(17) следует уравнение для нахождения отклонений от равнораспределения по статистическим весам:

$$\sum_{k=i+1}^{s} A_{ki} g_k \left[1 - \frac{1}{2}(x_k - x_i)\right] = \sum_{k=1}^{i-1} A_{ik} g_i \left[1 - \frac{1}{2}(x_i - x_k)\right], \quad (22)$$

которое легко решается численно при условии нормировки (12) или (13). Естественно, что при численном решении приходится ограничиваться конечным числом уравнений. Для того, чтобы быть уверенным в том, что ограничение числа уровней не вносит большой ошибки, мы вычисляем значения x_i, последовательно увеличивая число уровней и проверяя сходимость полученных решений. Значения коэффициентов Эйнштейна A_{ik} были взяты из работы [10].

Результаты вычислений (случай нормировки (13)) приведены в табл. 1 для различного числа учитываемых уровней. Данные этой таблицы показывают независимость величин x_i на первых уровнях от учета полного числа уровней, что и естественно, поскольку при больших индексах коэффициенты A_{ik} малы.

Вычисления, проведенные в случае нормировки (12) (табл. 2), не позволяют сделать какие-либо выводы относительно учета конечности числа уровней, но здесь следует отметить, что разности значений $x_i - x_1$ не зависят от способа нормировки и мало изменяются при рассмотрении систем с различным числом уровней. Приведенные в последнем столбце табл. 2 значения разности $x_i - x_1$ оказываются в хорошем согласии с последним столбцом табл. 1, что и указывает на независимость решения (22) при достаточно большом числе уровней от условий нормировки.

При рассмотрении уравнений стационарности в первом приближении из них выпали члены, учитывающие роль столкновений. Это связано с тем, что здесь рассчитывается предельный случай $\xi \ll 1$, т. е. предполагается, что источник возбуждения настолько мощный, что радиационные процессы оказываются существеннее столкновительных.

Существенно также, что в первом приближении значение отклонений от равнораспределения по статическим весам не зависят от поля излучения N_{ij} и от оптической глубины. Поэтому полученные здесь значения x_i

являются универсальными величинами, характеризующими предельные отклонения от равнораспределения по статистическим весам для широкого класса задач.

Таблица 1

ОТКЛОНЕНИЯ ОТ РАВНОРАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО УРОВНЯМ x_i

i \ p	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
2	+1.54	+1.49	+1.46	+1.44	+1.43	+1.42	+1.42	+1.41	+1.41	+1.41	+1.41
3	+2.79	+2.61	+2.52	+2.46	+2.42	+2.40	+2.39	+2.39	+2.37	+2.36	+2.35
4	+4.18	+3.66	+3.43	+3.30	+3.23	+3.17	+3.14	+3.11	+3.09	+3.07	+3.06
5		+4.91	+4.35	+4.09	+3.95	+3.85	+3.79	+3.74	+3.70	+3.67	+3.66
6			+5.51	+4.93	+4.66	+4.48	+4.38	+4.31	+4.25	+4.21	+4.18
7				+6.01	+5.43	+5.14	+4.96	+4.84	+4.75	+4.69	+4.64
8					+6.45	+5.85	+5.57	+5.38	+5.25	+5.16	+5.08
9						+6.85	+6.25	+5.95	+5.75	+5.62	+5.52
10							+7.12	+6.60	+6.29	+6.09	+5.95
11								+7.51	+6.92	+6.61	+6.40
12									+7.79	+7.21	+6.89
13										+8.06	+7.48
14											+8.30

i — номер уровня, p — полное число уровней.

Во втором приближении появятся зависимости x_i от конкретных условий.

Система (19)—(20) в стационарном случае при предельном переходе $\xi \to 0$ решается элементарно. Учитывая граничные условия (21), находим:

$$\overline{N}_{ij} = ak_{ij} g_i z_0 = \frac{g_i}{g_1} k_{ij} n_1 z_0; \qquad (23)$$

$$F_{ij} = \frac{g_i}{g_1} k_{ij} n_1 \left(z - \frac{z_0}{2} \right). \qquad (24)$$

Таким образом, в случае сильного просветления плотность рассеянного излучения в первом приближении также не зависит от оптической глубины. Напомним, что мы рассматриваем случай, когда из-за нелинейности рассеяния среда стала прозрачной во всех водородных линиях.

Для расчета следующего приближения следует подставить в (19)—(20) значения x_i, полученные при решении (22), а в (17) — величину N_{ij} из (23) и т. д. Последовательными приближениями можно рассчитать случай и не очень малых ξ.

Таким методом решается задача расчета населенностей уровней и интенсивности рассеянного излучения в линиях водородных серий в среде, просветленной мощным источником непрерывного спектра.

Таблица 2

ОТКЛОНЕНИЯ ОТ РАВНОРАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО УРОВНЯМ x_i

i \ p	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	$x_i - x_1$
1	−2.13	−2.53	−2.88	−3.18	−3.45	−3.69	−3.91	−4.11	−4.30	−4.48	−4.64	0
2	−0.58	−1.04	−1.41	−1.73	−2.01	−2.26	−2.49	−2.70	−2.89	−3.07	−3.23	1.41
3	+0.66	+0.08	−0.36	−0.72	−1.02	−1.29	−1.53	−1.74	−1.94	−2.12	−2.29	2.35
4	+2.05	+1.12	+0.55	+0.23	−0.22	−0.51	−0.77	−1.00	−1.21	−1.40	−1.58	3.01
5		+2.37	+1.47	+0.92	+0.50	+0.16	−0.12	−0.37	−0.59	−0.79	−0.98	3.66
6			+2.63	+1.75	+1.21	+0.81	+0.48	+1.68	+0.05	−0.26	−0.45	4.18
7				+2.83	+2.98	+1.45	+1.05	+0.73	+0.46	+0.22	+0.006	4.64
8					+3.01	+2.19	+1.66	+1.27	+0.95	+0.68	+0.45	5.08
9						+3.16	+2.35	+1.84	+1.46	+1.14	+0.88	5.52
10							+3.28	+2.49	+1.99	+1.62	+1.31	5.95
11								+3.40	+2.62	+2.13	+1.76	6.40
12									+3.49	+2.74	+2.25	6.89
13										+3.58	+2.84	7.48
14											+3.66	8.30

i — номер уровня, p — полное число уровней.

Для сравнения с наблюдательными данными необходимо вычисление декрементов различных серий, т. к. расширение наблюдаемого в астрономии диапазона электромагнитного излучения позволяет наблюдать не только бальмеровский декремент. Сама водородная оболочка дает эмиссионный спектр и отношение полных мощностей излучения в сериях определяется очевидной формулой:

$$\frac{\varepsilon_{ij}}{\varepsilon_{i,i+2}} = \frac{a k_{ij} g_i z_0 \nu_{ij}}{a k_{i,i+2} g_i z_0 \nu_{i,i+2}} = \frac{A_{ij}}{A_{i,i+2}} \left(\frac{\nu_{i,i+2}}{\nu_{ij}} \right)^2, \tag{25}$$

где ε_{ij} — полная мощность в i-серии, а j — номер линии. В табл. 3 приведены значения декрементов эмиссии для разных серий: лаймановской (L), бальмеровской (H), пашеновской (P), брекетовской (B). Значения этих декрементов оказываются очень крутыми и крутизна незначительно уменьшается с увеличением номера серии.

Часть оболочки, которая проектируется на источник, дает абсорбционный спектр. Легко убедиться, что в рассматриваемом нами случае остаточная интенсивность в линии есть

$$\delta_{ij} = \frac{I_{\nu_{ij}}(z_0) - I_{ij}}{I_{\nu_{ij}}(0)} = \xi \,|\, a g_i k_{ij} (x_j - x_i) - \overline{N}_{ij} \,| =$$

$$= \xi a g_i k_{ij} z_0 [(x_j - x_i) - 1]. \qquad (26)$$

Определяем здесь декременты как отношение эквивалентных ширин линий, т. е. $\int \delta_{ij} d\nu$, получаем:

$$\frac{W_{ij}}{W_{i,\,i+2}} = \frac{\delta_{ij}\nu_{ij}}{\delta_{i,\,i+2}\nu_{i,\,i+2}} = \frac{(x_i - x_j) - 1}{(x_i - x_{i+2}) - 1} \frac{A_{ij}}{A_{i,\,i+2}} \left(\frac{\nu_{i,\,i+2}}{\nu_{ij}}\right)^2. \qquad (27)$$

В табл. 4 приведены значения декрементов для разных серий. Данные этой таблицы показывают сильную крутизну декрементов и уменьшение крутизны с номером серии. В первых линиях бальмеровской, пашеновской и брекетовской серий наблюдается эмиссия. В реальных условиях эмиссионные линии всей водородной оболочки и возникающие в ней абсорбционные линии могут быть разделены из-за различных доплеровских смещений и расширений линий. Естественно, что наблюдаемый спектр зависит также от геометрии конкретных объектов.

Таблица 3

ДЕКРЕМЕНТЫ ЭМИССИОННЫХ ВОДОРОДНЫХ СЕРИЙ

	L	H	P	B
α	1184	955	873	832
β	100	100	100	100
γ	20.6	24.0	25.7	26.8
δ	6.34	8.23	9.37	10.1
ε	2.47	3.48	4.15	4.64
ζ	1.11	1.68	2.08	2.40
η	0.56	0.89	1.15	1.35
θ	0.31	0.51	0.68	0.82
ι	0.18	0.31	0.42	0.52
$\varkappa$	0.11	0.20	0.27	0.34

Таблица 4

ДЕКРЕМЕНТЫ АБСОРБЦИОННЫХ ВОДОРОДНЫХ ЛИНИЙ

	L	H	P	B
α	357	−86.9	−789	−2946
β	109	100	100	100
γ	31.6	45.6	68.7	135
δ	12.5	22.1	39.9	90.6
ε	5.84	11.8	23.2	56.8
ζ	3.03	6.85	14.5	39.4
η	1.72	4.25	9.69	25.6
θ	1.04	2.78	6.72	20.2
ι	0.67	1.90	4.87	15.4
$\varkappa$	0.42	1.36	3.71	12.7

L — лаймановский декремент, H — бальмеровский декремент, P — пашеновский декремент, B — брекетовский декремент.

До сих пор мы не учитывали вырождение уровней по азимутальным квантовым числам, т. е. здесь предполагалось, что атомы внутри одного состояния i распределены по подуровням в соответствии со статистическими весами. В действительности и здесь имеются отклонения, которые теперь могут быть записаны в виде

$$\frac{n_{i,l}}{g_{i,l}} = a(1 - \xi x_{i,l}), \tag{28}$$

где $g_{i,l} = 2j + 1$ (j — есть квантовое число полного момента), а $x_{i,l}$ учитывают отклонения от равновесного распределения каждого из подуровней.

Система уравнений, учитывающая азимутальное вырождение, аналогична такой же системе без учета этого эффекта. В первом приближении, вместо (22) теперь получим:

$$\sum_{k=i+1}^{\infty} A_{kl,il\pm1}\, g_l \left[1 - \frac{1}{2}(x_{k,l} - x_{i,l\pm1})\right] =$$
$$= \sum_{k=1}^{i-1} A_{ikl\pm1}\, g_l \left[1 - \frac{1}{2}(x_{kl} - x_{il\pm1})\right]. \tag{29}$$

Здесь учтено, что отличны от нуля лишь вероятности переходов, при которых азимутальное число меняется на ± 1.

Система (29) решалась для случая 6 уровней с использованием значений вероятностей переходов из [13]. Соответствующие значения x_{il} приведены в табл. 5. Здесь также даны средние значения этих отклонений, вычисленных по формуле

$$g_i x_i = \sum_l g_{il} x_{il}. \tag{30}$$

Полученные здесь значения x_i отличаются от приведенных в табл. 1 на 10—20%. Следует отметить, что в пределах одного уровня отклонения от равнораспределенного по подуровням также значительно меняются. Наименьшие отклонения у p-состояния.

Эти особенности учета азимутального вырождения аналогичны расчету обычного бальмеровского декремента, где также заметны значительные отклонения от равнораспределенного по подуровням [14].

Впрочем, на вычисление бальмеровского и других декрементов эти изменения существенного влияния не оказывают и все полученные выше результаты остаются в силе.

3. Случай мгновенного включения источника. Численное решение. Предположим, что расположенный внутри водородной оболочки источник резко увеличил свою яркость (в момент времени $t = 0$) и затем остался

Таблица 5

ОТКЛОНЕНИЯ ОТ РАВНОРАСПРЕДЕЛЕНИЯ С УЧЕТОМ АЗИМУТАЛЬНЫХ КВАНТОВЫХ ЧИСЕЛ

Состояние	1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f	5s	5p	5d	5f	5g	6s	6p	6d	6f	6g	6h
x_{ll}	0	1.80	1.54	1.78	2.12	3.51	3.27	2.26	3.23	5.49	3.65	2.39	3.73	5.52	7.48	4.14	2.56	3.85	5.60	7.50	9.48
x_l	0	1.22		1.84			2.46				3.17					3.82					

постоянным по мощности излучения. Тогда решение системы, сформулированной в разделе 1, можно получить численным методом. Кроме того, откажемся здесь от требования $\xi \ll 1$. Разумеется, задача сразу усложняется, и для численного решения ее требуется использование мощных ЭВМ. В настоящей работе мы предлагаем использовать численный алгоритм решения этой задачи и иллюстрируем его на примере трехуровенного водородного атома (т. е. рассмотрим лишь перенос энергии в линиях L_α, L_β и H_α).

Для построения численного алгоритма решения уравнения (1) заметим, что его характеристиками является однопараметрическое семейство прямых:

$$z = \frac{\mu}{c} + \text{const}. \tag{31}$$

Поэтому уравнение (1) в двух частных производных $\partial/\partial t$ и $\partial/\partial z$ можно преобразовать в уравнение вдоль характеристик с одной производной d/dt. Этот метод для решения уравнения переноса уже применялся в работах [11], [12], но там считались заданными населенности уровней. Построенный здесь алгоритм включает в себя и уравнение стационарности.

При интегрировании пространство (z, μ) было разделено на сетку и характеристики проводились из всех узлов сетки на $l+1$ шаге до сетки на предыдущем шаге. В общем случае, характеристики, проведенные из одного узла сетки, не попадают в другой узел, поэтому приходится использовать интерполяцию. При вычислении необходимо запоминать I_{ij} и n_i в каждом слое для того, чтобы продвинуться на один шаг по времени. Поэтому подобный алгоритм, обеспечивая хорошую точность, требует большой памяти ЭВМ.

Этот метод можно обобщить и для перераспределения по частотам. Тогда следует ввести сетку в трехмерном пространстве z, μ и ν. Требования к объему памяти резко возрастают. Учет перераспределения по частотам важен, как уже отмечалось, при слабом просветлении.

К сожалению, в нашем распоряжении не было ЭВМ с достаточно большим объемом памяти. Поэтому в конкретном расчете пришлось пренебречь перераспределением по частотам и ограничиться лишь тремя первыми уровнями. Однако даже в этом простом случае можно изучить все основные особенности процесса. Для большей наглядности решения статистические веса всех трех уровней были приняты одинаковыми и использовано условие для нормировки населенностей:

$$n_1 + n_2 + n_3 = 1. \tag{32}$$

Вероятности атомных переходов взяты соответствующие линиям L_α, L_β и H_α. Кроме того, считалось, что среда освещается лишь излучением в частотах линии L_β. Все эти ограничения мало существенны и не влияют на иллюстративный характер расчета.

На рис. 1—3 приведены изменение значений населенностей второго и третьего уровней с оптической глубиной $\tau \sim z$ и временем t, а на рис. 4—6 даны изменения средних интенсивностей (т. е. проинтегрированных по узлам) линий I_{ij} рассеянного излучения для разных значений ξ (на рисунках обозначено $\alpha = 1/\xi$).

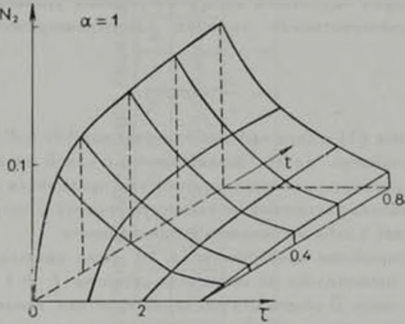


Рис. 1.

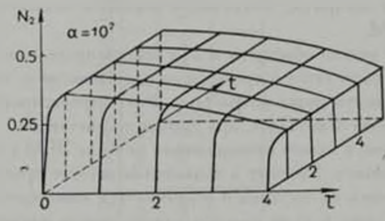


Рис. 2.

Из рис. 1—3 следует, что действительно при малых ξ населенности очень быстро достигают равнораспределения (в данном случае $n_i \to 1/3$), одинакового по всей оптической толщине. Однако при не слишком малых ξ на больших оптических глубинах населенности n_2 и n_3 оказываются заметно меньшими. Это и понятно, поскольку в силу условия (29) нет существенного просветления. При $\xi = 1$ состояние равнораспределения не достигается вообще.

Средние интенсивности линий $\bar{I}_{12}$, $\bar{I}_{13}$ и $\bar{I}_{23}$ при очень малых ξ также оказываются почти постоянными по оптической глубине, в полном согласии с (23). Как и следовало ожидать, при не слишком малых ξ и, в частности, при $\xi = 1$, поведение средних интенсивностей сложное. Здесь образуется как бы фронт максимума интенсивности,

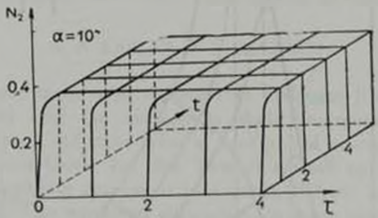


Рис. 3.

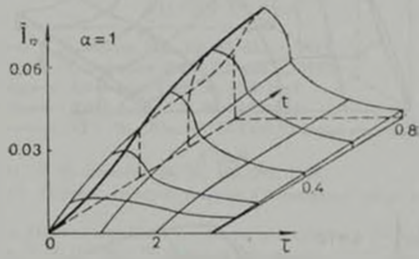


Рис. 4.

перемещающийся в глубь среды с течением времени. Положение этого фронта обозначено жирной линией на рис. 4. При $\xi \ll 1$ интенсивность излучения в линиях почти линейно растет со временем. Этот результат также легко получить из (19). Ограничиваясь здесь членами первого порядка, т. е. опуская также и $F \sim \xi$, получим:

$$\bar{N}_{ij} = ak_{ij}g_i t \tag{33}$$

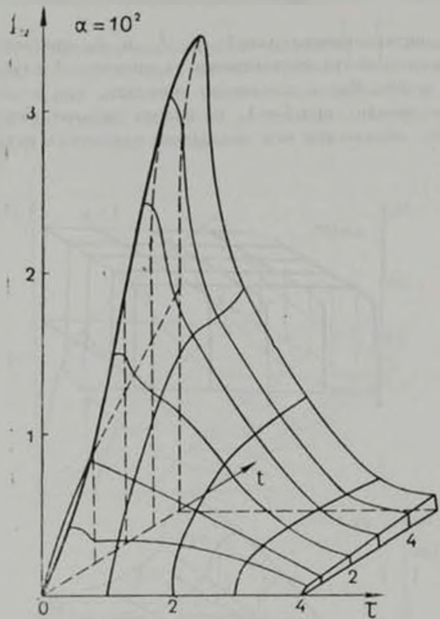


Рис. 5.

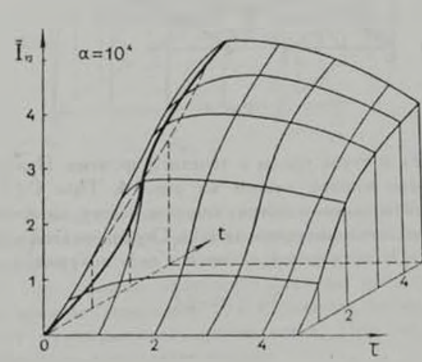


Рис. 6.

Насыщение требует времени, в первом приближении пропорциональног, 1/ε.

Мы надеемся в дальнейшем рассмотреть более полные модели.

НИРФИ, г. Горький

BALMER DECREMENT IN A MEDIUM WHICH IS MADE TRANPARENT BY VERY POWERFUL RADIATION

S. A. KAPLAN, V. V. KULINICH

The nonlinear transfer of radiation in hydrogen lines are considered. It is assumed that the medium is made transparent in the same lines by very strong radiation from a background source. The analytic solutions have been found for the case of a small optical depth. The emission and absorbtion decrement of Lajman, Balmer and other series have been found. The numerical algorythm for more general nonsteady problem has been given.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Р. Е. Гершберг, С. А. Каплан*, Изв. КрАО, 44, 11, 1972.
2. *В. Н. Луговой, А. М. Прохоров*, УФН III, вып. 2, 1973.
3. *В. А. Амбарцумян*, ДАН Арм. ССР, 36, 225, 1964.
4. *В. А. Амбарцумян*, ДАН Арм. ССР, 39, 159, 1964.
5. *Т. А. Гермогенова, Э. П. Зеге*, Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 3, 165, 1967.
6. *E. H. Avrett, D. G. Hummer*, M. N., 130, 295, 1965.
7. *В. В. Соболев*, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, ГИТТЛ, М., 1956.
8. *В. В. Иванов*, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
9. *С. А. Каплан, В. Н. Цитович*, Плазменная астрофизика, Наука, М., 1969.
10. *D. H. Menzel, C. L. Pekeris*, M. N., 96, 77, 1935.
11. *С. А. Каплан, С. Ф. Морозов, Л. В. Пискунова*, Астрофизика, 4, 485, 1968.
12. *С. А. Каплан, В. В. Кулинич, С. Ф. Морозов*, Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 8, 557, 1972.
13. *Г. Бете, Э. Солпитер*, Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами, Физматгиз, М., 1960.
14. *С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер*, Межзвездная среда, Физматгиз, 1963.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 АВГУСТ, 1975 ВЫПУСК 3

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В РАССЕИВАЮЩИХ СРЕДАХ

Н. Н. РОГОВЦОВ, А. М. САМСОН

Поступила 19 марта 1974
Пересмотрена 10 ноября 1974

Рассматривается нестационарное поле излучения в стационарных однородных средах. Предложен метод расчета временных моментов функций, которые определяют нестационарное излучение. Получен ряд формул для моментов при произвольном возбуждении среды. С помощью этих формул найдены общие выражения для средних длительностей $\bar{u}$ и дисперсии σ^2. Величины $\bar{u}$ и σ^2 вычислены для случаев плоскопараллельного слоя и шара при различных типах возбуждения. Найдена связь $\bar{u}$ со средним числом рассеяний фотона в шаре для некоторых режимов возбуждения. Оценено влияние конечности скорости света на нестационарное резонансное излучение. Вычислено среднее время свечения $\bar{u}$ шара при мгновенной вспышке точечного источника, находящегося в его центре.

Закономерности нестационарного переноса излучения изучены для ряда задач [1—9]. В редких случаях удается получить решения соответствующих уравнений в достаточно удобной для анализа форме. Существенные упрощения появляются только при отыскании асимптотик [1, 7—10]. Поэтому при изучении нестационарного поля излучения в работах [11—15] применялся подход, основанный на отыскании временных моментов. Он, несмотря на свою неполноту, значительно облегчает исследование нестационарного поля излучения. Временные моменты зачастую имеют непосредственный физический смысл, через них выражаются важные характеристики (средние времена разгорания, послесвечения, дисперсия, асимметрия импульса, сформировавшегося в рассеивающей среде). Отметим, что в теории переноса излучения рассматривались также характеристики (средние значения числа рассеяний и его степеней [16—19]), родственные указанным выше

В данной статье изложен метод расчета временных моментов функций, описывающих нестационарное поле излучения в рассеивающих средах, пригодный для исследования свечения при различных режимах возбуждения. В отличие от работ [11—15], на функциональный вид первичных источников не наложено ограничений, кроме некоторых слабых условий, при которых временные моменты имеют смысл. Предлагаемый подход может использоваться для исследования более широкого круга задач по сравнению с методами, изложенными в [12, 13]. Найден ряд соотношений, которые использованы при расчете временных моментов и параметров импульса применительно к конкретным типам возбуждения плоскопараллельной и сферически симметричной сред.

1. *Метод расчета.* а) *Нестационарное резонансное излучение.* Рассмотрим объем V, заполненный двухуровенным газом. Будем считать, что при рассеянии происходит полное перераспределение излучения по частотам [18], параметры среды не зависят от времени и координат. Предположим, что задержка излучения обуславливается только конечным временем пребывания частицы газа в возбужденном состоянии.

При указанных условиях отыскание населенности верхнего уровня $n_2(\vec{\tau}, u)$ в случае нестационарного возбуждения сводится к решению уравнения

$$\iota \frac{dn_2(\vec{\tau}, u)}{du} =$$
$$= -n_2(\vec{\tau}, u) + \frac{\lambda}{4\pi}\int\limits_V K(|\vec{\tau} - \vec{\tau}'|)\, n_2(\vec{\tau}', u)\, dV' + \iota W(\vec{\tau}, u). \qquad (1)$$

Здесь $\vec{\tau}$ — оптический радиус-вектор точки объема V ($\vec{\tau} = n_1 \sigma_{12}(\nu_0)\vec{r}$, где $\vec{r}$ — радиус-вектор точки объема V, n_1 — населенность нижнего уровня, $\sigma_{12}(\nu_0)$ — коэффициент поглощения в центре линии на частоте ν_0, рассчитанный на один атом); λ — вероятность выживания кнанта; $u = A_{21}t$ (A_{21} — вероятность спонтанного испускания со второго уровня на первый, t — время); $W(\vec{\tau}, u) = n_1F(\vec{\tau}, u)/A_{21}$ ($n_1F(\vec{\tau}, u)$ — число частиц, возбужденных в единице объема около точки $\vec{\tau}$ в единицу времени за счет первичных источников возбуждения). Зависимость населенности $n_2(\vec{\tau}, u)$ от многократных процессон поглощения и испускания излучения описывается интегральным членом уравнения (1).

Ядро $K(|\vec{r}-\vec{r}'|)$ совпадает с ядром интегрального уравнения для функции источников при стационарном возбуждении. Выражение для $K(|\vec{r}-\vec{r}'|)$ приведено в монографии [18].

Преобразуем уравнение (1) к виду, который позволяет единообразно изложить метод расчета временных моментов при различных режимах возбуждения среды. Предположим, что при $u\to\infty$ величина $W(\vec{r},u)$ и соответственно $n_2(\vec{r},u)$ стремятся к стационарным значениям. Введем обозначения

$$R^*(\vec{r},u)=\begin{cases}R(\vec{r},u)-R(\vec{r},\infty) & \text{при}\quad R(\vec{r},u)\big|_{u=0}>R(\vec{r},\infty),\\ R(\vec{r},\infty)-R(\vec{r},u) & \text{при}\quad R(\vec{r},\infty)>R(\vec{r},u)\big|_{u=0},\end{cases}\tag{2}$$

$$-\infty<u<\infty,$$

где $R(\vec{r},u)$ представляет собой $n_2(\vec{r},u)$ или $W(\vec{r},u)$. Случаи, для которых не выполняется ни одно из неравенств в (2), рассматривать не будем, поскольку моменты в таких ситуациях, вообще говоря, не являются знакоопределенными. С учетом (2) уравнение (1) можно переписать в виде:

$$\gamma\frac{dn_2^*(\vec{r},u)}{du}=-n_2^*(\vec{r},u)+\frac{\lambda}{4\pi}\int\limits_{\bar{V}}K(|\vec{r}-\vec{r}'|)\,n_2^*(\vec{r}',u)\,d\bar{V}'+\gamma W^*(\vec{r},u).\tag{3}$$

Используя уравнение (3), исследуем временные моменты функции $n_2(\vec{r},u)$, которые определяются формулами:

$$M_n(\vec{r})=\int\limits_{\gamma}^{\infty}u^n n_2^*(\vec{r},u)\,du;\quad n=0,1,2,\ldots\tag{4}$$

Применяя к (3) преобразование Лапласа, получим

$$\bar{n}_2^*(\vec{r},p)=\frac{\lambda}{4\pi(1+p\gamma)}\int\limits_{\bar{V}}K[|\vec{r}-\vec{r}'|]\,\bar{n}_2^*(\vec{r}',p)\,d\bar{V}'+$$

$$+\frac{\gamma}{1+p\gamma}\left(\bar{W}^*(\vec{r},p)+n_2^*(\vec{r},0)\right),\tag{5}$$

где функции $\bar{n}_2^*(\vec{r},p)$ и $\bar{W}^*(\vec{r},p)$ являются образами по Лапласу от

$n_2^*(\vec{\tau}, u)$ и $W^*(\vec{\tau}, u)$. Как легко заметить, $M_n(\vec{\tau})$ выражаются через $\overline{n_2^*}(\vec{\tau}, p)$ по формулам

$$M_n(\vec{\tau}) = (-1)^n \left. \frac{d^n \overline{n_2^*}(\vec{\tau}, p)}{dp^n} \right|_{p=0}. \tag{6}$$

Из (5) найдем уравнения для моментов. Для этого будем искать решение (5) в окрестности $p=0$ в виде

$$\overline{n_2^*}(\vec{\tau}, p) = \sum_{i=0}^{\infty} R_i(\vec{\tau}) p^i. \tag{7}$$

Подставляя этот ряд в (5), для $Ri(\vec{\tau})$ получим систему интегральных уравнений:

$$\begin{gathered} R_0(\vec{\tau}) = \frac{\lambda}{4\pi} \int_V K(|\vec{\tau} - \vec{\tau}'|) R_0(\vec{\tau}') d\overline{V}' + \lambda (W_0(\vec{\tau}) - n_2^*(\vec{\tau}, 0)), \\ R_n(\vec{\tau}) = \frac{\lambda}{4\pi} \int_V K(|\vec{\tau} - \vec{\tau}'|) R_n(\vec{\tau}') d\overline{V}' + \lambda \left(\frac{(-1)^n}{n!} W_n(\vec{\tau}) - R_{n-1}(\vec{\tau}) \right), \\ n = 1, 2, \ldots, \end{gathered} \tag{8}$$

где

$$W_m(\vec{\tau}) = \int_0^{\infty} u_m W^*(\vec{\tau}, u)\, du, \quad m = 0, 1, 2, \ldots \tag{9}$$

Соотношения (6) и (7) показывают, что

$$M_n(\vec{\tau}) = (-1)^n n! R_n(\vec{\tau}). \tag{10}$$

Если учесть (10), то видно, что (8) фактически является системой уравнений для $M_n(\vec{\tau})$. Система (8), вообще говоря, позволяет рассчитать моменты для произвольных условий возбуждения среды при $u < 0$, если известно $n_2^*(\vec{\tau}, 0)$. Однако здесь будет рассмотрен только самый интересный случай, когда до $u = 0$ среда возбуждается стационарно. Из сказанного следует, что $n_2^*(\vec{\tau}, 0)$ будет удовлетворять стационарному интегральному уравнению. Соответствующие первичные функции возбуждения, входящие в стационарные уравнения для $n_2(\vec{\tau}, 0)$ и $n_2(\vec{\tau}, \infty)$, обозначим через $\lambda W^{\mathrm{I}}(\vec{\tau})$ и $\lambda W^{\mathrm{II}}(\vec{\tau}) = \lambda W(\vec{\tau}, \infty)$.

Пусть $M_n^j(\vec{\tau})$, $M_n^{\mathrm{I}}(\vec{\tau})$ и $M_n^{\mathrm{II}}(\vec{\tau})$ являются соответственно n-ми временными моментами $n_2(\vec{\tau}, u)$ при импульсных возбуждениях, задаваемых $\lambda W_j(\vec{\tau})(u)$, $\lambda W^{\mathrm{I}}(\vec{\tau})\,\delta(u)$, $\lambda W^{\mathrm{II}}(\vec{\tau})\,\delta(u)$ ($\delta(u)$ — функция Дирака). Будем считать при этом, что $n_2(\vec{\tau}, u)\big|_{u=0} = 0$. Для вычисления величин $M_n^j(\vec{\tau})$, $M_n^{\mathrm{I}}(\vec{\tau})$ и $M_n^{\mathrm{II}}(\vec{\tau})$ можно использовать систему (8) с учетом (10). Но в этом случае в (8) необходимо положить $W_n(\vec{\tau}) = 0$ $(n \geqslant 1)$, а при $n = 0$ заменить выражение $(W_0(\vec{\tau}) + n_2(\vec{\tau}, 0))$ соответственно на $W_j(\vec{\tau})$, $W^{\mathrm{I}}(\vec{\tau})$, $W^{\mathrm{II}}(\vec{\tau})$. Используя указанные системы интегральных уравнений, можно выразить n-ые моменты через нулевые. Для доказательства этого достаточно последовательно продифференцировать по $(1/\lambda)$ уравнения, составленные для определения $M_n^j(\vec{\tau})$, $M_n^{\mathrm{I}}(\vec{\tau})$, и $M^{\mathrm{II}}(\vec{\tau})$. Сравнивая получающиеся после дифференцирования уравнения с первоначальными, получаем

$$\mathfrak{M}_n = (-1)^n \frac{\partial^n \mathfrak{M}_0}{\partial (1/\lambda)^n}, \tag{11}$$

где $\mathfrak{M}_q$ обозначает любой из моментов $M_q^j(\vec{\tau})$, $M_q^{\mathrm{I}}(\vec{\tau})$ и $M_q^{\mathrm{II}}(\vec{\tau})$ $(q = 0; n)$. При выводе (11) предполагалось, что $W_j(\vec{\tau})$, $W^{\mathrm{I}}(\vec{\tau})$ и $W^{\mathrm{II}}(\vec{\tau})$ не зависят от λ. Это не ограничивает общности. Если эти величины зависят от λ, то можно всегда формально считать λ, входящее в них, постоянными и при дифференцировании учитывать только зависимость от λ, возникающую из самой структуры уравнений для $M_n^j(\vec{\tau})$, $M_n^{\mathrm{I}}(\vec{\tau})$ и $M_n^{\mathrm{II}}(\vec{\tau})$.

Учитывая (8)—(11), окончательно находим для временных моментов $M_n(\vec{\tau})$ при произвольном возбуждении среды (при $0 \leqslant u$) следующие выражения:

$$M_n(\vec{\tau}) = \sum_{k=0}^{n} (-1)^k C_n^k \frac{\partial^k M_0^{n-k}}{\partial (1/\lambda)^k} + \frac{(-1)^{n+1}}{n+1} \frac{\partial^{n+1}}{\partial (1/\lambda)^{n+1}} [\pm (M_0^{\mathrm{I}} - M_0^{\mathrm{II}})], \tag{12}$$

$$n = 0, 1, 2, \ldots$$

где C_n^k — число сочетаний из n по k ($C_0^0 = 1$). Знак в (12) выбирается соответственно в зависимости от того, какое из неравенств и (2) выполняется. Формула (12) сводит вычисление $M_n(\vec{\tau})$ для общего случая к нахождению нулевых моментов $M_0(\vec{\tau})$, $M_0^{\rm I}(\vec{\tau})$, $M_0^{\rm II}(\vec{\tau})$, которые являются решениями соответствующих стационарных задач.

б) *Нестационарное монохроматическое рассеяние.* Подход, изложенный в разделе 1а, может быть использован при расчете временных моментов в случае нестационарного монохроматического рассеяния (теперь будем учитывать время пребывания фотона в пути между двумя последовательными рассеяниями). Поскольку метод расчета моментов для данного случая, в основном, совпадает с изложенным в разделе 1а, в этом пункте ограничимся только схематическим описанием вычислительной процедуры. Для простоты предположим, что рассеяние и первичные источники возбуждения, описываемые функцией $f(\vec{\tau}, u)$ ($\vec{\tau} = \varepsilon \vec{r}$, где ε — коэффициент поглощения; $u = \varepsilon v t$, v — скорость света), изотропны, среда однородна и ограничена невогнутой поверхностью. Будем считать, что при $u < 0$ среда не возбуждается. Уравнение переноса излучения с учетом сделанных предположений можно свести к интегральному уравнению для функции $B(\tau_{1p}, \dots, \tau_{\beta p}; p)$ ($\tau_{ip} = (1 + p)\tau_i$, $i = 1, 2, \dots, \beta$; τ_i — набор параметров, характеризующих решение соответствующей стационарной задачи (т. е. при $p = 0$) и имеющих смысл оптических расстояний), которая является образом по Лапласу от функции источников $B(\vec{\tau}, u)$ нестационарной задачи. Для этого достаточно применить к уравнению переноса излучения преобразование Лапласа по u (p — параметр преобразования), а затем, считая, что $\mathrm{Im}\, p = 0$, перейти по известной методике [20] к интегральному уравнению, формально совпадающему с уравнением Пайерлса. Сделаем в этом уравнении замену $p \to \lambda p$ и введем обозначения

$$\bar{f}\left(\frac{\tau_{1p\lambda}}{1+p\lambda}, \dots, \frac{\tau_{\beta p\lambda}}{1+p\lambda}; \lambda p\right) = \lambda \bar{f}^1\left(\frac{\tau_{1p\lambda}}{1+p\lambda}, \dots, \frac{\tau_{\beta p\lambda}}{1+p\lambda}; \lambda p; \lambda\right) = \\ = \lambda \sum_{i=0}^{\infty} \frac{(-1)^i}{i!} f_i^1(\tau_{1p\lambda}, \dots, \tau_{\beta p\lambda}; \lambda)\, p^i, \tag{13}$$

где $\bar{f}(\tau_1, \dots, \tau_\beta; p)$ является образом по Лапласу от $f(\vec{\tau}, u)$. Для единообразия принято, что $\bar{f}$ зависит от β параметров, хотя их число может быть меньше, чем количество параметров, входящих в $\bar{B}$. Теперь, отыскивая решение указанного интегрального уравнения в виде

$$\overline{B}(\tau_{1\rho}, \ldots, \tau_{\beta\rho}; \lambda p) = \sum_{l=0}^{\infty} B_l(\tau_{1\rho}, \ldots, \tau_{\beta\rho}; \lambda)\, p^l, \tag{14}$$

можно получить систему уравнений для B_l, которая подобна (8), но вместо R_l и W_l нужно подставить соответственно B_l и f_l^1 (ядро K интегральных уравнений, конечно, тоже изменяет свой вид). Временные моменты M_n, определяемые формулами, аналогичными (4), можно найти, используя соотношения

$$M_n = \left(-\frac{1}{\lambda}\right)^n \frac{d^n \overline{B}(\tau_{1\rho}, \ldots, \tau_{\beta\rho}; \lambda p)}{dp^n}\Big|_{p=0}. \tag{15}$$

Величины B_l удовлетворяют формулам типа (11), (12) (при дифференцировании по $1/\lambda$ учитываем только явную зависимость B_l от λ, считая, что $\tau_{1\rho}, \ldots, \tau_{\beta\rho}$ не зависят от λ; относительно зависимости f_l^1 от λ будем предполагать то же самое, что и о функциях W_l в разделе 1а). Принимая во внимание эти формулы и соотношения (14), (15), окончательно для временных моментов от $B(\vec{\tau}, u)$ при произвольном возбуждении (при $u > 0$) имеем

$$M_n = \frac{1}{\lambda^n} \sum_{k=0}^{n} (-1)^k \lambda^k C_n^k \sum_{m=0}^{n-k} (-1)^m C_{n-k}^m \times$$

$$\times \sum_{\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_\beta} C_{\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_\beta} \frac{\partial^{k+m} M_0^{n-k-m}}{\partial (1/\lambda)^m \partial \tau_1^{\alpha_1} \partial \tau_2^{\alpha_2} \ldots \partial \tau_\beta^{\alpha_\beta}}\, \tau_1^{\alpha_1} \tau_2^{\alpha_2} \ldots \tau_\beta^{\alpha_\beta}, \tag{16}$$

$$C_{\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_\beta} = \frac{k!}{\alpha_1!\, \alpha_2! \,\ldots,\, \alpha_\beta!}, \qquad n = 0, 1, 2, \ldots .$$

Суммирование в последней сумме (16) производится по всем значениям индексов $\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_\beta$, которые удовлетворяют условию $\alpha_1 + \alpha_2 + \ldots + \alpha_\beta = k$. В (16) M_0^l представляет собой решение интегрального уравнения для функции источников при стационарном возбуждении, описываемом первичной функцией источников $\lambda f_l^1(\tau_1, \ldots, \tau_\beta)$.

Отметим, что (16) позволяет получить также общие выражения для моментов интенсивности излучения.

в) *Замечания.* Общий случай, когда необходимо учитывать время, проводимое фотоном в полете между последовательными двумя рассеяниями, и время нахождения кванта в поглощенном состоянии (без учета перераспределения излучения по частотам), здесь рассматриваться не будет, поскольку при произвольном возбуждении формулы для моментов любого порядка имеют громоздкий вид.

В данной статье при выводе формул для временных моментов были использованы не только известные замены $\lambda \to \lambda/(1+p)$, $\tau \to \tau(1+p)$, которые формально связывают нестационарные и стационарные уравнения переноса при следующих предположениях:

$$\overline{\mathbb{W}}(\vec{\tau}, p) = \overline{\mathbb{W}}(\vec{\tau}), \qquad \bar{f}^1\left(\frac{\vec{\tau}_{1p}}{1+p}, \ldots, \frac{\vec{\tau}_{lp}}{1+p}; \; p; \lambda\right) = \bar{f}^1(\vec{\tau}_{1p}, \ldots, \vec{\tau}_{lp}; \lambda), \quad (17)$$

но и учтены зависимости $\overline{\mathbb{W}}$ и $\bar{f}^1$ от p, не описываемые указанными заменами (т. е. принималось во внимание, что связь между нестационарным и стационарным уравнениями определяется также и членами, описывающими первичные источники возбуждения [21]). Условия (17), которые фактически предполагались в работах [11—15], сужают круг задач, которые можно рассмотреть на основе изложенных там формул. Если, в частности источники возбуждения меняют спектральный состав, направленность и т. д., неоднородны относительно $\vec{\tau}$, то формулы для моментов, найденные в [11—15], применять нельзя. Изложенный выше подход свободен от этого недостатка, поскольку справедливость условий (17) не предполагалась. Формулы (11), (12) справедливы, вообще говоря, для среды, ограниченной произвольной поверхностью.

Заметим, что при выполнении второго из соотношений (17) формула (16) дает выражения для моментов в случае анизотропного рассеяния, если положить $m = n - k$. Под M_0^s нужно понимать решение соответствующей стационарной задачи.

Достаточные условия существования временных моментов приводить не будем, но отметим, что этот вопрос сводится к доказательству сходимости рядов (7), (14) и возможности дифференцирования ряда (14).

2. *Характеристики нестационарного поля излучения, выражающиеся через моменты.* Кроме самостоятельного интереса временные моменты полезны еще и тем, что через них выражаются параметры, которые удобны при описании нестационарного переноса излучения. Наиболее важными из них и имеющими простой смысл, являются средняя длительность $\bar{u}$ и дисперсия σ^2, которые определяются формулами

$$\bar{u} = \int_0^\infty uG(u)\,du \Bigg/ \int_0^\infty G(u)\,du;$$
$$\sigma^2 = \int_0^\infty (u - \bar{u})^2 G(u)\,du \Bigg/ \int_0^\infty G(u)\,du, \quad (18)$$

где $G(u)$ — любая из функций, характеризующих нестационарное поле излучения. Используя (12), (16) можно записать $\bar{u}$ и σ^2 в явном виде через нулевые моменты. Эти выражения позволяют рассчитывать $\bar{u}$ и σ^2 при различных режимах возбуждения среды.

3. *Вычисление временных моментов, средней длительности и дисперсии для случаев плоской и сферически симметричной среды.* Найденные в п. 1а. формулы (11), (12) справедливы также для временных моментов величин, которые выражаются через $\bar{n}_2(\tau, u)$ посредством операций относительно $\bar{\tau}$, коммутирующими с интегрированием по u. В дальнейшем при вычислении моментов различных величин будем использовать те же обозначения для них, что и в п. 1а. Уравнениям (8) с учетом (9), (10) с точностью до обозначений удовлетворяют и моменты функции источников $S(\bar{\tau}, u) = A_{21}\bar{n}_2(\tau, u)/B_{12}n_1$ (B_{12} — эйнштейновский коэффициент вынужденного поглощения, рассчитанный на среднюю интенсивность излучения).

а) Предположим, что на границе полубесконечной плоскопараллельной среды, состоящей из двухуровенного газа, происходит мгновенная вспышка изотропного плоского источника, интенсивность которого пропорциональна профилю коэффициента поглощения и мощность на единицу площади равна $4\pi Q$. Для полного числа возбужденных атомов $R(u, \lambda)$, находящихся в момент времени u в цилиндре единичного сечения, ось которого перпендикулярна к границе слоя, получим

$$R(u, \lambda) = Q\frac{B_{12}n_1}{A_{21}}\int_0^\infty \Phi(\tau, u, \lambda)\, d\tau, \tag{19}$$

где τ оптическая глубина слоя [18], $\Phi(\tau, u, \lambda)$ — функция источников задачи о вспыхивающей плоскости [9] (первичные источники в этом случае задаются выражением $(\lambda/2)K(\tau)\delta(u)$). Как известно [18], для соответствующей стационарной задачи имеем соотношение

$$\int_0^\infty \Phi(\tau, \lambda)\, d\tau = \frac{1}{\sqrt{1-\lambda}} - 1. \tag{20}$$

Здесь $\Phi(\tau, \lambda)$ — функция источников при стационарном возбуждении, описываемом функцией $(\lambda/2)\ K(\tau)$. С помощью формул (11), (19), (20) для временных моментов M_n величины $R(u, \lambda)$ при мгновенном возбуждении находим выражения

$$M_n = Q\frac{B_{12}n_1}{A_{21}}\left[\frac{\lambda^n}{(1-\lambda)^{1/2+n}} - \sum_{k=0}^{n} D_{nk}(1-\lambda)^k - \delta_{0n}\right], \quad n = 0, 1, 2, \ldots, \tag{21}$$

где

$$D_{nk} = (-1)^k C_n^k\Big(\delta_{0k} + (1-\delta_{0k})\prod_{m=0}^{k-1}\Big(\frac{1}{2}-m\Big)\Big)\times \\ \times\Big(\delta_{0(n-k)} + (1-\delta_{0(n-k)})\prod_{m=0}^{n-k-1}\Big(\frac{1}{2}+m\Big)\Big). \tag{22}$$

В формуле (22) δ_{ij} — символ Кронекера. Учитывая (12), (18), (21), (22) для $\bar{u}_1$, $\bar{u}_2$ и σ_1 и σ_2, которые являются средними длительностями и дисперсиями соответственно для случаев мгновенного и стационарного при $u<0$ возбуждений, имеем

$$\bar{u}_1 = \frac{\lambda^2}{2(1-\lambda)(1+\sqrt{1-\lambda})}, \qquad \bar{u}_2 = \frac{\lambda(4-\lambda)}{4(1-\lambda)}, \\ \sigma_1 = \sqrt{\bar{u}_1(2\bar{u}_2-\bar{u}_1)}, \qquad \sigma_2 = \frac{\lambda}{1-\lambda}\sqrt{16-4\lambda-\lambda^2}. \tag{23}$$

б) Пусть возбуждение полубесконечного слоя производится импульсом бесконечно широкого пучка света, падающего на границу под углом $\theta_1 = \arccos\zeta_1$ и имеющего безразмерную частоту x_1 ($x=(\nu-\nu_0)/\Delta\nu$, ν — частота, $\Delta\nu$ — полуширина линии). Будем учитывать конечность времени перемещения в слое возбуждающего светового пучка. Первичные источники возбуждения в уравнении для функции источников нестационарной задачи тогда имеют вид

$$c\lambda\exp(-\theta\tau)\,\delta(u-\gamma_1\tau), \tag{24}$$

где

$$\theta = \frac{\alpha(x_1)}{\zeta_1} = \frac{1}{z_1}, \qquad \gamma_1 = \frac{A_{21}}{n_1\sigma_{12}(\nu_0)\,v\zeta_1}, \tag{25}$$

а c — константа, v — скорость света, $\alpha(x)$ — профиль коэффициента поглощения ($\alpha(0)=1$) [18]. Используя уравнения для временных моментов, формулы (12), (18) и метод, изложенный в монографии [18] (гл. VI, § 6, 7), для среднего времени свечения $\bar{u}$ (под $G(u)$ в (18) понимаем интенсивность излучения выходящего из слоя) при указанном возбуждении получим

$$\bar{u} = \lambda\left(1 + \lambda\,\frac{\partial \ln[H(z, \lambda)H(z_1, \lambda)]}{\partial\lambda}\right) +$$

$$+ \tau_1 z_1^2\left(\frac{z z_1^{-1}}{z + z_1} + \frac{\lambda}{2}\,H(z_1, \lambda)\,\Omega(z_1, \lambda)\right), \qquad (26)$$

$$z = \frac{\mu}{\alpha(x)},$$

где $\theta = \arccos\mu$ — угол между внешней нормалью к слою и направлением выходящего излучения, x — его частота, $H(z, \lambda)$ — обобщение функции Амбарцумяна на случай переноса излучения в частотах спектральной линии [18], функция $\Omega(z, \lambda)$ определена в [18] (гл. VI, § 6.7). Если второй член в (26) сравним с первым, то нельзя пренебрегать даже конечностью скорости перемещения возбуждающего импульса. Но эффект затягивания свечения слоя из-за многократных рассеяний еще более усилится. Поэтому оценка этого члена дает нижнюю границу вклада в задержку резонансного излучения из-за конечности времени пребывания фронта в пути между рассеяниями. Используя легко проверяемое соотношение

$$\Omega(z, \lambda) > 2A\left(\int_{t}^{\infty}\alpha^2(x)\,dx\right)\left(\ln\left(\frac{1+z}{z}\right) - \frac{1}{1+z}\right) = 2\varkappa(z), \qquad (27)$$

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

получаем, что второй член $\bar{u}_1$ в (26) удовлетворяет неравенству

$$\bar{u}_1 > \tau_1 z_1\left(\frac{z}{z + z_1} + \lambda z_1\varkappa(z_1)H(z_1, \lambda)\right). \qquad (28)$$

Оценим параметр τ_1 применительно к задаче о переносе излучения в линии L_α водорода. Допустим, что концентрация атомов водорода равна $n_1 = 10^{12}$ $см^{-3}$, а температура $T = 10^4$ К. Учитывая выражения для коэффициента поглощения в случае доплеровского контура [22] и вторую из формул (25), находим, что τ_1 по порядку равно $1/\Gamma_0$. При уменьшении n_1 и увеличении T, τ_1 растет ($\tau_1 \sim 1/n_1$). Поскольку n_1 в астрофизических объектах (планетарных туманностях, хромосферах) мала [22, 23] и соответственно τ_1 велико, то конечностью времени пребывания фотона в полете, вообще говоря, пренебрегать нельзя (даже $\bar{u}_1$ может быть сравнимым с первым членом в (26)).

Однако, как видно из (26)—(28), учет конечности скорости света необходим и при достаточно больших концентрациях $n_1 \geq 10^{12}$ $см^{-3}$, если среда возбуждается в частотах, лежащих на крыле коэффициента поглощения, т. е. $z_1 \gg 1$.

в) Рассчитаем среднее время $\bar{u}$ выхода энергии из сферически симметричной среды. Используя метод, предложенный в работе [24], нетрудно найти светимость шара для случая переноса излучения в частотах спектральной линии при стационарном возбуждении

$$L(\tau_0, \lambda) = \frac{16\pi^2\Delta\nu}{A\lambda n_1^2 \alpha_{12}^2(x_0)} \int_0^{\tau_0} \tau^2 S^*(\tau)\, d\tau \,(1-(1-\lambda)\, N(\tau_0, \lambda)). \qquad (29)$$

Здесь $S^*(\tau)$ — первичная функция источников на оптическом расстоянии τ от центра шара, τ_0 — оптический радиус шара, $N(\tau_0, \lambda)$ — среднее число рассеяний фотона [17, 19]

$$N(\tau_0, \lambda) = \left(\int_0^{\tau_0} \tau^2 S(\tau)\, d\tau\right)\left(\int_0^{\tau_0} \tau^2 S^*(\tau)\, d\tau\right)^{-1}, \qquad (30)$$

где $S(\tau)$ — функция источников для шара [19]. Учитывая (12), (18), (29), для среднего времени свечения $\bar{u}_1$ в случае мгновенного возбуждения, мощность которого пропорциональна $S^*(\tau)$, имеем

$$\bar{u}_1 = \lambda^2\left(N(\tau_0, \lambda) - (1-\lambda)\frac{\partial N(\tau_0, \lambda)}{\partial\lambda}\right)(1-(1-\lambda)\, N(\tau_0, \lambda))^{-1}. \qquad (31)$$

Если $\lambda < 1$, $\bar{u}_1$ не совпадает со средним числом рассеяний фотона. При консервативном рассеянии

$$\bar{u}_1 = N(\tau_0, 1). \qquad (32)$$

Найдем среднее время $\bar{u}_2$ установления лучистого равновесия (совпадает со временем разгорания свечения) считая, что источники возбуждения при $u < 0$ отсутствовали, а после $u = 0$ шар стационарно возбуждается. Из (12), (18), (29), получим

$$\bar{u}_2 = \lambda + \frac{\lambda^2}{2}\left(2\frac{\partial N(\tau_0, \lambda)}{\partial\lambda} - (1-\lambda)\frac{\partial^2 N(\tau_0, \lambda)}{\partial\lambda^2}\right) \times \\ \times \left(N(\tau_0, \lambda) - (1-\lambda)\frac{\partial N(\tau_0, \lambda)}{\partial\lambda}\right)^{-1}. \qquad (33)$$

В случае консервативного рассеяния

$$\overline{u}_2 = 1 + \frac{\partial \ln N(\tau_0, \lambda)}{\partial \lambda}\bigg|_{\lambda=1}. \tag{34}$$

Средние длительности, описывающие изменение светимости шара, вообще говоря, не равны среднему числу рассеяний фотона.

В случае консервативного рассеяния $\overline{u}_1$ и $\overline{u}_2$, можно рассчитать, принимая во внимание результаты [19]. Приведем только асимптотику для среднего времени $\overline{u}_2$ разгорания свечения при равномерном возбуждении шара

$$\overline{u}_2 \sim \frac{\Gamma(1+2\gamma)\Gamma\left(\gamma+\frac{5}{2}\right)}{\Gamma(1+\gamma)\Gamma(2+2\gamma)\Gamma\left(\frac{5}{2}+2\gamma\right)} \frac{\tau_0^{2\gamma}}{V_0\left(\frac{1}{\tau_0}\right)}, \quad \tau_0 \gg 1, \tag{35}$$

где Γ — гамма-функция, величины γ и V_0 введены при исследовании асимптотических свойств поля излучения в частотах спектральной линии [18, 19]. Для случая доплеровского профиля из (35) с учетом выражения для $N(\tau_0, 1)$ [24] получим $\overline{u}_2 = 2^9 N/45\pi^2 \approx 1.15 N$, т. е. $\overline{u}_2$, N при $\lambda = 1$ и $\tau_0 \gg 1$ совпадают по порядку величины. Используя первую из формул во второй строке (23) и (31), (33), можно найти дисперсию при мгновенном возбуждении шара.

г) Допустим, что в центре шара происходит мгновенная вспышка точечного источника. Будем считать для простоты, что рассеяние изотропно. Первичная функция источников нестационарной задачи для случая монохроматического рассеяния при данных условиях возбуждения имеет вид

$$f(\tau, u) = Z\frac{\lambda}{4\pi}\frac{e^{-\tau}}{\tau^2}\delta(u-\tau), \tag{36}$$

где Z — определяется мощностью источника. Из (36) получим

$$\overline{f}\left(\frac{\tau_{1p}}{1+p}, p\right) = Z\frac{\lambda}{4\pi}(1+p)^2\frac{e^{-\tau_{1p}}}{\tau_{1p}^2}. \tag{37}$$

В качестве величины, описывающей нестационарное поле излучения, возьмем поток излучения, выходящего с поверхности шара. Используя метод, описанный в разделе 16 и первую из формул (18), найдем для средней длительности $\overline{u}$ свечения шара выражение

$$\overline{u} = \lambda\frac{\partial \ln H(\tau_0, \lambda)}{\partial \lambda} - \frac{\partial \ln H(\tau_0, \lambda)}{\partial \tau_0}\tau_0 - 2, \tag{38}$$

где $H(\tau_0, \lambda)$ — поток излучения [24] в случае стационарного возбуждения шара точечным источником, находящимся в центре. Для $H(\tau_0, \lambda)$, как следует из [24], имеем

$$H(\tau_0, \lambda) = \frac{\lambda}{\tau_0^2}(1 - e^{-\tau_0})(1 - (1 - \lambda) N(\tau_0, \lambda)). \tag{39}$$

Здесь $N(\tau_0, \lambda)$ — среднее число рассеяний фотона, которое определяется по формуле, аналогичной (30), для случая точечного источника в центре шара. Формула для $N(\tau_0, \lambda)$ найдена в статье [24]. Подставляя (39) в (38), можно найти $\bar{u}$ через $N(\tau_0, \lambda)$ и его производные по λ и τ_0. Приведем лишь формулу для случая консервативного рассеяния

$$\bar{u} = N(\tau_0, 1) - \frac{\tau_0}{e^{\tau_0} - 1}. \tag{40}$$

При больших τ_0 и $\lambda = 1$ величина $\bar{u}$ фактически равна среднему числу рассеяний. Для $\lambda < 1$ или не слишком больших τ_0 средняя длительность $\bar{u}$ не совпадает с N, причем при малых τ_0 различие будет сильное. Если вести отсчет времени от начала прихода света к границе шара, то средняя длительность свечения $\bar{u}'$ примет вид

$$\bar{u}' = N(\tau_0, 1) - \tau_0/(1 - e^{-\tau_0}). \tag{41}$$

Например, для $\tau_0 = 0.5$, используя данные работ [24—26], найдем, что $\bar{u}' \approx 0.325$. Полученные формулы можно применить для оценки среднего времени свечения пылевой туманности, в центре которой происходит вспышка звезды (при более строгом рассмотрении необходимо учесть анизотропность рассеяния). Истинное среднее время свечения туманности $\bar{t} = \bar{u}'/\varepsilon v$. В частности, при консервативном рассеянии для $\tau_0 = 0.5$ и $\varepsilon \sim 3 \cdot 10^{-20}$ *см*$^{-1}$ [27] получаем, что $\bar{t} \approx 10$ *лет*.

В заключение отметим, что в изложенном в статье подходе нетрудно учесть неоднородность среды. Можно показать, что если известна функция Грина стационарной задачи в случае неоднородной среды, то временные моменты при произвольном возбуждении будут вычисляться по формулам, формально мало отличающимся от полученных в данной работе.

Институт физики АН БССР

THE NONSTATIONARY RADIATION TRANSFER IN SCATTERING MEDIA

N. N. ROGOVTSOV, A. M SAMSON

The nonstationary radiation field in stationary homogeneous media is considered. The calculation method for temporal moments of functions defining nonstationary radiation is suggested. Several formulae for moments at arbitrary function of excitation are obtained. Using these formulae the generalized expressions for average time $\bar{u}$ and dispersion σ are found. The quantities $\bar{u}$ and σ for the cases of the flat parallel layer and a sphere at various kinds of excitation are calculated. The connections of $\bar{u}$ with the mean number of photon scattering in the sphere of some regimes of excitation are found. The influence of time lag due to the finiteness of velocity of light on nonstationary resonance radiation field is estimated. The average time lag u lumination of a sphere at instantaneous flash of the point source located at its centre is calculated.

ЛИТЕРАТУРА

1. *T. Holstein*, Phys. Rev., 72, 1212, 1947.
2. *В. В. Соболев*, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, ГИТТЛ, М., 1956.
3. *Б. Л. Векленко*, ЖЭТФ, 36, 204, 1959.
4. *И. Н. Минин*, Вести. ЛГУ, № 13, 137, 1959; № 19, 124, 1962
5. *А. М. Самсон*, Инж. физ. ж., 2, 84, 1959.
6. *И. Н. Минин*, ДАН СССР, 154, 1059, 1964.
7. *I. Kuscer, P. F. Zweifel*, J. Math. Phys., 6, 1125, 1965.
8. *Ю. Ю. Абрамов, А. П. Напартович*, Астрофизика, 4, 195, 1968.
9. *Д. И. Нагирнер*, Астрофизика, 5, 31, 1969
10. *И. Н. Минин*, Сб. „Теоретические и прикладные проблемы рассеяния света". Наука и техника, Минск, 1971.
11. *А. М. Самсон*, Оптика и спектроскопия, 8, 89, 1960.
12. *А. М. Самсон*, ЖПС, 9, 603, 1968.
13. *И. Л. Кацев*, ДАН БССР, 8, 118, 1969
14. *И. Л. Кацев*, ЖПС, 11, 85, 1969.
15. *Н. Н. Роговцов*, ЖПС, 19, 1092, 1973.
16. *В. А. Амбарцумян*, ДАН Арм. ССР, 8, 101, 1948.
17. *В. В. Соболев*, Астрофизика, 2, 135, 239, 1966; 3, 137, 1967.
18. *В. В. Иванов*, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
19. *Д. И. Нагирнер*, Астрофизика, 8, 353, 1972.

20. *Г. И. Марчук*. Методы расчета ядерных реакторов. Госатомиздат, М., 1961.
21. *И. Н. Минин*. Астрофизика, 3, 345, 1967.
22. *В. В. Соболев*. Курс теоретической астрофизики. Физматгиз, М., 1967.
23. *Г. А. Гурзадян*. Планетарные туманности. Физматгиз, М., 1962.
24. *В. В. Соболев*. Астрофизика, 8, 197, 1972
25. *Ж. Белл, Р. Калаба, С. Уэно*. Астрофизика, 7, 23, 1971.
26. *Д. И. Нагирнер*. Астрофизика, 9, 347, 1973.
27. *И. Н. Минин*. Астрофизика, 3, 481, 1967.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 АВГУСТ, 1975 ВЫПУСК 3

НЕКОГЕРЕНТНОЕ РАССЕЯНИЕ. V

М. С. ГЕВОРКЯН, Н. Б. ЕНГИБАРЯН, А. Г. НИКОГОСЯН

Поступила 11 июля 1974
Пересмотрена 25 марта 1975

В работе затрагиваются некоторые вопросы, связанные с решением задач переноса излучения в общем случае некогерентного рассеяния. Рассматриваются различные способы представления функции перераспределения в виде билинейного разложения и возникающие при этом вопросы, касающиеся удобства их применения при численных расчетах, а также точности аппроксимации истинного закона перераспределения. Обсуждаются также вопросы существования и единственности решения уравнений типа (2.1) в некоторых функциональных пространствах и приводятся оценки по метрикам соответствующих пространств для близости решений исходного и усеченного уравнений. Приводятся численные результаты, касающиеся профилей спектральных линий, возникающих при диффузном отражении от полубесконечной среды, на которых иллюстрируется влияние на конечный результат различных приближений для закона перераспределения.

В предыдущих частях данной серии [1—4], а также в работах [5, 6] подробно разбирался круг вопросов, касающихся переноса излучения в частотах спектральных линий в общем случае некогерентного рассеяния. Отправным пунктом этих исследований служило представление функции перераспределения в виде

$$r(x', x) = \sum_{k=1}^{\infty} A_k \alpha_k(x') \alpha_k(x), \tag{*}$$

где $\{\alpha_k(x)\}$ — некоторая, нормированная в том или ином смысле, система функций; A_k — неотрицательные постоянные. Указанное представление позволяет выработать новый подход и построить новые схемы, приводящие к существенному упрощению решения задач переноса в спектральной линии при общем законе перераспределения. В этой связи особое значение приобретают вопросы, связанные с построением и выбором того или иного разложения вида (*). При каждом конкретном законе перераспределения можно указать на несколько удобных способов построения вышеупомянутого разложения. Так, в случае доплеровского уширения линии, когда

$$r(x', x) = \mathrm{erfc}(\max|x'|, |x|) \tag{1}$$

представление вида (*) можно получить, например, разлагая функцию $r(x', x)$ по своим собственным функциям на $(-\infty, \infty)$. В этом случае $A_k = 1/\lambda_k$, где величины λ_k суть собственные значения ядра $r(x', x)$. Ниже мы укажем на другие возможности построения представления (*), причем как в случае доплеровского закона перераспределения, так и в случае, когда уширение линии обусловлено совместным действием эффекта Доплера и затуханием вследствие излучения и столкновений.

Таким образом, в каждом отдельном случае мы располагаем различными способами построения необходимого нам разложения (*), в связи с чем важно выделить те критерии, которыми необходимо руководствоваться при выборе того или иного разложения при решении конкретной физической задачи. При сравнении различных способов мы сталкиваемся, с одной стороны, с вопросами, имеющими сугубо прикладное значение (например, какое из возможных разложений является наиболее удобным с точки зрения численного решения той или иной задачи переноса), с другой стороны — с вопросами, представляющими интерес с математической точки зрения. Первый круг вопросов связан прежде всего со степенью простоты построения разложения (*) и с компактностью вида функций $\alpha_k(x)$. При этом следует также учесть, насколько простой вид имеют системы уравнений, получаемые из уравнений переноса при замене функции перераспределения $r(x', x)$ ее разложением и, наконец, как легко вычисляются фигурирующие в указанных системах и подлежащие определению вспомогательные функции и параметры. Важно также учесть вопросы, связанные с устойчивостью счета и с уменьшением объема машинной памяти.

С другой стороны, как уже было отмечено, возникают вопросы математического характера, связанные с обоснованием законности замены бесконечной системы уравнений усеченной конечной системой в том или ином функциональном пространстве [см. 6] и получением оценок погрешностей по соответствующим метрикам.

На некоторые из поставленных здесь вопросов мы постараемся ответить во втором и третьем пунктах настоящей работы. В четвертом пункте будет рассмотрена одномерная задача диффузного отражения излучения в спектральной линии от полубесконечной среды. Будут приведены численные результаты, касающиеся профилей эмиссионных линий, на которых можно проиллюстрировать влияние на конечный результат предположения о полном перераспределении по частотам, а также некоторые особенности, характерные для разложения функции $r(x', x)$, принятого при выполнении численных расчетов.

1. *Построение представления* (*). В работе [6] подробно были рассмотрены некоторые методы построения разложения (*) в случае совместного действия эффекта Доплера и затухания, обусловленного излучением и столкновениями. Здесь мы вкратце напомним суть некоторых из этих методов.

Как известно, при указанных механизмах уширения функция перераспределения по частотам имеет следующий вид:

$$r(x', x) = \frac{1}{\pi^2 U(0, \alpha)} \int_0^\infty \exp(-u^2) f(x, u) f(x', u)\, du, \tag{2}$$

где

$$f(x, u) = \operatorname{arctg} \frac{x+u}{\alpha} - \operatorname{arctg} \frac{x-u}{\alpha},$$

$$U(y, \alpha) = \frac{\alpha}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-u^2)\, du}{(y-u)^2 + \alpha^2} \text{ — функция Фойгта.}$$

Здесь $\alpha = \frac{\Delta\nu_R + \Delta\nu_c}{\Delta\nu_D}$, $\Delta\nu_R$ и $\Delta\nu_c$ — ширины линии, обусловленные затуханием вследствие излучения и столкновений, соответственно; $\Delta\nu_D = \frac{\nu_0}{c}\sqrt{\frac{2kT}{m}}$ — доплеровская ширина линии.

Одним из способов получения представления (*) является разложение функции $f(x, u)$ в ряд по полиномам Эрмита. В этом случае

$$\alpha_k(x) = a_k \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-u^2) f(x, u) H_{2k-1}(u)\, du, \tag{3}$$

$$A_k = \frac{a_k}{\pi^2 U(0, \alpha)}, \quad \text{где } a_k = [2^{2k-1}(2k-1)!\sqrt{\pi}]^{-1}.$$

Напомним, что полиномы Эрмита задаются посредством

$$H_n(u) = (-1)^n e^{u^2} \frac{d^n e^{-u^2}}{du^n}.$$

и являются ортогональной системой функций с весом $\exp(-u^2)$ на промежутке $(-\infty, +\infty)$. Разложение вида (*) можно также получить непосредственным применением к интегралу в правой части (2) квадратурной формулы Гаусса.

В работе Хаммера [7] приводится следующее разложение функции перераспределения (2):

$$r(x', x) = \frac{2}{\pi^{3/2} U(0, \sigma)} \sum_{n=0}^{\infty} [2^{2n+1} (2n+1)!]^{-1} K_{2n}(\sigma, x) K_{2n}(\sigma, x'), \quad (4)$$

где

$$K_n(\sigma, x) = \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{t^2}{4} - \sigma t\right) \cos xt\, t^n\, dt. \quad (5)$$

Заметим, что функцию $K_{2n}(\sigma, x)$ можно представить и в несколько другом виде

$$K_{2n}(\sigma, x) = (-1)^n \sqrt{\pi} \frac{d^{2n} U(\sigma, x)}{dx^{2n}} = (-1)^n \frac{\sigma}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-u^2) H_{2n}(u)}{(x-u)^2 + \sigma^2} du.$$

В частности, при $\sigma = 0$, то есть в случае, когда учитывается лишь доплеровский механизм перераспределения, имеем

$$K_{2n}(0, x) = (-1)^n \sqrt{\pi} \exp(-x^2) H_{2n}(x). \quad (6)$$

В последнем случае функция перераспределения $r(x', x)$, задающаяся посредством (1), оказывается представленной в виде (*), причем $\{\alpha_k(x) = K_{2k}(0, x)\}$ представляет собой систему функций, ортогональных с весом $\exp(x^2)$ на $(-\infty, \infty)$.

В n-ом приближении функция перераспределения аппроксимируется конечной суммой

$$r_n(x', x) = \sum_{k=1}^{n} A_k \alpha_k(x') \alpha_k(x). \quad (7)$$

В этой связи, представляет несомненный интерес как сравнение приближений различного порядка для одного и того же разложения, так и сравнение друг с другом различных разложений.

Для наглядности такого сравнения на рис. 1 приводятся кривые, изображающие функцию $r(0, x)$ при доплеровском уширении линии. При этом наряду с истинным законом перераспределения, задающимся формулой (1) (при $x'=0$), приводятся кривые, рассчитанные по формуле Хаммера, когда берутся первые четыре члена в разложении (4), а также графики, соответствующие четвертому приближению разложения $r(x', x)$ по собственным

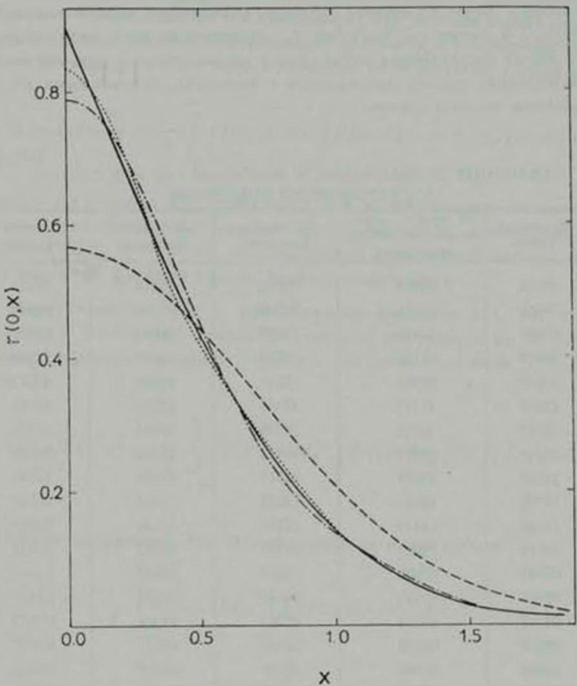


Рис. 1. Функция $r(0, x)$: а) —— истинный закон перераспределения, б) $\cdot\cdot$— 4-е приближение разложения по собственным функциям, в) ·—·— · - 4-е приближение Хаммера, г) — -- — полное перераспределение по частотам.

функциям и случаю полного перераспределения по частотам. Последний случай, как нетрудно убедиться, совпадает с первым приближением Хаммера. Действительно, с учетом формулы (5) мы находим

$$r(x', x) = \frac{1}{1 - \bar{\alpha}\, U(0, \sigma)}\, \alpha_1(x')\, \alpha_1(x), \tag{8}$$

где $\alpha_1(x) = U(x, \sigma)$, а в случае доплеровского закона перераспределения $\alpha_1(x) = \exp(-x^2)$, $U(0, 0) = 1$.

Здесь мы приводим также таблицу для значения $r(0, x)$, содержащую помимо перечисленных случаев данные, относящиеся к десятому приближению Хаммера. Более подробные таблицы, содержащие данные для других значений x, а также для значений σ, отличных от нуля, будут приведены в одной из последующих работ. Здесь же мы отметим, что эти результаты качественно хорошо согласуются с выводами, основанными на рассматриваемом частном случае.

Таблица 1

РАЗЛИЧНЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ К ФУНКЦИИ $r(0, x)$ В СЛУЧАЕ ДОПЛЕРОВСКОГО УШИРЕНИЯ

	Истинный закон	IV прибл. разложению по собств. функциям	IV прибл. Хаммера	X прибл. Хаммера	Полное перерасп.
0.0	88623	82827	72572	78518	56419
0.1	78656	79516	71348	76559	55858
0.2	68856	70940	67797	71024	54207
0.3	59499	60138	62259	62839	51563
0.4	50657	49991	55248	53263	48077
0.5	42495	41441	47369	43565	43939
0.6	35107	34533	39239	34744	39352
0.7	28554	28817	32412	27365	34564
0.8	22856	23535	24317	21550	29749
0.9	[illegible]	18697	18233	17065	25098
0.1	13340	14413	13281	13641	20755
1.1	10516	10802	09447	10837	16824
1.2	07948	07905	06619	08441	13367
1.3	05843	05576	04622	06356	10410
1.4	04229	04014	03265	04566	07947
1.5	03004	02905	02365	03115	05947
1.6	02096	01940	01768	02021	04363
1.7	01437	01329	01360	01266	03136
1.8	00957	00901	01063	00793	02210
1.9	00639	00605	00829	00521	01526
2.0	00415	00401	00635	00370	01033

Уже беглое знакомство с приведенной таблицей позволяет заключить, что лучше других функцию перераспределения (1) описывает ее разложение по собственным функциям. Однако ниже будут указаны причины, ограничивающие область применения этого разложения. Отметим здесь также, что обращает на себя внимание медленная сходимость разложения (4).

2. *Разрешимость уравнения переноса в различных функциональных пространствах.* Как известно (см., например, [18]), решение весьма широкого класса задач некогерентного изотропного рассеяния в плоскопараллельной атмосфере сводится к следующему двойному интегральному уравнению:

$$S(\tau, x) = S_0(\tau, x) + \frac{\lambda}{2}\int_{-\infty}^{\infty} r(x', x)\,dx' \int_0^{\tau_0} K(\alpha(x')|\tau-\tau'|)\,S(\tau', x')\,d\tau'. \quad (9)$$

Функция $K(\tau)$ равна $E_1\tau$, либо $\exp(-\tau)$, в зависимости от того, рассматривается трехмерная задача, или одномерная. Свободный член уравнения $S_0(\tau, x)$ зависит от конкретной физической задачи, однако здесь вид этой функции нас не будет интересовать.

Параллельно введем в рассмотрение функцию $\bar{S}(\tau, x)$, удовлетворяющую усеченному уравнению, которое получается из (9) заменой функции перераспределения $r(x', x)$ частичной суммой (7) разложения (4)

$$\bar{S}(\tau, x) = S_0(\tau, x) + \frac{\lambda}{2}\int_{-\infty}^{\infty} r_n(x', x)\,dx' \int_0^{\tau_0} K(\alpha(x')|\tau-\tau'|)\,\bar{S}(\tau', x')\,d\tau'. \quad (10)$$

Введем операторы A и A_n, задающиеся посредством

$$AS = \frac{\lambda}{2}\int_{-\infty}^{\infty} r(x', x)\,dx' \int_0^{\tau_0} K(\alpha(x')|\tau-\tau'|)\,S(\tau', x')\,d\tau',$$

$$A_nS = \frac{\lambda}{2}\int_{-\infty}^{\infty} r_n(x', x)\,dx' \int_0^{\tau_0} K(\alpha(x')|\tau-\tau'|)\,S(\tau', x')\,dx'. \quad (11)$$

Указанные операторы рассмотрим в пространствах B_1 и B_2, определяемых следующим образом:

$$S(\tau, x) \in B_1, \quad \text{если} \quad \|S\|_{B_1} = \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_0^{\tau_0} |S(\tau, x)|\,d\tau < +\infty$$

$$S(\tau, x) \in B_2, \quad \text{если} \quad \|S\|_{B_2} = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x)\, dx \left(\int_0^{\tau_0} |S(\tau, x)|\, dx \right)^2 \right|^{1/2} < +\infty,$$

где $\rho(x)$ — некоторая весовая функция.

Нетрудно показать, что оператор A отображает пространство B_2 в себя, причем

$$\|A\| \leqslant q = \lambda\mu(\tau_0), \tag{12}$$

где

$$\mu(\tau_0) = \begin{cases} \int\limits_0^{\tau_0/2} E_1\, \tau\, d\tau = 1 - E_3\left(\frac{\tau_0}{2}\right), \text{ в трехмерном случае} \\ \int\limits_0^{\tau_0/2} e^{-\tau} d\tau = 1 - e^{-\frac{\tau_0}{2}}, \text{ в одномерном случае} \end{cases} \tag{13}$$

Во втором случае оператор A является оператором сжатия, если только

$$A_0^2 = \iint\limits_{-\infty}^{\infty} g^2(x', x) \frac{\rho(x)}{\rho(x')}\, dx dx' < +\infty, \tag{14}$$

где $g(x', x) = r(x', x)/\alpha(x')$.

Выражение для интеграла в левой части неравенства (14) указывает на особую роль весовой функции $\rho(x) = 1/\alpha(x)$. Действительно, в этом случае помимо того, что выполняется неравенство (14), подынтегральное выражение становится симметричной функцией относительно x и x'. Необходимо также отметить, что такой выбор весовой функции позволяет значительно упростить решение задач некогерентного рассеяния, что в первую очередь следует отнести к методу решения, предложенному в [6]. Исходя из указанных преимуществ и ряда других соображений, о которых пойдет речь ниже, выбор в качестве весовой функции $\rho(x) = 1/\alpha(x)$ следует, по-видимому, признать наиболее естественным. С другой стороны, для выполнения условия (14) необходимо, чтобы функция $r(x', x)$ допускала разложение вида (*), где $\{\alpha_k(x)\}$ представляла бы собой ортонормированную с весом $1/\alpha(x)$ систему функций, а числа A_k удовлетворяли условию

$$\sum_{k=1}^{\infty} A_k^2 < +\infty,$$

что представляет собой, по сути дела, записанное в иной форме неравенство (14), так что в этом случае $A_0^2 = \sum\limits_{k=1}^{\infty} A_k^2$. Как нетрудно теперь убедиться, представление Хаммера (4) для функции перераспределения представляет собой разложение вида (*), причем в этом случае

$$A_0^2 = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{(2k-1)^2} = \frac{\pi^2}{8} = 1,232...$$

Как было установлено выше, оператор A является оператором сжатия в $B_2(^1/a)$, если только $\lambda\mu(\tau_0) < {}^1/A_0$. В силу принципа сжатых отображений уравнение (9) при $q < 1$ имеет единственное решение в пространствах B_1 и B_2, причем для $\|S\|$ справедлива оценка

$$\|S\| \leqslant \frac{\|S_0\|}{1-q}.$$

Переходя далее к оценке близости функций S и $\tilde{S}$ по метрикам B_1 и $B_2(1/a)$, введем функцию $U(\tau, x) = \tilde{S}(\tau, x) - S(\tau, x)$, а также $\Delta_n(x', x) = r(x', x) - r_n(x', x)$, тогда с учетом (11) будем иметь:

$$U = U_0 + A_n U,$$

где

$$U_0(\tau, x) = -\int\limits_{-\infty}^{\infty} \Delta_n(x', x)\, dx' \int\limits_0^{\tau_0} S(\tau', x')\, K(a(x')|\tau - \tau'|)\, d\tau'.$$

Из приведенного соотношения имеем

$$\|U\| \leqslant \frac{\|U_0\|}{1-q_n} = \frac{\|A_n - A\|}{1-q_n} \|S\|.$$

Тогда для относительной погрешности, образующейся при замене уравнения (9) на (10), получаем

$$\delta = \frac{\|U\|}{\|S\|} = \frac{\|A_n - A\|}{1-q_n},$$

причем в случае, когда $B = B_2$

$$\|A_n - A\| = \sum_{k=n+1}^{\infty} \frac{1}{(2k-1)^2}.$$

3. *Разделение переменных.* В настоящем пункте мы остановимся на применении метода разделения переменных к решению одномерной задачи переноса, что позволит по-новому взглянуть на значение весовой функции $\varphi(x) = 1/\alpha(x)$ в задачах некогерентного рассеяния. Будет также предложен новый подход к приближенному решению задачи в случае доплеровского уширения линии. Приложение метода разделения переменных к задачам переноса наиболее полно освещается Кейзом [9]. Нижеизложенные результаты не опираются на теорию Кейза и представляют собой, по сути дела, первый шаг к изучению задач некогерентного рассеяния указанным методом.

Рассмотрим следующую задачу

$$\pm \frac{dI^{\pm}}{d\tau} = -\alpha(x) I^{\pm}(\tau, x) + \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} r(x', x)[I^{+}(\tau, x') + I^{-}(\tau, x')]\, dx', \tag{15}$$

$$I^{+}(0, x) = I_0(x); \quad I^{-}(\tau_0, x) = 0. \tag{16}$$

Для простоты здесь будем считать, что $I_0(x) = O(\alpha(x))$, при $x \to \pm\infty$, хотя нижеследуемые соображения можно провести и для классической задачи Шустера об образовании линий поглощения.

Ищем специальные решения однородного уравнения (15) в виде

$$I^{\pm}(\tau, x) = g_{\pm}(x)\, e^{s\tau},$$

где $g_{\pm}(\tau)$, вообще говоря, являются обобщенными функциями. Тогда из (15) имеем

$$[\alpha(x) \pm s]\, g_{\pm}(x) = \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} r(x', x)\, U(x')\, dx', \tag{17}$$

где введено обозначение

$$U(x) = g_{+}(x) + g_{-}(x).$$

Далее, умножая первое из уравнений (17) на $\alpha(x) - s$, а второе — на $\alpha(x) + s$, а затем сложив результаты, для определения функции $U(x)$ получаем следующую задачу на собственные значения:

$$[\alpha^2(x) - s^2]\, U(x) = \lambda\alpha(x) \int_{-\infty}^{\infty} r(x', x)\, U(x')\, dx'. \tag{18}$$

Из физических соображений можно ожидать, что спектр задачи (18) — непрерывный и заключен в промежутке $[-1, 1]$. Не вдаваясь в математические тонкости рассматриваемого вопроса, остановимся на некоторых результатах, представляющих интерес с точки зрения наших исследований.

Докажем, что собственные функции задачи (18), соответствующие различным значениям параметра s^2, представляют собой ортогональную с весом $1/\alpha(x)$ систему функций.

Действительно, пусть функции $U_k(x)$ $(k=1, 2)$ удовлетворяют уравнению (18) при $s^2 = s_k^2$, соответственно, и $s_1^2 \neq s_2^2$:

$$[\alpha^2(x) - s_k^2]\, U_k(x) = \lambda\alpha(x) \int\limits_{-\infty}^{\infty} r(x', x)\, U_k(x')\, dx' \qquad (k=1, 2). \qquad (19)$$

Умножая первое из уравнений (19) на $U_2(x)/\alpha(x)$ и интегрируя по x, получаем

$$\int\limits_{-\infty}^{\infty} \alpha(x)\, U_1(x)\, U_2(x)\, dx - s_1^2 \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{U_1(x)\, U_2(x)}{\alpha(x)} dx =$$

$$= \lambda \int\limits_{-\infty}^{\infty}\!\!\int r(x', x)\, U_1(x')\, U_2(x)\, dx'\, dx.$$

Аналогично, из второго уравнения имеем

$$\int\limits_{-\infty}^{\infty} \alpha(x)\, U_1(x)\, U_2(x)\, dx - s_2^2 \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{U_1(x)\, U_2(x)}{\alpha(x)} dx =$$

$$= \lambda \int\limits_{-\infty}^{\infty}\!\!\int r(x', x)\, U_1(x)\, U_2(x')\, dx\, dx'.$$

Вычтя из первого соотношения второе, с учетом симметричности функции $r(x', x)$ получаем:

$$(s_1^2 - s_2^2) \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{U_1(x)\, U_2(x)}{\alpha(x)} dx = 0,$$

откуда непосредственно вытекает наше утверждение.

Доказанное свойство ортогональности еще раз указывает на органическую связь весовой функции $1/\alpha(x)$ с задачами некогерентного рассеяния.

Построение сингулярных собственных функций задачи (18) сопряжено со значительными аналитическими трудностями. Здесь мы более подробно остановимся на одном важном частном случае, когда указанные собственные функции можно приближенно построить относительно легко, что представляет определенный интерес с точки зрения численного решения задачи (15). В случае доплеровского уширения линии, когда функция перераспределения $r(x', x)$ задается посредством (1), уравнение (18) записывается в виде

$$[e^{-2x^2} - s^2]\, U(x) = 2\lambda e^{-x^2}[\Phi(x)\, y(x) + z(x)], \tag{20}$$

где введены следующие обозначения

$$y(x) = \int_0^x U(t)\, dt; \qquad z(x) = \int_x^\infty \Phi(t)\, U(t)\, dt; \qquad \Phi(x) = \int_x^\infty e^{-t^2}\, dt.$$

Умножая (20) на $\exp(x^2)$ и дифференцируя по x, относительно $y(x)$ получаем следующее уравнение

$$\frac{d}{dx}\left[(e^{-x^2} - s^2 e^{x^2})\frac{dy}{dx}\right] + 2\lambda e^{-x^2} y = 0 \tag{21}$$

с краевыми условиями

$$y(0) = 0, \quad y'(x) = O(e^{-x^2}), \quad \text{при} \quad x \to \infty. \tag{22}$$

Полученная задача представляет собой новый тип спектральных задач для линейных дифференциальных уравнений второго порядка. Ее принципиальное отличие от классической задачи Штурма—Лиувилля заключается в том, что параметр s^2 стоит при старшей производной.

Решение задачи (21—22) сообщает локальный экстремум следующему функционалу:

$$J(y) = \int_0^\infty [(e^{-x^2} - s^2 e^{x^2})\, y'^2 - 2\lambda e^{-x^2} y^2]\, dx, \tag{23}$$

Применяя метод, родственный с методом Ритца, можно приближенно построить собственные функции нашей задачи.

Введем для этого координатные функции

$$\varphi_m(x) = \int_0^x \exp(-mt^2)\, dt \qquad m = 1, 2, \ldots$$

которые удовлетворяют граничным условиям вида (22). Экстремали функционала $J(y)$ ищем в пространстве линейных комбинаций координатных функций $\sigma_m(x)$.

$$y_k(x) = \sum_{m=1}^{n} c_{mk}\,\sigma_m(x); \qquad U_k(x) = \sum_{m=1}^{n} c_{mk} \exp(-mx^2).$$

Тогда для определения постоянных c_{mk} имеем следующую однородную систему

$$\sum_{m=1}^{n} c_{mk}\,[\beta_{mj} - s_k^2 \varkappa_{mj}] = 0,$$

где величины s_k^2 определяются из характеристического уравнения

$$\det \|\beta_{mj} - s_k^2 \varkappa_{mj}\| = 0,$$

где

$$\beta_{mj} = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{m+j+1}} - \frac{2\lambda}{\sqrt{mj}} \arcsin \sqrt{\frac{mj}{(m+1)(j+1)}},$$

$$\varkappa_{mj} = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{m+j-1}}.$$

Теперь общее решение исходной задачи (15) записывается в виде

$$I^{\pm}(\tau, x) = \sum_{k=-n}^{n} L_k (1 - s_k e^{\pm}) U_k(x) e^{s_k \tau},$$

причем $s_{-k} = -s_k$.

Постоянные интегрирования L_k можно определить из условий

$$\|I^{+}(0, x) - I_0(x)\|_{L_1} = \min$$

$$\|I^{-}(\tau_0, x)\|_{L_1} = \min,$$

что приводит к линейной алгебраической системе относительно L_k $(k = \pm 1, \pm 2, \ldots, \pm n)$.

В заключение настоящего пункта заметим, что в случае полного перераспределения по частотам решение уравнения (19) имеет вид:

$$U(x) = \frac{C\alpha^2(x)}{s^2(x) - s^2}$$

и в этом частном случае с успехом может быть применен метод Кейза

4. *Одномерная задача диффузного отражения от полубесконечной среды.* В настоящем разделе мы рассмотрим задачу о диффузном отражении излучения в частотах спектральной линии от одномерной полубесконечной среды. На примере этой несложной задачи наглядно можно проиллюстри-

ровать влияние того или иного представления функции перераспределения на наблюдаемые характеристики поля излучения. Параллельно мы рассмотрим ряд других вопросов, представляющих известный интерес и имеющих самостоятельное значение.

Закон отражения от одномерной полубесконечной среды можно описать функцией $\rho(x, x')$, имеющей следующий вероятностный смысл: если на среду падает квант частоты x', то $\rho(x, x')\,dx$ представляет собой вероятность того, что после многократных рассеяний отразится из среды квант с частотой, лежащей в интервале x, $x+dx$. Применением принципа инвариантности Амбарцумяна [10] для функции $\rho(x, x')$ получаем следующее уравнение:

$$[\alpha(x)+\alpha(x')]\,\rho(x, x') = \frac{\lambda}{2} r(x, x') + \frac{\lambda}{2}\int\limits_{-\infty}^{\infty} \rho(x, x'')\, r(x'', x')\, dx'' +$$
$$+\frac{\lambda}{2}\int\limits_{-\infty}^{\infty} r(x, x'')\,\rho(x'', x')\, dx'' + \frac{\lambda}{2}\int\limits_{-\infty}^{\infty} \rho(x, x'')\, dx'' \int\limits_{-\infty}^{\infty} r(x'', t)\,\rho(t, x')\, dt. \qquad (24)$$

Займемся вопросом сходимости последовательных приближений к решению (24). Рассмотрим с этой целью итерационный процесс, определяемый посредством

$$[\alpha(x)+\alpha(x')]\,\rho_{n+1}(x, x') = \frac{\lambda}{2} r(x, x') + \frac{\lambda}{2}\int\limits_{-\infty}^{\infty} \rho_n(x, x'')\, r(x'', x')\, dx'' +$$
$$+\frac{\lambda}{2}\int\limits_{-\infty}^{\infty} r(x, x'')\,\rho_n(x'', x')\, dx'' + \frac{\lambda}{2}\int\limits_{-\infty}^{\infty} \rho_n(x, x'')\, dx'' \int\limits_{-\infty}^{\infty} r(x'', t)\,\rho_n(t, x')\, dt \qquad (25)$$

$$\rho_0(x, x') = 0.$$

Нетрудно убедиться, что последовательность $\rho_n(x, x')$ обладает следующими свойствами: а) $\rho_n(x, x') \geq 0$; б) $\rho_n(x, x')$ монотонно возрастает по n; в) $\rho_n(x, x') = \rho_n(x', x)$ для всех $n \geq 0$.

Методом индукции докажем, что имеет место оценка:

$$I_n(x') = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \rho_n(x, x')\, dx \leq \lambda. \qquad (26)$$

Действительно, пусть неравенство (26) выполняется для некоторого n. Интегрируя обе части (25) по x и учитывая (26), получаем:

$$\beta_{n+1}(x') + \alpha(x')\, I_{n+1}(x') \leqslant \lambda\alpha(x') + \lambda\beta_n(x'), \tag{27}$$

где

$$\beta_n(x') = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \alpha(x)\, \rho_n(x, x')\, dx.$$

Если теперь принять во внимание, что в силу свойства (6)

$$\beta_{n+1}(x') \geqslant \beta_n(x') \geqslant \lambda\beta_n(x'),$$

то из (27) приходим непосредственно к оценке (26).

Из доказанной оценки и известной теоремы Леви [11] следует сходимость итераций $\rho_n(x, x')$ к решению уравнения (24), при этом $\rho(x, x') = \rho(x', x)$. Можно также доказать, что предел последовательности $\rho_n(x, x')$ является единственным решением уравнения (24), удовлетворяющим требованию

$$\int\limits_{-\infty}^{\infty} \rho(x, x')\, dx' \leqslant 1,$$

вытекающему из вероятностного смысла этой функции.

Нетрудно также показать, что в консервативном случае ($\lambda = 1$) справедливо равенство $I(x) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \rho(x, x')\, dx' = 1$.

В заключение, остановимся на решении уравнения (24). Заменяя $r(x', x)$ ее разложением (*), получаем

$$\rho(x, x') = \frac{\lambda}{2}\, \frac{\sum\limits_{k=1}^{n} A_k \varphi_k(x)\, \varphi_k(x')}{\alpha(x) + \alpha(x')},$$

где

$$\varphi_m(x) = a_m(x) + \int\limits_{-\infty}^{\infty} \rho(x, x')\, a_m(x')\, dx'.$$

Подставляя в полученное соотношение выражение для $\rho(x, x')$, при-

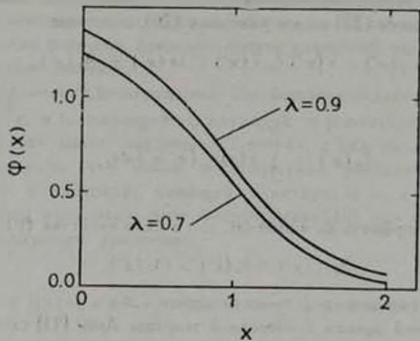


Рис. 2. Функция $\varphi(x)$ в случае полного перераспределения по частотам.

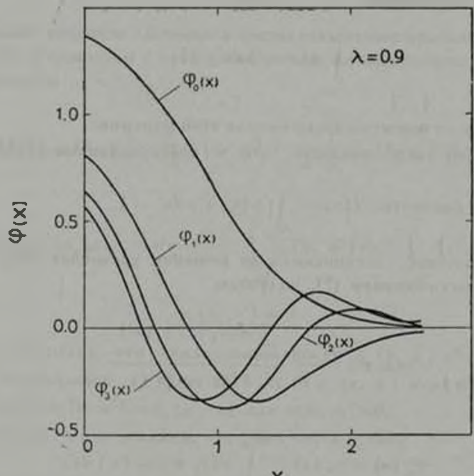


Рис. 3. Функции $\varphi_m(x)$ в случае четвертого приближения Хаммера.

ходим к следующей системе уравнений относительно функций $\varphi_m(x)$:

$$\varphi_m(x) = a_m(x) + \frac{\lambda}{2} \sum_{k=1}^{m} A_k \varphi_k(x) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varphi_k(x')\, a_m(x')}{\alpha(x) + \alpha(x')}\, dx'. \tag{28}$$

Ниже мы приводим результаты численных расчетов, относящихся к 1-му (полное перераспределение по частотам), 4-му и 8-му приближениям Хаммера, а также к случаю разложения функции перераспределения $r(x', x)$ по собственным функциям (4-ое приближение). При этом интеграл, входящий в (28), был заменен интегральной суммой согласно квадратурной формуле Гаусса—Эрмита.

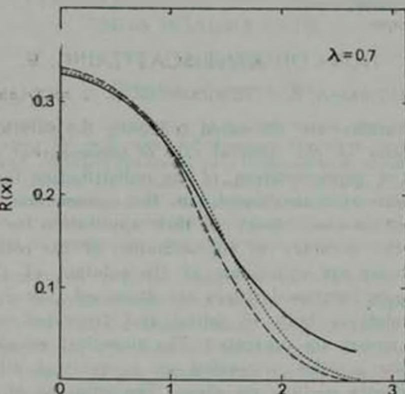


Рис. 4. Профили спектральных линий: а) —— 4-е (8-е) приближение Хаммера б) ···· полное перераспределение по частотам, в) - - - случай разложения по собственным функциям (4-е приближение).

На приведенных рисунках даются функции $\varphi(x)$ и $\varphi_m(x)$ для случаев полного перераспределения по частотам и 4-го приближения Хаммера, соответственно.

Далее, на рис. 4 изображены профили спектральных линий для некоторых приближенных случаев. Различие между данными, полученными на основе 4-го и 8-го приближений Хаммера незначительное (в четвертом знаке после запятой и меньше), ввиду чего указанным случаям на рисунке соответствует одна кривая. Из приведенных графиков можно заключить о удовлетворительном согласии между различными приближениями соответствующими 4-му (8-му) приближению Хаммера, с одной стороны, и случаям полного перераспределения по частотам и 4-му приближению разложения по собственным функциям,— с другой, становится значительным. В последнем случае указанное расхождение может явиться следствием нарушения условия нормировки, характерного разложению функции перераспределения по собственным функциям. Отметим, что разложение Хаммера (4) лишено этого недостатка.

В заключение, авторы выражают искреннюю признательность академику В. А. Амбарцумяну за многократные обсуждения, а Г. А. Арутюняну за помощь при выполнении численных расчетов.

Ереванский педагогический институт
Бюраканская астрофизическая обсерватория

NON-COHERENT SCATTERING. V.

M. S. GEVORKIAN, N. B. YENGIBARIAN, A. G. NICOGHOSSIAN

Some questions are discussed concering the solution of radiative transfer problems in the general case of non-coherent scattering. Various methods of representation of the redistribution function as a bilinear expansion are considered. In this connection the following questions arise; the convenience of their application for numerical calculations and the accuracy of approximation of the real redistribution law. The existence and uniqueness of the solution of (2.1) — type of equations in some functional spaces are discussed. The estimates of the proximity of solutions both of initial and truncated equations in the corresponding spaces are presented. The numerical calculations concerning spectral line profiles originated as a result of diffuse reflection from a semi-infinite medium are given. The influence of various approximations of the redistribution law on the final results is shown.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Н. Б. Енгибарян*, Астрофизика, 7, 573, 1971.
2. *Н. Б. Енгибарян, А. Г. Никогосян*, Астрофизика, 8, 71, 1972.
3. *Н. Б. Енгибарян, А. Г. Никогосян*, Астрофизика, 8, 213, 1972.
4. *Н. Б. Енгибарян, А. Г. Никогосян*, Астрофизика, 9, 79, 1973
5. *Н. Б. Енгибарян, А. Г. Никогосян*, Препринт № 4, Бюраканской обс., 1972
6. *N. B. Yengibarian, A. G. Nicoghossian*, JQSRT, 13, 787, 1973.
7. *D. G. Hummer*, M. N., 125, 21, 1962.
8. *В. В. Иванов*, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
9. *К. Кейз, П. Цвайфел*, Линейная теория переноса, Мир, М., 1972.
10. *В. В. Соболев*, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, М., 1956.
11. *И. П. Натансон*, Теория функций действительного переменного, Гостехиздат, М.-Л., 1950.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 АВГУСТ, 1975 ВЫПУСК 3

О НЕПРЕРЫВНОМ СПЕКТРЕ ЗВЕЗД ТИПА ВОЛЬФА-РАЙЕ

В. П. РЫЛЬКОВ

Поступила 26 ноября 1974

Теоретические потоки, полученные в предположении, что излучение в непрерывном спектре звезд WR есть сумма планковского излучения звезды и рекомбинационного излучения оболочки, сравнивались с наблюдаемыми потоками энергии для 20 звезд WR. При условии, что основным элементом в оболочках звезд WR является гелий, получены оценки электронных температур в оболочках и отношений светимости оболочки к светимости звезды. Это позволило оценить для каждой звезды WR электронную плотность на границе фотосферы и потерю массы звездой в год

Целью настоящей работы является исследование непрерывного спектра звезд с протяженными оболочками типа Вольфа-Райе на основе теории свечения звезд с оболочками, разработанной В. В. Соболевым [1]. Предполагая, что главным химическим элементом в звездах WR является гелий, будем вычислять потоки энергии, выходящие из фотосфер этих звезд, чтобы, сравнив их с наблюдаемыми потоками, получить ряд характеристик излучения и состояния вещества в оболочках. В качестве основного наблюдательного материала возьмем полученные и исправленные за межзвездное поглощение потоки энергии в непрерывном спектре 20 звезд типа Вольфа-Райе из работы Кухи [2].

Основные формулы. Принято считать, что в результате непрерывного истечения вещества вокруг звезд WR образуются протяженные оболочки. Происходящая в них переработка высокочастотного излучения звезды в кванты меньших частот приводит к излучению энергии как в широких эмиссионных линиях, так и в непрерывном спектре. При этом энергия, излучаемая оболочкой в видимой части спектра, сравнима с энергией, излучаемой звездой в той же части спектра. Поскольку оболочка является прозрачной в частотах непрерывного спектра, то суммарное излучение от звезды с оболочкой $L(\nu)$ в частоте ν наблюдаемой области спектра слагается из энергии $L^*(\nu)$, излучаемой самой звездой, и энергии $L^{об}(\nu)$ излучаемой оболочкой:

$$L(\nu) = L^*(\nu) + L^{об}(\nu) \tag{1}$$

Предполагая, что звезда излучает как абсолютно черное тело с температурой T_*, светимость ее в любой частоте ν можно вычислять по формуле:

$$L^*(\nu) = 4\pi^2 r_0^2 \frac{2h}{c^2} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT_*} - 1}, \tag{2}$$

где r_0 — радиус фотосферы звезды, а остальные символы имеют обычное значение.

Свечение оболочки в непрерывном спектре происходит путем рекомбинаций и свободно-свободных переходов электронов в полях ионов. Чтобы найти светимость оболочки в частоте ν, необходимо знать значение средней электронной температуры T_e в ней, закон изменения плотности вещества вдоль радиуса и объем светящейся части оболочки. Будем считать, что вследствие высокой температуры звезды, гелий в оболочках звезд типа Вольфа-Райе находится преимущественно в дважды ионизованном состоянии и зона его свечения простирается от границы фотосферы r_0 до бесконечности. Принимая, что плотность вещества меняется обратно пропорционально квадрату расстояния от центра звезды, имеем:

$$n_e = 2n^{++} = n_e^0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^2, \tag{3}$$

где n_e, n^{++} и n_e^0 — соответственно число свободных электронов, число дважды ионизованных атомов гелия и число электронов на границе фотосферы (при $r = r_0$) в единице объема.

Энергия $L^{об}(\nu)$, рассчитанная на единичный интервал частот, определяется по формуле (см., например, [3], стр. 236):

$$L^{об}(\nu) = 4\pi \int_{r_0}^{\infty} \varepsilon(\nu) [1 - W] r^2 dr. \tag{4}$$

Здесь W — коэффициент дилюции излучения; множитель $[1 - W]$ учитывает экранирование звездой части излучения оболочки, при вычислениях берется его среднее значение, равное $2/3$; $\varepsilon(\nu)$ — энергия, излучаемая единицей объема в частоте ν при рекомбинациях и свободно-свободных переходах электронов в полях дважды ионизованных атомов гелия, определяемая по формуле:

$$\varepsilon(\nu) = \frac{2^9\pi^3}{(6\pi)^{3/2}}\frac{e^6}{m^2c^3}\left(\frac{m}{kT_e}\right)^{1/2}\left(g_i + \frac{2\chi_1}{kT_e}\sum_{i=j}^{\infty}\frac{g_{i\nu}}{i^3}e^{\frac{\chi_i}{kT_e}}\right)e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}n_e n^{++}, \quad (5)$$

где g_i и $g_{i\nu}$ — поправочные множители Гаунта, принимаемые обычно при расчетах равными единице, χ_i — энергия ионизации из i-го состояния He II.

После подстановки (5) в (4), интегрирования по всем телесным углам и по всему объему оболочки, используя при этом соотношение (3), получим формулу для вычисления светимости оболочки $L^{об}(\nu)$ в любой частоте ν:

$$L^{об}(\nu) = Kn_e^{02}r_0^3T_e^{-1/2}\left(1 + \frac{2\chi_1}{kT_e}\sum_{i=j}^{\infty}\frac{1}{i^3}e^{\frac{\chi_i}{kT_e}}\right)e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}, \quad (6)$$

где

$$K = \frac{2^{11}\pi^4}{3(6\pi)^{3/2}}\frac{e^6}{m^2c^3}\left(\frac{m}{k}\right)^{1/2} = 1.145\cdot 10^{-36}. \quad (7)$$

Наблюдаемые потоки излучения $F(\nu)$ связаны со светимостями $L(\nu)$ соотношением:

$$F(\nu) = \frac{L(\nu)}{4\pi R^2}, \quad (8)$$

где R — расстояние от звезды до наблюдателя. Поскольку расстояния до звезд типа Вольфа-Райе весьма неопределенны, будем рассматривать относительные величины потоков энергии, принян за опорный поток излучение в частоте ν_0, соответствующей длине волны λ 5000:

$$\frac{F(\nu)}{F(\nu_0)} = \frac{L(\nu)}{L(\nu_0)}. \quad (9)$$

Для удобства сравнения теоретически рассчитываемых и наблюдаемых энергетических потоков звезд WR, значения которых взяты из таблиц 4 и 5 работы Кухи [2], вычисляем величину

$$f(\nu) = -2.5\lg F(\nu). \quad (10)$$

Принимая $f(\nu_0) = 1$, для теоретического потока энергии от звезды WR получим:

$$f(\nu) = 1 - 2.5\lg\frac{L^*(\nu) + L^{об}(\nu)}{L^*(\nu_0) + L^{об}(\nu_0)}. \quad (11)$$

Преобразуя правую часть, введем новый параметр A_ν, означающий отношение светимости оболочки к светимости звезды в частоте ν

$$A_\nu = \frac{L^{ob}(\nu_0)}{L^*(\nu)} \tag{12}$$

и, учитывая выражение для светимости звезды в частоте ν, получим

$$f(\nu) = 1 - 2.5\lg\frac{\nu^3(e^{h\nu_0/kT_*}-1)}{\nu_0^3(e^{h\nu/kT_*}-1)} - 2.5\lg\frac{1+A_\nu}{1+A_{\nu_0}}. \tag{13}$$

Параметр A_ν вычисляется по формуле

$$A_\nu = a\frac{n_e^0 r_0}{\nu^3}T_e^{-1/2}(e^{h\nu/kT_*}-1)\left(1+\frac{2\chi_1}{kT_e}\sum_{i=j}^{\infty}\frac{1}{i^3}e^{\frac{\chi_i}{kT_e}}\right)e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}, \tag{14}$$

где

$$a = \frac{2^5\pi^2}{3(6\pi)^{3/2}}\frac{e^6}{m^2ch}\left(\frac{m}{k}\right)^{1/2} = 1.968\cdot10^{?}. \tag{15}$$

Чтобы упростить вычисления и уменьшить число параметров, A_ν вычисляется в зависимости от параметра A_{ν_1}, означающего отношение оболочки к светимости звезды в частоте ν_1 по формуле

$$A_\nu = A_{\nu_1}\cdot R(\nu,\ T_*,\ T_e), \tag{16}$$

где

$$R(\nu,\ T_*,\ T_e) = \frac{\nu_1^3(e^{h\nu/kT_*}-1)\left(1+\frac{2\chi_1}{kT_e}\sum_{i=j}^{\infty}\frac{1}{i^3}e^{\frac{\chi_i}{kT_e}}\right)e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}}{\nu^3(e^{h\nu_1/kT_*}-1)\left(1+\frac{2\chi_1}{kT_e}\sum_{i=j_1}^{\infty}\frac{1}{i^3}e^{\frac{\chi_i}{kT_e}}\right)e^{-\frac{h\nu_1}{kT_e}}}. \tag{17}$$

При наложении спектра оболочки на спектр горячей звезды WR доля светимости оболочки в общей светимости звезды с оболочкой в видимой части спектра увеличивается с длиной волны, т. е. функция $R(\nu,\ T_*,\ T_e)$ растет с уменьшением частоты ν.

Интерпретация наблюдательных данных. Вычисления теоретических энергетических потоков для некоторых частот непрерывного спектра проводились по формуле (13), с использованием (16) и (17), в зависимости от трех параметров: температуры звезды T_*, средней электронной температуры T_e в оболочке и отношения A_{ν_1} светимости оболочки к светимости звезды в частоте ν_1. Результаты вычислений

Таблица 1

НАБЛЮДАЕМЫЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОТОКИ ЭНЕРГИИ ЗВЕЗД WR, НОРМАЛИЗОВАННЫЕ К ЕДИНИЦЕ В λ 5000

$T_* \cdot 10^{-3}$ K	$T_e \cdot 10^{-3}$ K	A_{ν_1}	$f(\nu_1)$ λλ 3500	$f(\nu_2)$ 4000	$f(\nu_3)$ 5700	$f(\nu_4)$ 6750	$f(\nu_5)$ 7500	$f(\nu_6)$ 9500
1	2	3	4	5	6	7	8	9
	HD 192163		0.43	0.65	1.21	1.45	1.60	1.95
60	40	0.14	0.42	0.67	1.21	1.47	1.60	1.93
80	50	0.14	0.40	0.66	1.21	1.47	1.61	1.93
100	60	0.14	0.39	0.65	1.21	1.48	1.61	1.93
	HD 191765		0.40	0.64	1.19	1.42	1.55	1.83
60	20	0.26	0.42	0.74	1.19	1.45	1.53	1.83
80	20	0.28	0.40	0.74	1.20	1.45	1.53	1.82
100	30	0.24	0.40	0.71	1.20	1.44	1.54	1.62
	HD 187282		0.30	0.58	1.21	1.48	1.66	2.05
70	20	0.10	0.36	0.65	1.23	1.52	1.67	2.06
90	30	0.10	0.35	0.63	1.23	1.52	1.67	2.04
110	30	0.10	0.34	0.62	1.23	1.53	1.68	2.05
	HD 50896		0.50	0.70	1.14	1.31	1.43	1.64
60	30	0.44	0.49	0.80	1.16	1.36	1.42	1.64
80	50	0.40	0.50	0.76	1.16	1.35	1.42	1.63
100	70	0.38	0.49	0.74	1.16	1.35	1.43	1.62
	HD 9974		0.48	0.70	1.17	1.40	1.53	1.62
60	30	0.24	0.44	0.73	1.19	1.43	1.53	1.81
80	50	0.22	0.43	0.70	1.19	1.43	1.54	1.81
100	60	0.22	0.43	0.69	1.19	1.43	1.54	1.80
	HD 190918		0.53	0.69	1.19	1.46	1.62	1.99
60	40	0.12	0.41	0.66	1.21	1.48	1.62	1.96
80	50	0.12	0.39	0.64	1.22	1.49	1.63	1.97
100	60	0.12	0.38	0.63	1.22	1.49	1.64	1.97
	HD 193576		0.53	0.68	1.21	1.49	1.66	2.01
50	30	0.10	0.42	0.67	1.21	1.49	1.64	2.00
70	40	0.12	0.39	0.65	1.22	1.49	1.63	1.97
90	60	0.10	0.37	0.63	1.22	1.50	1.66	2.01

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
HD 193928			0.54	0.71	1.18	1.40	1.53	1.90
50	30	0.18	0.44	0.71	1.20	1.45	1.57	1.88
70	40	0.18	0.42	0.68	1.20	1.45	1.57	1.87
90	50	0.16	0.40	0.66	1.21	1.46	1.59	1.90
HD 211853			0.54	0.71	1.19	1.42	1.58	1.98
50	30	0.12	0.42	0.68	1.21	1.48	1.62	1.97
70	50	0.12	0.40	0.65	1.21	1.48	1.63	1.96
90	70	0.12	0.39	0.64	1.22	1.49	1.63	1.96
HD 214419			0.42	0.62	1.20	1.46	1.62	2.02
60	30	0.12	0.40	0.66	1.22	1.49	1.63	1.98
80	50	0.10	0.38	0.63	1.22	1.50	1.66	2.01
100	70	0.10	0.37	0.62	1.22	1.50	1.66	2.01
HD 219460			0.62	0.75	1.22	1.48	1.62	1.99
40	20	0.10	0.44	0.69	1.21	1.49	1.63	2.00
60	40	0.12	0.41	0.66	1.21	1.48	1.62	1.96
80	40	0.12	0.38	0.65	1.22	1.49	1.64	1.98
HD 193077			0.53	0.69	1.20	1.48	1.65	2.05
50	20	0.10	0.40	0.67	1.22	1.50	1.65	2.03
70	40	0.10	0.38	0.64	1.22	1.50	1.66	2.01
90	60	0.10	0.37	0.63	1.22	1.50	1.66	2.01
HD 185943			0.54	0.71	1.19	1.44	1.58	1.86
60	40	0.20	0.44	0.70	1.19	1.44	1.55	1.84
80	50	0.18	0.42	0.68	1.20	1.45	1.57	1.86
100	60	0.18	0.41	0.67	1.20	1.45	1.57	1.86
HD 17638			0.42	0.67	1.20	1.42	1.55	1.89
50	30	0.18	0.44	0.71	1.20	1.45	1.57	1.88
70	40	0.18	0.42	0.69	1.20	1.45	1.57	1.87
90	50	0.18	0.41	0.67	1.20	1.45	1.57	1.87
HD 16523			0.38	0.65	1.19	1.43	1.60	1.93
50	20	0.16	0.42	0.70	1.21	1.48	1.60	1.94
70	30	0.16	0.40	0.68	1.21	1.47	1.60	1.92
90	40	0.16	0.39	0.66	1.21	1.47	1.60	1.91

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
HD 165763			0.51	0.70	1.16	1.36	1.46	1.73
60	40	0.30	0.48	0.74	1.18	1.39	1.48	1.73
80	50	0.28	0.46	0.72	1.18	1.40	1.49	1.73
100	60	0.28	0.45	0.71	1.18	1.39	1.49	1.73
HD 192103			0.48	0.69	1.17	1.40	1.54	1.85
50	30	0.20	0.45	0.72	1.19	1.44	1.55	1.85
70	40	0.20	0.43	0.69	1.20	1.44	1.56	1.84
90	60	0.18	0.41	0.67	1.20	1.45	1.57	1.86
HD 168206			0.40	0.66	1.17	1.40	1.52	1.80
60	20	0.30	0.43	0.76	1.19	1.43	1.51	1.79
80	30	0.26	0.42	0.72	1.19	1.43	1.52	1.80
100	40	0.24	0.42	0.70	1.19	1.43	1.53	1.80
HD 192641			0.49	0.68	1.15	1.36	1.50	1.81
50	30	0.24	0.46	0.74	1.19	1.42	1.52	1.81
70	50	0.22	0.44	0.70	1.19	1.42	1.53	1.80
90	70	0.22	0.44	0.69	1.19	1.42	1.53	1.79
HD 193793			0.55	0.72	1.14	1.36	1.46	1.77
60	40	0.26	0.46	0.73	1.18	1.41	1.50	1.77
80	60	0.26	0.46	0.71	1.18	1.40	1.50	1.75
100	70	0.24	0.44	0.69	1.19	1.41	1.52	1.77

для 6 частот ν, соответствующих длинам волн λ 3500, 4000, 5700, 6750, 7500 и 9500, отобранные по принципу наилучшего согласия теоретических и наблюдаемых потоков, для всех 20 звезд WR приведены в таблице 1. Наблюдаемые потоки представлены в этой же таблице для каждой звезды в строке, где указан ее номер. Среди исследуемых звезд 13 принадлежат к азотной последовательности (WN) и 7 звезд к углеродной (WC). В каждой группе из WN и WC звезд по четыре звезды одиночные, остальные спектрально-двойные.

Результаты вычислений показывают, что девять звезд WR: HD 192163 (WN6), HD 191765 (WN5), HD 50896 (WN5), HD 9974 (WN5 + O6), HD 214419 (WN6 + O7), HD 17638 (WC6), HD 16523 (WC6), HD 165763 (WC6) и HD 192103 (WC7) дают хорошее согласие теоретического и наблюдаемого потока излучения, причем звезды WC в целом дают лучшее согласие потоков, чем звезда WN. Небольшие расхождения обнаруживаются вблизи УФ-участка спектра (максимальные для звезды HD 219460 (WN5 + B0)), которые с увеличением длины волны уменьшаются, а в видимой и вблизи ИК-области спектра становятся незначительными по сравнению с погрешностью наблюдений.

Одной из причин расхождения потоков в УФ-части спектра является, возможно, ошибочное проведение уровня непрерывного спектра в этой области в наблюдаемом излучении звезды. Это вызывается трудностью учета межзвездного селективного поглощения при переходе от видимых градиентов к истинным и присутствием в УФ большого количества слабых эмиссионных линий. По оценке Кухи ошибка в проведении континуума в УФ-части спектра может достигать 0^m10. В красной и вблизи ИК-области нет никакого сомнения в том, что континуум определяется верно, особенно для WN звезд, которые в этих областях спектра имеют мало линий.

Кроме того, причиной расхождений между наблюдаемыми и теоретическими потоками может быть двойственность большинства звезд WR. Из девяти звезд WR, дающих хорошее согласие потоков, семь звезд — одиночные звезды типа WN или WC.

Из анализа табл. 1 ясно, что определить температуру звезды T_* и среднюю электронную температуру T_e путем сравнения теоретических и наблюдаемых энергетических потоков невозможно, вследствие большого диапазона изменения этих параметров, дающих хорошее согласие потоков. Для всех 20 звезд WR были приняты значения параметров T_*, T_e и A_{ν_1}, исходя из соображения удовлетворительного согласия теоретических и наблюдаемых потоков и из оценок температур звезд WR, сделанных Б. А. Воронцовым-Вельяминовым [4] и Билсом [5]. Эти значения T_*, T_e и A_{ν_1} помещены в 3, 4, 5 столбцах табл. 2.

Довольно уверенно из сопоставления потоков энергии определяется параметр A_{ν_1} — отношение светимости оболочки к светимости звезды в частоте ν_1. Разброс значений A_{ν_1} при изменении параметров T_* и T_e невелик, что позволяет в дальнейшем уверенно оценить параметр n_e^0 или r_0. Доля оболочки в суммарной светимости звезды с оболочкой не превышает для всех звезд WR величины 0.30 в частоте ν, соответствующей λ 3500. Эта доля увеличивается в видимой области спектра с уменьшением частоты, что соответствует теории свечения звезд с оболочками [1]. Для звезд типа WN вклад оболочки в общую светимость оценивается величиной от 0.09 до 0.17, исключение составляют HD 191765 (WN5) и HD 50896 (WN5), у которых доля оболочки в суммарном излучении равна соответственно 0.22 и 0.29 (все оценки приводятся для λ 3500). Для звезд WC оболочка вносит более существенный вклад в общую светимость звезды с оболочкой, ее доля составляет величину от 0.17 до 0.23 в λ 3500.

Таблица 2

ВЕЛИЧИНЫ СКАЧКОВ ИНТЕНСИВНОСТИ $\Delta_i = \lg[F(\nu_i + \varepsilon)/F(\nu_i - \varepsilon)]$ У ПРЕДЕЛОВ 4, 5, 6, 7 СЕРИЙ He II

HD №	Sp	$T_* \cdot 10^{-3}$	$T_e \cdot 10^{-3}$	A_{ν_i}	Δ_4 λ 3645	Δ_5 λ 5695	Δ_6 λ 8202	Δ_7 λ 11165
192163	WN6	80	50	0.14	0.019	0.019	0.018	0.016
191765	WN5	80	20	0.28	0.070	0.067	0.059	0.049
187282	WN5	90	30	0.10	0.021	0.022	0.022	0.021
50896	WN5	80	50	0.40	0.045	0.039	0.031	0.024
9974	WN5 + O6	80	50	0.22	0.028	0.027	0.023	0.019
190918	WN5 + O9	80	50	0.12	0.017	0.017	0.016	0.015
193576	WN6 + O6	70	40	0.12	0.020	0.020	0.019	0.018
193928	WN5 + *	70	40	0.18	0.029	0.028	0.025	0.022
211853	WN6 + BO	70	50	0.12	0.017	0.017	0.016	0.014
214419	WN6 + O7	80	50	0.10	0.014	0.015	0.014	0.013
219460	WN5 + BO	60	40	0.12	0.020	0.020	0.019	0.017
193077	WN5 + O6	70	40	0.10	0.017	0.017	0.017	0.016
186943	WN5 + *	80	50	0.18	0.024	0.023	0.021	0.018
17638	WC6	70	40	0.18	0.029	0.028	0.025	0.022
16523	WC6	70	30	0.16	0.032	0.032	0.030	0.026
165763	WC6	80	50	0.28	0.034	0.031	0.027	0.021
192103	WC7	70	40	0.20	0.031	0.030	0.027	0.023
168206	WC7 + BO	80	40	0.26	0.049	0.046	0.040	0.033
192641	WC6 + Be	70	50	0.22	0.028	0.026	0.023	0.019
193793	WC6 + O6	70	60	0.26	0.027	0.025	0.022	0.017

Скачки интенсивности. В видимой области непрерывного спектра у обычных звезд наблюдается скачок интенсивности у предела бальмеровской серии. В спектрах звезд WR наблюдатели не отмечают бальмеровского скачка. Для исследования этого вопроса в гелиевой модели звезды WR будем вычислять для принятых параметров T_*, T_e, A_{ν_i} теоретические величины скачков интенсивности по формуле:

$$\Delta_i = \lg \frac{F(\nu_i + \varepsilon)}{F(\nu_i - \varepsilon)}, \tag{18}$$

где ν_i — частота, соответствующая пределу серии He II. В диапазоне от λ 3300 до λ 11500 имеем четыре предела: λ 3645 для 4-й серии, λ 5695 для 5-й серии, λ 8202 для 6-й серии и λ 11165 для 7-й серии. Величины скачков интенсивности для всех исследуемых звезд WR помещены в табл. 2. Из рассмотрения табл. 2 следует, что скачки интенсивности в области непрерывного спектра звезд WR должны быть малы, гораздо меньше бальмеровского скачка звезд типа B, поэтому их трудно обнаружить в спектрах. Наибольшие скачки интенсивности должны быть у предела 4-й серии в λ 3645 у всех звезд WR, причем в целом у звезд типа WC они вдвое больше, чем у звезд типа WN. Исключение составляет звезда HD 191765 (WN5), для которой получаются величины Δ_i наибольшими, изменяющимися от 0.07 в λ 3645 до 0.05 в λ 11165, что близко к величине наблюдаемого бальмеровского скачка у звезд типа B2. Однако обнаружить эти скачки на спектрограммах не удается, так как вблизи пределов серий He II в наблюдаемой части спектра расположено большое количество эмиссионных линий [6]: например, в области λ 5695 наблюдаются линии C III λ 5696, C IV λ 5807 и др.

Погрешность наблюдений вблизи УФ-участка почти вдвое превышает теоретические величины Δ_i, поэтому что-либо о существовании или отсутствии скачков интенсивности наблюдаемого излучения звезд WR в λ 3645 и λ 5695 сказать нельзя. В λ 8202 и λ 11165 требуется более детальное исследование спектрограмм звезд WR, так как приводимые Кухи энергетические потоки имеют в этих областях малые значения. Для звезд типа WC даже по данным Кухи [2] вполне удовлетворительно можно получить в λ 5695 величины наблюдаемых скачков интенсивности порядка 0.01 – 0.04, такие же примерно значения скачков Δ_3 получены и для теоретических потоков.

Параметры оболочек. Определив величину A_{ν} и значения T_* и T_e, для каждой звезды можно оценить по формуле (14) такую важную характеристику оболочки, как произведение $n_e^0 r_0$. Для получения величины n_e^0 — числа электронов на границе фотосферы (при $r = r_0$) в единице объема, необходимо знать значения радиусов звезд r_0. Для 13 звезд значения n_e^0 найдены с использованием радиусов звезд WR, определенных С. В. Рублевым [7], для остальных звезд произведена оценка n_e^0 со средним значением $r_0 = 5R_\odot$ (оценочные величины помечены звездочками у r_0): результаты вычислений собраны в табл. 3.

Значения электронной плотности n_e^0 получились в пределах от $3 \cdot 10^{13}$ $см^{-3}$ до $9 \cdot 10^{13}$ $см^{-3}$, что вполне согласуется с результатами других оценок n_e^0 [3]. Вычисление произведения $n_e^0 r_0$ может служить проверкой согласия наблюдений с теорией, утверждающей, что в фотосферах горячих звезд основную роль в переносе излучения играет рассеяние на свободных электронах. Оптическая глубина τ_e, вызванная электронным рассеянием, равна:

$$\tau_s = \int_r^\infty \sigma_0 n_e \, dr \,, \tag{19}$$

где σ_0 — рассеивающая способность свободного электрона. Если упомянутое утверждение верно, то величина τ_s на границе фотосферы должна быть порядка единицы. Интегрируя (19) с учетом (3), получим

$$\tau_s = \sigma_0 n_e^0 r_0 \tag{20}$$

Результаты вычислений величины τ_s помещены в табл. 3. Значения τ_s на границе фотосферы составляют величину порядка единицы, что согласуется с теоретическим утверждением. Это говорит о том, что рассеяние излучения на свободных электронах необходимо особо учитывать при расчете непрерывных спектров звезд типа WR.

Таблица 3

ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБОЛОЧЕК ЗВЕЗД ТИПА ВОЛЬФА-РАЙЕ

HD №	$r_0/R_\odot$	$n_e^0 \cdot 10^{-12}\ см^{-3}$	τ_s	$(M/M_\odot)10^4$
192163	5.8	5.58	1.49	0.605
191765	6.5	5.30	1.59	0.722
187282	5.5	4.35	1.11	0.424
50896	5.9	9.31	2.55	1.048
9974	5.0*	7.52	1.74	0.606
190918	12.4	3.53	2.02	1.749
193576	2.1	7.27	0.71	0.104
193928	4.7	5.98	1.30	0.425
211853	5.0*	5.09	1.18	0.411
214419	5.5	4.83	1.23	0.472
219460	4.8	4.34	0.96	0.323
193077	4.8	4.40	0.98	0.327
186043	5.0*	6.80	1.57	0.549
17638	5.0*	5.78	1.34	0.466
16523	5.0*	4.92	1.14	0.396
165763	5.0*	8.48	1.96	0.684
192103	5.4	5.87	1.46	0.552
168206	5.0*	6.83	1.58	0.551
192641	4.6	7.18	1.53	0.490
193793	4.8	8.85	1.97	0.658

Воспользовавшись значениями n_e^0 и r_0, можно подсчитать количество вещества, выбрасываемого звездой WR. Масса вещества, покидающего звезду за год, равна

$$M = 4\pi r_0^2 \frac{n_e^0}{2} m_{He} v(r_0) 3.156 \cdot 10^7 , \qquad (21)$$

где m_{He} — масса атома гелия, $v(r_0)$ — скорость расширения оболочки на уровне r_0. Величина этой скорости для звезд WR может быть от нескольких сотен до нескольких тысяч километров в секунду. Значения величины $M/M_{\odot}$ для средней скорости расширения оболочки $V(r_0) = 1000$ *км/сек* приведены в последнем столбце табл. 3. Мы видим, что потеря массы звездой WR в год составляет в среднем $5 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$, подобные результаты были получены и ранее (см. [8], стр. 389). Это указывает на кратковременность пребывания звезды в стадии WR.

В заключение заметим, что, согласно существующим представлениям, к низким спектрофотометрическим температурам звезд WR приводит наличие у них протяженных фотосфер. В настоящей же статье считается, что такие температуры являются следствием рекомбинационного излучения, происходящего в фотосферах звезд. При этом для простоты принимается планковское распределение фотосферного излучения по частоте, поскольку теория протяженных фотосфер пока в должной степени не разработана. Однако и при этом простейшем предположении теория оказывается в удовлетворительном согласии с наблюдениями.

Ленинградский государственный
университет

THE CONTINOUS SPECTRA OF WR TYPE STARS

V. P. RILKOV

Theoretical WR fluxes received by summing Planck radiation of the star and recombination radiation of the shell has been compared with observed fluxes for 20 WR stars. Supposing the shell to consist mainly of Helium, estimations of electronic temperatures in the shell and ratios of shell to star luminoscities have been made. This permitted to evaluate for every star WR the electronic densities at the photosphere boundary and the WR star's mass loss per year.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. В. Соболев*, Движущиеся оболочки звезд, Л., 1947.
2. *L. Kuhi*, Ap. J., 143, 3, 1966.
3. *В. В. Горбацкий*, *И. Н. Минин*, Нестационарные звезды, Физматгиз, М., 1963.
4. *Б. А. Воронцов-Вельяминов*, Газовые туманности и новые звезды, изд. АН СССР, М.-Л., 1948.
5. *C. Beals*, Publ. Domin. Astrophys. Obs. Victoria, 6, №9, 1934.
6. *A. Underhill*, BAN, 19, No. 3, 1967.
7. *С. В. Рублев*, Астрон. ж., 62, 347, 1965.
8. *В. В. Соболев*, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1967.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 АВГУСТ, 1975 ВЫПУСК 3

ЭЛЛИПСОИДАЛЬНЫЕ ФИГУРЫ РАВНОВЕСИЯ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ В СФЕРОИДАЛЬНЫХ ГАЛАКТИКАХ

М. Г. АБРАМЯН

Поступила 22 ноября 1974

Исследуется вопрос возможных эллипсоидальных фигур равновесия слоя межзвездной среды (звездных подсистем) внутри сфероидальных галактик. Показано, что наряду со сфероидальными фигурами возможными являются и трехосно-эллипсоидальные фигуры, не являющиеся эллипсоидами Якоби. Исследован вопрос устойчивости сфероидальных фигур и переход к трехосно-эллипсоидальным формам равновесия.

В предыдущих работах этой серии [1—3] был поставлен и решен ряд проблем вложенных фигур равновесия. Полученные новые серии вложенных фигур в виде вытянутых сфероидов, плоских дисков, двуполостных гиперболоидов (вращающихся вокруг оси симметрии) и фигуры вида эллиптических цилиндров и однополостных гиперболоидов (вращающихся вокруг оси, перпендикулярной к их оси симметрии) представляют как теоретический, так и некоторый астрофизический интерес, связанный с морфологией галактик.

В работе [1] были исследованы вопросы равновесия и устойчивости (по отношению к малым поверхностным возмущениям типа $n=m=2$) сфероидальных фигур (межзвездной среды, звездных подсистем), вложенных в другую, большую по размерам сфероидальную систему (в сфероидальную галактику). При этом оказалось, что гравитация внешней сфероидальной системы оказывает стабилизирующее влияние на рассматриваемые осцилляции внутреннего сфероида.

Из теории одиночных эллипсоидальных фигур равновесия известно, что на последовательности сфероидальных фигур (эллипсоидов Маклорена) существует точка, для которой отвечающий ей сфероид имеет нейтральную форму колебания, относящуюся ко второй гармонике. Это означает, что в этой точке начинается разветвление трехосных эллипсоидальных фигур Якоби.

С этой точки зрения, наряду со сфероидальной фигурой равновесия представляет интерес рассмотрение возможности существования трехосно-эллипсоидальных фигур вложенной массы (звездной подсистемы, слоя межзвездной среды) внутри сфероидальной гравитирующей системы (галактики), а также исследование вопроса перехода вложенных сфероидальных фигур к трехосно-эллипсоидальным, что и является целью настоящей работы.

Предполагается, что параметры внешнего сфероида (эксцентриситет — e_0, однородная плотность — ρ_0) заданы, и внутри него вращается твердотельно (Ω) слой межзвездной среды (звездная подсистема (население)) со средней плотностью распределения массы ρ. Так как заранее ищутся эллипсоидальные фигуры равновесия, то мы можем учитывать и эффект самогравитации межзвездной среды (звездной подсистемы).

Исследование проведено по методу вириальных уравнений в тензорном виде, развитому Чандрасекаром в течение шестидесятых годов [4].

1. *Фигуры равновесия.* Для случая, когда ось x_3 направлена вдоль оси вращения, тензорные уравнения вириала для вложенной эллипсоидальной системы имеют вид:

$$W_{ij}^0 + W_{ij} + \Omega^2 (I_{ij} - \delta_{i3} I_{3j}) = - \delta_{ij} \Pi, \tag{1.1}$$

где W_{ij}^0 — тензор энергии гравитационного действия внешнего сфероида на вложенный эллипсоид (в единицах $\pi G \rho$):

$$W_{ij}^0 = -2 C_j \frac{\rho_0}{\rho} I_{ij},$$

$$C_1 = C_2 = \frac{\sqrt{1-e_0^2}}{e_0^3} \arcsin e_0 - \frac{1-e_0^2}{e_0^2}, \tag{1.2}$$

$$C_3 = \frac{2}{e_0^2} - \frac{2(1-e_0^2)}{e_0^2} \arcsin e_0, \tag{1.3}$$

где e_0 — эксцентриситет внешнего сфероида, W_{ij} — тензор собственной гравитационной энергии эллипсоида межзвездной среды (в ед. $\pi G \rho$)

$$W_{ij} = -2 A_j I_{ij}, \tag{1.4}$$

$$A_j = a_1 a_2 a_3 \int_0^\infty \frac{1}{a_j^2 + s} \frac{ds}{\Delta(s)},$$

$$\Delta^2(s) = (a_1^2 + s)(a_2^2 + s)(a_3^2 + s). \tag{1.5}$$

и, наконец, I_{ij} — тензор момента инерции

$$I_{ij} = \frac{m}{5} a_i^2 \delta_{ij}, \tag{1.6}$$

где m — масса эллипсоида межзвездной среды (a_i-полуоси).

Записывая уравнение (1.1) для диагональных элементов, приравнивая правые части, с учетом (1.2), (1.4), (1.6), получим

$$\left(2A_1 + 2\frac{\rho_0}{\rho} C_1 - \Omega^2\right) a_1^2 = \left(2A_2 + 2\frac{\rho_0}{\rho} C_2 - \Omega^2\right) a_2^2 = 2\left(A_3 + \frac{\rho_0}{\rho} C_3\right) a_3^2. \tag{1.7}$$

Далее, исключая из (1.7) угловую скорость Ω, с учетом (1.5), получим соотношение, дающее геометрию возможных эллипсоидальных фигур межзвездной среды (звездных подсистем)

$$(u - v)\left\{\int_0^\infty (1 - u - v - uvz)\frac{z\,dz}{D^3(z)} - \frac{\rho_0}{\rho} C_3\right\} = 0, \tag{1.8}$$

где введены следующие обозначения:

$$u = a_3^2/a_1^2, \quad v = a_3^2/a_2^2, \quad D^2(z) = (1 + z)(1 + uz)(1 + vz). \tag{1.9}$$

Здесь возможны два случая:

а) Сфероидальные фигуры ($u = v$) $a_1 = a_2$. Этот случай нами был исследован в работе [1]. Связь параметров системы с угловой скоростью вращения фигуры имеет вид:

$$\Omega^2 = 2[A_1 - (1 - e^2) A_3] + 2\frac{\rho_0}{\rho}[C_1 - (1 - e^2) C_3] = 2e^2 B_{13} + 2\frac{\rho_0}{\rho} C_{13}. \tag{1.10}$$

При этом A_1 и A_3 имеют те же формы, что и C_1 и C_3, только в их выражениях следует вместо e_0 вставить $e = \sqrt{1 - a_3^2/a_1^2}$ — эксцентриситет сфероида межзвездной среды. При этом выражение (1.10) в точности совпадает с уравнением (6) работы [1].

б) Трехосно-эллипсоидальные фигуры ($u \neq v$). Геометрию этих фигур дает соотношение (1.8):

$$\int_0^\infty (1 - u - v - uvz)\frac{z\,dz}{D^3(z)} = \frac{\rho_0}{\rho} C_3. \tag{1.11}$$

Для угловой скорости вращения с помощью уравнений (1.7) находим:

$$\Omega^2 = 2\int_0^\infty \frac{uvz\,dz}{(1+uz)(1+vz)D(z)} + 4\frac{\rho_0}{\rho}C_1. \qquad (1.12)$$

Вспомним, что в данной работе Ω измеряется в единицах $\sqrt{\pi G\rho}$.

Как видно из условия (1.11), геометрия трехосно-эллипсоидальных фигур межзвездной среды сильно зависит от формы галактического сфероида (e_0) и от отношения плотностей ρ_0/ρ. В общем случае, как следует из (1.11), эти фигуры не являются эллипсоидами Якоби и только в случае, когда плотность межзвездной среды намного больше средней плотности звездной системы, они являются эллипсоидами Якоби (т. е., когда гравитацией внешней системы можно пренебречь).

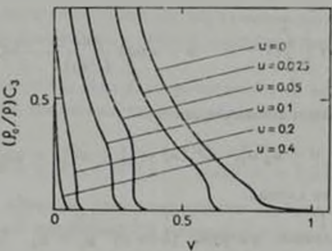


Рис. 1

Каждому значению правой части (1.11) соответствует новая серия фигур трехосных эллипсоидов, для которых условие (1.11) удовлетворяется при иных значениях u и v по отношению к параметрам серии эллипсоидов Якоби. Так как правая часть (1.11) — величина положительная ($2/3 \leqslant C_1(e_0) \leqslant 2$), то у этих серий каждому значению параметра $1 > u > 0$ соответствует значение v из интервала $1 - u > v > 0$, где v меньше по величине, чем v_0 у соответствующего эллипсоида Якоби. Притом, с увеличением величины $(\rho_0/\rho)C_3$ (т. е. внутри более сплющенных галактик или для галактик с большими значениями отношения плотностей ρ_0/ρ), значения v, соответствующие данному u, все больше уменьшаются. Это обстоятельство хорошо видно на рис. 1, где приведены несколько кривых, представляющих зависимость u и v от значений $(\rho_0/\rho)C_3$. С помощью этих данных легко установить, что с увеличением $(\rho_0/\rho)C_3$ полуось, вокруг которой происходит вращение фигуры, все больше уменьшается с одновременным вытягиванием фигуры вдоль одной из осей x_1, или x_2. С этой точки зрения гравитационное действие сфероидальной звездной системы на трехосно-эллипсоидальные фигуры слоя межзвездной среды идентично действию „сплющивающих магнитных полей“ на одиночные трехосно-эллипсоидальные фигуры, рассмотренные в работе [5].

2. *Вторые гармоники форм колебания вложенных сфероидальных фигур.* Линеаризованная форма вириальных уравнений второго порядка, описывающая малые колебания вложенных сфероидальных фигур, ничем не отличается от уравнений, описывающих осцилляции сфероидов Маклорена, кроме того, что здесь фигурирует еще член

$$\delta W_{ij}^{0} = -2\frac{\rho_0}{\rho} C_j N_{ij}, \tag{2.1}$$

учитывающий влияние действия гравитации внешнего сфероида на осцилляции вложенного. В (2.1) через N_{ij} обозначена величина

$$N_{ij} = \int \rho\,(\xi_i x_j + \xi_j x_i)\, d\vec{x} \equiv N_{i;j} + N_{j;i}. \tag{2.2}$$

Предполагая, что лагранжево перемещение $\vec{\xi}(\vec{x}, t)$ представляется в виде

$$\vec{\xi}(\vec{x}, t) = e^{\lambda t}\,\vec{\xi}(\vec{x}), \tag{2.3}$$

где λ — надлежащий определению постоянный параметр, линеаризованная форма вириальных уравнений второго порядка [4] примет вид:

$$\lambda^2 N_{i;j} - 2\lambda\Omega\varepsilon_{il3} N_{l;j} = 2\frac{\rho_0}{\rho} C_j N_{ij} + \delta W_{ij} + \Omega^2 (N_{ij} - \delta_{i3} N_{3j}) + \delta_{ij}\delta\Pi. \tag{2.4}$$

Девять уравнений, к которым приводит уравнение (2.4), распадаются на две независимые группы из четырех и пяти уравнений, отличающихся их кратностью по отношению к индексу 3. Уравнения, нечетные по отношению к индексу 3, имеют вид:

$$\lambda^2 N_{3;1} = \delta W_{31} - 2\frac{\rho_0}{\rho} C_1 N_{31} = -2\left(B_{13} + \frac{\rho_0}{\rho} C_1\right) N_{13}, \tag{2.5}$$

$$\lambda^2 N_{3;2} = \delta W_{32} - 2\frac{\rho_0}{\rho} C_1 N_{32} = -2\left(B_{13} + \frac{\rho_0}{\rho} C_1\right) N_{23}, \tag{2.6}$$

$$\lambda^2 N_{1;3} - 2\lambda\Omega N_{2;3} = \left(-2B_{13} - 2\frac{\rho_0}{\rho} C_3 + \Omega^2\right) N_{13}, \tag{2.7}$$

$$\lambda^2 N_{2,3} + 2\lambda\Omega N_{1,3} = \left(-2B_{13} - 2\frac{\rho_0}{\rho}C_3 + \Omega^2\right)N_{23}. \qquad (2.8)$$

Здесь мы пользовались равенством [4] (в единицах $\pi G\rho$)

$$\delta W_{ij} = -2B_{ij}N_{ij} + a_i^2\delta_{ij}\sum_{k=1}^{3}A_{ik}N_{kk}, \qquad (2.9)$$

где A_{ij} и B_{ij} — индексные символы, выражающиеся через

$$A_{ij} = a_1a_2a_3\int_0^{\infty}\frac{ds}{(a_i^2+s)(a_j^2+s)\Delta(s)}, \qquad (2.10)$$

$$B_{ij} = a_1a_2a_3\int_0^{\infty}\frac{sds}{(a_i^2+s)(a_j^2+s)\Delta(s)}. \qquad (2.11)$$

В уравнениях (2.5)—(2.8) учтено также, что в данном случае $B_{12}=B_{23}$. Уравнения, четные по отношению к индексу 3, имеют вид:

$$\lambda^2 N_{3,3} = \delta W_{33} + \delta W_{33}^0 + \delta\Pi, \qquad (2.12)$$

$$\lambda^2 N_{1,1} - 2\lambda\Omega N_{2,1} = \delta W_{11} + \delta W_{11}^0 + \Omega^2 N_{11} + \delta\Pi, \qquad (2.13)$$

$$\lambda^2 N_{2,2} + 2\lambda\Omega N_{1,2} = \delta W_{22} + \delta W_{22}^0 + \Omega^2 N_{22} + \delta\Pi, \qquad (2.14)$$

$$\lambda^2 N_{1,2} - 2\lambda\Omega N_{2,2} = \left(-2B_{11} - 2\frac{\rho_0}{\rho}C_1 + \Omega^2\right)N_{12}, \qquad (2.15)$$

$$\lambda^2 N_{2,1} + 2\lambda\Omega N_{1,1} = \left(-2B_{11} - 2\frac{\rho_0}{\rho}C_1 + \Omega^2\right)N_{12}. \qquad (2.16)$$

Эти уравнения должны быть дополнены условием соленоидальности перемещения $\vec{\xi}(\vec{x})$

$$\frac{N_{11}}{a_1^2} + \frac{N_{22}}{a_2^2} + \frac{N_{33}}{a_3^2} = 0. \qquad (2.17)$$

Теперь рассмотрим различные формы осцилляций.

а) *Поперечно-скошенные формы.*

Почленно складывая (2.5) с (2.7), а также (2.6) и (2.8), получаем

$$\left|\lambda^2 + 4B_{13} + 2\frac{\rho_0}{\rho}(C_1+C_3) - \Omega^2\right| N_{13} - 2\lambda\Omega N_{23} + 2\lambda\Omega N_{3,2} = 0, \qquad (2.18)$$

$$\left|\lambda^2 + 4B_{13} + 2\frac{\rho_0}{\rho}(C_1+C_3) - \Omega^2\right| N_{23} + 2\lambda\Omega N_{13} - 2\lambda\Omega N_{3,1} = 0. \qquad (2.19)$$

Исключая из этих уравнений $N_{3,1}$ и $N_{3,2}$ с помощью (2.5) и (2.6), имеем:

$$\lambda\left[\lambda^2 + 4B_{13} + 2\frac{\rho_0}{\rho}(C_1 + C_3) - \Omega^2\right]N_{13} - 2\Omega\left(\lambda^2 + 2B_{13} + 2\frac{\rho_0}{\rho}C_1\right)N_{23} = 0, \tag{2.20}$$

$$\lambda\left[\lambda^2 + 4B_{13} + 2\frac{\rho_0}{\rho}(C_1 + C_3) - \Omega^2\right]N_{23} + 2\Omega\left(\lambda^2 + 2B_{13} + 2\frac{\rho_0}{\rho}C_1\right)N_{13} = 0. \tag{2.21}$$

Для нетривиальных решений N_{13} и N_{23} мы получим

$$\lambda^2\left[\lambda^2 + 4B_{13} + 2\frac{\rho_0}{\rho}(C_1 + C_3) - \Omega^2\right]^2 + 4\Omega^2\left(\lambda^2 + 2B_{13} + 2\frac{\rho_0}{\rho}C_1\right) = 0, \tag{2.22}$$

полагая $\lambda = i\sigma$

$$\sigma\left[\sigma^2 - 4B_{13} - 2\frac{\rho_0}{\rho}(C_1 + C_3) + \Omega^2\right] - 2\Omega\left(\sigma^2 - 2B_{13} - 2\frac{\rho_0}{\rho}C_1\right) = 0 \tag{2.23}$$

и аналогичное уравнение с заменой Ω на $-\Omega$. В случае, когда внешняя система имеет форму сферы ($C_1(0) = C_2(0) = 2/3$), уравнение (2.20) можно разложить на множители:

$$(\sigma - \Omega)\left(\sigma^2 - \sigma\Omega - 4B_{13} - \frac{8}{3}\frac{\rho_0}{\rho}\right) = 0.$$

Корнями этого уравнения являются

$$\sigma = \Omega, \qquad \sigma = \frac{1}{2}\left[\Omega \pm \left(16B_{13} + \frac{32}{3}\frac{\rho_0}{\rho} + \Omega^2\right)^{1/2}\right]. \tag{2.24}$$

Заменяя здесь Ω на $-\Omega$, мы получим остальные корни. Подкоренное выражение в (2.21) — величина положительная. Так что сфера устойчива к поперечно-скошенным формам колебаний. Можно показать, что вложенные сфероиды также устойчивы по отношению к рассматриваемым формам осцилляций.

б) *Тороидальные формы.*

Скомбинируем уравнения (2.13)—(2.16) так, чтобы получить пару уравнений:

$$\lambda^2 N_{12} + \lambda\Omega(N_{11} - N_{22}) = 2\left(-2B_{11} - 2\frac{\rho_0}{\rho}C_1 + \Omega^2\right)N_{12}, \tag{2.25}$$

$$\frac{1}{2}\lambda^2(N_{11}-N_{22})-2\lambda\Omega N_{12}=\left(-2B_{11}-2\frac{\rho_0}{\rho}C_1+\Omega^2\right)(N_{11}-N_{22}), \quad (2.26)$$

где мы пользовались соотношениями (2.1) и (2.9). Перегруппировав в (2.25) и (2.26), получим:

$$\left[\lambda^2+2\left(2B_{11}+2\frac{\rho_0}{\rho}C_1-\Omega^2\right)\right]N_{12}+2\lambda\Omega(N_{11}-N_{22})=0, \quad (2.27)$$

$$\left[\lambda^2+2\left(2B_{11}+2\frac{\rho_0}{\rho}C_1-\Omega^2\right)\right](N_{11}-N_{22})-4\lambda\Omega N_{12}=0, \quad (2.28)$$

откуда

$$\left[\lambda^2+2\left(2B_{11}+2\frac{\rho_0}{\rho}C_1-\Omega^2\right)\right]^2+4\lambda^2\Omega^2=0,$$

полагая $\lambda=i\sigma$, получим уравнение

$$\sigma^2-2\left(2B_{11}+2\frac{\rho_0}{\rho}C_1-\Omega^2\right)-2\sigma\Omega=0 \quad (2.29)$$

и аналогичное уравнение с заменой Ω на $-\Omega$. Корнями уравнения (2.29) являются

$$\sigma=\Omega\pm\left[4B_{11}+4\frac{\rho_0}{\rho}C_1-\Omega^2\right]^{1/2}. \quad (2.30)$$

Устойчивость определяется знаком подкоренного выражения. Заметим, что когда

$$\Omega^2=2B_{11}+2\frac{\rho_0}{\rho}C_1, \quad (2.31)$$

то имеем положение нейтральной стабильности ($\sigma=0$), которую можно найти с помощью (1.10): она является корнем уравнения

$$B_{11}-e^2B_{13}+\frac{\rho_0}{\rho}(1-e^2)C_3=0, \quad (2.32)$$

которое в развернутом виде имеет форму

$$(3+8e^2-8e^4)\arcsin e-e\sqrt{1-e^2}(3+10e^2)=$$

$$=8\frac{\rho_0}{\rho}e^5\frac{\sqrt{1-e_0^2}}{e_0^3}\left(e_0-\sqrt{1-e_0^2}\arcsin e_0\right).$$

Как видно, эта точка (точка бифуркации) сильно зависит от меры сплющенности внешнего гравитирующего сфероида (e_0) и от отношения плотностей ρ_0/ρ. В табл. 1 приведены несколько значений точки бифуркации на последовательности сфероидальной подсистемы при различных значениях e_0 и ρ_0/ρ.

Таблица 1

e_0 \ ρ_0/ρ	0.1	0.5	1
0.500000	0.840589	0.899986	0.932726
0.812670	0.847547	0.912492	0.944273
0.952887	0.856878	0.927069	0.956582
0.990000	0.864299	0.936645	0.964016

Как видно из табл. 1, сплющенность сфероида бифуркации увеличивается как с ростом сплюснутости внешнего гравитирующего сфероида, так и с ростом отношения плотностей ρ_0/ρ.

Легко видеть из формулы (2.30), что при условии

$$\Omega^2 = 4B_{11} + 4\frac{\rho_0}{\rho}C_1, \tag{2.33}$$

$\sigma = \Omega$ является двойным корнем. В этой точке вложенные сфероидальные фигуры становятся динамически неустойчивыми, вследствие существования колебаний с частотой Ω с возрастающей амплитудой. С учетом (1.10), для этой точки находим уравнение

$$2B_{11} - e^2B_{13} + \frac{\rho_0}{\rho}[C_1 + (1 - e^2)C_3] = 0. \tag{2.34}$$

Правая часть (2.34) совпадает с подкоренным выражением формулы (9) работы [1], где были рассмотрены вопросы устойчивости вложенных сфероидальных фигур. Здесь мы только напомним, что внешняя сфероидальная система своим гравитационным действием оказывает стабилизирующее влияние на вложенный сфероид.

в) *Пульсационные моды.*

Комбинируем уравнения (2.12)—(2.14) так, чтобы исключить $\delta\Pi$, после чего с учетом (2.2) и (2.1), получим:

$$\frac{1}{2}\lambda^2(N_{11} + N_{22}) + 2\lambda\Omega(N_{1,2} - N_{2,1}) - \lambda^2N_{33} =$$
$$= \left(-4B_{11} + 2B_{13} - 2\frac{\rho_0}{\rho}C_1 + \Omega^2\right)(N_{11} + N_{22}) + \tag{2.35}$$
$$+ 2\left(3B_{33} - B_{13} + 2\frac{\rho_0}{\rho}C_3\right)N_{33}.$$

С другой стороны, из уравнений (2.15) и (2.16) получаем

$$\lambda^2 (N_{1,2} - N_{2,1}) = \lambda\Omega (N_{11} + N_{22}). \tag{2.36}$$

Если отбросить корень $\lambda = 0$, то при помощи последнего равенства можно исключить из (2.35) выражение $(N_{1,2} - N_{2,1})$. Таким образом, мы получим

$$\lambda^2 \left[\frac{1}{2} (N_{11} + N_{22}) - N_{33} \right] = \left(- 4B_{11} + 2B_{13} - 2 \frac{\rho_0}{\rho} C_1 - \Omega^2 \right) (N_{11} + N_{22}) +$$
$$+ 2 \left(3B_{33} - B_{13} + \frac{\rho_0}{\rho} C_3 \right) N_{33}.$$

Здесь можно также исключить выражение $(N_{11} + N_{22})$, используя условие соленоидальности (2.15). В результате для частоты колебаний получим уравнение

$$\lambda^2 \left(\frac{3}{2} - e^2 \right) = \left(4B_{11} - 2B_{13} + 2 \frac{\rho_0}{\rho} C_1 + \Omega^2 \right) +$$
$$+ 2 (1 - e^2) \left(3B_{33} - B_{13} + \frac{\rho_0}{\rho} C_3 \right). \tag{2.37}$$

Подставляя сюда выражение (1.10) для Ω^2, получим другую форму этого уравнения:

$$\lambda^2 \left(\frac{3}{2} - e^2 \right) = 4 B_{11} + 4 \frac{\rho_0}{\rho} C_1 + 2 (1 - e^2) (3B_{33} - 4B_{13}). \tag{2.38}$$

Как видно, гравитирующий внешний сфероид приводит к увеличению $(C_1 > 0)$ частоты осцилляций пульсационных мод сфероида межзвездной среды. При этом эффект зависит от меры сплющенности внешнего гравитирующего сфероида и от отношения плотностей ρ_0/ρ.

Правая часть уравнения (2.38) величина всегда положительная, так что вложенный сфероид всегда устойчив по отношению к пульсационным формам колебаний.

3. *Влияние вязкой диссипации на устойчивость сфероидальных фигур.* В предыдущем разделе было показано, что хотя сфероидальные фигуры, вложенные в гравитирующий сфероид, при $\Omega^2 = 2B_{11} + 2\rho_0/\rho C_1$ допускают нейтральную форму колебания, не становятся неустойчивыми в этой точке. Они становятся динамически неустойчивыми лишь в точке определяемой уравнением (2.33). Эти результаты были получены в предположении отсутствия механизма диссипации. В этом разделе будет исследована проблема вековой неустойчивости, связанная с учетом вязкости рассматри-

ваемых вложенных сфероидальных фигур. При этом будем предполагать, что напряжения, вызываемые обычной вязкостью, определяются коэффициентом кинематической вязкости ν.

Исследование основывается опять на линеаризованной форме вириальных уравнений, соответствующим образом обобщенных с тем, чтобы учесть наличие вязких напряжений. Это приводит к тому, что в правой части уравнения (2.4) прибавляется еще член $\delta\Sigma_{ij}$ представляющий вариацию тензора энергии сдвига [4]. Однако эта задача не решается методом предыдущего раздела, так как в общем случае $\delta\Sigma_{ij}$ не выражается через величины N_{ij}. В частности, если ограничиваться приближением больших чисел Рейнольдса, т. е. когда эффекты диссипации считаются малыми и во внимание принимаются лишь в первом порядке, $\delta\Sigma_{ij}$ принимает следующий простой вид [4]:

$$\delta\Sigma_{ij} = 5\nu\lambda\left(\frac{N_{ij}}{a_j^2} + \frac{N_{ji}}{a_i^2}\right), \tag{3.1}$$

что и позволяет пользоваться методом невязкой задачи.

Так как к неустойчивости сфероидальных фигур приводит только тороидальная форма колебаний, то будем исследовать систему уравнений (2.13)—(2.16), в правых частях которых прибавлены члены типа $-5\nu N_{..}/a_1^2$. Система таких уравнений приводит к характеристическому уравнению

$$\sigma^2 - 2\sigma\Omega - 2\left(2B_{11} + 2\frac{\rho_0}{\rho}C_1 - \Omega^2\right) - i\frac{10\sigma\nu}{a_1^2} = 0, \tag{3.2}$$

где $\sigma = -i\lambda$. Но, так как мы рассматриваем приближение больших чисел Рейнольдса, то можно положить $\sigma = \sigma_0 + \nu\sigma_1$, где σ_0— характеристическая частота для предельного случая невязкого вложенного сфероида (2.30) (для формы колебания, которая становится нейтральной при условии (2.31), в выражении (2.30) соответствует знак «—»), а σ_1 представляет эффект малой вязкости. Тогда из (3.2), с учетом вышесказанного, получим

$$i\nu\sigma_1 = \frac{i5\nu\sigma_0}{a_1^2(\sigma_0 - \Omega)} = -\frac{5\nu}{a_1^2}\frac{\left(4B_{11} + 4\frac{\rho_0}{\rho}C_1 - \Omega^2\right)^{1/2} - \Omega}{\left(4B_{11} + 4\frac{\rho_0}{\rho}C_1 - \Omega^2\right)^{1/2}}. \tag{3.3}$$

Из этого уравнения следует, что эта форма колебания возрастает в интервале

$$4B_{11} + 4\frac{\rho_0}{\rho}C_1 > \Omega^2 > 2B_{11} + 2\frac{\rho_0}{\rho}C_1. \tag{3.4}$$

Следовательно, даже самая незначительная вязкость будет вызывать неустойчивость в интервале между нейтральной точкой и точкой начала динамической неустойчивости. Так что выше точки нейтральной устойчивости вложенные сфероидальные фигуры равновесия звездных подсистем и системы межзвездной среды становятся неустойчивыми в вековом смысле. При этом энергетически выгодными состояниями являются вложенные трехосноэллипсоидальные фигуры, рассмотренные нами в разделе 1 настоящей работы.

Приношу искреннюю благодарность профессору С. А. Каплану за обсуждение результатов.

Ереванский государственный
университет

THE ELLIPSOIDAL FIGURES OF EQUILIBRIUM OF INTERSTELLAR MEDIUM INSIDE THE SPHEROIDAL GALAXIES

M. G. ABRAHAMIAN

The question of possible ellipsoidal figures of equilibrium stratum of the interstellar medium (stellar subsets) inside the spheroidal galaxies is considered here. It is shown that side by side with spheroidal figures three-planar ellipsoids are also possible figures not being ellipsoids of Jacoby. The question of stability of spheroidal figures and their transition to three-planar-ellipsoidal forms of equilibrium is also taken into consideration.

ЛИТЕРАТУРА

1. *М. Г. Абрамян, С. А. Каплан*, Астрофизика, 10, 565, 1974.
2. *М. Г. Абрамян, С. А. Каплан*, Астрофизика, 11, 191, 1975.
3. *М. Г. Абрамян, С. А. Каплан*, Астрофизика, 11, 319, 1975.
4. *С. Чандрасекар*, Эллипсоидальные фигуры равновесия, Мир, М., 1973.
5. *Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян*, Астрофизика, 9, 401, 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 АВГУСТ, 1975 ВЫПУСК 3

К ТЕОРИИ РАССЕИВАЮЩИХ ФОТОСФЕР

В. В. СОБОЛЕВ

Поступила 2 июля 1975

Рассматривается проблема определения спектра звезды, в фотосфере которой, наряду с истинным поглощением, происходит также рассеяние излучения. При этом считается, что отношение коэффициента истинного поглощения к коэффициенту рассеяния зависит от глубины. Интенсивность излучения, выходящего из фотосферы выражена через функцию $\varphi(\eta, \tau)$, введенную ранее [3, 5] при решении задачи о диффузном отражении света неоднородной средой. Специально рассмотрен случай, когда альбедо однократного рассеяния экспоненциально убывает с оптической глубиной. Для этого случая даны таблицы вспомогательных величин, через которые выражается искомая интенсивность излучения. Результаты могут быть применены к фотосферам горячих и холодных звезд, в которых рассеяние производится свободными электронами и молекулами соответственно.

В звездных фотосферах, кроме испускания и поглощения излучения, происходит также его рассеяние. В фотосферах горячих звезд рассеяние производится свободными электронами, в фотосферах холодных звезд — молекулами.

Для решения проблемы образования непрерывных спектров звезд с рассеивающими фотосферами был разработан ряд методов (см., напр. [1]). В настоящей статье предлагается новый способ решения этой проблемы, основанный на ее связи с задачей о диффузном отражении света фотосферой.

Характерная черта рассеивающих фотосфер состоит в том, что они представляют собой неоднородные среды, в которых вероятность выживания фотона при рассеянии зависит от оптической глубины. Полученные в статье результаты могут быть применены и ко многим другим неоднородным средам, обладающим подобными свойствами.

В качестве возможных астрофизических применений теории, кроме звездных фотосфер, можно указать протяженные атмосферы звезд типа Вольфа-Райе, оболочки сверхновых звезд и рентгеновские источники.

Основные уравнения. Пусть фотосфера состоит из плоскопараллельных слоев и $I_\nu(r, \vartheta)$ — интенсивность излучения частоты ν, идущего на расстоянии r от центра звезды под углом ϑ к радиусу-вектору. Как известно, величина $I_\nu(r, \vartheta)$ определяется следующим уравнением переноса излучения

$$\cos\vartheta \frac{dI_\nu}{dr} = -(\varkappa_\nu + \sigma_\nu) I_\nu + \sigma_\nu \int I_\nu \frac{d\omega}{4\pi} + \varkappa_\nu B_\nu(T), \tag{1}$$

где $\varkappa_\nu$ — коэффициент истинного поглощения, σ_ν — коэффициент рассеяния и $B_\nu(T)$ — планковская интенсивность излучения при температуре T. Зависимость T от r считается известной из модели фотосферы (построенной при учете непрозрачности, обусловленной как истинным поглощением, так и рассеянием). Интегрирование в (1) ведется по всем направлениям.

Уравнение (1) можно переписать в виде

$$\cos\vartheta \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - \lambda_\nu \int I_\nu \frac{d\omega}{4\pi} - (1 - \lambda_\nu) B_\nu(T), \tag{2}$$

где τ_ν — оптическая глубина в частоте ν, т. е.

$$\tau_\nu = \int_r^\infty (\varkappa_\nu + \sigma_\nu)\, dr, \tag{3}$$

и λ_ν — вероятность выживания фотона при рассеянии, равная

$$\lambda_\nu = \frac{\sigma_\nu}{\varkappa_\nu + \sigma_\nu}. \tag{4}$$

Поскольку величина λ_ν для разных частот различна, то влияние рассеяния на спектр звезды оказывается весьма сложным. В простейшем случае однородной фотосферы (т. е. когда λ_ν не зависит от глубины) это влияние было исследовано С. Г. Слюсаревым [2] в приближении Эддингтона. Здесь мы, как уже сказано, будем считать, что λ_ν зависит от глубины, причем решим задачу точно.

Заметим, что обычно в фотосферах величина λ_ν убывает с глубиной. Например, в случае, когда рассеяние производится свободными электронами, коэффициент рассеяния пропорционален плотности, в то время как коэффициент истинного поглощения пропорционален квадрату плотности, а плотность с глубиной растет.

В дальнейшем для упрощения записи зависимость всех величин от частоты ν мы отмечать не будем, хотя она всегда будет подразумеваться.

Вместо уравнения (2) можно написать интегральное уравнение для функции источников $S(\tau)$, равной

$$S(\tau) = \lambda(\tau) \int I \frac{d\omega}{4\pi} + [1 - \lambda(\tau)] B(T). \tag{4}$$

Это уравнение имеет вид

$$S(\tau) = \frac{\lambda(\tau)}{2} \int_0^\infty E_1(|\tau - t|) S(t)\, dt + [1 - \lambda(\tau)] B(\tau). \tag{5}$$

Если функция $S(\tau)$ найдена, то интенсивность излучения, выходящего из фотосферы под углом $\arccos \eta$ к нормали, дается формулой

$$I(\eta) = \int_0^\infty S(\tau) e^{-\frac{\tau}{\eta}} \frac{d\tau}{\eta}, \tag{6}$$

а для потока выходящего излучения имеем

$$H = 2\pi \int_0^1 I(\eta)\, \eta\, d\eta. \tag{7}$$

Так как нас интересует лишь распределение энергии в спектре звезды то наша задача будет состоять в нахождении величин $I(\eta)$ и H.

Связь между двумя задачами. Кроме сформулированной выше задачи, рассмотрим также задачу о диффузном отражении света фотосферой. Пусть фотосфера освещена параллельными лучами, падающими под углом $\arccos \zeta$ к нормали и создающими освещенность перпендикулярной к ним площади, равную πF. В этом случае для определения функции источников $\bar{S}(\tau, \zeta)$ служит уравнение

$$\bar{S}(\tau, \zeta) = \frac{\lambda(\tau)}{2} \int_0^\infty E_1(|\tau - t|) \bar{S}(t, \zeta)\, dt + \frac{\lambda(\tau)}{4} F e^{-\frac{\tau}{\zeta}}, \tag{8}$$

а коэффициент отражения дается формулой

$$\rho(\eta, \zeta) = \frac{1}{F}\int_0^\infty \bar{S}(\tau, \zeta)\, e^{-\frac{\tau}{\eta}}\frac{d\tau}{\eta\zeta}. \tag{9}$$

Для нас важно то, что интенсивность излучения, выходящего из фотосферы при расположенных в ней источниках энергии (т. е. величина $I(\eta)$, определенная формулой (6)), может быть выражена через функцию $\bar{S}(\tau, \zeta)$. Чтобы получить это выражение, умножим уравнение (8) на $S(\tau)/\lambda(\tau)$ и проинтегрируем его по τ от 0 до ∞. Пользуясь уравнением (5) и формулой (6), находим

$$I(\eta) = \frac{4}{F}\int_0^\infty \frac{1-\lambda(\tau)}{\lambda(\tau)} B(T)\,\bar{S}(\tau, \eta)\frac{d\tau}{\eta}. \tag{10}$$

Таким образом, для определения интенсивности излучения $I(\eta)$ по формуле (10) при любой зависимости T от τ достаточно знать лишь одну функцию $\bar{S}(\tau, \zeta)$. Возможно, что в некоторых случаях нахождение $I(\eta)$ по формуле (10) проще, чем по формуле (6).

Если обозначить $[1-\lambda(\tau)]\,B(\tau) = g(\tau)$ и $\bar{S}(\tau, \eta) = \pi F p(\tau, \eta)$, то вместо (10) имеем

$$I(\eta) = 4\pi\int_0^\infty \frac{g(\tau)}{\lambda(\tau)}\, p(\tau, \eta)\frac{d\tau}{\eta}. \tag{11}$$

Эта формула уже была написана ранее [3] при рассмотрении переноса излучения в неоднородной среде. Она имеет простой физический смысл, так как величина $p(\tau, \eta)\, d\omega$ представляет собой вероятность того, что фотон, поглощенный на оптической глубине τ, выйдет из среды под углом $\arccos \eta$ к нормали внутри телесного угла $d\omega$ (вообще говоря, после многократных рассеяний).

Как следует из соотношений (7), (8) и (10), для определения потока излучения, выходящего из фотосферы, может быть использована формула

$$H = 2\pi\int_0^\infty \frac{1-\lambda(\tau)}{\lambda(\tau)} B(T)\, S_0(\tau)\, d\tau, \tag{12}$$

где функция $S_0(\tau)$ определяется уравнением

$$S_0(\tau)=\frac{\lambda(\tau)}{2}\int_0^\infty E_1(|\tau-t|)\,S_0(t)\,dt+\lambda(\tau)\,E_2(\tau). \tag{13}$$

Представляет интерес получение выражения для величины $I(\eta)$ не через функцию $\bar{S}(\tau,\zeta)$, а непосредственно через коэффициент отражения $\rho(\eta,\zeta)$. Такие выражения легко найти при простейших зависимостях функции $B(T)$ от оптической глубины τ. Примем, как это часто делается, что

$$B(T)=B(T_0)(1+\beta\tau), \tag{14}$$

где T_0 — поверхностная температура звезды и β — некоторый параметр.

Умножая уравнение (8) на $(1+\beta\tau)/t(\tau)$, интегрируя по τ от 0 до ∞ и пользуясь формулами (9) и (10), после небольших преобразований находим

$$I(\eta)=B(T_0)[1-A(\eta)+\beta A_1(\eta)], \tag{15}$$

где обозначено

$$A(\eta)=2\int_0^1\rho(\eta,\zeta)\zeta\,d\zeta, \tag{16}$$

$$A_1(\eta)=\eta+2\int_0^1\rho(\eta,\zeta)\zeta^2\,d\zeta. \tag{17}$$

Заметим, что величина $A(\eta)$ есть альбедо фотосферы, освещенной параллельными лучами, падающими под углом arc cos η к нормали, а величина $1-A(\eta)$ — поглощающая способность фотосферы.

В случае изотермической фотосферы (т. е. когда $\beta=0$) формула (15) принимает вид

$$\frac{I(\eta)}{1-A(\eta)}=B(T_0). \tag{18}$$

Она означает, что отношение интенсивности излучения, выходящего из изотермической фотосферы, к поглощательной способности фотосферы при освещении ее параллельными лучами, идущими в обратном направлении, равна планковской интенсивности излучения при температуре T_0. Это — частный случай более общего закона Кирхгофа для рассеивающих сред [4].

Подставляя (15) в (17), получаем следующее выражение для потока излучения, выходящего из фотосферы:

$$H=\pi B(T_0)(C+\beta D), \tag{19}$$

где

$$C = 1 - 2\int_0^1 A(\eta)\,\eta\,d\eta, \tag{20}$$

$$D = \frac{2}{3} + 2\int_0^1 A(\eta)\,\eta^2\,d\eta. \tag{21}$$

Таким образом, в том случае, когда функция $B(T)$ дается формулой (14), искомые величины $I(\eta)$ и H определяются формулами (15) и (19).

Использование функции $\varphi(\eta, \tau)$. Для определения величин $I(\eta)$ и H по формулам (15) и (19) надо найти величины $A(\eta)$ и $A_1(\eta)$, выражающиеся через коэффициент отражения $\rho(\eta, \zeta)$. Способ для определения коэффициента отражения неоднородной среды (в которой λ зависит от τ) был дан в работах автора [3] и Беллмана и Калаба [5].

В этих работах показано, что величина $\rho(\eta, \zeta)$ выражается через вспомогательную функцию $\varphi(\eta, \tau)$ при помощи формулы

$$\rho(\eta, \zeta) = \frac{1}{4}\int_0^\infty \lambda(\tau)\,\varphi(\eta, \tau)\,\varphi(\zeta, \tau)\,e^{-\tau\left(\frac{1}{\eta} + \frac{1}{\zeta}\right)}\frac{d\tau}{\eta\zeta}, \tag{22}$$

а функция $\varphi(\eta, \tau)$ определяется уравнением

$$\varphi(\eta, \tau) = 1 + \frac{1}{2}\int_0^1 \frac{d\zeta}{\zeta}\int_\tau^\infty \lambda(t)\,\varphi(\eta, t)\,\varphi(\zeta, t)\,e^{-(t-\tau)\left(\frac{1}{\eta} + \frac{1}{\zeta}\right)}dt. \tag{23}$$

При $\lambda = \mathrm{const}$ функция $\varphi(\eta, t)$ переходит в функцию $\varphi(\eta)$, введенную впервые В. А. Амбарцумяном [6] и затем хорошо изученную.

Следует отметить, что знание функции $\varphi(\eta, \tau)$ позволяет определить коэффициент отражения не только для данной полубесконечной среды, но и для любой другой среды, которая получается из данной отбрасыванием верхнего слоя произвольной оптической толщины τ_0. Для этого достаточно в формуле (22) положить $\lambda = 0$ в интервале от 0 до τ_0 и ввести множитель

$$e^{\tau_0\left(\frac{1}{\eta} + \frac{1}{\zeta}\right)}$$

с целью исключения истинного поглощения в указанном слое.

Подстановка (22) в (19) и (17) приводит к формулам, выражающим величины $A(\eta)$ и $A_1(\eta)$ через функцию $\varphi(\eta, \tau)$. Однако можно получить и другие выражения для этих величин через ту же функцию

Умножая (23) на $e^{-\frac{\tau}{\eta}}$ и интегрируя по τ от 0 до ∞, находим

$$A(\eta) = 1 - \int_0^\infty \varphi(\eta, \tau)\left[1 - \frac{\lambda(\tau)}{2}\alpha_0(\tau)\right] e^{-\frac{\tau}{\eta}}\frac{d\tau}{\eta}, \tag{24}$$

где использовано обозначение

$$\alpha_k(\tau) = \int_0^1 \varphi(\zeta, \tau)\,\zeta^k\,d\zeta. \tag{25}$$

Умножение (23) на $\tau e^{-\frac{\tau}{\eta}}$ и интегрирование по τ от 0 до ∞ дает

$$A_1(\eta) = \int_0^\infty \varphi(\eta, \tau)\left[\tau - \frac{\lambda(\tau)}{2}\tau\alpha_0(\tau) + \frac{\lambda(\tau)}{2}\alpha_1(\tau)\right] e^{-\frac{\tau}{\eta}}\frac{d\tau}{\eta}. \tag{26}$$

Таким образом, функция $\varphi(\eta, \tau)$, введенная ранее при решении задачи о диффузном отражении света неоднородной средой, может также служить для определения интенсивности излучения, выходящего из той же среды при различных источниках энергии. В частности, такой средой может быть звездная фотосфера.

Нахождение функции $\varphi(\eta, \tau)$. Уравнение (23), определяющее функцию $\varphi(\eta, \tau)$ может быть без труда решено численными методами при произвольной зависимости λ от τ. Однако представляет интерес и получение аналитических выражений для этой функции в различных частных случаях.

Поскольку в фотосфере, как уже говорилось выше, величина λ убывает с ростом τ, то мы примем

$$\lambda = \lambda_0 e^{-m\tau}, \tag{27}$$

где λ_0 и m — некоторые параметры.

Легко убедиться, что в данном случае функция $\varphi(\eta, \tau)$ представляется в виде

$$\varphi(\eta, \tau) = \sum_{k=0}^\infty \varphi_k(\eta)\, e^{-km\tau}, \tag{28}$$

где

$$\varphi_k(\eta) = 2\eta \int_0^1 \rho_k(\eta, \zeta)\,d\zeta \tag{29}$$

и

$$\rho_k(\eta, \zeta) = \frac{\lambda_0}{4} \frac{\sum\limits_{i=0}^{k-1} \varphi_i(\eta)\, \varphi_{k-1-i}(\zeta)}{\eta + \zeta + km\eta\zeta}, \tag{30}$$

а для коэффициента отражения имеем

$$\rho(\eta, \zeta) = \sum_{k=1}^{\infty} \rho_k(\eta, \zeta). \tag{31}$$

При подстановке (30) в (29) получается рекуррентная формула для определения функций $\varphi_k(\eta)$, причем $\varphi_0(\eta) = 1$.

Из соотношений (29) и (30) видно, что значения функций $\varphi_k(\eta)$ и $\rho_k(\eta, \zeta)$ при произвольном λ_0 равны значениям этих функций при $\lambda_0 = 1$, умноженным на λ_0^k. Поэтому при заданном m достаточно вычислить функции $\varphi_k(\eta)$ лишь для случая $\lambda_0 = 1$.

Таблицы вспомогательных величин. Выше было показано, что интенсивность излучения, покидающего фотосферу под углом $\arccos \eta$ к нормали, т. е. величина $I(\eta)$, дается формулой (15), а входящие в нее вспомогательные величины $A(\eta)$ и $A_1(\eta)$ выражаются через функцию $\varphi(\eta, \tau)$ при помощи формул (24) и (25).

Функция $\varphi(\eta, \tau)$ была вычислена по формулам предыдущего раздела для случая, когда $\lambda(\tau)$ дается формулой (27). Это позволило вычислить величины $A(\eta)$ и $A_1(\eta)$. В таблицах 1 и 2 содержатся значения этих величин при $\lambda_0 = 1$ и разных m

Таблица 1

ВЕЛИЧИНА $A(\eta)$ ПРИ $\lambda_0 = 1$

η \ m	0	0.1	0.2	0.5	1	2	5	10
0	1	0.793	0.757	0.706	0.667	0.628	0.584	0.557
0.1	1	0.731	0.682	0.602	0.531	0.451	0.333	0.242
0.2	1	0.686	0.624	0.527	0.443	0.353	0.234	0.155
0.3	1	6.644	0.574	0.468	0.380	0.290	0.181	0.114
0.4	1	0.606	0.532	0.421	0.333	0.237	0.147	0.090
0.5	1	0.573	0.494	0.382	0.296	0.214	0.124	0.075
0.6	1	0.542	0.462	0.350	0.267	0.190	0.107	0.064
0.7	1	0.514	0.433	0.323	0.242	0.170	0.095	0.056
0.8	1	0.489	0.408	0.300	0.222	0.154	0.044	0.049
0.9	1	0.466	0.385	0.279	0.205	0.141	0.076	0.044
1.0	1	0.445	0.365	0.261	0.191	0.130	0.070	0.040

Таблица 2

ВЕЛИЧИНА $A_1(\eta)$ ПРИ $\tau_0 = 1$

λ_0 \ m	0	0.1	0.2	0.5	1	2	5	10
0	0.577	0.432	0.408	0.374	0.348	0.324	0.297	0.281
0.1	0.720	0.534	0.500	0.447	0.402	0.353	0.283	0.231
0.2	0.837	0.618	0.576	0.313	0.459	0.403	0.331	0.285
0.3	0.948	0.699	0.652	0.582	0.526	0.469	0.402	0.363
0.4	1.056	0.781	0.730	0.657	0.599	0.545	0.483	0.450
0.5	1.162	0.862	0.809	0.735	0.678	0.626	0.571	0.541
0.6	1.267	0.945	0.891	0.816	0.761	0.712	0.661	0.635
0.7	1.371	1.030	0.974	0.900	0.847	0.801	0.754	0.731
0.8	1.474	1.115	1.059	0.986	0.936	0.892	0.848	0.827
0.9	1.577	1.201	1.146	1.074	1.025	0.984	0.844	0.925
1.0	1.679	1.288	1.234	1.164	1.127	1.077	1.040	1.022

Для потока излучения, выходящего из фотосферы, выше была получена формула (19), в которой величины C и D выражаются через функцию $A(\eta)$ при помощи формул (20) и (21). В таблицах 3 и 4 приведены значения этих величин, вычисленные по указанным формулам при разных λ_0 и m.

Таблица 3

ЗНАЧЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ C

λ_0 \ m	0	0.1	0.2	0.5	1	2	5	10
0	1.000	1.000	1.000	1.000	1.001	1.000	1.000	1.000
0.50	0.853	0.861	0.867	0.883	0.900	0.921	0.950	0.968
0.60	0.805	0.817	0.828	0.850	0.874	0.002	0.938	0.961
0.70	0.743	0.764	0.780	0.812	0.845	0.881	0.927	0.954
0.80	0.658	0.696	0.721	0.768	0.812	0.859	0.914	0.946
0.90	0.562	0.604	0.646	0.717	0.776	0.834	0.901	0.939
0.95	0.403	0.543	0.600	0.687	0.756	0.821	0.895	0.935
1.00	0	0.568	0.546	0.654	0.734	0.808	0.888	0.931

Применение формул (15) и (19) и таблиц 1—4 дает возможность весьма просто определить искомые величины $I(\eta)$ и H. Подчеркнем, что эти формулы получены при предположении о представлении планковской интенсивности излучения в фотосфере выражением (14), а таблицы — при допущении об экспоненциальном убывании величины $\lambda(\tau)$ с оптической глубиной.

Таблица 4

ЗНАЧЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ D

λ_0 \ m	0	0.1	0.2	0.5	1	2	5	10
0	0.667	0.667	0.067	0.667	0.667	0.667	0.667	0.667
0.50	0.758	0.748	0.747	0.738	0.727	0.713	0.695	0.684
0.60	0.788	0.774	0.771	0.758	0.742	0.724	0.702	0.688
0.70	0.828	0.807	0.801	0.781	0.760	0.737	0.708	0.692
0.80	0.883	0.849	0.833	0.808	0.779	0.750	0.715	0.696
0.90	0.973	0.907	0.885	0.840	0.802	0.764	0.723	0.700
0.95	1.050	0.946	0.914	0.859	0.814	0.772	0.725	0.702
1.00	1.333	0.994	0.949	0.879	0.827	0.780	0.730	0.705

Влияние рассеяния на спектр. Входящие в формулы (15) и (19) величины $B(T_0)$ и β являются функциями частоты ν. Величины $A(\eta)$, $A_1(\eta)$, C и D также зависят от частоты, поскольку от нее зависит величина $\lambda(\tau)$ (или параметры λ_0 и m, если $\lambda(\tau)$ дается выражением (27)). Величины $I(\eta)$ и H, вычисленные для разных частот, характеризуют соответственно распределение яркости по диску звезды в разных лучах и распределение энергии в спектре звезды.

Вычисление величины $I(\eta)$ и H по формулам (15) и (19) с помощью таблиц 1—4 учитывает рассеяние излучения в фотосфере. Если рассеяние отсутствует, то мы, очевидно, имеем

$$I(\eta) = B(T_0)(1 + \beta\eta), \tag{32}$$

$$H = \pi B(T_0)\left(1 + \frac{2}{3}\beta\right). \tag{33}$$

В данном случае $A(\eta) = 0$, $A_1(\eta) = \eta$, $C = 1$, $D = 2/3$. Эти предельные значения достигаются при $\lambda_0 = 0$ или при $m = \infty$, если $\lambda(\tau)$ представляется формулой (27).

Физический смысл влияния рассеяния на спектр состоит в том, что вследствие рассеяния увеличивается путь фотона в среде и, следовательно, возрастает вероятность истинного поглощения. Поскольку отношение коэффициента рассеяния к коэффициенту истинного поглощения для разных частот различно, то появление рассеяния приводит к изменению относительного распределения энергии в спектре.

Наиболее просто выясняется влияние рассеяния на спектр звезды при $\lambda = \text{const}$. В данном случае функция $\varphi(\eta, \lambda)$ превращается в функцию $\varphi(\eta)$ и мы получаем

$$I(\eta) = B(T_0)\varphi(\eta)\left[\sqrt{1-\lambda} + \beta\left(\eta\sqrt{1-\lambda} + \frac{\lambda}{2}\alpha_1\right)\right], \tag{34}$$

$$H = 2\pi B(T_0)\left[\alpha_1\sqrt{1-\lambda} + \beta\left(\alpha_2\sqrt{1-\lambda} + \frac{\lambda}{2}\alpha_1^2\right)\right], \tag{35}$$

где α_1 и α_2 — первый и второй моменты функции $\varphi(\eta)$ соответственно.

В случае изотермической фотосферы (т. е. при $\beta = 0$) из формул (34) и (35) следует

$$I(\eta) = B(T_0)\varphi(\eta)\sqrt{\frac{\varkappa}{\sigma+\varkappa}}, \tag{36}$$

$$H = 2\pi B(T_0)\alpha_1\sqrt{\frac{\varkappa}{\sigma+\varkappa}}, \tag{37}$$

где использована формула (4).

Однако в реальных фотосферах величина λ сильно зависит от оптической глубины τ. В настоящей статье это обстоятельство и принималось во внимание при определении интенсивности излучения, выходящего из фотосферы.

Применение изложенных выше результатов к различным астрофизическим объектам будет сделано позднее.

Автор выражает благодарность В. М. Лоскутову за вычисления, выполненные для этой статьи.

ON THE THEORY OF SCATTERING PHOTOSPHERES

V. V. SOBOLEV

The problem is considered of the determination of spectrum of a star in the photosphere of which together with the true absorption scattering of radiation is important. The ratio of the coefficient of true absorption to that of scattering is assumed to depend on depth. The intensity of radiation emerging from the photosphere is expressed in terms of the function $\varphi(\eta, \tau)$ introduced earlier [3, 5] in solving the problem of diffuse reflection of light from inhomogeneous atmosphere. Special consideration is given to the case of single scattering albedo exponentially decreasing with optical depth. Tables are given of the auxiliary quantities in terms of which the emergent intensity is expressed in this case. The results may be applied to photospheres of hot and cold stars in which scattering is caused by free electrons and molecules, respectively.

ЛИТЕРАТУРА

1. *D. Mihalas*, Stellar Atmospheres, San Francisco, 1970.
2. *С. Г. Слюсарев*, ДАН СССР, 95, 741, 1951.
3. *В. В. Соболев*, ДАН СССР, 111, 1000, 1956.
4. *В. В. Соболев*, ДАН СССР, 212, 1095, 1973.
5. *R. E. Bellman, R. E. Kalaba*, Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 42, 629, 1956.
6. *В. А. Амбарцумян*, ДАН СССР, 38, 257, 1943.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 АВГУСТ, 1975 ВЫПУСК 3

ОБЪЕКТЫ ХЕРБИГА—АРО И ПОСТФУОРЫ

А. А. ГЮЛЬБУДАГЯН

Поступила 1 марта 1975

Предложено разделение объектов Хербига—Аро на две группы, в первую из которых входят объекты, чью светимость можно объяснить отражением света близлежащего источника, а во вторую — объекты, не освещаемые извне. В отношении второго типа объектов предложена гипотеза, согласно которой они по своей природе аналогичны постфуорам [10], то есть это фуоры, у которых выброшенная оболочка, расширяясь, стала достаточно разреженной.

Введение. Объекты Хербига — Аро были открыты независимо друг от друга Хербигом [1] и Аро [2]. Это звездообразные сгущения, спектр которых состоит из сильных линий излучения и слабого, почти незаметного непрерывного спектра. Хербиг в [3] приводит следующее определение: «Объекты Хербига—Аро имеют характерный эмиссионный спектр: эмиссионные линии водорода сильные, а [O I] и [S II] необычно интенсивные. Линии [N II] также сильные, а у объектов, покраснение которых (из-за поглощения) незначительно, присутствует также дублет [O II] 3726—3729». Значение объектов Хербига — Аро в процессе звездообразования впервые было подчеркнуто В. А. Амбарцумяном в [4], где объекты Хербига — Аро рассматриваются в качестве стадии, предшествующей звездам Т Тельца.

Конденсационная и отражательная гипотезы. Объекты Хербига—Аро были рассмотрены с точки зрения гипотезы конденсации звезд из диффузного вещества (см., например, [5]). При этом, как и у В. А. Амбарцумяна, допускалась их дозвездная природа. Однако считалось, что они образовались не из сверхплотного дозвездного вещества, как предложено в [4], а из сжимающегося пылевого облака, на которое продолжает падать вещество извне. Эту гипотезу, видимо, нужно оставить, так как в последнее время получены данные о больших отрицательных скоростях внутри этих объектов (в [6] приводятся значения в 50—100 км/сек), в то время как при падении вещества извне нужно было бы ожидать положительных скоростей.

В 1974 г. появилась серия статей [6—8], в которых выдвигалась гипотеза об объектах Хербига — Аро как об отражательных туманностях. Согласно этой гипотезе свет от предполагаемых звезд типа Т Тельца, находящихся в самой ранней стадии и расположенных на некоторых расстояниях от этих объектов (и скрытых от нас в результате большого поглощения, достигающего 10^m—20^m), пройдя через коридоры прозрачности, отражается от сгущений в облаке и доходит до нас, неся в своем спектре эмиссионные линии и другие особенности, характерные для освещающих эти сгущения звезд. Авторы решили найти освещающие звезды посредством наблюдений в инфракрасной области и действительно нашли около некоторых из групп объектов Хербига — Аро инфракрасные источники. Если для диффузных обьектов Хербига—Аро, например, Н-Н 24 (здесь употреблено принятое в литературе обозначение объектов Хербига—Аро как Н-Н, а также нумерация Хербига [9], а далее еще будет употреблена нумерация Строма и др. [6—8]) это объяснение и кажется правдоподобным, то во всяком случае для цепочки объектов Н-Н 7, 8, 10 и 11 это объяснение не подходит, так как на эти объекты падает в лучшем случае 1/400 часть полной энергии «освещающей» звезды, что делает ее абсолютную величину $\sim 0^m$, а это довольно много для ранних звезд типа Т Тельца. Неправдоподобно также расположение коридоров прозрачности, которые заканчиваются сгущениями.

Для внесения ясности мы предлагаем разделить объекты Хербига — Аро на две группы. В первую группу внесем объекты, светимость которых можно количественно объяснить отражением света близлежащей звезды или иного объекта, а во вторую — объекты, светимость которых нельзя объяснить отражением света близлежащего объекта. По морфологическому признаку в первую группу войдут как диффузные (как Н-Н 101, 102, 103), так и компактные (как группа Н-Н 24 и Н-Н 29) объекты, а во вторую — только компактные (как Н-Н 1, 2, 3, 7, 8, 10 и 11). Такое разделение, по-видимому, не является произвольным, так как, во-первых, для объектов из первой группы наблюдения дают большие значения поляризации (в [8] для Н-Н 24А получено около 24%), а для второй — сравнительно низкие (в [8] для Н-Н 1 и Н-Н 2 получено около 3%); во-вторых, отношение светимости в бальмеровских линиях к интенсивности в единичном интервале непрерывного спектра получается большим для второй группы [6]. Таким образом, различия между введенными двумя группами довольно большие.

Объекты Хербига — Аро и постфуоры. Предлагаемая нами гипотеза относится к объектам второй группы, то есть компактным объектам, светимость которых нельзя объяснить отражением света близлежащей звезды.

Согласно этой гипотезе объекты Хербига—Аро являются образованиями, подобными фуорам из концепции В. А. Амбарцумяна [10]. При этом, однако, оболочка, которая выброшена при образовании фуора, является более протяженной и более разреженной ($n_e = — 10^4$ $см^{-3}$), чем у классических фуоров FU Ориона и V 1057 Лебедя, причем из внутренней звезды продолжается выбрасывание вещества, а околозвездный источник протонов продолжает испускать их. Эти протоны и являются основным источником ионизации оболочки (но не всей, а только внутренней части, которая состоит из выходящего из звезды со скоростью 50—100 *км/сек* вещества, чем и можно объяснить смещение линий в коротковолновую область). Предполагается, что внешняя часть оболочки состоит из нейтрального вещества, смешанного с пылью. На частицах последней и отражается свет, выходящий из внутренних областей (по этой причине и не видны внутренние области объектов Хербига — Аро). При рассеянии на частицах пыли свет поляризуется (этому также способствует эллиптическая форма объектов Хербига — Аро).

Рассмотрим теперь отдельно объект Н-Н 1. Бем и др. [11] из отношения интенсивностей линий излучения различных элементов получили средние значения электронной плотности и температуры, а именно:

$$n_e = 2 \cdot 10^4 \ см^{-3}, \qquad T_e = 10^4\,°К.$$

Из [12] имеем $n_e/n_1 = 0.5$, отсюда получим плотность атомов водорода

$$n = 6 \cdot 10^4 \ см^{-3}.$$

Предполагая, что ионизация оболочки вызывается протонами, можно найти их кинетическую энергию из уравнения энергетического баланса

$$jn_1\sigma_{1c}(E + h\nu_{1c}) + jn_e\Delta(p, e) = n_e n^+ k \left[\sum_2^\infty A_{i1}(\varepsilon_i + h\nu_{ic}) + f\right], \qquad (1)$$

где j — поток протонов, σ_{1c} — эффективное сечение ионизации протонами атомов водорода (можно приближенно принять $\sigma_{1c} \approx 2 \cdot 10^{-11}/\varepsilon$ $см^2$, где ε — кинетическая энергия протона в *эв*), E — средняя энергия вторичных электронов, $h\nu_{ic}$ — энергия ионизации с i-го уровня, $\Delta(p, e)$ — энергия, отдаваемая протонами свободным электронам при упругих столкновениях (из [13] можно вынести приближенное выражение $\Delta(p, e) \approx 1.2 \cdot 10^{-8}/\varepsilon$), а в правой части коэффициент k введен для учета бальмеровских и запрещенных линий. Мы взяли $k = 3$ (значение k мало влияет на результат, так как в левой части уравнения есть член, в котором, как будет показано далее, ε входит в степени 6).

Ввиду того, что вышеприведённые значения n_e и T_e являются средними, мы будем решать уравнение (1) для половины радиуса ионизованной части оболочки. В качестве радиуса ионизованной зоны мы берем путь, на котором полностью расходуется кинетическая энергия протонов. Из [13] можно вывести для этого пути выражение $R \approx \varepsilon^2/2.4\cdot 10^{-8}(n_e + 0.1\,n_1)$, где R в *см*, а ε в *эв*.

При прохождении половины радиуса ионизованной зоны энергия протонов уменьшится в $\sqrt{2}$ раз. Поэтому для потока протонов имеем выражение

$$j = \frac{E_0/\sqrt{2}}{4\pi (R/2)^2 (\varepsilon/\sqrt{2})},$$

где E_0 — полная энергия протонов (мы ее берем равной полному излучению объекта Н-Н 1, которое с употреблением данных Шварца [5] составляет $\sim 4\cdot 10^{32}$ *эрг/сек*).

Подставив в (1) вышеприведенные значения n_e, T_e и n_1, а также выражения для j, R, σ_{1c} и $\Delta(p, e)$, мы можем однозначно определить ε из (1). Получим $\varepsilon \approx 1$ *Мэв* и отсюда $R \approx 1.7\cdot 10^{15}$ *см*.

В потоке протонов, ионизующих оболочку, в процессе взаимодействия с веществом образуются нейтральные атомы водорода, часть из которых оказывается на третьем уровне. Спонтанные переходы на второй уровень приводят к излучению этими атомами H_α- квантов, которые смещены по отношению к наблюдателю на величину проекции скорости протона на луч зрения.

Птак и Стонер в [14] рассчитали профили линии H_α, полученной излучением атомов водорода в потоке протонов. Там показано, что при энергии протонов более 200 *Кэв* профили линий излучения почти нечувствительны к значению энергии протонов. Линии излучения имеют максимум около 6520 А, довольно крутой ход в сторону коротких волн и пологий в длинноволновую сторону.

В опубликованной недавно работе Бёма и др. [15] приводятся данные о наблюдениях непрерывного спектра объектов Н-Н 1 и Н-Н 2Н. Правда, эти данные настолько приближенные, что авторы сначала с уверенностью говорят лишь о наличии непрерывного спектра. Однако о еще двух фактах можно, видимо, говорить более или менее уверенно. Это, во-первых, наличие максимума в области 6500 А, во-вторых, подъем интенсивности от бальмеровского скачка в сторону коротких волн.

Второй факт можно объяснить тем, что непрерывный спектр в основном образуется в более глубоких, следовательно, горячих слоях, чем линии излучения (по которым и получена оценка температуры 10^4 °K). Об этом свидетельствует и то обстоятельство, что Бём и др. получали большие значения отношения непрерывного спектра к бальмеровским линиям при хороших изображениях, чем при плохих (так как апертура их наблюдений была меньше изображения Н-Н 1, то в плохие ночи изображение размазывалось и вместе с излучением внутренних областей складывалось также излучение внешних частей Н-Н 1).

Первый же факт можно объяснить тем, что этот максимум соответствует линии H_α, образованной движущимися атомами водорода (положение этого максимума определяется с точностью до 20 А — разрешением этих наблюдений). Если посчитать энергию, излучаемую несмещенной линией H_α из [5], а также энергию, излучаемую в пике около 6500 А из [15] (с вычетом непрерывного спектра), то получится, что последняя в ~ 100 раз меньше.

В [14] приводится оценка части энергии движущегося протона, идущей на излучение смещенной линии H_α. Для $\varepsilon = 200$ *Кэв* при $n_e/n \approx 0.1$ на излучение смещенной линии H_α идет $\sim 10^{-3}$ часть всей кинетической энергии протона. Для $\varepsilon = 1$ *Мэв* это будет в ~ 5 раз меньше, то есть $2 \cdot 10^{-4}$ часть (здесь мы взяли $n_e/n \approx 0.1$, так как $n_e/n_1 \approx 0.5$ лишь средняя величина, а максимальная отдача H_α происходит при энергии ~ 50 *Кэв*, что соответствует тонкой оболочке на самом краю ионизованной зоны). Сама ионизованная зона дает линии излучения (несмещенные, или, как в данном случае, смещением их можно пренебречь) и непрерывный спектр. Если учесть, что в несмещенной линии H_α излучается примерно 1/10 часть всей излучаемой средой энергии и что в [14] допускается недооценка части энергии, идущей на излучение смещенной линии H_α, вдвое (а также то обстоятельство, что в тонкой оболочке на границе ионизованной среды n_e/n может быть меньше 0.1, а отдача H_α быстро растет с уменьшением ионизации), то можно получить для отношения энергии, излучаемой в смещенной линии H_α, к несмещенной $\sim 1/100$.

Заключение. В данной работе предложено разделить объекты Хербига — Аро на две группы, в первую из которых войдут объекты, чью светимость можно количественно объяснить отражением света близлежащего источника, а во вторую — объекты, которые не освещаются извне. В отношении второго типа объектов предложена следующая гипотеза. Объекты Хербига — Аро по своей природе аналогичны постфуорам, то есть это фуоры, у которых выброшенная оболочка, расширяясь, стала достаточно разреженной. В пользу этой гипотезы говорят следующие факты: отрицательные скорости, приписываемые веществу, выбрасываемому внутренней звездой; поляризация света, идущего от объектов Хербига—Аро, а также возможность представления максимума около 6500 А в непрерывном спектре Н-Н 1 (этот максимум, по-видимому, соответствует действительности) в качестве излучения нейтральных атомов водорода, образованных в потоке протонов при движении последних через вещество.

Автор выражает благодарность академику В. А. Амбарцумяну за внимание к работе и обсуждение ее результатов.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

HERBIG—HARO OBJECTS AND POSTFUORS

A. L. GYULBUDAGHIAN

It is suggested in this paper to divide the Herbig—Haro objects into two groups. The first group will involve objects the luminosity of which can be explained by the reflection of the light of a nearby source and the second group will involve objects, which are not illuminated from outside. A hypothesis is proposed for the second group, which asserts that there is an analogy, between the nature of these objects and postfuors [10], i. e. they are fuors, whose envelope after extention has become tenuous. Several observational facts have been suggested in favor of this hypothesis.

ЛИТЕРАТУРА

1. *G. H. Herbig*, Ap. J., 113, 697, 1951.
2. *G. Haro*, Ap. J., 115, 572, 1952.
3. *G. H. Herbig*, Non-Periodic Phenomena in Variable Stars, IAU Colloquim, Budapest, 1968, p. 75.
4. *В. А. Амбарцумян*, Сообщ. Бюраканской обс., 13, 1954.
5. *R. D. Schwartz*, Ap. J., 191, 419, 1974.
6. *S. E. Strom, G. L. Grasdalen, K. M. Strom*, Ap. J., 191, 111, 1974.
7. *K. M. Strom, S. E. Strom, G. L. Grasdalen*, Ap. J., 187, 83, 1974.
8. *K. M. Strom, S. E. Strom, T. D. Kinman*, Ap. J., 191, L 93, 1974.
9. *G. H. Herbig*, Lick Obs. Bull., No. 658, 1974.
10. *В. А. Амбарцумян*, Астрофизика, 7, 557, 1971.
11. *K. H. Bohm, J. F. Perry, R. D. Schwartz*, Ap. J., 179, 149, 1973.
12. *D. E. Osterbrock*, PASP, 70, 399, 1958.
13. *D. E. Osterbrock, R. A. R. Parker*, Ap. J., 141, 892, 1965.
14. *R. Ptak, R. E. Stoner*, Ap. J., 185, 121, 1973.
15. *K. H. Bohm, R. D. Schwartz, W. A. Siegmund*, Ap. J., 193, 353, 1975.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 АВГУСТ, 1975 ВЫПУСК 3

БЫСТРОВРАЩАЮЩИЕСЯ МАССИВНЫЕ БЕЛЫЕ КАРЛИКИ

Г. С. АДЖЯН, Ю. Л. ВАРТАНЯН

Поступила 16 января 1975
Пересмотрена 23 марта 1975

Для различных фиксированных значений момента вращения энергетическим методом вычислены параметры дифференциально вращающихся белых карликов, в частности зависимость массы M от центральной плотности — кривые $M_k(\rho_c)$. При этом учтены эффекты β-захвата и общей теории относительности.

Показано, что быстрое вращение подавляет эффекты β-захвата и ОТО и делает возможным существование стабильных белых карликов с массами до 3-х солнечных масс и с центральными плотностями на два порядка выше плотности статических конфигураций.

Введение. В работах Острикера и его сотрудников [1—4] были рассмотрены дифференциально вращающиеся белые карлики. Было показано, что дифференциальное вращение в отличие от твердотельного может увеличить массу равновесных конфигураций до трех-четырех солнечных масс [3]. Причина этого заключается в том, что в случае дифференциального вращения центральное ядро может вращаться значительно быстрее, чем оболочка, и без наступления истечения с экватора можно достичь значений энергий вращения, которые становятся сравнимыми с гравитационной энергией. Поэтому параметры таких равновесных конфигураций будут значительно отличны от параметров статических или твердотельно-вращающихся.

Известно [5], что вещество в белых карликах может иметь кристаллическую структуру, поэтому могут возникнуть сомнения в возможности дифференциального вращения таких небесных тел. Однако, если рассмотреть диаграмму плотность—температура, то на ней кристаллическая фаза находится значительно ниже кривой вырождения электронов, так что вырожденное вещество может находиться как в жидкой, так и кристаллической модификациях, причем область жидкой фазы на плоскости плотность—температура тем шире, чем легче элемент (меньше порядковый номер Z).

Здесь так же, как в [3, 4] мы не учитываем эффекты вязкости, которые проявляются в больших временных масштабах. Подробное исследование влияния вязкости на эволюцию быстровращающихся белых карликов было проведено в [6, 7].

При рассмотрении равновесия и устойчивости белых карликов существенными являются эффекты β-захвата (нейтронизации), общей теории относительности (ОТО) и вращения. Для твердотельно вращающихся конфигураций одновременный учет всех этих трех эффектов был проведен в [8]. Здесь мы ставим перед собой задачу рассмотреть аналогичную проблему для дифференциально вращающихся белых карликов. В [3] рассмотрение таких конфигураций было проведено без учета эффектов β-захвата и ОТО, поэтому, естественно, относительно устойчивости были приведены лишь качественные соображения, которые, как показывает настоящее исследование, не всегда оказываются правильными. В частности, рассматриваемая область плотностей была ограничена значением 10^9 $г/см^3$, что мотивировалось фактом начала β-захвата, который может привести к потере устойчивости. Ниже будет показано, что в случае быстрого вращения эффекты вращения подавляют как β-захват, так и эффекты ОТО, что, конечно, априори ниоткуда не следует.

Исследование равновесия и устойчивости сверхплотных звезд—белых карликов и пульсаров удобно проводить рассмотрением зависимости массы от центральной плотности. Здесь, в отличие от [3], где исследование проводилось на плоскости масса—момент количества движения, для дифференциально вращающихся белых карликов проводятся вычисления массы M в зависимости от центральной плотности ρ_c для различных фиксированных значений момента K—кривые $M_K(\rho_c)$ (см. рис. 2). Исследование, как и в [8], проводится энергетическим методом [9]. Здесь мы детально будем останавливаться лишь на тех моментах, которые непосредственно связаны с дифференциальным вращением. Во всех же остальных случаях за справками будем отсылать к [8].

В [10] этим же методом для дифференциально вращающихся белых карликов была вычислена частота радиальных пульсаций. Однако, так как при этом ограничивались сферически-симметрическими конфигурациями, то именно поэтому рассматривались белые карлики, весьма близкие к чандрасекаровскому пределу. В общем же случае рассмотрение пульсаций быстровращающихся белых карликов без учета эффектов β-захвата и ОТО было проведено в [4], использованием вириально-тензорного метода Чандрасекара—Лебовица [11].

Основные уравнения. При рассмотрении проблем равновесия и устойчивости дифференциально вращающихся холодных белых карликов вместе с заданием массы (полного числа нуклонов), момента вращения K, центральной плотности ρ_c, необходимо для замкнутости задачи также задать распределение вдоль радиуса момента вращения. Согласно теореме Пуанкаре эта величина зависит от цилиндрической лагранжевой массы. Для этого распределения мы здесь используем следующие функции:

$$h(u) = \frac{M}{K} k(u) = 5[1 - (1 - u)^{2/3}]/2, \tag{1}$$

$$h(u) = 4.8239 + 1.8744 (1 - u)^{0.5522} - 6.6983 (1 - u)^{0.3131}, \tag{2}$$

где

$$K = M \int_0^1 k(u)\, du, \tag{3}$$

K — полный момент вращения (момент количества движения), M — масса покоя звезды, u — лагранжевая цилиндрическая координата, равная накопленной массе в цилиндре с образующими, параллельными оси вращения, деленная на полную массу звезды. Распределение момента (1) соответствует твердотельно вращающемуся сфероиду Маклорена [12], а (2) — интерполяционная формула (с точностью 1%), соответствующая твердотельно вращающейся политропе индекса 1.5 [3].

В случае дифференциально вращающихся конфигураций сплюснутость оказывается значительной и поэтому ее учет в уравнениях равновесия и устойчивости весьма существенен. В данной работе используется приближение подобных эллипсоидов вращения. Сравнение с результатами интегрирования дифференциальных уравнений, проведенного в [3], показывает, что это приближение справедливо для внутренней области неоднородно вращающихся конфигураций, где сконцентрировано более 90% общей массы звезды. Вычисленный здесь параметр сплюснутости относится не ко всей звезде, а именно к этой области.

Полная энергия звезды E для заданного распределения момента вращения $h(u)$ будет функцией от массы M, момента вращения K, сплюснутости λ и центральной плотности ρ_c: $E = E(M, K, \lambda, \rho_c)$, где $\lambda = (c/a)^{2/3}$; a и c — соответственно, экваториальная и полярная полуоси эллипсоида вращения. Из условия экстремальности энергии для заданных значений массы покоя звезды, момента вращения и распределения момента вращения, для равновесия звезды имеем условия

$$(\partial E/\partial \rho_c)_{M,\,K,\,\lambda} = 0, \quad (\partial E/\partial \lambda)_{M,\,K,\,\rho_c} = 0. \tag{4}$$

Необходимым условием устойчивого равновесия является минимальность энергии звезды:

$$(\partial^2 E/\partial\rho_c^2) > 0, \quad (\partial^2 E/\partial\iota^2) > 0, \tag{5}$$

$$(\partial^2 E/\partial\rho_c^2)(\partial^2 E/\partial\iota^2) - (\partial^2 E/\partial\rho_c\partial\iota)^2 > 0. \tag{6}$$

Для статических и медленно вращающихся звезд условия (5)—(6) являются одновременно и достаточными, что соответствует устойчивости по отношению к основной моде. В случае же быстрого вращения, когда сплюснутость не мала, такой анализ устойчивости необходимо дополнить рассмотрением других мод колебаний. В [4] было показано, что для дифференциально вращающихся белых карликов динамическая неустойчивость наступает аналогично эллипсоидам Маклорена, когда отношение энергии вращения E_r к гравитационной E_G становится равным 0.27, хотя при этом условия (5)—(6) не нарушаются. Это условие вместе с (5)—(6) мы примем критерием устойчивости конфигураций.

Таким образом, для исследования проблемы равновесия и устойчивости прежде всего необходимо иметь зависимость выражения энергии от заданных параметров. Полная энергия холодного произвольно вращающегося белого карлика может быть представлена в виде

$$E = E_e + E_G + E_r + E_{ОТО} \tag{7}$$

E_e — термодинамическая энергия (энергия вырожденных электронов), E_G — ньютононское выражение гравитационной энергии, E_r — энергия вращения, $E_{ОТО}$ — поправки общей теории относительности.

Здесь будем рассматривать конфигурации, для которых $\mu_0 = A/Z = 2$. С учетом β-захвата эту величину необходимо заменить через μ, где $\mu = \mu_0(1 + \alpha x)$, $\alpha = 5.317 \cdot 10^{-3}$, $x = p_e/m_e c$, p_e — импульс Ферми вырожденных электронов, m_e и c — соответственно масса электрона и скорость света, [8].

Рассмотрим энергию вращения. В декартовой координатной системе, ось вращения которой направлена по z, имеем

$$E_r = \frac{K^2}{2M}\int_0^{*} h^2(u)\,du/(x^2 + y^2), \tag{8}$$

где u — цилиндрическая лагранжевая масса.

С помощью линейных преобразований координат, которые оставляют объем постоянным, получим

$$E_r = E_r^{(0)}(M, K, \rho_c) = 0.5\, M^{-5/3}\rho_c^{2/3}(3/4\pi)^{2/3} I_r, \tag{9}$$

$$I_r = \int_0^1 \left| h^2(\nu') \left(\int_0^{\nu} d\nu/\varphi \right)^{-2/3} \right| d\nu', \tag{10}$$

где ν' — относительная цилиндрическая лагранжевая масса, ν — относительная масса в сфере, соприкасающейся с цилиндром, масса которого ν', $\varphi(\nu)$ — функция распределения вещества. Численное значение интеграла (10) I_r показывает меру дифференциации вращения. При твердотельном вращении $I_r = 0.926$, в случае же распределений (1) и (2) он оказывается равным соответственно 1.1 и 1.001.

Отметим здесь одно обстоятельство. Если в случае твердотельного вращения предельное значение энергии вращения, при которой еще отсутствует истечение, оказывается того же порядка, что и $E_{ОТО}$, то в случае дифференциального вращения, так как E_r уже оказывается сравнимой с гравитационной энергией E_G, то, вообще-то говоря, необходимо учитывать и поправки общей теории относительности к энергии вращения. Это можно сделать при помощи результатов, полученных в [13]. Однако в случае белых карликов, как показывает расчет, поправки к энергии вращения общей теории относительности весьма незначительно влияют на результаты расчета (менее 1%) и поэтому мы здесь их приводить не будем.

Имея выражения различных слагаемых энергий, из (4) для условий равновесия получим

$$a_4 x^4 + a_3 x^3 + a_2 x^2 - a_0 = 0, \tag{11}$$

$$\begin{gathered} dg/d\lambda = 0.0158\, m^{-10/3} x K_{50}^2 I_r / I_G, \\ g(\lambda) = \lambda^{1/2} (1 - \lambda^2)^{-1/2} \arccos \lambda^{3/2}, \end{gathered} \tag{12}$$

где функция $g(\lambda)$ связывает гравитационные энергии эллипсоида вращения и шара, одинаковых объемов [9, 14], а коэффициенты равны

$$a_0 = I_3 = \int_0^1 \varphi^{-1/3} d\nu, \quad a_2 = I_1 - 1.2776\, g(\lambda)\, m^{2/3} I_G,$$

$$a_3 = 0.04037\, K_{50}^2 m^{-8/3} \lambda I_r - 0.00709\, I_2 - 0.0002216\, m^{4/3},$$

$$a_4 = 0.0000716\, K_{50}^2 m^{-8/3} \lambda I_r,$$

$$I_1 = \int_0^1 \varphi^{1/3} d\nu, \qquad I_2 = \int_0^1 \varphi^{2/3} d\nu, \qquad I_G = \int_0^1 \nu\, d\nu/\xi,$$

$$\xi(\nu) = \left(\int_0^\nu d\nu/\varphi\right)^{1/3}.$$

K_{50} — момент вращения звезды, умноженный на 10^{-50}, m — масса звезды в единицах солнечных масс ($m = M/M_\odot$).

Для конкретных численных расчетов необходимо задать вид функции распределения вещества φ, которым определяется распределение плотности в звезде $\rho = \rho_c\varphi(\nu)$.

На рис. 1 кривая 2 показывает зависимость $\varphi(\nu)$ для статических и твердотельно вращающихся белых карликов [8] и соответствует функции распределения Лейна—Эмдена с показателем политропы $n=3$. Для дифференциально вращающихся белых карликов нами были проведены расче-

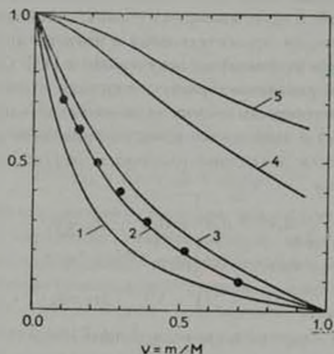


Рис. 1. Кривые 1 и 3 показывают область выбора функции распределения плотности вещества — $\varphi(\nu)$. Кривая 2 соответствует функции Лейне—Эмдена $n=3$. Точки, отмеченные кружочками, относятся к распределению $\varphi(\nu)$ соответствующему дифференциально вращающемуся белому карлику с $M = 1.81\,M_\odot$, $K_{50} = 2.31$, вычисленному в [3]. Кривые 4 и 5 показывают зависимость угловой скорости Ω/Ω_c (Ω_c значение Ω в центре) от накопленной массы соответственно для законов вращения (1) и (2).

ты для пятнадцати различных функций $\varphi(\nu)$, расположенных между кривыми 1 и 3 рис. 1. Результаты показали, что вычисленные параметры весьма нечувствительны к выбору $\varphi(\nu)$. Поэтому здесь так же, как в [8] для $\varphi(\nu)$ мы пользуемся кривой 2. Это оправдывается также тем фактом, что распределение $\varphi(\nu)$, вычисленное на основе результатов интегрирования дифференциальных уравнений для быстровращающихся белых карликов, оказывается весьма близким к кривой 2. Так, на рис. 1 по результатам [3] кружочками отмечено такое распределение для конфигурации с $M = 1.81M_{\odot}$ и $K_{50} = 2.31$.

Результаты расчета. Все расчеты были проведены на ЭВМ «Наири-2». Для заданных значений массы и момента вращения система уравнений (11)—(12) решалась методом последовательных приближений. Во время расчета в качестве первого приближения вычислялись параметры конфигураций, для которых $\lambda = 1$ (сферические конфигурации). Сравнивая результаты этих расчетов с конечными результатами, можно сделать заключение о влиянии сплюснутости на параметры звезды. Здесь для краткости мы не будем отдельно приводить параметры сферических конфигураций ($\lambda = 1$). Отметим лишь, что учет сплюснутости не изменяет общую картину зависимости массы от центральной плотности (вид кривых $M_k(\rho_c)$), а лишь изменяет численные значения параметров.

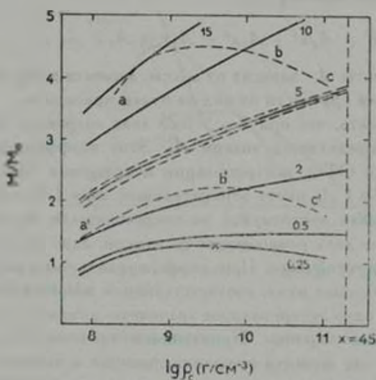


Рис. 2. Зависимость массы от центральной плотности для дифференциально вращающихся белых карликов с распределением момента по формуле (1). Числа у кривых показывают полный момент вращения данной серии в единицах 10^{50} *эрг.сек.* Пунктирные кривые показывают ту же зависимость для конфигураций с функцией распределения $\varphi(\cdot)$ 1 и 3 из рис. 1. Область выше кривой *abc* относится к динамически неустойчивым конфигурациям, для которых $E_r/E_G > 0.27$; область же выше *a'b'c'* — к вековым неустойчивым конфигурациям ($E_r/E_G > 0.15$).

На рис. 2 приведена зависимость массы от центральной плотности для фиксированных значений момента вращения (кривые $M_k(\rho_c)$) соответственно для значений:

$$K = (0.25,\ 0.5,\ 2,\ 5,\ 10,\ 15)\ 10^{50}\ \textit{эрг. сек.}$$

Серии с $K_{50} < 0.25$ в рассматриваемой области плотностей имеют точку потери устойчивости (максимум), который на соответствующей кривой (рис. 2) отмечен крестиком. Для значений же момента вращения $K_{50} > 0.25$ кривые $M_*(\rho_c)$ имеют монотонный характер и все конфигурации устойчивы. Таким образом, определение устойчивости конфигурации по условиям (5)—(6) отлично согласуется со статическим критерием устойчивости для произвольно вращающихся конфигураций, полученным в [12]. Такое поведение кривых $M_*(\rho_c)$ отлично от аналогичных кривых в случае твердотельного вращения, которое из-за малости энергии вращения не изменяет общего хода зависимости массы от центральной плотности ρ_c статистических конфигураций и всего лишь на несколько процентов повышает предельную массу Чандрасекара [8]. Энергетическая картина резко меняется в случае быстрого (дифференциального) вращения. Энергию звезды с заданным полным числом нуклонов (массой покоя звезды) и моментом вращения можно представить в виде

$$E = A_3 x^3 + A_2 x^2 + A_1 x + A_0 + A_{-1} x^{-1}.$$

Здесь коэффициенты A_i зависят от массы, момента вращения и параметра сплюснутости. Для краткости их вид не будем приводить.

Можно показать, что при $K_{50} > 0.25$ знак энергии для больших плотностей ($x > 1$) определяется знаком A_2. Этот коэффициент генерируется только эффектами ОТО, нейтронизации и вращения. При твердотельном вращении для $m \approx 1$ A_2 имеет отрицательный знак ($A_2 < 0$), чем и объясняется наличие двух экстремумов на энергетических кривых (см. рис. 3 [15]), т. е. наличие двух равновесных состояний, одно из которых устойчивое, а другое — неустойчивое. При дифференциальном же вращении, когда A_2 может стать больше нуля, соответствующая энергетическая кривая будет иметь только одно экстремальное значение—минимум, соответствующий устойчивому белому карлику. Приравнивая значение A_2 нулю, получим предельное значение момента вращения, начиная с которого данная масса имеет только один экстремум, соответствующий устойчивому состоянию по основной моде (условия (5)—(6)).

$$K_{50} = [(0.085\, m^{8/3} + 0.0055\, m^{10/3}) \cdot I_r]^{1/2} \approx 0.4, \quad m \approx 1. \qquad (13)$$

Для твердотельного вращения максимальное значение момента вращения, при котором наступает истечение с экватора, $K_{max} < 3 \cdot 10^{49}$ *эрг.сек*, что меньше значения, даваемого (13), и поэтому кривые $M_*(\rho_c)$ имеют максимум — точку потери устойчивости. Условие (13) можно проиллюстрировать на рис. 2. Так, кривая, соответствующая моменту $K_{50} = 0.25$, который меньше предела (13), имеет точку потери устойчивости (максимум), а кривая, соответствующая значению $K_{50} = 0.25$, которое больше предела, даваемого (13), монотонна и все конфигурации устойчивы.

Как уже упоминалось, условия (5)—(6) недостаточны для определения устойчивости быстровращающихся белых карликов. На рис. 2 кривой abc отмечена область, выше которой отношение $E_r/E_G > 0.27$ и согласно [4] такие конфигурации динамически неустойчивы. Из (9) и (12) можно сказать, что отношение $E_r/E_G = 0.27$ соответствует значению параметра сплюснутости $\lambda_0 = 0.53$. Поэтому конфигурации, для которых $\lambda < \lambda_0$, динамически неустойчивы.

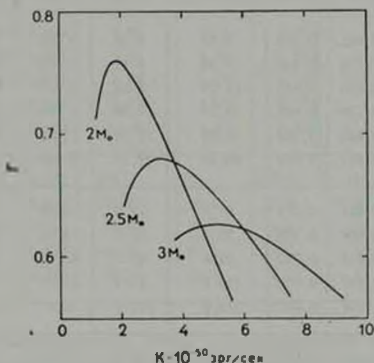


Рис. 3. Зависимость параметра сплюснутости λ звезды от полного момента для звезд с массами $2M_\odot$, $2.5\,M_\odot$ и $3\,M_\odot$.

В табл. 1 кроме зависимости массы от центральной плотности приведены также значения параметра сплюснутости λ, гравитационной энергии E_G, энергии вырожденных электронов E_e, энергии вращения E_r, дефект массы E/Mc^2, а также момент инерции относительно центра I_0 сферических конфигураций

$$I_0 = \int r^2 dm, \tag{14}$$

через который определяются компоненты тензора инерции соответствующих сплюснутых конфигураций $I_{xx} = I_{yy} = I_0(1 + \lambda^2)/3\lambda$; $I_{zz} = 2I_0/3\lambda$.

Для краткости в табл. 1 приведены значения не для всех серий момента вращения, а лишь для значений $K_{50} = 0.25;\ 0.5;\ 2;\ 10$.

Таблица 1

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ВРАЩАЮЩИХСЯ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ С РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ МОМЕНТА ПО ФОРМУЛЕ (1)

	$M/M_\odot$	$\lg \rho_c$ $(г \cdot см^{-3})$	λ	$-E_G \cdot 10^{-50}$ (эрг)	$E_i \cdot 10^{-50}$ (эрг)	$E_r \cdot 10^{-50}$ (эрг)	$\frac{E \cdot 10^{5}}{Mc^2}$	$I_0 \cdot 10^{-50}$ $(г \cdot см^2)$
$K_{50}=0.25$	0.9	7.965	0.970	5.23	4.14	0.072	6.38	0.778
	1.0	8.124	0.977	7.04	5.29	0.078	9.40	0.728
	1.1	8.326	0.981	9.64	7.03	0.090	12.9	0.627
	1.2	8.616	0.982	13.93	10.09	0.122	17.4	0.465
	1.3	9.266	0.980	26.20	19.98	0.289	25.8	0.200
$K_{50}=0.5$	1.0	8.001	0.924	6.40	4.74	0.243	7.95	0.878
	1.1	8.176	0.936	8.59	6.11	0.275	11.2	0.806
	1.2	8.400	0.943	11.79	8.22	0.337	15.2	0.663
	1.3	8.720	0.944	17.27	12.06	0.484	20.3	0.476
	1.4	9.327	0.932	31.05	22.73	1.072	29.3	0.210
	1.46	10.687	0.854	94.40	73.75	7.420	53.9	0.030
$K_{50}=2$	1.7	8.431	0.773	21.3	12.0	2.59	22.3	1.131
	1.9	8.944	0.770	38.0	21.7	4.72	34.6	0.612
	2.1	9.610	0.740	74.6	43.7	10.7	54.9	0.263
	2.3	10.357	0.690	153.0	89.4	27.0	92.9	0.101
	2.5	11.131	0.627	314.0	177.4	70.6	165	0.037
$K_{50}=10$	3.0	8.069	0.552	39.4	15.1	10.6	26.3	5.060
	3.4	8.525	0.570	69.4	26.2	17.4	42.9	3.111
	3.8	9.046	0.563	124.0	47.8	31.8	67.3	1.700
	4.2	9.588	00545	221.0	85.8	60.0	104.0	0.886
	4.4	9.850	0.533	292.0	113.0	82.0	130.0	0.145

Интересно проследить за изменениями параметров звезды в зависимости от значений полного момента количества движения K (момента вращения), которые приведены в табл. 2 для двух конфигураций, соответственно с массами покоя $M=1M_\odot$; $3M_\odot$, в случае дифференциального вращения, с распределением момента (1). Из таблицы видно, что если для звезды с $M=1M_\odot$ с ростом момента вращения энергия вращения растет, то для конфигурации с большой массой ($M=3M_\odot$) с ростом момента энергия вращения убывает. Качественно это можно объяснить тем фактом, что для конфигураций с большими массами с увеличением момента вращения момент инерции растет быстрее, нежели квадрат момента вращения.

На рис. 3 для трех конфигураций с массами покоя $2M_{\odot}$, $2.5M_{\odot}$ и $3M_{\odot}$, дифференциально вращающихся с распределением момента (1), приведена зависимость параметра сплюснутости λ от момента вращения. Как видно на рис. 3 эта зависимость в случае больших масс немонотонная.

Таблица 2

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ВРАЩАЮЩИХСЯ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ С РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ МОМЕНТА ПО ФОРМУЛЕ (1) В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ПОЛНОГО МОМЕНТА ЗВЕЗДЫ

	$K \cdot 10^{-50}$ (эрг·сек)	$\lg \rho_c$ ($г \cdot см^{-3}$)	λ	$-E_G \cdot 10^{-50}$ (эрг)	$E_i \cdot 10^{-50}$ (эрг)	$E_r \cdot 10^{-50}$ (эрг)	$E \cdot 10^{-50}$ (эрг)	$I_e \cdot 10^{-50}$ ($г \cdot см^2$)
$M = 1M_{\odot}$	0.1	8.170	0.996	7.30	5.52	0.014	1.77	0.678
	0.2	8.143	0.985	7.15	5.38	0.052	1.71	0.710
	0.3	8.102	0.968	6.93	5.19	0.107	1.63	0.753
	0.4	8.053	0.950	6.67	4.97	0.173	1.53	0.811
	0.5	8.001	0.924	6.40	4.74	0.243	1.42	0.878
$M = 3M_{\odot}$	3	11.117	0.582	456.0	211	107.0	111.2	0.051
	5	9.487	0.626	120.0	56.2	25.9	39.1	0.575
	7	8.693	0.610	61.9	27.1	14.6	23.5	1.912
	9	8.231	0.573	45.0	17.5	11.2	16.5	3.860
	11	7.933	0.530	35.2	13.4	9.75	12.1	6.070

Исследование эволюционного пути дифференциально вращающейся звезды, вообще-то говоря, является временной задачей. Однако можно получить ценную информацию, если рассматривать последовательность квазистационарных конфигураций. Так, как уже было отмечено, в энергетическом балансе мера дифференциации определяется значением интеграла I_r (см. выражение 10). Значение этого интеграла в случае твердотельного вращения, к которому (если это возможно) должна придти звезда в конце своей эволюции, равно $I_r = 0.926$. Поэтому если для фиксированного полного числа нуклонов (массы покоя звезды) и момента вращения изменять I_r от больших разумных значений до значения при твердотельном вращении и при этом в зависимости от этого интеграла вычислять все остальные параметры звезды, то тем самым мы можем проследить за изменениями, происходящими со звездой в ходе эволюции.

Результаты такого исследования приведены в табл. 3 для двух конфигураций. Одна из них ($M = 1M_{\odot}$, $K_{50} = 0.25$) имеет массу, меньшую предельной массы твердотельно вращающихся белых карликов [8] (точка Чандрасекара). Поэтому область изменения I_r выбрана от 1.18 до значения 0.926, что соответствует твердотельному вращению. Для таких конфигураций изменение основных характеристик в зависимости от I_r имеет монотонный характер. Гравитационная энергия в ходе эволюции увеличивается весьма незначительно, в то время, как энергия вращения убывает. Это соответствует картине эволюции звезды, состоящей из «несжимаемого» вязкого вещества. Так, для конфигурации с $1M_\odot$ за счет энергии вращения в ходе эволюции освобождается энергия, равная $1.7\cdot10^{48}$ *эрг*, а полное изменение энергии звезды $2.3\cdot10^{48}$ *эрг*, что приблизительно на два порядка выше запасов тепловой энергии такой звезды при центральной температуре $T\sim10^7$ °К, которая равна $4.3\cdot10^{46}$ *эрг*. Приведенные данные показывают, насколько важным в эволюции белого карлика может оказаться выделение тепловой энергии за счет сглаживания распределения угловой скорости.

Таблица 3

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ВРАЩАЮЩИХСЯ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ИНТЕГРАЛА I_r

	I_r	$\lg\rho_c$ ($г\ см^{-3}$)	λ	$-E_G\cdot10^{-50}$ (эрг)	$E_c\cdot10^{-50}$ (эрг)	$E_r\cdot10^{-50}$ (эрг)	$-E\cdot10^{-50}$ (эрг)	$I_0\cdot10^{-50}$ ($г\cdot см^2$)
$K_{эп}=2.25$, $M=1M_\odot$	1.13	7.829	0.976	7.02	5.27	0.083	1.672	0.735
	1.10	7.832	0.977	7.04	5.29	0.078	1.680	0.728
	1.02	7.835	0.979	7.06	5.31	0.072	1.687	0.725
	0.94	7.839	0.980	7.08	5.33	0.067	1.694	0.720
	0.926	7.840	0.981	7.09	5.33	0.066	1.696	0.720
$M=2.5M_\odot$, $K_{эп}=5$	1.28	8.409	0.639	38.9	17.3	7.96	13.7	2.22
	1.20	8.464	0.644	40.6	18.2	8.18	14.3	2.04
	1.12	8.525	0.650	42.6	19.3	8.44	15.0	1.86
	1.04	8.592	0.654	44.9	20.5	8.75	15.7	1.68
	1.00	8.628	0.656	46.2	21.3	8.94	16.2	1.59

Примечание: В таблицах приведены параметры только устойчивых конфигураций.

В табл. 3 приводятся также результаты аналогичного исследования для звезды с $M=2.5M_\odot$ и $K_{эп}=5$. Такая конфигурация в случае твердотельного вращения не может находиться в стабильном состоянии, поэтому распределение угловой скорости для нее не может выравниться до своего твердотельного значения. Здесь мы ограничимся для I_r значениями 1.001, что соответствует распределению момента (2). Эволюция этой звезды сильно отличается от вышерассмотренной. Так, с выравниванием угловой скорости, у этой звезды энергия вращения растет. Причина этого в том, что данная конфигурация при эволюции чувствительно сжимается и здесь главным являются эффекты, связанные с этим сжатием, которое в свою очередь обусловлено выравниванием дифференциального вращения. Здесь суммарная освобождаемая энергия оказывается порядка $2.4 \cdot 10^{49}$ *эрг*, что на три порядка выше тепловой энергии при центральной температуре $T \sim 10^7$ °K.

Конечно, весьма интересно вычисление времени установления твердотельного вращения. Этим вопросам были посвящены исследования [6, 7].

Отметим, что вышеприведенные результаты могут иметь важное значение для звезд, находящихся на поздней стадии эволюции, у которых могут образоваться массивные вырожденные ядра, совершающие дифференциальное вращение, возникающие из-за неоднородного сжатия твердотельно вращающейся центральной области, что, в свою очередь, сильно изменит дальнейший ход такой звезды.

Резюмируя полученные результаты, отметим как наиболее важные следующие:

1. Применен энергетический метод для рассмотрения быстровращающихся и сильно сплюснутых массивных белых карликов. Этим методом прослежены квазистационарные изменения, происходящие со звездой в ходе сглаживания угловой скорости.

2. Проведено исследование равновесия и устойчивости таких конфигураций с одновременным учетом эффектов вращения, ОТО и нейтронизации. Показано, что в отличие от твердотельного вращения, эффекты быстрого вращения подавляют эффекты β-захвата и ОТО и поэтому не исключена возможность существования быстровращающихся белых карликов с центральными плотностями на два порядка выше (вплоть до возникновения вырожденного нейтронного газа), чем в случае статических и твердотельно вращающихся звезд.

3. Для быстровращающихся белых карликов вычислены кривые $M_1(\rho_c)$ и показано, что для больших моментов точка Чандрасекара исчезает — кривые монотонны. Этот результат может быть весьма важен при рассмотрении эволюционных путей горячих массивных быстровращающихся звезд.

Ереванский государственный
университет

RAPID ROTATING MASSIVE WHITE DWARFS

G. S. HAJIAN, JU. L. VARTANIAN

The dependence of mass and other parameters of differential rotating white dwarfs on central density have been studied by the energetic method. The effects of the general relativity and reverse β dacay are taken into account. It has been shown, that rapid rotation depresses these effects and makes possible the existence of stable white dwarfs with masses up to three solar masses and with central densities two orders higher than that of static configurations.

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. P. Ostriker, P. Bodenheimer, D. Lynden-Bell,* Phys. Rev. lett., 17, 816, 1966.
2. *J. P. Ostriker, J. Mark.* Ap. J., 151, 1075, 1968.
3. *J. P. Ostriker, P. Bodenheimer,* Ap. J., 151, 1089, 1968.
4. *J. P. Ostriker, J. L. Tassoul,* Ap. J., 155, 987, 1969.
5. *Д. А. Киржниц,* ЖЭТФ, 38, 503, 1960.
6. *R. H. Durisen,* Ap. J., 183, 305, 1973.
7. *R. H. Durisen,* Ap. J., 183, 215, 1973.
8. *Ю. Л. Вартанян, А. В. Овсепян,* Астрофизика, 6, 4, 1970.
9. *Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков,* Релятивистская астрофизика, Физматгиз, М., 1967.
10. *М. М. Баско, В. С. Имшенник,* Астрофизика, 8, 3, 1973.
11. *С. Чандрасекар,* Эллипсоидальные фигуры равновесия, Мир, М., 1973.
12. *Г. С. Бисноватый-Коган, С. И. Блинников,* Препринт № 72, ИПМ АН СССР, 1973.
13. *Г. С. Бисноватый-Коган, А. А. Рузмайкин,* Препринт № 43, ИПМ АН СССР, 1972.
14. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц,* Теория поля, М., 1967.
15. *Ю. Л. Вартанян, А. В. Овсепян, Г. С. Аджян,* Астрон. ж., 50, 989, 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 АВГУСТ, 1975 ВЫПУСК 3

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ПЕКУЛЯРНЫЕ ТУМАННОСТИ

Г. А. ГУРЗАДЯН

Поступила 22 июля 1974
Пересмотрена 19 ноября 1974

Переходное излучение, которое возникает в результате электродинамического взаимодействия быстрых электронов с частицами пыли, может объяснить некоторые факты, наблюдавшиеся в галактических пекулярных туманностях — объектах Хербига—Аро, кометарных туманностях, туманностях типа В 10, звездах типа Т Тельца и FU Ori и т. д. Выведены соотношения, необходимые для нахождения энергетических и физических параметров пекулярных объектов. Вероятная величина энергии быстрых электронов оказалась порядка 1.5 *Мэв*. Рассматриваются также вопросы возбуждения эмиссионных линий, показателей цвета в случае переходного излучения и т. д. Указывается возможность применения теории в отношении фуоров.

1. *Введение*. Существует категория галактических пекулярных туманностей и звездоподобных образований, свечение которых невозможно объяснить в рамках хорошо известных нам представлений о свечении эмиссионных и отражающих туманностей. Сюда относятся кометарные туманности, объекты Хербига—Аро, туманности типа В 10 с сильным нарушением соотношения Хаббла, крошечные пылевые туманности, часто переменные, связанные со звездами типа Т Тельца и разбросанные в окрестностях больших диффузных туманностей, и т. д.

Впервые В. А. Амбарцумян [1] обратил внимание на то, что понимание всего комплекса наблюдательных фактов и явлений, связанных с пекулярными туманностями, выходит далеко за пределы возможностей процессов теплового характера и что дальнейшие поиски следует вести с позиции их нетепловой природы.

В настоящей статье делается попытка показать, что многие факты наблюдений, связанные с пекулярными туманностями, могут быть истолкованы с позиции так называемого *переходного излучения*, возникшего в результате электромагнитного взаимодействия электронов высокой энергии («быстрые электроны») с частицами пыли в туманности или в окружающих звезду пылевых облаках.

2. *Основные свойства пекулярных туманностей.* Наиболее важными свойствами пекулярных туманностей нужно считать следующие.

1. Во всех случаях, без исключения, пекулярные туманности являются образованиями преимущественно пылевыми, с примесью газа.

2. По интегральному блеску пекулярные туманности очень часто оказываются ярче освещающих их звезд [2].

3. Цветовые характеристики пекулярных туманностей резко отличаются от тех, что мы имеем у обычных отражающих туманностей (см. табл. 1 и [2, 3, 4]).

4. Для пекулярных туманностей характерны довольно сильные колебания блеска, а также изменения структуры и формы (NGC 2261, NGC 1554). Бывают случаи почти полного исчезновения туманности и ее повторного появления (NGC 1555). Эти колебания, как правило, не находятся в согласии с изменениями блеска центральной звезды.

5. Характерной особенностью спектров пекулярных туманностей является наличие сильного непрерывного фона, иногда без следов спектральных линий, хотя в спектрах освещающих их звезд линии присутствуют (NGC 2247, туманность Mendez 11 [6]).

6. Относительные интенсивности эмиссионных линий в пекулярных образованиях (объекты Хербига—Аро), как правило, существенно отличаются от того, что мы имеем в классических туманностях [7, 8].

7. Свет пекулярных туманностей поляризован. По характеру поляризация часто не радиальная.

8. Одной из особенностей пекулярных туманностей является их связь со звездами типа Т Тельца — объектами низкотемпературными, очень молодыми и заведомо нестационарными. В некоторых случаях погруженная в крошечную пекулярную туманность звезда оказывалась типичным инфракрасным объектом (Haro 7a, Haro 8a).

Таблица 1

НАБЛЮДАЕМЫЕ ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА НЕКОТОРЫХ ПЕКУЛЯРНЫХ И ОТРАЖАЮЩИХ ТУМАННОСТЕЙ [2, 3, 4]

Пекулярные туманности			Отражающие туманности		
	U—B	B—V		U—B	B—V
B 10	-0^m90	$+0^m67$	NGC 6914	-0^m07	-0^m20
NGC 2261	-0.71	$+0.49$	Sad 201	$+0.08$	$+0.28$

Факт присутствия в пекулярных туманностях пыли в очень большом количестве, с одной стороны, и их связь со звездами типа Т Тельца — с потенциальными источниками быстрых электронов, с другой, делает весьма вероятным объяснение этих свойств в рамках допущения о возможности генерации *переходного излучения* в пределах туманности. При этом сами быстрые электроны появляются во внешних областях ядрах туманности — звезды типа Т Тельца в результате ядерного распада вещества, выброшенного из недр звезды [9, 10].

3. *Переходное излучение.* Сущность переходного излучения заряженной частицы, предсказанного теоретически В. Л. Гинзбургом и И. М. Франком [11], заключается в следующем. При переходе заряженной частицы из одной среды в другую, то есть при пересечении границы раздела между средами с различными диэлектрическими свойствами, происходит деформация или перестройка создаваемого частицей электромагнитного поля, в результате чего часть поля «отрывается» от частицы в виде излучения. Важно отметить, что это явление может иметь место как в случае релятивистских, так и нерелятивистских электронов.

Рассматривая вакуум и пылевую частицу как две разные среды, мы должны ожидать импульсивное появление переходного излучения дважды при одном акте прохождения быстрого электрона через частицы пыли — в момент перехода электрона из вакуума в частицу (размеры которой превышают некоторую критическую величину) и в момент выхода из нее в вакуум. При нерелятивистских величинах энергии электрона появляется излучение, направленное как в сторону движения электрона, так и обратно. В случае же релятивистских электронов излучение направлено в сторону движения электрона и сосредоточено в пределах угла $\theta \approx mc^2/E$.

Теория переходного излучения разработана достаточно хорошо [12, 13, 14]. В данном случае нас интересуют некоторые свойства этого излучения и прежде всего его спектральное распределение во всем диапазоне длин волн — от оптического до далекого ультрафиолета и рентгеновских лучей, а также при всех значениях энергии электрона — от нерелятивистских до релятивистских. Поэтому мы начнем наш анализ с вывода нужных нам соотношений.

Формальная теория дает следующее, весьма общее соотношение спектрального (ω) и углового (θ) распределения переходного излучения [11]:

$$J_{-}(\eta) = \frac{e^2\beta^2}{\pi^2 c} \frac{\eta^2(1-\eta^2)}{(1-\beta^2\eta^2)^2} \left| \frac{(\varepsilon - 1)(1 - \beta^2 \pm \beta\sqrt{\varepsilon - 1 + \eta^2})}{(\varepsilon\eta + \sqrt{\varepsilon - 1 + \eta^2})(1 \pm \beta\sqrt{\varepsilon - 1 + \eta^2})} \right|^2, \qquad (1)$$

где $\eta = \cos\theta$, $\beta = v/c$, v — скорость электрона, $\varepsilon = \varepsilon(\omega)$ — диэлектрическая постоянная частицы пыли. Знак минус в (1) соответствует излучению, направленному вперед, в сторону движения электрона, знак плюс — направленному назад излучению, а $J_\omega(\gamma)$ есть интенсивность этого излучения в данной частоте (ω), в данном направлении (γ) и относится к единичному интервалу частоты и телесного угла.

В общем случае диэлектрическая постоянная, помимо того что зависит от частоты излучения, есть величина комплексная и представляется в следующем виде:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i\,\varepsilon_2(\omega), \tag{2}$$

где ε_1 и ε_2 суть действительная и мнимая составляющие диэлектрической постоянной. Обычно найденные опытным путем кривые функций $\varepsilon_1(\omega)$ и $\varepsilon_2(\omega)$ имеют довольно сложный вид и не могут быть представлены простой зависимостью от ω. Однако с целью получения общих качественных результатов, в определенных случаях можно исходить, для удобства, из некоей модели пылевых частиц, для которой указанные функции могут быть представлены в виде:

$$\varepsilon_1(\omega) = 1 - \frac{\omega_0^2\tau^2}{1+\omega^2\tau^2}, \tag{3}$$

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{1}{\omega\tau}\,\frac{\omega_0^2\tau^2}{1+\omega^2\tau^2}, \tag{4}$$

где τ есть время релаксации электронов в среде атомов частицы пыли, ω_0 — плазменная частота; она зависит от заряда и массы электрона и плотности частицы:

$$\omega_0 = \left(\frac{4\pi Ne^2}{m}\right)^{1/2}. \tag{5}$$

Заметим, однако, что все наши дальнейшие выкладки, связанные с выводом соответствующих соотношений по нахождению интенсивности переходного излучения, делаются совершенно независимо от принятой формы функций $\varepsilon_1(\omega)$ и $\varepsilon_2(\omega)$. Что касается применения основных формул (см. раздел 4), то они делаются как для случая функций $\varepsilon_1(\omega)$ и $\varepsilon_2(\omega)$, представленных в форме (3) и (4), так и для реальных частиц с найденными из непосредственных опытов эмпирических зависимостей ε_1 и ε_2 от ω.

Переходное излучение в области оптических, ультрафиолетовых лучей и отчасти мягкого рентгена, возникшее на внутренних границах пылевых частиц, будет поглощено уже в пределах самой частицы и практически не может выйти из нее. Поэтому, имея в виду наше основное намерение — применение теории переходного излучения в отношении реальных газо-пылевых туманностей, мы дальше ограничимся рассмотрением только того переходного излучения, которое генерируется в момент выхода электрона из частицы в вакуум.

Подставив (1) в (2) и произведя необходимые преобразования, мы найдем в результате выражение для интенсивности направленного вперед излучения $J_\omega(\eta)$ при любых значениях энергии электрона $\mu\ (= E/mc^2)$ для произвольно взятой частоты и направлении η. Однако вид самой функции $J_\omega(\eta)$ будет зависеть от знаков ε_1 и ε_2, а также от условия $\varepsilon_1 > 1 - \eta^2$. В нашем случае возможны следующие комбинации.

I. $\varepsilon_1 < 0$, $\varepsilon_2 > 0$. Это соответствует, согласно (3), случаю $\omega\tau < 1$, то есть оптическому диапазону. В этом случае имеем:

$$J_\omega(\eta) = \frac{e^2\beta^2}{\pi^2 c}\,\frac{\eta^2(1-\eta^2)}{(1-\beta^2\eta^2)^2}\,P_\omega(\eta), \tag{6}$$

где

$$P_\omega(\eta) = \frac{(\varepsilon_1-1)^2+\varepsilon_2^2}{1-2\beta\Phi\sin\varphi+\beta^2\Phi^2}\,\frac{(1-\beta^2)^2-2\beta(1-\beta^2)\Phi\sin\varphi+\beta^2\Phi^2}{\eta^2(\varepsilon_1^2+\varepsilon_2^2)+\Phi^2+2\eta\Phi^3+2\eta\Phi(\varepsilon_1\sin\varphi+\varepsilon_2\cos\varphi)}. \tag{7}$$

Эта формула справедлива при всех величинах $1-\eta^2$ и при $\omega\tau > 1$.

II. $\varepsilon_1 > 0$, $\varepsilon_2 > 0$. Это соответствует случаю $\omega\tau \gg 1$, то есть области ультрафиолетовых и рентгеновских лучей. В этом случае задача имеет два решения, в зависимости от величины $1-\eta^2$ по сравнению с ε_1.

В случае, когда $\varepsilon_1 > 1-\eta^2$, функция $J_\omega(\eta)$ представляется в виде (6), но с заменой $P_\omega(\eta)$ на $P'_\omega(\eta)$, причем

$$P'_\omega(\eta) = \frac{(\varepsilon_1-1)^2+\varepsilon_2^2}{1-2\beta\Phi\cos\varphi+\beta^2\Phi^2}\,\frac{(1-\beta^2)^2-2\beta(1-\beta^2)\Phi\cos\varphi+\beta^2\Phi^2}{\eta^2(\varepsilon_1^2+\varepsilon_2^2)+\Phi^2+2\eta\Phi(\varepsilon_1\cos\varphi-\varepsilon_2\sin\varphi)}. \tag{8}$$

В случае, когда $\varepsilon_1 < 1-\eta^2$, функция $J_\omega(\eta)$ представляется опять в виде (6), но на этот раз с заменой $P_\omega(\eta)$ на $P''_\omega(\eta)$, причем

$$P''_\omega(\eta) = \frac{(\varepsilon_1-1)^2+\varepsilon_2^2}{1-2\beta\Phi\sin\varphi+\beta^2\Phi^2}\,\frac{(1-\beta^2)^2-2\beta(1-\beta^2)\Phi\sin\varphi+\beta^2\Phi^2}{\eta^2(\varepsilon_1^2+\varepsilon_2^2)+\Phi^2+2\eta\Phi(\varepsilon_1\sin\varphi-\varepsilon_2\cos\varphi)}. \tag{9}$$

Для других комбинаций (по знаку) функций $\varepsilon_1(\omega)$ и $\varepsilon_2(\omega)$ соответствующие решения приведены в [13, 14].

В вышенаписанных формулах обозначены:

$$\Phi = [(\varepsilon_1 - 1 + \eta^2)^2 + \varepsilon_2^2]^{1/4}. \tag{10}$$

$$\operatorname{tg} 2\varphi = \left| \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1 - 1 + \eta^2} \right|. \tag{11}$$

Спектральное распределение переходного излучения J_ω, интегрированного по всей внешней полусфере, будет:

$$J_\omega = \int\limits_{2\pi} J_\omega(\eta)\, d\Omega = 2\pi \int\limits_0^1 J_\omega(\eta)\, d\eta,$$

или, имея в виду (6), найдем:

$$J_\omega = \frac{2e^2}{\pi c} \beta^2 L_\omega(\beta), \tag{12}$$

где

$$L_\omega(\beta) = \int\limits_0^1 \frac{\eta^2(1-\eta^2)}{(1-\beta^2\eta^2)^2} P_\omega(\eta)\, d\eta \tag{13}$$

— в случае $\varepsilon_1 < 0$, и

$$L_\omega(\beta) = \int\limits_{\sqrt{1-\varepsilon_1}}^1 \frac{\eta^2(1-\eta^2)}{(1-\beta^2\eta^2)^2} P_\omega'(\eta)\, d\eta + \int\limits_0^{\sqrt{1-\varepsilon_1}} \frac{\eta^2(1-\eta^2)}{(1-\beta^2\eta^2)^2} P_\omega''(\eta)\, d\eta \tag{14}$$

— в случае $\varepsilon_1 > 0$.

Наконец, интегрируя (12) по всем частотам, найдем для полной интенсивности переходного излучения J:

$$J = \frac{2e^2}{\pi c} \beta^2 \int\limits_0^\infty L_\omega(\beta)\, d\omega. \tag{15}$$

В частном случае, когда электрон релятивистский ($\beta \to 1$) и $\omega \gg \omega_0$, что обычно соответствует области жесткого и рентгеновского излучения, имеем: $\varepsilon_1 = 1 - (\omega_0/\omega)^2$, $\varepsilon_2 \ll \varepsilon_1$. Тогда найдем из (12) и (15):

$$J_\omega = \frac{e^2}{\pi c} \left| \left(1 + 2\frac{\omega^2}{\omega_0^2\beta^2}\right) \ln\left(1 + \frac{\omega_0^2\beta^2}{\omega^2}\right) - 2 \right|, \tag{16}$$

$$J = \frac{e^2}{3c} \omega_0 \gamma. \tag{17}$$

Выражения (16) и (17) относятся к одному акту пересечения электроном границы раздела частица—вакуум или наоборот; они впервые были получены Г. М. Гарибяном [12]. Формула (17) по существу есть ни что иное, как полная потеря энергии электрона в виде переходного излучения; она, оказывается, пропорциональна первой степени энергии электрона ($\sim \mu$). Для сравнения напомним, что в случае, например, обратного комптон-эффекта потеря энергии электрона (причем только релятивистского) на один акт столкновения с фотоном пропорциональна μ^2. Потеря в случае синхротронного излучения также пропорциональна μ^2 (в среднем). Это значит, что при отсутствии последних двух типов потерь и среде переходное излучение является более «долговечным» механизмом свечения среды.

4. *Спектральное распределение переходного излучения.* На рис. 1 представлены кривые спектрального распределения интенсивности переходного излучения в интервале длин волн 3000—6500 А (охватывающие UBV диапазоны) при различных значениях энергии быстрых электронов — от 10 *Мэв* до 0.1 *Мэв*. Интенсивности приведены в шкале длин волн ($J_\lambda \sim \nu^2 J_\nu$) и в единицах $e^2/\pi c$. Кривые рассчитаны для значений плазменной частоты $\omega_0 = 10^{16}$ *сек*$^{-1}$ и времени релаксации $\tau = 10^{-15}$ *сек*, то есть при значении множителя $\omega_0\tau = 10$. Это соответствует — в упомянутом выше диапазоне длин волн — случаю $\omega_0^2\tau^2/(1+\omega^2\tau^2) > 1$, а следовательно $\varepsilon_1 < 0$ и $\varepsilon_2 > 0$. Поэтому при построении этих кривых

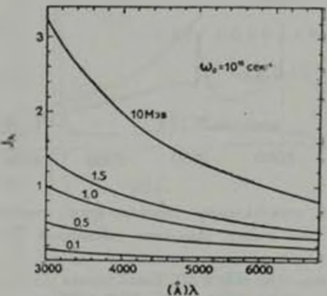


Рис. 1. Кривые спектрального распределения переходного излучения в оптическом диапазоне при энергиях электрона от 0.1 *Мэв* до 10 *Мэв* ($\omega_0 = 10^{16}$ *сек*$^{-1}$ и $\tau = 10^{-15}$ *сек*).

были использованы формулы (7), (13) и (12). При взятой величине $\omega_0\tau$ и в рассматриваемом диапазоне длин волн интенсивность переходного излучения, как следует из рис. 1, является монотонно меняющейся функцией от длины волны

Вероятная величина плазменной частоты ω_0 может отличаться всего в несколько раз от принятого значения. Примерно во столько же раз может меняться и величина τ. В результате разброс в величине множителя $\omega_0\tau$ составит, вероятно, не больше, чем один порядок. Чтобы получить некоторое представление о том, как это отразится на характере распределения интенсивности, были произведены вычисления для трех значений $\omega_0\tau$: 3, 10 и 30, но при одной и той же величине энергии электрона — 1.5 *Мэв* ($\mu = 3$); результаты представлены на рис. 2. Скачки на кривых соответствуют длинам волн, где ε_1 меняет свой знак; то есть где $\varepsilon_1(\omega_0\tau) = 0$. Длинноволновые участки кривых, лежащих справа от скачков ($\varepsilon_1 < 0$), построены с помощью (12), (13) и (7), а коротковолновые участки ($\varepsilon_1 > 0$) — с помощью (12), (14), (8) и (9).

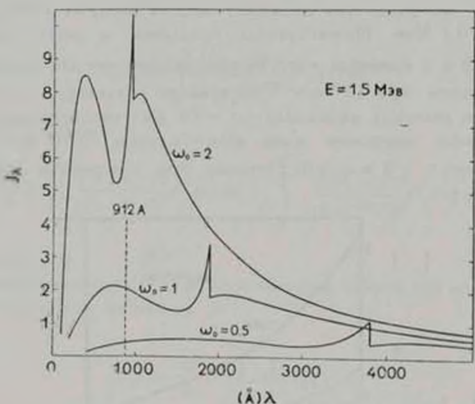


Рис. 2. Кривые спектрального распределения переходного излучения при $E = 1.5$ *Мэв*, $\tau = 10^{-15}$ *сек* и трех значениях плазменной частоты: $\omega_0 = 0.5$, 1 и 2 (в единицах 10^{16} *сек*$^{-1}$). Кривые рассчитаны: до скачка (с длинноволновой стороны) — с помощью формул (12), (13) и (7), после скачка — (12), (14), (8) и (9).

Как следует из рис. 2, характер спектрального распределения переходного излучения на том или ином участке длин волн может заметно меняться в зависимости от величины параметра $\omega_0\tau$. В частности, это распределение где-то имеет скачки, независимо от величины энергии электронов.

Аналогичные вычисления были выполнены также в отношении некоторых частиц, наиболее часто встречающихся в составе межзвездного вещества и, можно полагать, пылевых образований, а именно, графита, стек-

..овидного углерода и окиси кремния (SiO); соответствующие кривые спектрального распределения переходного излучения приведены на рисунках 3,

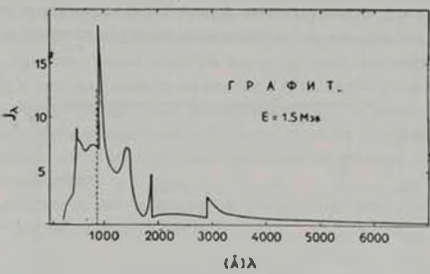


Рис. 3. Спектральное распределение переходного излучения графита в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах при энергии электронов 1.5 *Мэв.*

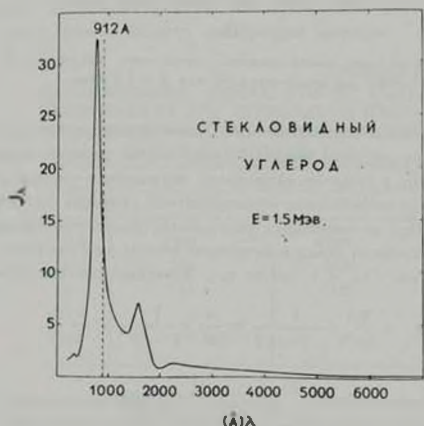


Рис. 4. Спектральное распределение переходного излучения в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах для стекловидного углерода при *E* = 1.5 *Мэв.*

4 и 5 (вычисления произведены Р. С. Асатряном и О. В. Оганесяном). При вычислениях использованы числовые значения функций $\varepsilon_1(\omega)$ и $\varepsilon_2(\omega)$, найденные для этих частиц путем лабораторных измерений [15, 16, 17].

Формально, путем сравнения наблюдаемых кривых спектрального распределения с тем, что найдено выше теоретически, можно сделать некоторые заключения о свойствах пыли в рассматриваемой туманности. К сожалению, такими кривыми мы не располагаем. Кроме того, имеющиеся, хотя и скудные данные не указывают на наличие каких-нибудь скачков в оптическом диапазоне спектра.

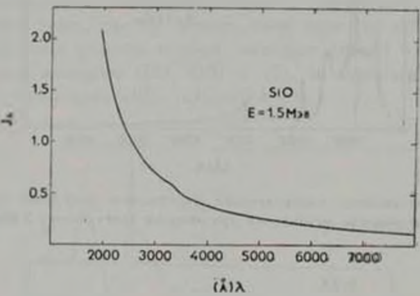


Рис. 5. Спектральное распределение переходного излучения в оптических и ультрафиолетовых лучах для окиси кремния при $E = 1.5$ *Мэв*.

5. *Эффект «зоны формирования»*. Важную роль в теории переходного излучения играет так называемый эффект «зоны формирования». При переходе из вакуума в вещественную среду заряженная частица начинает излучать задолго до пересечения геометрической границы раздела и продолжает излучать еще на некоторых расстояниях после пересечения этой границы. Однако основной вклад в излучение вносит участок пути заряженной частицы в вакууме z_v и в среде z_m, даваемый соотношениями [18, 19]:

$$z_v = \frac{c}{\omega}\,\frac{1}{1-\beta\cos\theta} \approx \frac{c}{\omega}\,\frac{1}{1-\beta^2} \approx \frac{c}{\omega}\,\gamma^2, \tag{18}$$

$$z_m = \frac{c}{\omega}\,\frac{1}{1-\beta\sqrt{\varepsilon-\sin^2\theta}}. \tag{19}$$

Переходное излучение будет испускаться в полном количестве лишь в случае, когда размер (диаметр) пылевой частицы равен или больше размеров «зоны формирования», то есть, когда

$$d \geq z. \tag{20}$$

Собственно говоря, все написанные в предыдущих разделах соотношения справедливы только при наличии этого условия. Если оно не будет выполняться, то процесс генерации переходного излучения «расстроится», что приведет к уменьшению общего количества выделяемой энергии.

Скрупулезный учет влияния «зоны формирования» на излучательную способность среды — такая попытка была сделана, например, в [20] — следует отнести к разряду тонких эффектов. При оценке же роли переходного излучения в интересующих нас астрофизических объектах достаточно и установления границы длины волны, λ_{max}, длиннее которой переходное излучение не может быть генерировано при данном размере частицы и заданной энергии электрона.

В интересующем нас случае —формирование переходного излучения в вакууме — имеем из (18) и (20):

$$\lambda_{max} \simeq 2\varepsilon \frac{d}{\gamma^2}. \tag{21}$$

В табл. 2 приведены найденные с помощью этого соотношения значения λ_{max} для ряда значений энергии электрона E и диаметра частиц d. Из этих данных можно сделать следующие выводы.

Таблица 2

МАКСИМАЛЬНАЯ ДЛИНА ВОЛНЫ (λ_{max}), ГЕНЕРИРУЕМАЯ ПРИ ПЕРЕХОДНОМ ИЗЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОНАМИ ЭНЕРГИИ E И ПРИ РАЗМЕРАХ ЧАСТИЦЫ d

E *Мэв*	λ_{max} (А)	
	$d=10^{-5}$ *см*	$d=10^{-4}$ *см*
0.5	6300	63000
1.5	700	7000
5	63	630
50	0.6	6.3
500	0.006	0.06

1. При размерах частиц $d \sim 10^{-5}-10^{-4}$ *см* переходное излучение в оптическом диапазоне — короче 6000 А — может быть генерировано только электронами, энергия которых порядка 1—2 *Мэв* и меньше. Есть основание полагать, что в пекулярных туманностях d не меньше 10^{-5}, а может быть и даже значительно больше этой величины. Поэтому переходное излучение, индуцированное электронами с очень низкой энергией — 1—2 *Мэв*— в пекулярных туманностях, в принципе, может оказаться эффективным, в зависимости от концентрации частиц пыли и быстрых электронов.

2. Рентгеновское излучение в диапазоне, представляющем астрофизический интерес (1—10 А), может быть индуцировано переходным механизмом лишь электронами, энергия которых находится в пределах 10—100 *Мэв*.

3. Ультрарелятивистские электроны с энергией порядка одного *Гэв* и больше могут генерировать переходное излучение только в области гамма-фотонов ($\lambda < 0.01$ А).

4. В принципе, инфракрасное излучение (1—10 μ) также может быть индуцировано переходным механизмом, но при этом энергия электронов должна быть порядка и меньше 0,5 *Мэв*.

Все эти выводы справедливы при размерах частиц $d \sim 10^{-5}-10^{-4}$ *см*.

6. *Свечение пекулярных туманностей.* Здесь мы подходим к самой сущности обсуждаемой проблемы. Она заключается в следующем. Каждый выбитый из центральной звезды быстрый электрон, независимо от способа его происхождения, не покидает околозвездное пространство немедленно, а задерживается надолго в окружающем звезду облаке. Для этого достаточно иметь в облаке, в его слегка ионизованном газе, хотя бы очень слабые магнитные поля. Облако превращается в своего рода ловушку, где может идти процесс *накопления быстрых электронов* в течение очень длительного времени. В результате за миллион лет концентрация быстрых электронов может достичь значительных величин даже при весьма умеренных темпах их выделения. Но за это время могут произойти и ряд весьма сильных, даже катастрофических выбросов быстрых электронов. Именно благодаря эффекту накопления пылевое облако вокруг звезд со временем может превратиться во вместилище огромных запасов энергии, в виде кинетической энергии быстрых электронов.

Далее, как видели выше, при тех размерах частиц пыли, которые наиболее вероятны в рассмотренных нами объектах, переходное излучение в оптическом диапазоне может быть индуцировано только при взаимодействии с электронами очень низкой энергии — порядка одного *Мэв*. В этом и заключается особенность нашей постановки задачи, в отличие от тех случаев, когда оперируют электронами с энергией в десятки и сотни *Мэв*, а то и *Гэв*, когда речь идет о применении теории переходного излучения в астрофизике [20—23]. Электроны с энергией порядка одного *Мэв* безусловно должны присутствовать во многих астрономических объектах. Более того, их концентрация должна быть на много порядков больше концентрации высокоэнергетических электронов. Между тем именно такие низкоэнергетические электроны по некоторым причинам остались вне рассмотрения.

Ниже будет сделана попытка, опираясь на результаты теории переходного излучения и на некоторые данные наблюдений, вывести энергетические и другие физические параметры пекулярных туманностей.

Имеем для количества энергии, излучаемой частицами пыли в облаке в оптическом диапазоне, в виде переходного излучения, в 1 $см^3$ и за 1 сек

$$\Delta E = 2 J \bar{\eta}_0 d^2 c n_p n_e \quad эрг/см^3\ сек, \tag{22}$$

где $d^2 v n_p \approx d^2 c n_p$ есть число актов прохождения за 1 *сек* одного быстрого электрона сквозь частицы пыли сферической формы с диаметром d и концентрацией n_p, $v \approx c$ и n_e — скорость и концентрация быстрых электронов. Наконец, через $\bar{\eta}_0$ обозначена доля энергии, излучаемая частицей в оптическом диапазоне:

$$\bar{\eta}_0 = \frac{1}{J} \int\limits_{0_p} J_\omega d\omega, \tag{23}$$

где J_ω и J даются (12) и (17).

Пренебрегая эффектом самопоглощения, имеем для светимости облака сферической формы: $L = \Delta E \cdot V$, где $V = (4\pi/3) R^3$, R — радиус облака. Обозначим через $2\tau_0$ полную оптическую толщу облака в видимых лучах, причем $\tau_0 = \sigma_p n_p R$, а $\sigma_p = 2\pi d^2$ есть коэффициент поглощения на одну частицу пыли [24]. Тогда из (17) и (22) найдем для концентрации быстрых электронов в туманности:

$$n_e = \frac{9}{4e^2} \frac{1}{\omega_0 \mu \bar{\eta}_0} \frac{L}{\tau_0 R^2}. \tag{24}$$

Здесь и дальше мы будем ограничиваться рассмотрением случая моноэнергетических электронов. Мы увидим дальше, что наиболее вероятная величина энергии быстрых электронов порядка 1.5 *Мэв* ($\mu = 3$) — немногим больше собственной энергии электрона. Примем также $\omega_0 = 10^{16}$ $сек^{-1}$. При этих значениях μ и ω_0 имеем $\bar{\eta}_0 \approx 0.2$. Тогда найдем из (24) для концентрации быстрых электронов:

$$n_e \approx 1.6 \cdot 10^3 \frac{L}{\tau_0 R^2} \ см^{-3}. \tag{25}$$

Суммарная по всему облаку энергия быстрых электронов будет:

$$E_e = E_1 n_e V = 1.6 \cdot 10^{-2} \frac{L}{\tau_0} R \ эрг, \tag{26}$$

где $E_1 = \mu \cdot mc^2 = 3 \cdot mc^2 = 2.4 \cdot 10^{-6}$ *эрг* есть энергия одного электрона. По существу E_e есть запас энергии облака в виде кинетической энергии быстрых электронов. Интересно заметить, что ни n_e, ни E_e не зависят от d — размера частиц.

Наконец, имеем для концентрации пылевых частиц:

$$n_p = \frac{\tau_0}{2\pi d^2 R} \approx 0.2 \frac{\tau_0}{d^2 R} \; см^{-3}. \tag{27}$$

Применим найденные формулы для двух случаев.

Туманность B10. Расстояние этой туманности оценивается 100 *парсек* [25], что дает $R = 3.5 \cdot 10^{17}$ *см* при ее видимом диаметре $\sim 8'$. Интегральный блеск туманности в визуальных лучах равен 10^m7 [2]. Отсюда имеем для ее светимости: $L \approx 10^{33}$ *эрг/сек*.

Далее, судя по тому, что центральная звезда этой туманности, DD Tau, все-таки видна, несмотря на сильное поглощение, можно заключить, что τ_0 во всяком случае не больше 3. Тогда мы найдем с помощью приведенных выше соотношений:

$$n_e \approx 5 \; см^{-3}$$

$$E_e \approx 10^{46} \; эрг$$

$$n_p = \begin{cases} 2 \cdot 10^{-8} \; см^{-3} & \text{при} \quad d = 10^{-5} \; см \\ 10^{-9} \; см^{-3} & \text{при} \quad d = 5 \cdot 10^{-5} \; см \end{cases}$$

По известному E_e найдем для мощности потери внутренней энергии звезды в виде выброса быстрых электронов $\sim 10^{29}$ *эрг/сек*, при допущении, что этот уровень сохраняется в течение последнего миллиона лет.

Объект Хербига-Аро № 2. Предполагается, что этот объект (H-H № 2) находится в ассоциации Ориона, а следовательно, $r = 500$ *парсек*. Хербиг дает следующие данные для него [7]: $m = 17$, $D \approx 3''$ ($R = 1.25 \cdot 10^{16}$ *см*). Отсюда найдем: $L \approx 10^{32}$ *эрг/сек*. Судя по тому, что центральная звезда не видна совсем (если она вообще существует), можно заключить, что τ_0 в этом случае по крайней мере не меньше 5. Этими данными найдем для H-H № 2:

$$n_e \approx 200 \; см^{-3}$$

$$E_e \approx 4 \cdot 10^{45} \; эрг$$

$$n_p = \begin{cases} 8 \cdot 10^{-7} \; см^{-3} & \text{при} \quad d = 10^{-5} \; см \\ 3 \cdot 10^{-8} \; см^{-3} & \text{при} \quad d = 5 \cdot 10^{-5} \; см \end{cases}$$

Заметим, кстати, что суммарная энергия E_e быстрых электронов в случае B10 порядка суммарной энергии релятивистских электронов в Крабовидной туманности ($\sim 2.5 \cdot 10^{48}$ *эрг*), а в случае H-H № 2 она более чем на два порядка меньше.

Потеря энергии электрона в виде переходного излучения на один акт прохождения через пылевую частицу равна

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{2e^2}{3}\frac{\omega_0}{mc^2} d^2 n_p E^2 \text{ эрг/сек},$$

или, подставив из (27) $d^2 n_p = \tau_0/2\pi R$ и $\omega_0 = 10^{16}$ $сек^{-1}$,

$$-\frac{dE}{dt} = 3\cdot 10^2 \frac{\tau_0}{R} E \text{ эрг/сек}.$$

Интегрируя, найдем:

$$E = E_0 \exp\left(-3\cdot 10^2 \frac{\tau_0}{R} t\right).$$

Отсюда имеем для продолжительности свечения облака:

$$t = 3{,}3\cdot 10^{-3} \frac{R}{\tau_0} \text{ сек}, \tag{29}$$

что дает $t \approx 10^4$ *лет* для B 10 и $t \approx 3\cdot 10^5$ *лет* для Н-Н № 2.

Однако ионизационные потери быстрых электронов внутри самих пылевых частиц и, в особенности, на свободные водородные атомы, которые присутствуют в среде совместно с пылью, должны быть на два-три порядка больше потери на переходное излучение. В результате мы будем иметь для продолжительности свечения $t \sim 100$ *лет* для Н-Н № 2 ($N_H \sim 10^3 см^{-3}$) и $t \sim 1000$ *лет* для B 10 ($N_H \sim 10^2$ $см^{-3}$) для электронов энергии 1.5 *Мэв*. Соответственно этому внутренняя энергетическая потеря звезды в виде выброшенных быстрых электронов будет $\sim 10^{37}$ *эрг/сек* для B 10 и $\sim 10^{34}$ *эрг/сек* для Н-Н № 2.

Из этих данных следует, что всего 10^{-4} часть кинетической энергии корпускулярного излучения центрального ядра («звезды») превращается — в условиях облака — в излучение в оптическом диапазоне.

7. *Вклад различных типов излучений*. Быстрые электроны могут генерировать излучение и в результате других процессов, в частности, нетеплового бремстралунга и обратного комптон-эффекта. Как велик их вклад по сравнению с переходным излучением?

Величина энергии, освобождаемой единицей объема пылевого облака за 1 *сек* в виде переходного излучения в интервале длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$ дается соотношением (см. [26]):

$$E_t(\lambda)\, d\lambda = 1.39\cdot 10^{-8}\, Q(\nu)\, n_p n_e d^2 d\lambda \text{ эрг/см}^3 \text{ сек} \tag{30}$$

Те же самые быстрые электроны, независимо от присутствия пылевых частиц, должны индуцировать и в результате нетеплового тормозного излучения. Излучательная способность единицы объема в этом случае будет [27]:

$$E_{br}(\lambda)\,d\lambda = 9.1\cdot10^{-7}\hbar\nu n_e N_e\,[\omega f(\omega,\ \mu)]\,d\lambda\ \text{эрг}/\text{см}^3\ \text{сек}, \tag{31}$$

где N_e — концентрация тепловых электронов.

Из (30) и (31) найдем, подставляя также числовые значения входящих в них функций для оптического диапазона ($\lambda\sim5000$ А) и при $\mu=3$:

$$\frac{E_t}{E_{br}}\approx10^{15}\,\frac{n_p}{N_e}. \tag{32}$$

Отсюда найдем при $n_p\sim10^{-9}$ $см^{-3}$ и $N_e\sim1000$ $см^{-3}$: $E_t/E_{br}\sim10^3\gg1$.

Таким образом, в условиях пекулярных объектов переходное излучение преобладает над нетепловым тормозным излучением. А вообще-то условие, при котором последнее будет преобладать над переходным излучением (в оптическом диапазоне) имеет вид:

$$\frac{n_p}{n_e}<10^{-15}. \tag{33}$$

В условиях межзвездной среды, например, $n_p\sim10^{-13}$ $см^{-3}$ и $n_e\ll1$ $см^{-3}$. Поэтому и в межзвездной среде переходное излучение будет преобладающим процессом над нетепловым тормозным излучением.

Трудности, связанные с нахождением энергетических потерь электронов с пороговыми энергиями, общеизвестны. Поэтому приведенные выше оценки носят весьма качественный характер и нуждаются в уточнении.

8. *Возбуждение эмиссионных линий.* Мы полагаем, что возбуждение эмиссионных линий в условиях пекулярных туманностей также может быть вызвано за счет ионизирующего излучения переходного происхождения. При этом как плотность, так и жесткость ионизирующего излучения будут зависеть от энергии быстрых электронов.

В спектрах пекулярных туманностей присутствуют эмиссионные линии водорода, а также однажды ионизованные атомы различных элементов. Из этого условия мы можем найти нижнюю границу энергии быстрых электронов. С другой стороны, в пекулярных туманностях отсутствуют линии, принадлежащие атомам и ионам с высоким потенциалом ионизации (см. табл 3). Это значит, что излучение, короче 600—650 А в этих объектах практически отсутствует. Из этого условия можно найти верхнюю границу энергии быстрых электронов. Таким образом, из подобного рода анализа мы приходим к возможности нахождения вероятной величины энергии быстрых электронов. С этой целью на рис. 6 нанесен ряд кривых (они рассчитаны по формуле (12)), соответствующих спектральному распределению пере-

Таблица 3

ИОНЫ, ДОСТАТОЧНО СИЛЬНЫЕ ЛИНИИ КОТОРЫХ НАБЛЮДАЮТСЯ В СПЕКТРАХ ОБЪЕКТОВ ХЕРБИГА—АРО [28]

Ион	Длина волны границы ионизации, А
H^+	912
S^+	1210
N^+	850
O^+	911
Fe^+	1570
Fe^{++}	765
Ca^+	2070

ходного излучения при различных величинах энергии электронов. Из этого рисунка следует, что искомая энергия быстрых электронов должна быть больше 100 *Кэв*, но и меньше 5 *Мэв*. Вероятная величина порядка 1,5 *Мэв*

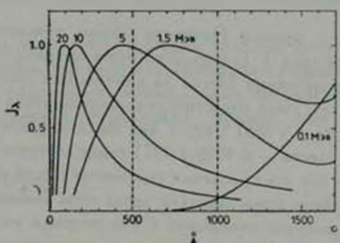


Рис. 6. Кривые относительного спектрального распределения переходного излучения при энергиях электронов 0.1—20 *Мэв* и в области спектра короче 1500 А ($\mu_0 = 10$). Интенсивность излучения в максимуме во всех случаях принята за единицу.

Эта оценка близка к той, что мы имеем в случае вспыхивающих звезд, у которых явление вспышек связывается с быстрыми электронами [10].

9. *Показатели цвета.* Были найдены теоретические показатели цвета для переходного излучения в системе UBV. Для трех значений энергии электрона найденные результаты представлены в табл. 4 как для оптически тонкой ($\tau_\lambda \ll 1$), так и оптически толстой ($\tau_\lambda \gg 1$) среды; в последнем случае закон селективного поглощения принят в виде $\sim \lambda^{-1}$. При вычислении использованы числовые значения „кривых реакций" U_λ, B_λ и V_λ, приведенных в [29].

Таблица 4

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ОПТИЧЕСКИ ТОНКОЙ ($\tau_\lambda < 1$) И ОПТИЧЕСКИ ТОЛСТОЙ ($\tau_\lambda > 1$) СРЕД

	$\tau_\lambda < 1$			$\tau_\lambda > 1$		
E Мэв	10	1.5	0.5	10	1.5	0.5
U−B	-1^m30	-1^m24	-1^m16	-1^m04	-0^m99	-0^m93
B−V	+0.12	+0.13	+0.13	+0.36	+0.39	+0.43

Найденные для переходного излучения величины B—V и U—B близки к тому, что мы имеем из наблюдений для пекулярных туманностей (табл. 1). Заметим, что показатели цвета при энергиях электронов больше одного *Мэв* практически нечувствительны к величинам их энергий.

10. *Применение к фуорам.* Название «фуор» присвоено В. А. Амбарцумяном [30] звездам типа T Тельца, у которых произошли сильные и сравнительно быстрые повышения блеска на длительный срок, измеряемый десятками и сотнями лет. Пока известны два представителя этого типа объектов — звезды FU Ori и V1057 Cyg; у них были зафиксированы скачкообразные повышения блеска — в 1936 и 1971 годах соответственно — примерно в 100 раз, и с тех пор этот уровень сохраняется почти неизменным.

Фуоры, как крайние представители звезд типа T Тельца, могут иметь, как нам кажется, некоторое отношение к изложенным выше соображениям и в известном смысле могут быть причислены к группе пекулярных объектов.

Мы, конечно, еще далеки от понимания истинной природы происходящих у фуоров явлений. Особо впечатляет очень долгая «остановка» звезды в состоянии повышенного блеска. Несомненно, что должен существовать прежде всего огромный запас энергии нефотонного типа и именно во внешних областях звезды. И еще должен действовать некий «анкерный» механизм, допускающий освобождение энергии из этого запаса в умеренных количествах и с более или менее постоянным темпом в форме других видов энергии, в частности, лучистой.

В [26] была сделана первая попытка применения теории переходного излучения в отношении звезд типа Т Тельца. При этом было показано, что у нормальных звезд Т Тельца переходное излучение играет огромную роль в коротковолновой части спектра — короче 3000 А. В оптическом диапазоне вклад переходного излучения невелик — вероятно порядка 1%. Само переходное излучение генерируется в окружающей звезду газо-пылевой оболочке.

Представим теперь, что каким-то образом произошло резкое — стократное—увеличение общего количества быстрых электронов в пылевой оболочке звезды. В результате во столько же раз увеличится — при той же концентрации пылевых частиц — поток переходного излучения. Если к тому же эти новоявленные быстрые электроны не покинут звезду сразу и будут *перехвачены магнитной ловушкой* ее оболочки, то уровень повышенного излучения удержится надолго, до тех пор, пока не иссякнет энергия электронов, либо же они не будут диффундированы совсем.

Сильное повышение общего количества быстрых электронов в оболочке звезды вызовет, помимо роста переходного излучения, также усиление излучения, обусловленного другими процессами (обратный комптон-эффект, нетепловое тормозное излучение).

Из всего этого следует, что внезапное и сильное увеличение блеска звезды сводится по существу к крайне эпизодическому явлению — импульсивному появлению большого количества быстрых электронов, очевидно в результате ядерного распада (β-распада) выброшенного из недр звезды вещества [10].

Выдвинутая здесь интерпретация явлений, наблюдавшихся у фуоров, есть пока не больше, чем гипотеза. Понадобится проведение более тщательного анализа с привлечением новых данных наблюдений (в частности, средствами внеатмосферной астрономии), прежде чем придти к разумным выводам.

Гарнийская лаборатория
космической астрономии

TRANSITION RADIATION AND PECULIAR NEBULAE

G. A. GURZADYAN

Transition radiation arising as a result of the electrodynamic interaction of high energy electrons with dust particles may explain some observed properties of galactic peculiar objects, containing dust particles in large amounts — Herbig-Haro objects, cometary and Barnard 10 type nebulae, T Tauri and FU Ori type stars etc. The general relationships for the calculation of the spectral distribution of the transition radiation are derived for the arbitrary dielectric properties of dust particles. The probable value of the energy of fast electrons, 1.5 *Mev*, is found by comparing the theory with the observations. The problem of the excitation of emission lines, colour indexes and the contribution of the various types of the radiation have also been examined. A qualitative application of the theory to the FU Ori type stars (fuors) is made.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. А. Амбарцумян*. Сообщ. Бюраканской обс., 13. 4. 1956.
2. *H. M. Johnson*. P.A.S.P., 72, 10, 1960.
3. *R. Racine*. A. J., 76, 321, 1971.
4. *Э. Е. Хачикян*, *Дж. А. Эдватян*. Сообщ. Бюраканской обс., 46, 1975.
5. *Э. С. Парсамян*. Сообщ. Бюраканской обс., 30, 51, 1962.
6. *M. E. Mendez*. Bol. Obs. Tonantzintla, 28, 91, 1967.
7. *G. H. Herbig*. Non-Stable Phenomena in Variable Stars, Ed. L. Detre, D. Reidel, Dodrecht, 1969, p. 75.
8. *G. Haro*. Ap. J., 117, 73, 1953.
9. *Г. А. Гурзадян*. Астрофизика, 1, 319, 1965.
10. *Г. А. Гурзадян*. Вспыхивающие звезды. Наука, М., 1973.
11. *В. Л. Гинзбург*, *И. М. Франк*. ЖЭТФ, 16, 15, 1946
12. *Г. М. Гарибян*. ЖЭТФ, 33, 1403, 1957; 37, 527, 1959.
13. *R. H. Ritchie*, *H. B. Eldridge*. Phys. Rev., 126, 1935, 1962
14. *E. Jankova*, *Z. Janout*, *F. Lehar*, *P. Pavlovic*, *V. Zrelov*. Nucl. Instr. Meth., 74, 61, 1969.
15. *M. W. Williams*, *E. T. Arakawa*. Appl. Phys., 43, 3160, 1972
16. *E. A. Taft*, *H. R. Philipp*. Phys. Rev., 138, 1A, 197, 1965.
17. *G. Hass*, *C. D. Salzberg*. JOSA, 44, 181, 1954.
18. *П. А. Черенков*, *И. Е. Тамм*, *И. М. Франк*. Нобелевские лекции, Физматгиз, М., 1960.
19. *Г. М. Гарибян*. Труды Международной конференции по аппаратуре в физике высоких энергий, Дубна, т. II, 1971, стр. 509.
20. *G. B. Yodh*, *X. Artru*, *R. D. Ramaty*., Tech. Report, No. 73–027, Sept. 1972.
21. *S. A. E. Johansson*, Ap. Lett., 9, 143, 1971.
22. *R. D. Ramaty*, *R. D. Bleach*. Ap. Lett. 11, 35, 1972.
23. *I. Lerche*. Ap. J., 175, 373, 1972.
24. *H. C. Van de Hulst*. Rech. Astron. Obs. Utrecht, 11, part I, 1946, part II, 1949
25. *O. Struve*. Stellar Evolution, Princeton, p. 109, 1950.
26. *Г. А. Гурзадян*. Astron. Astrophys., 28, 147, 1973
27. *Г. А. Гурзадян*. Astron. Astrophys., 20, 145, 1972
28. *K. H. Bohm*. Ap. J., 123, 379, 1956.
29. *H. L. Johnson*, *W. W. Morgan*. Ap. J., 117, 323, 1953.
30. *В. А. Амбарцумян*. Препринт Бюраканской обс., № 3, 1971.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 АВГУСТ, 1975 ВЫПУСК 3

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ДИНАМИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ И НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СИСТЕМ ТИПА ТРАПЕЦИИ

В. А. Амбарцумян [1] первым обратил внимание на то, что движения звезд в системах, по своей структуре напоминающих знаменитую Трапецию Ориона (системы типа Трапеции), должны сильно отличаться от движений в системах «обыкновенного» типа и установил их динамическую неустойчивость. Им было показано [1], что время жизни систем типа Трапеции, как таковых (сохраняющих конфигурацию типа Трапеции), должно быть порядка $2\cdot10^6$ лет, если полная энергия системы отрицательна, и порядка 10^6 лет и меньше, если полная энергия системы положительна.

В недавней работе Аллен и Поведа [2] вопрос о динамической эволюции систем типа Трапеции рассмотрен на примере конкретных систем, в предположении об отрицательности их полной энергии. Авторы, с помощью вычислительной машины, провели исследование 30 шестикратных систем типа Трапеции Ориона с различными параметрами строения. Результаты этих вычислений показали, что через 10^6 лет их жизни две трети рассмотренных систем продолжают оставаться системами типа Трапеции. Этот «весьма удивительный» результат, по мнению авторов, противоречит выводу В. А. Амбарцумяна [1] о динамической неустойчивости конфигураций типа Трапеции.

На самом деле, однако, это заключение Аллен и Поведа базируется на недоразумении, а результаты их исследования фактически являются новым свидетельством в пользу принципиально важного представления о динамической неустойчивости систем типа Трапеции, которые за время порядка $2\cdot10^6$ лет должны либо распасться, либо потерять свою первоначальную конфигурацию [1].

Действительно, согласно [2], вероятность для системы типа Трапеции сохранить свою конфигурацию в течение 10^6 лет равна 2/3. Это означает, что уже за время $2 \cdot 10^6$ лет больше половины всех систем типа Трапеции, точнее их $1-(2/3)^2=5/9$ часть, теряет свою характерную конфигурацию. 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 конфигурацию, в среднем, примерно за $2 \cdot 10^6$ лет. Естественно, что это время должно быть значительно меньше для систем типа Трапеции с положительной полной энергией.

Таким образом, вычисления Аллен и Поведа [2], вопреки мнению авторов, находятся в полном согласии с выводом [1] о динамической неустойчивости и быстром распаде систем типа Трапеции.

В этом отношении весьма красноречивы и результаты вычислений Аллен и Поведа [2], относящиеся к рассмотренным ими системам типа Трапеции 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 8 систем превратились в системы «иерархического» [2] или «обыкновенного» [1] типа. Из остальных 19 систем, сохранивших конфигурацию типа Трапеции, только у 6-и систем количество членов не изменилось, в то время как 13 систем выбросили по одному (6 систем) или по два (7 систем) члена. На самом деле, за 10^6 лет эти 13 систем также частично разрушились. Сохранившие все члены 6 систем пережили сравнительно небольшую эволюцию: 5 систем из них заметно увеличились в своих размерах. Все эти результаты находятся в хорошем согласии с представлением о динамической неустойчивости систем типа Трапеции [1].

С точки зрения рассматриваемого вопроса представляют значительный интерес результаты вычислений для тех 8 систем типа Трапеции исследованной выборки, которые за 10^6 лет в результате динамической эволюции потеряли конфигурацию типа Трапеции и превратились в системы «обыкновенного» типа. Хотя, к сожалению, в работе Аллен и Поведа [2] приведены лишь данные относительно тесных двойных, возникших в этих системах, тем не менее можно утверждать, что их превращение в «обыкновенные» системы либо было обусловлено выбросом из системы ее членов, то есть ее разрушением, либо, если система сохранила все члены, она должна снова вернуться к конфигурации типа Трапеции, то есть находиться в динамически неустойчивом состоянии.

Следует добавить, что в своих работах по исследованию систем типа Трапеции В. А. Амбарцумян [1, 3] ограничивался общетеоретическими соображениями о природе этих систем. Эти работы не содержат вычисления динамической эволюции систем типа Трапеции при конкретных начальных условиях. Этим объясняется тот факт, что заключения указанных работ носят характер качественных оценок. Примечательно поэтому, что результаты конкретных вычислений Аллен и Поведа [2] динамической эволюции систем типа Трапеции так хорошо согласуются с этими оценками.

В заключение отметим, что согласно [1, 4] подавляющее большинство реальных систем типа Трапеции встречается среди звезд высокой кратности со спектрами O—B, в звездных ассоциациях, то есть среди систем недавно возникших, молодых звезд. Этот факт, как неоднократно подчеркивал В. А. Амбарцумян [3], имеет важное эволюционное значение.

Dynamical Evolution and Instability of the Trapezium type Systems. It has been shown that the calculations of the dynamical evolution of the Trapezium type systems made by Allen and Poveda [2] are in complete agreement with Ambartsumian's conclusion [1] on the dynamical instability and the disintegration of these systems.

28 апреля 1975
Бюраканская астрофизическая обсерватория

А. В. МИРЗОЯН
М. А. МНАЦАКАНЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. А. Амбарцумян*, Сообщ. Бюраканской обс., 15, 1954; Научные труды, т 2, Изд. АН Арм ССР, Ереван, 1960, стр. 41.
2. *C. Allen, A. Poveda*, Proceedings of IAU Symposium No. 52, Warsaw, Reidel, 1974, in press.
3. *В. А. Амбарцумян*, Научные труды, т. 2, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1960.
4. *В. А. Амбарцумян*, ДАН Арм.ССР, 13, 129, 1951

ИНФРАКРАСНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ОБЛАСТИ СКОПЛЕНИЯ NGC 7419

В 1971—1973 годах в Бюраканской астрофизической обсерватории были проведены наблюдения открытых звездных скоплений с целью обнаружения холодных звезд. С помощью трехкаскадного ЭОП (УМ-92) были получены непосредственные изображения 75 открытых скоплений в инфракрасной области спектра (0,9 μ). Некоторые результаты обработки полученного материала приведены в работе [1].

Открытое скопление NGC 7419 интересно тем, что в нем была обнаружена [2] группа ярких звезд типа М. Результаты наблюдений (спектральным методом) NGC 7419 в инфракрасной области спектра опубликованы в работах [2] и [3].

Наши наблюдения NGC 7419 с помощью ЭОП дали возможность отыскать, в той же области неба, более слабые красные звезды. С этой целью были построены зависимости величина R—диаметр изображения и величина I—диаметр изображения для звезд NGC 7419 (измерения диаметров проведены на Паломарской Е-карте и на нашем снимке соответственно). При построении были использованы величины R и I ряда звезд, приведенные в работе [2], а также предельные звездные величины для Паломарских Е-карт и наших снимков ($I = 15^m5 - 16^m0$ [1]). Используя полученные экстраполяционные кривые, мы определили величины R, I и R — I (с точностью $\pm 0^m5$) для 186 слабых звезд, расположенных в области с $r = 5'$ от центра скопления NGC 7419. На приведенном снимке цифрами отмечены те звезды (найденные нами), для которых $R - I > +3^m0$ [1], то есть холодные звезды, а в табл. 1 даны величины R и R — I этих звезд.

Таблица 1

ИНФРАКРАСНЫЕ ЗВЕЗДЫ, ОБНАРУЖЕННЫЕ В ОБЛАСТИ СКОПЛЕНИЯ NGC 7419

№ звезды	1	2	3	4	5
R	14^m4	14^m8	15^m3	15^m0	14^m2
R—I	3.4	3.3	3.2	3.0	3.0

В работе [4] показано, что красные звезды типа M, наблюдаемые в области галактических скоплений, являющихся ядрами O-ассоциаций, в основном, принадлежат им. Поэтому нельзя исключить, что по крайней мере некоторые из найденных нами холодных звезд принадлежат скоплению NGC 7419 а само скопление является ядром O-ассоциации.

Infrared Observations of the Field Cluster NGC 7419. The field of stellar cluster NGC 7419 is observed by means of an image tube in the infrared (0.9 μ). Five very red stars are detected.

11 апреля 1975

Бюраканская астрофизическая обсерватория

Р. А. ВАРДАНЯН
А. Г. АХВЕРДЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. *Р. А. Варданян*, Астрофизика, 11, 351, 1975.
2. *V. Blanco, I. I. Nassau, I. Stock, Wehlau*, Ap. J., 121, 637, 1955.
3. *W. M. Fawley, M. Cohen*, Ap. J., 193, 637, 1974.
4. *Р. А. Варданян, Н. Г. Хачатрян*, Астрофизика, 8, 613, 1972

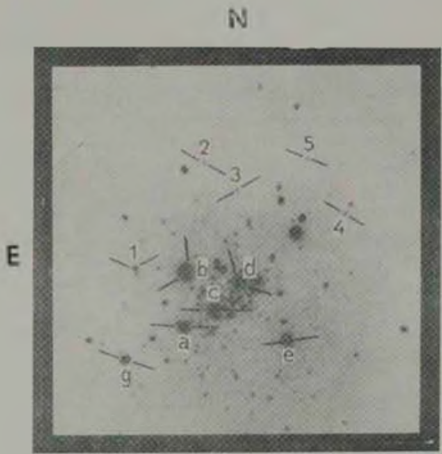


Рис. 1. Инфракрасный снимок скопления NGC 7419. Буквами отмечены звезды типа M, обнаруженные в работе [2]. Найденные в настоящей работе весьма красные звезды отмечены цифрами 1—5. Их показатели цвета R—I приведены в табл. 1.

К статье Р. А. Варданяна, А. Г. Ахвердяна

ЯДРА И ОБЛАСТИ HII.

В свете общей идеи В. А. Амбарцумяна [1] о том, что ядра строят вокруг себя галактику, представилось интересным исследование зависимости количества HII областей от формы и светимости ядерных областей галактик. Для такой статистической работы нами была использована работа Ходжа [2], содержащая наибольшее число данных по подсчетам областей HII во внешних галактиках. Мы взяли также данные о галактиках Местной группы M31 и M33 [2, 3] и близких нам галактик M51 и NGC 4631 [4, 5].

Из 61 галактики списка Ходжа в сводный список [6] подвергнутых бюраканской классификации галактик входят только 35. Из них 15 принадлежат хаббловскому типу Sc, 9 — SBc, 6 принадлежат типу Sb, 4 — SBb, 1 — Sa. Согласно Ходжу максимальное число HII областей находится в типах Sc, SBc, Irrl.

Нами сделано количественное сопоставление числа HII областей галактик с бюраканским классом независимо от их хаббловских типов. Все галактики, общие для списков [2, 6], и работ [3—5], были распределены по бюраканским классам и выведены средние значения количества HII областей для каждого класса. Данные приведены в табл. 1.

Таблица 1

Бюраканский класс (БК), (M — m)	1 (28ᵐ?) (28.6)	2 (30ᵐ3) (28.9)	3 (30ᵐ3) (29.6)	4 (29ᵐ8) (27.5)	5 (2?ᵐ3) (24.4)
Число галактик	9 8	15 6	3 2	10 4	3 1
Среднее число HII областей	48 48	4? 96	12 10	87 184	131 369

Чтобы составить представление о влиянии расстояния на это распределение, то же распределение получено только для сравнительно близких галактик, модуль расстояния которых не превышает 30ᵐ. Данные даются в табл. 1, во вторых дополнительных строках.

Тот факт, что галактики классов 5 и 4 очень богаты HII областями обусловлен тем, что в эти классы входят одна или две очень близкие галактики, что и влияет на общую статистику. В действительности же картина такая, что галактики всех классов богаты HII областями, за исключением галактик класса 3. Как видно из табл. 1, у близких галактик этого класса оказалось меньше HII областей. Кстати, отметим здесь, что класс 3 полностью отсутствует среди Sc галактик [7].

Мы составили также распределение чисел HII областей в галактиках по пересмотренным подтипам де Вокулера и по бюраканским классам. Данные приведены в табл. 2.

Таблица 2

БК	Подтип де Вокулера							
	ab	b	bc	c	cd	d	dm	m
1		6		45	103 80 32	88		5 26 43
2		3 24. 17.	69. 17 15 27.	188 29 24 8	183 26 13	91		
3	3	17	15					
4	7	21 537*	25 109	50 26 7	51 39			
5		6		17	369*			
Среднее число HII областей	5	79	40	44	100	90		25

Каждое число показывает количество HII областей в индивидуальных галактиках Ходжа и галактиках из работ [3—5], входящих в соответствующий бюраканский класс и подтип де Вокулера. Из таблицы видно: а) галактики с расщепленными ядрами [8] оказались в ранних подтипах (в таблице рядом с числом HII областей этих галактик поставлен знак •); б) в магеллановом подтипе оказались галактики только из класса 1, причем такие, которые содержат сравнительно мало HII областей; в) в подтипе dm не оказалось ни одной галактики, что оставляет впечатление о мнимом существовании этого подтипа. Как будто подтипы dm и m не являются морфологическим продолжением последовательности подтипов де Вокулера; г) если не считать подтип m, то среднее число HII областей в ранних подтипах (ab, b, bc) в среднем больше, чем в поздних (c, cd, d) подтипах; д) если не считать галактики Местной группы M31 и M33, число HII областей которых сильно влияет на общую статистику (рядом с этими числами в табл. 2 поставлен знак *), то замечается монотонный рост среднего числа HII областей с переходом от ранних подтипов де Вокулера к поздним.

На рис. 1 приведена зависимость между средними значениями чисел HII областей и средними абсолютными величинами ядер галактик разных хаббловских типов и бюраканских классов. Эта зависимость явно показывает, что с уменьшением светимости ядер число HII областей растет. Интересен тот факт на рис. 1, что после какой-то точки пересечения, линии, представляющие совокупность точек для нормальных спиралей и спиралей с перемычками, показывают параллельный подъем, причем линия нормальных спиралей располагается выше. Если точка пересечения соответствует приблизительно тому значению светимости ядра, при которой образовалась перемычка, то, как видно, из рис. 1, во время образования перемычки

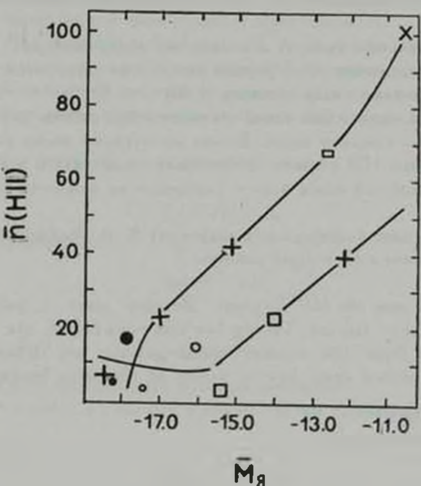


Рис. 1. Связь средних чисел HII областей и средних абсолютных величин ядер галактик: · — галактики бюраканского класса 5, + — класса 4, [illegible] — класса 3, [illegible] — класса 2, × — класса 1. Те же знаки больших размеров относятся к галактикам с перемычкой.

эти галактики содержали в среднем большее число HII областей, чем нормальные спирали с ядрами тех же абсолютных величин. На образование перемычки в ранних стадиях развития галактик указывается в работах [9—11]. В работе [10], кроме того, указывается на необходимость образования основной массы звезд на самой ранней стадии развития галактик до образования перемычки. С этой точки зрения вышеуказанный результат представляется весьма интересным. После образования перемычки количество HII областей в галактиках с перемычками в среднем значительно меньше, чем в нормальных спиралях, с ядрами тех же светимостей. Не свидетельствует ли это обстоятельство о том, что большая часть ресурсов ядер подобных галактик расходуется на образование перемычки? В этом отношении интересно, что средняя абсолютная величина ядер галактик типа SBO, согласно работе [12], равна -16^m0 (эти галактики можно рассматривать как объекты, находящиеся близко ко времени образования перемычки, после ее образования). Следует отметить, что, составляя рис. 1, мы преднамеренно не включили данные о галактиках M31 и M33, заранее зная, что у обеих галактик очень слабые ядра [7, 13] и множество HII областей.

Все вышесказанное говорит в пользу тех идей, которые связывают возникновение перемычки с той формой активности ядер, когда происходит извержение вещества из ядер галактик [1, 9].

Автор признает, что для такой статистической работы исследованный Ходжем материал слишком беден. Весьма желательны новые работы в области исследования HII областей во внешних галактиках и в Галактике в частности. Затронутый здесь вопрос указывает на важность таких исследований.

Автор выражает благодарность академику В. А. Амбарцумяну за оказанное им внимание к настоящей работе.

The Nuclei and the HII Regions. Besides class 3, galaxies of all the other Byurakan classes, having low luminous nuclei, are rich in HII regions. Among them the normal spiral galaxies are richer in HII regions than the barred ones, having nuclei of the same luminosity.

10 марта 1975
Бюраканская астрофизическая обсерватория

С. Г. ИСКУДАРЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. *V. A. Ambartsumian*, Solvay Conference Report, Bruxells, 1964.
2. *P. W. Hodge*, A. J., 72, 129, 1967.
3. *A. R. Sandage*, IAU Symp., 15, 359, 1962.
4. *G. Carranza, R. Grillon, G. Monnet*, Astron. Astrophys., 1, 479, 1969.
5. *R. Grillon, G. Monnet*, Astron. Astrophys., 2, 1, 1969.
6. *S. G. Iskudarian* et al., Comm. IAU, Praha, 1967.
7. *С. Г. Искударян*, Астрофизика, 4, 385, 1968.
8. *Г. М. Товмасян*, Астрофизика, 2, 317, 1966.
9. *V. A. Ambartsumian*, Transaction, IAU, XIB, 145, 1962.
10. *С. Б. Пикельнер*, Астрон. ж., 42, 3, 1965.
11. *С. Г. Искударян*, Сообщ. Бюраканской обс., 46, 73, 1975.
12. *А. Т. Каллоглян, Г. М. Товмасян*, Сообщ. Бюраканской обс., 36, 31, 1963.
13. *К. А. Саакян*, Астрофизика, 4, 41, 1968.

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ ПОСТРОЕНИЯ БЕССИЛОВЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

1. Необходимость рассмотрения бессилового магнитного поля возникает в тех случаях, когда сила тяготения и газокинетическое давление соответствуют плотностям энергии, значительно меньшим, чем плотность энергии магнитного поля. В космической плазме часто ток течет параллельно магнитному полю, то есть поле является бессиловым [1].

Работы Чандрасекара и Вольтьера [2, 3, 4] убедительно показали, что бессиловые магнитные поля с постоянной α являются конфигурациями с минимальной магнитной энергией и минимальными омическими потерями. Поэтому важно уметь эффективно находить бессиловые магнитные поля.

2. Условие равенства нулю магнитной силы:

$$[\vec{J} \times \vec{H}] = 0. \tag{1}$$

Его можно записать так:

$$\mathrm{rot}\,\vec{H} = \alpha\vec{H}, \tag{2}$$

где

$$(\mathrm{grad}\,\alpha)\,\vec{H} = 0. \tag{3}$$

В остальном α — произвольная функция координат.

Пусть $\alpha = \mathrm{const}$. Применяя к обеим частям уравнения (2) операцию rot, получим:

$$\begin{gathered} \Delta\vec{H} + \alpha^2\vec{H} = 0 \\ \mathrm{div}\,\vec{H} = 0. \end{gathered} \tag{4}$$

Любое бессиловое магнитное поле удовлетворяет (4). Однако не любое решение уравнения (4) является бессиловым. Задача состоит в том, как из решений уравнения (4) получить бессиловое магнитное поле. Рассмотрим некоторый вектор $\vec{A}$, удовлетворяющий (4), то есть

$$\left.\begin{gathered} \Delta\vec{A} + \alpha^2\vec{A} = 0 \\ \mathrm{div}\,\vec{A} = 0 \end{gathered}\right| \tag{5}$$

Построим вектор

$$\vec{H} = \alpha\vec{A} + \mathrm{rot}\,\vec{A}. \tag{6}$$

Если $\vec{A}$ удовлетворяет (5), то $\vec{H}$ — бессиловой вектор. В этом легко убедиться непосредственной подстановкой (6) в (2) с учетом (5). Таким образом при отыскании бессилового магнитного поля следует решать (5), а затем строить $\vec{H}$ по формуле (6).

Возникает вопрос, все ли бессиловые магнитные поля, соответствующие $\alpha = \text{const}$, могут быть так получены? Сформулируем вопрос точно. Пусть $\vec{H}$ — бессиловое магнитное поле, то есть выполняется условие (2). Можно ли найти такой вектор $\vec{A}$, удовлетворяющий (5), для которого выполняется соотношение (6)? Ответ положительный. Действительно, из условия (2) следует равенство

$$\vec{H} = \operatorname{rot}\left(\frac{1}{2\alpha}\vec{H}\right) + \alpha\left(\frac{1}{2\alpha}\vec{H}\right). \tag{7}$$

Иными словами $\vec{A} = (1/2\alpha)\vec{H}$, и в силу (4) $\vec{A}$ удовлетворяет (5). Этим доказано необходимое и достаточное условие того, что вектор $\vec{H}$ бессиловой.

Для $\alpha = \text{const}$ связь уравнений (1) и (4) рассматривалась ранее [5]. В отличие от Чандрасекара и Кенделла мы получили решение (6), не обращаясь к скалярному уравнению Гельмгольца. Последнее обстоятельство позволяет сформулировать достаточное условие и в случае зависимости α от координат.

3. Вектор $\vec{H} = \alpha\vec{A} + \operatorname{rot}\vec{A}$ является бессиловым, если $\vec{A}$ удовлетворяет уравнению

$$\Delta\vec{A} - \operatorname{grad}\operatorname{div}\vec{A} + \alpha^2\vec{A} = -[\vec{A} \times \operatorname{grad}\alpha] \tag{8}$$

при условии

$$\operatorname{div}(\alpha\vec{A}) = 0.$$

Любому решению уравнения (5) на самом деле соответствуют два бессиловых магнитных поля, которые получаются заменой α на $(-\alpha)$. Если вектор $\vec{A}$ квазипотенциальный, то (6) дает разложение бессилового магнитного поля на две ортогональные составляющие.

В заключение автор выражает глубокую благодарность своему научному руководителю члену-корреспонденту АН СССР, профессору В. А. Крату за ряд полезных указаний и обсуждение работы.

On a Method of Constructing the Force-Free Magnetic Fields. A method of theoretical construction of the force-free magnetic field is discussed. The necessary and sufficient conditions of the fact that magnetic fields with $\alpha = \mathrm{const}$ are force-free are formulated. The necessary condition is generalised for α being dependent on coordinates.

7 июня 1974
Пересмотрена 3 декабря 1974
ГАО АН СССР В. А. ОШЕРОВИЧ

ЛИТЕРАТУРА

1. *S. Lundquist.* Ark. Fys., 2, 361, 1950.
2. *S. Chandrasekar, L. Woltjer,* Proc. Nat. Acad. Sci., Washington, 44, 285, 1958.
3. *L. Woltjer.* Proc. Nat. Acad. Sci., Washington, 44, 489, 1958.
4. *L. Woltjer.* Ap. J., 128, 384, 1958.
5. *S. Chandrasekhar, P. G. Kendell,* Ap. J., 126, 457, 1957.

СВЕРХНОВАЯ В АНОНИМНОЙ ГАЛАКТИКЕ

В Бюраканской обсерватории в течение нескольких лет на 21″—21″ и 40″—52″ телескопах системы Шмидта фотографируется область звездного скопления Coma для поисков вспыхивающих звезд в нем.

С апреля 1969 г. по март 1975 г. получено 200 снимков области общей продолжительностью 164 часа.

На снимках 1970 г. рядом с безымянной галактикой, имеющей координаты $RA_{1950.0} = 12^h23^m8$, $D_{1950.0} = +28^\circ02'$, был обнаружен звездообразный переменный объект. Оказалось, что он является Сверхновой, ранее найденной Г. Романо [1]. Ниже приводятся оценки его блеска в фотографических лучах.

Дата UT	n_1	n_2	m_{pg}
7–8.03.1970	2	6—3	15.02
8–9.04.1970	3	6—6—5	15.60
1.05.1970	2	6—7	16.79

n_1 — количество пластинок, по которым оценивался блеск объекта.
n_2 — количество десятиминутных изображений на каждой пластинке.

По карте Паломарского атласа сама галактика представляет довольно голубое аморфное образование без заметной структуры, $m_{pg} \sim 17^m5-18^m0$. На некоторых наших снимках наблюдается ядро галактики. Сверхновая расположена в 7″ к северу от него.

Если предположить, что около 2 февраля Сверхновая наблюдалась вблизи максимума блеска и принять, что ее абсолютная величина близка к средней абсолютной величине Сверхновых, то вспышка Сверхновой произошла в далекой галактике умеренной светимости.

Сверхновая была значительно ярче своей родительской галактики.

Supernova in Anonymous Galaxy. Additional data about tight-corve of Romano's Supernova are presented. It was registered at seven plates obtained with 21"—21" Schmidt telescope of the Byurakan observatory during March-June 1970. The Supernova was brighter, than parent galaxy.

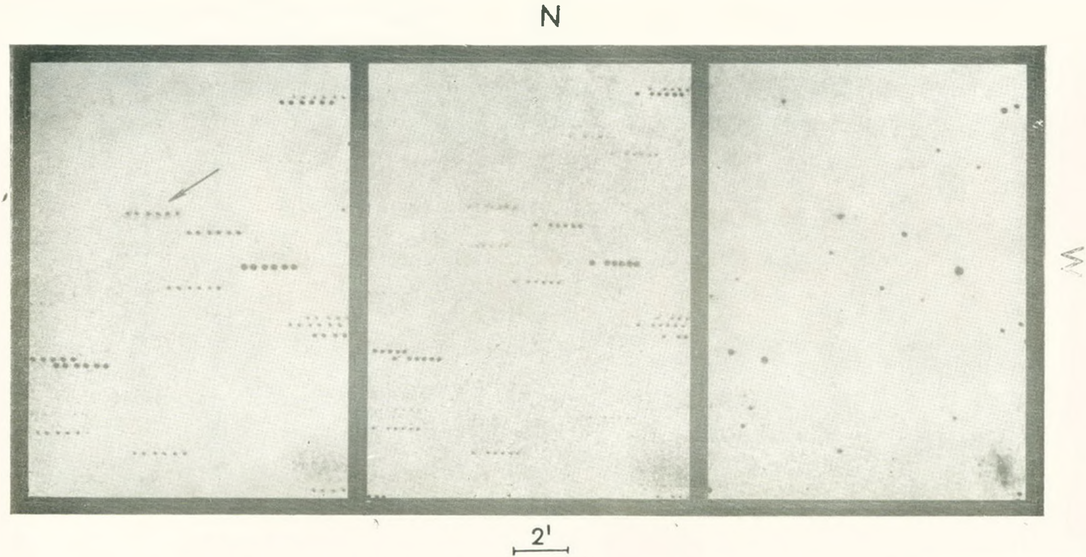
30 июля 1975

Бюраканская астрофизическая обсерватория

Л. К. ЕРАСТОВА

ЛИТЕРАТУРА

1. *G. Romano*, IBVS, No 695, 1975.



Слева направо снимки от 8.04.1970, 27.04.1971 и 24.04.1971 года, полученные на 21″—21″ телескопе системы Шмидта. Сверхновая отмечена стрелкой.

К статье Л. К. Ерастовой

CONTENTS