АСТРОФИЗИКА

TOM 1

ФЕВРАЛЬ, 1965

ВЫПУСК І

О ДЕФЕКТЕ МАССЫ БАРИОННЫХ ЗВЕЗД	
В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян	7
ТАБЛИЦЫ ФУНКЦИЙ, ВСТРЕЧАЮЩИХСЯ В ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА РЕЗО- НАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. І В. В. Иванов, В. Т. Щербанов	22
ТАБЛИЦЫ ФУНКЦИЙ, ВСТРЕЧАЮЩИХСЯ В ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА РЕЗО- НАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. II В. В. Иванов, В. Т. Щербаков	31
ДЕТАЛЬНАЯ ФОТОМЕТРИЯ И КОЛОРИМЕТРИЯ ГАЛАКТИК В СКОП- ЛЕНИИ Virgo Б. Е. Маркарян, Э. Я. Оганесян, С. Н. Аракелян	38
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДРА NGC 1068 Э. А. Дибай, В. И. Проник	78
ГРАДИЕНТ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАН- НОСТЯХ	91
НЕПРЕРЫВНОЕ ВОЗНИКНОВЕНИЕ И ТЕМПЫ РАЗВИТИЯ ЗВЕЗД В ЗВЕЗД- НЫХ АССОЦИАЦИЯХ	109
краткие сообщения	
о двух голубых галактиках К. А. Саакян, Р. Г. Мнацаканян	125
ДВА ВЕСЬМА ГОЛУБЫХ ОБЪЕКТА НЕДАЛЕКО ОТ ГАЛАКТИКИ ТИПА D	
К. А. Саакян	126

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

1

1-27927



ИЗДАТЕЛЬСТВО АН АРМЯНСКОЙ ССР ЕРЕВАН 1965

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), А. А. Боярчук, Б. А. Воронцов-Вельяминов Г. А. Гурзадян, С. А. Каплан, Б. Е. Маркарян, Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), В. В. Соболев

Խմբագւական կոլեգիա

Ա. Ա. Բոյաշչուկ. Գ. Ա. Գուշզադյան, Ս. Ա. Կապլան, Վ. Հ. Համբաշնումյան (գլխ. խմբագիր) Բ. Ե. Մաշգաշյան, Լ. Վ. Միշզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Լ. Սոբոլև, Բ. Ա. Վոշոնցով–Վեյյամինով

6

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), А. А. Боярчук, Б. А. Воронцов-Вельяминов, Г. А. Гурзадян, С. А. Каплан, Б. Е. Маркарян, Г.Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), В. В. Соболев

Խմբագբական կոլեգիա

Ա. Ա. Բոյաբչուկ, Գ. Ա. Գուբզադյան, Ս. Ա. Կապլան, Վ. Հ. Համբաբձումյան *(գլխ. իմբագիր)*, Բ. Ե. Մաբզաբյան, Լ. Վ. Միբզոյան *(գլխ. իմբագրի տեղակալ)*, Վ. Վ. Սոբոլե, Բ. Ա. Վոբոնցով-Վելյամինով

«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 гол 4 рубля. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзпечати.

ОТ РЕДАКЦИИ

Необходимость создания в нашей стране специального научного журнала по астрофизике чувствовалась давно. Количество выполияемых у нас астрофизических исследований быстро растет. Успешное выполнение программы строигельства крупных астрономических инструментов в СССР приведет к дальнейшему увеличению объема материалов, подлежащих публикации.

Выходящие в свет бюллетени различных обсерваторий могут лишь частично удовлетворить потребность в распространении информации о ведущихся в стране астрофизических исследованиях. Особенно это относится к теоретическим работам, а также к статьям, в которых излагаются результаты обобщения наблюдательных данных. Для всех подобных исследований страницы нашего журнала будут широко открыты.

Астрофизика есть прежде всего наука наблюдательная. Поэтому наш журнал будет уделять большое место также и результатам наблюдательных работ, в первую очередь тех, которые направлены на разрешение вполне конкретных астрофизических вопросов.

Для спешной публикации кратких заметок об интересных результатах наблюдений и измерений вводится специальный отдел "Краткие сообщения". Мы призываем сотрудников различных обсерваторий широко использовать эту возможность. Конечно, при этом "Астрофизика" будет избегать перекрытия в тематике с "Астрономическим циркуляром" (например, не будут помещаться телеграммы об открытии новых звезд), "Астрономическим журналом" и "Переменными звездами". Не будут печататься в этом отделе и статьи, единственная цель которых заключается в обеспечении приоритета автора в отношении какой-нибудь идеи (для этого существуют другие печатные органы).

Страницы журнала инроко открыты для всех ученых, желающих опубликовать результаты оригинальных исследований по астрофизике и сопредельным областям. ΑΚΑΔΕΜΖЯ ΗΑΝΚ ΑΡΜЯΗСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

TOM 1

ФЕВРАЛЬ, 1965

выпуск і

О ДЕФЕКТЕ МАССЫ БАРНОННЫХ ЗВЕЗД

В. А. АМБАРЦУМЯН, Г. С. СААКЯН Поступила 13 января 1965

Исследован гравитационный дефект массы нейтронных конфигураций $\Delta M = nm_n - M$. Здесь M — масса звезды, n = число нейтронов в ней н m_n — масса нейтрона. Покабано, что при центральных плотностях p(0), на порядок превышающих ядерную, ΔM имеет аномальное новедение (по теории Эйнштейна). Апомалия состоит в том, что с ростом p(0) дефект массы убявает и при центральных плотностях барионов, превышающих 10¹⁰ см⁻³, становится отрицательным. Это явление обусловлено сильным нарушением аддигивности внутренней энергии в интенсивном гравитационном поде, где аселинейные эффекты весьма существенны. В ньютоновской теории тяготения ΔM при всех плотностях является ноложительным.

Барионные звезды с огрицательным дефектом массы обладают колоссальным запасом внутренней энергии. Эта энергия порядка собственной энергии самой звезды.

1. В работе [1] было предсказано существование барионных конфигураций с апомальным (отрицательным) дефектом массы. Суть аномалии состоит в том, что масса сверхплотного тела оказывается больше суммы масс покоя входящих в него барионов. В упомянутой работе подчеркивалась важность таких звездных конфигураций для астрофизики, по детальное исследование не было проведено. Позже этот вопрос был поднят в работе Зельдовича [2]. Им было показано, что $M < fnm_n$. где M—паблюдаемая масса звезды, n—число нейтропов в ней, m_n —масса нейтрона, $f \approx 1.5 V g_{rr}(R)$, R—радиус звезды и g_{rr} —компонента метрического тензора. Такая оценка верхнего предела массы M не исключает возможность существования равновесных конфигураций с массой $M > nm_n$. В пастоящей статье дается более подробный анализ этого вопроса.

В случае сферических барнонных звезд гравитационный дефект массы равен

$$\delta M = \frac{4\pi}{c^2} \int_0^R \left(V g_{rr}(r) - 1 \right) \varrho(r) r^2 dr, \qquad (1.1)$$

где $\wp(r)$ — собственная плотность энергии, R — координатный радиус звезды, $g_{rr}(r)$ — радиальная компонента метрического тензора для внутреннего решения Шварцшильда. По сути дела. (1.1) представляет собою разность масс конфигурации без учета гравитационного взаимодействия (собственная масса) и с учетом его, поэтому всегда $\delta M > 0$ (везде $g_{rr} > 1$). В работе [1] был вычислен коэффициент упаковки $\delta M/M$, где M — наблюдаемая масса звезды. Оказалось, что он достигает довольно больших значений (см. табл. 1 упомянутой работы). В случае конфигураций, состоящих из идеального газа барионов, коэффициент унаковки изменяется от нескольких процентов до 20% для наиболее плотной конфигурации, а в случае моделей с определенным вариантом реального газа он доходит даже до 55%.

В этой статье нас будет интересовать не дефект массы (1.1), а некоторая другая величина, определяемая соотношением

$$\Delta M = mn - M, \tag{1.2}$$

где n — число барионов в звезде, m — сумма масс нокоя протона и электрона, M — наблюдаемая масса звезды. В дальнейшем выражение (1.2) будем называть абсолютным гравитационным дефектом массы. Для астрофизики особенно интересна именно эта величина. Заметим, что в отличие от (1.2) величина дефекта массы (1.1) до некоторой степени зависит от выбора системы отсчета, а поэтому не является инвариантной характеристикой звезды. Действительно, (1.1) не изменяется лишь при преобразованиях типа $x'^{\alpha} = f^{\alpha}(x^{\beta})$, ($\alpha, \beta = 1, 2, 3$) или $x'^{0} = f^{0}(x^{0})$, тогда как (1.2) инвариантно относительно любых преобразований координат и времени.

Очевидно, что для обычных небесных тел всегда $\Delta M > 0$. Расчеты барионных конфигураций показали [1.4, 11], что, когда центральные плотности становятся выше определенного значения ρ_1 (0), абсолютный дефект массы имеет обратный знак — он отрицателен. Значение ρ_1 (0) зависит от используемого в расчетах вида уравнения состояния для барионного газа. В моделях с реальным газом барионов ρ_1 (0) имеет меньшее значение, чем в моделях с идеальным газом. Причина этого состоит в том, что в случае реального газа, при плотностях выше ядерной, существенную роль играют ядерные силы отталкивания между барионами. Разумеется, силы отталкивания способствуют появлению рассматриваемого эффекта. Из последнего замечания следует, что значения (1.1) и (1.2) гравитационных дефектов массы для моделей с

О ДЕФЕКТЕ МАССЫ БАРИОННЫХ ЗВЕЗД

реальным газом не вполне корректны, поскольку они в этом случае определяются не только гравитацией, но и эффектом ядерных сил (притяжения и отталкивания). Чтобы исключить влияние ядерных сил на абсолютный лефект массы и исследовать явление в более чистом виде, ниже речь будет идти только о моделях сверхилотных звезл, состоящих из идеального газа барионов. Тогда (1.2) действительно будет представлять собою абсолютный гравигационный дефект массы.

2. В работах [1, 4, 11] не ставилась цель вычисления дефекта массы. Он получался по ходу дела после того, как были рассчитаны массы конфигураций и число барнонов в них. Число барнонов вычислялось графически, с точностью до трех знаков. Поэтому точность в значениях ΔM , пожалуй, была не более двух знаков. В целях получения более точных результатов были заново проведены специальные расчеты дефекта массы. Чтобы избежать усложнений, не имеющих отношения к рассматриваемому вопросу, не было учтено наличие гиперонов и взаимодействие между барионами. Расчеты нейтронных конфигураций проводились на электронно-вычислительных машинах в объединенном Вычислительном центре АН Арм. ССР и Ереванского государственного университета.

В случае, когда мы исходим из теории тяготения Эйнштейна, конфигурации, состоящие из идеального газа нейтронов, определяются следующей системой уравнений [3, 10]

$$\frac{du}{dr} = r^{2} (\operatorname{sh} t - t),$$

$$\frac{dt}{dr} = -\frac{4\left(\operatorname{sh} t - 2\operatorname{sh} \frac{t}{2}\right)}{r\left(r - 2u\right)\left(\operatorname{ch} t - 4\operatorname{ch} \frac{t}{2} + 3\right)} \left[u + \frac{r^{3}}{3}\left(\operatorname{sh} t - 8\operatorname{sh} \frac{t}{2} + 3t\right)\right],$$

$$n = A \int_{0}^{R} \left(1 - \frac{2u}{r}\right)^{-1/2} \operatorname{sh}^{3} \frac{t}{4} r^{2} dr.$$
(2.1)

Здесь r — раднальная координата, u(r) — "масса" в сфере с радиусом r, n — число нейтронов в звезде, R — координатный радиус звезды (он определяется из условия t(r) = 0), u(R) = M — масса звезды, $A = m_n^3 c^3/(3\pi^a h^3)$ — постоянияя, m_n — масса нейтрона, и, наконец,

$$t = 4 \operatorname{arsh}\left(p_n | m_n c\right), \tag{2.2}$$

где $p_n = (3\pi^2)^{1/5} h N^{1/5}$ — граничный импульс нейтронов, N(r) — плотность нейтронов. В уравнениях (2.1) использована система единиц, где

скорость света и гравитационная постоянная равны единице c = k = 1и $K_n = m_n^4 c_1^5 (32 \pi^2 h^3) = 1/4 \pi$. В этих единицах $A = 1.174 \cdot 10^{59}$.

В качестве начальных условий необходимо задать значения функций u(r) и t(r) в центре конфигураций. Имеем

$$u(0) = 0; \quad t(0) \neq 0. \tag{2.3}$$

(2.4)

При этом каждому конкретному значению параметра t(0) будет соответствовать определенияя чейтронная конфигурация.

Расчеты нейтронных конфигураций были выполнены также и для случая, когда за основу принимается закон тяготения Ньюгона. При этом мы сознательно допустили некоторую непоследовательность, распространяя наши расчеты и на конфигурации, состоящие из релятивистского газа нейтронов. Но в этом случае мы преследовали определенную цель, а именно, путем сравнения точных и приближенных расчетов выяснить роль релятивизма барионного газа, искривления пространства и тем самым лучше уяснить причину аномалии в абсолютном гравитационном дефекте массы. При использовании ньютоновского закона тяготения параметры нейтронных конфигураций определяются из уравнений

$$\frac{du}{dr} = r^{2} (\operatorname{sh} t - t),$$

$$\frac{dt}{dr} = -\frac{3 u (\operatorname{sh} t - t)}{r^{2} [\operatorname{ch} t - 4 \operatorname{ch} (t/2) + 3]},$$

$$n = A \int_{0}^{R} \operatorname{sh}^{3} \frac{t}{4} r^{2} dr,$$

$$M = u (R) \left[1 - \frac{u(R)}{2R} \right] - \frac{1}{2} \int_{0}^{R} \frac{u^{2}(r) dr}{r^{2}}.$$

Здесь первое уравнение определяет массу звезды (напомним, что плотность массы равна $\rho = (\operatorname{sh} t - t)/4 \pi$, без учета гравитационного взаимодействия между частицами. Для обычных звезд u(R) с большой точностью совпадает с наблюдаемой массой. Для нейтронных конфигураций, где дефект массы сравним с массой, величина u(R) заметно отличается от последней. Второе уравнение получено из условия равенства градиента давления и ньютоновского притяжения. В последнем соотношении M есть истинная масса звезды. Она определена следующим образом НАИБОЛЕЕ ВАЖНЫЕ ПАРАМЕТРЫ КОНФИГУРАЦИГІ, СОСТОЯЩИХ ИЗ ВЫРОЖДЕННОГО НДЕАЛЬНОГО ГАЗА НЕГІТРОНОВ

	По тео	рин тяготения	Эйнштейна		По теории тяготения Ньютона					
<i>t</i> (0)	R	М	<i>n</i> -10 ⁻⁵⁶	$\Delta M_{-}M_{o}$	R	u (k)	М	<i>n</i> · 10 ⁻³⁶	$\Delta M/M_{0}$	
$ \begin{array}{c} 1 \\ 2 \\ 3 \\ 4 \\ 5 \\ 6 \\ 7 \\ 8 \\ 10 \\ 11 \\ 12 \\ \infty \\ \qquad \qquad$	$\begin{array}{c} 1.5133\\ 0.9583\\ 0.6696\\ 0.5074\\ 0.4000\\ 0.3640\\ 0.3670\\ 0.4130\\ 0.4810\\ \hline \\ 0.4530\\ 0.4506\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,0324595\\ 0,00588900\\ 0,0706367\\ 0,0710653\\ 0,0598619\\ 0,0492384\\ 0,0419996\\ 0,0390985\\ 0,0458412\\ \hline 0,0473537\\ 0,0458743\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 3.60178\\ 7.44366\\ 8.74018\\ 8.02574\\ 6.56506\\ 5.18517\\ 4.26480\\ 3.97905\\ 4.72055\\ \hline \\ 4.91175\\ 4.72432 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0. c08249\\ 0. 02580\\ 0. 035075\\ 0. 025570\\ -0. 003436\\ -0. 045005\\ -0. 083740\\ -0. 097925\\ -0. 0697926\\ -0. 0697306\\ -0. 0695\\ -0. 06858\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 1.55668\\ 1.05537\\ 0.805802\\ 0.640732\\ 0.521618\\ 0.434748\\ 0.374142\\ 0.336988\\ 0.333320\\ 0.365932\\ 0.404375\\ 0.362325 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.0354367\\ 0.0901267\\ 0.1391840\\ 0.1694480\\ 0.1778630\\ 0.1694480\\ 0.1503140\\ 0.1503140\\ 0.1290290\\ 0.0970354\\ 0.0918297\\ 0.0948718\\ 0.1692030 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.0347413\\ 0.083362\\ 0.1171330\\ 0.1259460\\ 0.1142420\\ 0.6928140\\ 0.0769330\\ 0.0535240\\ 0.0362572\\ 0.0371440\\ 0.0424497\\ 0.0435033 \end{array}$	$\begin{array}{c} 3.86171\\ 9.53554\\ 14.0320\\ 16.0083\\ 15.5392\\ 13.5404\\ 11.0402\\ 8.75917\\ 6.09621\\ 5.92353\\ 6.46310\\ 7.43305 \end{array}$		

Примечание к таблице: $t(0) = 4 \operatorname{arsh} \left[(3 \pi^2)^{1/_0} h N(0)^{1/_0} / m_n c \right]$. где N(0) — илотность нейтронов в центре, R — радиус звезды, M — наблюдаемая масса, u(R) — масса звезды без учета ньютоновского притяжения (плоский мир), n — число нейтронов в звезде н $\Delta M/M_0$ — гравитационный коэффициент унаковки ($\Delta M = M_0 - M$, $M_0 = nm_n$). Размерные величины даны в единицах c = k = 1, $K_n = 1/4\pi$. Для выражения массы в единицах массы Солица и радиуса в километрах табличные данные следует соот ветственно умножить на 9.29 и 13.7.

Таблица

$$M = 4\pi \int_{0}^{R} \left[1 + \frac{1}{2} \varphi(r) \right] \varphi(r) r^{2} dr, \qquad (2.5)$$

где > — плотность массы, $\varphi(r)$ — гравитационный потенциал на расстоянии r (напомним, что c = k = 1). Легко показать. что

$$\varphi(r) = -\frac{u(r)}{r} - 4\pi \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(r) r \, dr.$$
 (2.6)

После подстановки (2.6) в (2.5) и ряда простых преобразований мы приходим к последнему соотношению системы (2.4). Начальные данные для (2.4) по-прежнему определяются условиями (2.3).



Рис. 1. Зависимость массы нейтронных конфигураций от параметра arc tg *t*(0) по теориям тяготения Эйиштейна (нижияя кривая) и Ньютона. Параметр *t*(0) связан с центральной илотностью соотношением (2.2).

Результаты численных расчетов наиболее важных нараметров нейтронных конфигураций приведены в таблице. Здесь для нас особый интерес представляет гравитационный коэффициент упаковки

$$\frac{\Delta M'}{M_{\rm c}} = \frac{M_{\rm o} - M}{M_{\rm o}}, \quad M_{\rm o} = nm_{\rm a}. \tag{2.7}$$

Значения физических величин, обладающих размерностью, в таблице даны в единицах c = k = 1, $K_n = 1/4 \pi$.

3. Табличные данные не могут дать наглядного представления о зависимостях характеристик конфигураций от числа барионов в них или от илотности в центре. Поэтому мы приводим также графики некоторых наиболее важных параметров. На рис. 1 и 2 изображены зависимости массы конфигураций и числа барионов в них от значе-



Рис. 2. Зависимость числа нейтронов в нейтронных звездах от параметра arc tg ((0) по теориям тяготейня Эйнштейна (нижияя кривая) и Ньютона.

ний параметра arc tg l (0), где t (0) определяется плотностью нейтронов в центре N (0) по формуле (2.2). Бросается в глаза поразительное сходство кривых массы и числа нейтронов. На рис. З и 4 приведены графики коэффициента упаковки $\Delta M/M_0$. Подписи под рисунками дают достаточное представление о сущности графиков, поэтому мы избегаем их подробного обсуждения. Отметим только некоторые общие и наиболее важные моменты зависимостей, представленных на рисунках.

а) Хотя в результатах расчетов параметров нейтронных звезд по теориям тяготения Ньютона и Эйнштейна замечается существенное количественное отличие, тем не менее в некоторых наиболее важных моментах имеется хорошее качественное согласие. Так, ньютоновская теория для массы, раднуса и числа барионов в звезде дает правильный порядок величин. Более того, кривые для этих параметров (так, например, для M(x) и u(x), где $x = \arctan t (0)$) имеют близкое сходство.



Рис. 3. Зависимость коэффициента упаковки нейтронных конфигураний от параметра arc tg t(0) по теории тяготения Эйнинтейна. Определение коэффициента упаковки дано в (2.7).

б) По обенм теориям все параметры конфигураций являются однозначными функциями центральной плотности N(0) (или эквивалентного ей параметра t(0)). Обратное утверждение, вообще говоря, неверно. Одному и тому же значению некоторых параметров звезды, например массы, в определенных областях соответствуют два (и даже более) значения центральной плотности (об этом см. [1, 3, 4, 10]).

в) По теории тяготения Эйнштейна кривые зависимостей параметров звезды от x обладают рядом максимумов и минимумов. На рис. 1, 2, 3 хорошо заметны два максимума и один минимум, соответственно при f(0) = 3.34, 12.35 и 8.24 ($N(0) = 3.0 \cdot 10^{39}$, 4.84 · 10⁴² и

О ДЕФЕКТЕ МАССЫ БАРНОНИЫХ ЗВЕЗД

2.1-10^н см⁻³). Однако за последним максимумом при x = 1.49 существует множество экстремумов, которые незаметны на рисунках. При x > 1.5 кривые, осциллируя (с сильно затухающей амплитудой), стремятся к определенному пределу, когда плотность в центре стремится к бесконечности. Эти осцилляции кривых при релятивистских плотностях исследовались в работе [5].



Рис. 4. Зависимость коэффициента упаковки нейтронных конфигураций от полногечисла нейтронов в них. Цифрами на кривой указаны соответствующие значения пара метра t(0) для точек, отмеченных черными кружками.

г) Для ньютоновских моделей абсолютный гравитационный дефект массы для всех возможных статических конфигураций имеет положительную величину. Как мы видим из последнего столбца таблицы, коэффициент упаковки везде является растущей функцией центральной плотности, за исключением области чрезвычайно больших центральных плотностей (см. предпоследнюю строку таблицы при $t(0) \approx 12$), где наблюдается заметный минимум.

Для релятивистских моделей гравитационный коэффициент упаковки имеет аномальное поведение (см. рис. 3). Сначала с ростом центральной плотности он растет, при x = 1.27, (t(0) = 3.34, $N'(0) = -3.10^{39}$ см⁻³) достигает максимума, затем начинает спадать.

При x > 1.36 (t(0) > 4.67, $N(0) > 1.12 \cdot 10^{40}$ см⁻³) коэффициент упаковки становится отрицательным, в точке x = 1.45 (t(0) = 8.2; $N(0) = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$) наблюдается глубокий минимум, приблизительно равный — 0.1, затем коэффициент упаковки, осциллируя с малой и вдобавок сильно затухающей амплитудой и продолжая оставаться отрицательным при $\rho(0) \to \infty$, стремится к пределу, равному — 0.069.

д) Интересный вид имеет кривая зависимости коэффициента упаковки от числа исйтронов в звезде $\Delta M_i M_0 = f(n)$, которая приведена на рис. 4. Цифрами при жирных точках на кривой отмечены соответствующие значения параметра t(0). Мы замечаем, что в точках с t(0) = 3; 8; 12 и т. д. наклон кривой испытывает скачок. Наличие этих скачков становится очевидным, если мы обратим виимание на то обстоятельство, что до и после этих точек производная f'(n) имеет одинаковый (в данном случае положительный) знак. Такое поведение кривой M(n) было замечено в работе [2]. Учитывая, что [2]

$$\frac{dM}{dn} = m_n \left(1 - \frac{2M}{R}\right)^{\gamma_s},$$

для производной функции $\Delta M/M_0$ находим

$$\frac{d}{dn} \left(\frac{\Delta M}{M_0} \right) = \frac{M m_n}{M_0^2} \left[1 - \frac{M_0}{M} \left(1 - \frac{2M}{R} \right)^{1/2} \right]. \tag{3.1}$$

Это выражение не может обращаться в бесконечность, и кроме того, используя данные, приведенные в таблице, можно убедиться, что оно действительно всюду имеет положительный знак. За точкой t(0) = 12 функция f(n) также осциллирует, но из-за тесного расположения зиг-загов и быстрого затухания амилитуды за этой осцилляцией трудно проследить.

Обсудим подробнее аномальное поведение дефекта массы. Мы видели, что в вопросе дефекта массы теории тяготений Ньютона и Эйнштейна дают различные не только в количественном, но и в качественном отношении результаты. Эго сопоставление явно указывает на то, что здесь существенную роль играст искривление пространства, т. е. мы имеем дело с эффектом общей теории относительности.

Из условия равновесня вдоль раднуса звезды следует, что

$$E_n(r) \sqrt{-g_{00}(r)} = m_n (1 - 2 M/R)^{1/2} < m_n, \qquad (3.2)$$

где $E_n(r)$ — граничная энергия нейтронов на расстоянии r, g_{00} — временная компонента метрического тензора, M и R — соответственно масса и радиус звезды. Здесь мы замечаем, что в отличие ог нагретых звезд в сверхплотных холодных телах существует резкая граница. Так, для нейтронных конфигураций радиус определяется из условия $E_n(r) = m_n$, т. е. поверхность тела находится там, где граничный уровень Ферми пересекается со стенкой "гравитационной потенциальной ямы". Из (3.2) видно, что наивысний уровень Ферми находится в погенциальной яме. Это означает, что отдельные частицы в звезде образуют связанное состояние и поэтому они не могут нокидать ее. С другой стороны, расчеты показывают, что для некоторых наиболее илотных конфигураций

$$M > \sum_{k} n_{k} m_{k} . \tag{3.3}$$

Как совмещаются эти два факта? Дело в том, что неравенства (3.2) и (3.3) не противоречат друг другу, если учесть, что полная внутренняя энергия звезды не равна сумме энергий (кинетической, потенциальной) входящих в нее частиц.

Если внутренняя энергия обладала бы свойством аддитивности, то для массы мы имели бы

$$M_1 = 4 \pi \int_0^R \Psi(r) \rho(r) r^2 dr < nm_n , \qquad (3.4)$$

• Где *п*-число нейтронов в звезде и

$$\Psi(r) = V - g_{00}(r) g_{rr}(r).$$
(3.5)

С другой стороны, согласно первому уравнению системы (2.1), наблюдаемая масса звезды равна

$$\mathcal{M} = 4 \pi \int_{0}^{R} \rho(r) r^{2} dr.$$
 (3.6)

Сравнение (3.4) с (3.6) показывает, что энергия не обладает свойством аддитивности, причем мерой нарушения ее может служить диапазон изменений Ψ . На рис. 5 представлены кривые этой функции для конфигураций с t(0) = 4, 5, 6, 7 и ∞ . Они сходны с кривыми – $g_{co}(r)$ (см. рис. 4 в работе [1]). Ψ в центре имеет минимум, при возрастании r монотонно растет и у поверхности мало отличается от единицы. При строгом соблюдении аддитивности мы имели бы $\Psi = 1$, а максимальное нарушение ее будет при $\Psi = 0$. С ростом параметра t(0) значение $\Psi(r)$ в центральной области уменьшается. Итак, наибольшее нарушение аддитивности энергии получается за счег центральной части.

Наиболее наглядное представление об области звезды, за счет которой получается отрицательное значение дефекта массы, нам дает рис. 6, на котором изображены графики функции 2—57

$$\Phi(r) = \left[1 - \left(1 - \frac{2u(r)}{r}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\mathfrak{p}(r)}{m_n N(r)}\right] \left(1 - \frac{2u(r)}{r}\right)^{-\frac{1}{2}} N(r) r^2, \quad (3.7)$$

где N(r) — плотность нейтронов. Интеграл от этой функции определяет дефект массы

$$\Delta M = 4 \pi m_{\pi} \int_{0}^{R} \Phi(r) dr. \qquad (3.8)^{n}$$

Функция $\Phi(r)$ при малых r — отрицательна, имеет один минимум и один максимум, в центре и на поверхности обращается в нуль. С ростом t(0) возрастает роль площади, расположенной ниже оси абсцисс, и при t(0) > 4.7 алгебранческая сумма площадей, образованных кривой $\Phi(r)$ с осью абсцисс, становится отрицательной.



Рис. 5. Зависимость функции $\Psi(r) = \sqrt{-g_{00}(r)} g_{(rr)}(r)$ от раднального расстояния; $g_{00}(r)$ в $g_{(rr)}(r)$ — временная и раднальная компоненты метрического тензора. Расстояния измерены в единицах c = k = 1 и $K_n = 1/4\pi$. Значения функции $\Psi(r)$ дают представление о степние нарушения адлитивности внутренней энергии звезды.

Итак, мы приходим к выводу, что эффект аномалии в дефекте массы обусловлен катастрофическим нарушением аддитивности внутренней энергии, вызванным сильным искривлением пространственной метрики в соответствующих барионных конфигурациях. В этих конфигурациях и в ньютоновском приближении имеется сильное нарушение аддитивности (здесь кинетическая энергия аддитивна, а потенциальная—нет) энергии, тем не менее оно оказывается недостаточным для изменения знака дефекта массы. В самом деле, из теоремы вириала следует [13], что

$$-\Delta M = \sum_{k} m_k c^{\alpha} \left(\frac{m_k c^{\alpha}}{E_k} - 1 \right) > 0.$$
(3.9)

Укажем, что для доказательства (3.9) предноложение о периодичности или квазипериодичности движения частиц не является обязательным.



Рис. 6. По оси абснисе отложено расстояние от центра звезды в единицах, принятых в работе. По оси ординат отложены значения функции $\Phi(r)$ (теория Эйнштейна). Цифры на кривых указывают значения параметра t (0) для соответствующих конфигураций. По оси ординат масштаб разный, а именно для t (0) =2, 3, 5 и 7 за единицу приняты соответственно a, 2a, 5a и 10a, где a—известное постоянное число.

4. Обратимся снова к рис. 4. Очевидно, что конфигурации, соответствующие нижней ветви кривой $\Delta M/M_0 = f(n)$ при 3 < t(0) < 4.67, являются неустойчивыми по отношению к переходам на верхнюю вствь, где дефект массы имеет нормальное поведение. Конфигурации же с t(0) > 4.67, обладающие отрицательным абсолютным дефектом. массы, неустойчивы не только в отношении нерехода на верхнюю ветвь, но и в отношении распада на диффузное состояние. Поскольку дефект массы составляет несколько процентов от самой массы звезды, то при этих переходах будет выделяться невероятно большая энергия. Эга энергия, отнесенная на один грамм звездного вещества. на порядок выше соответствующей энергии, выделяемой в термоядерных реакциях при выгорании водорода. Важно отметить, что энергия связи каждой частицы в звезде отрицательна, поэтому частицы не могут по одной уходить в бескопечность. Вывод некоторого количества барионов из звезды требует прибавления извие дополнительной энергии к оставшейся конфигурации. Поэтому он не может происходить спонтанно. Это означает, что переход системы в более устойчивое состояние может совершаться лишь под влиянием очень больших возмущений. При этом будет происходить расширение, сопровождаемое нагреванием небесного тела. Соответствующий переход будет поснть характер космического взрыва. Изложенные здесь рассуждения о судьбе барионных конфигураций с аномальным абсолютным дефектом массы приводились в работе [1].

Нам кажется, что конфигурации с аномальным значением абсолютного дефекта массы (здесь мы подразумеваем всю ветвь кривой с t(0) > 3) могут иметь некоторое значение для космогонической проблемы.

Согласно одной из современных космогонических конценций [8, 9], звезды, различные группы звезд, а также межзвездный газ образуются из некоторых сверхилотных дозвездных тел путем извержения из недр последних различных порций вещества.

Масса дозвездного тела должна быть по порядку больше массы звезды, тогда как выше речь шла о статических небесных телах с массой порядка массы Солнда и даже меньше. Чтобы вышеизложенные соображения о поведении бариопных конфигураций с аномальным значением абсолютного дефекта массы связать с упомянутой концепцией, необходимо построить модели сверхплотных дозвездных тел с массами намного более высокого порядка, чем масса Солнца. Тогда в принципе была бы решена проблема "сверхплотной" космогонии. Однако построение физических моделей сплошных сверхплотных дозвездных тел большой массы связано с трудностями.

Возможно, что решение этих трудностей будет связано с необходимостью рассмотрения нестационарных и неравновесных моделей. В этой связи представляет интерес недавняя работа И. Д. Новикова [12], в которой высказана гипотеза о том, что в начальный момент, когда плотность была бесконечно велика, не вся материя равномерно расширялась, некоторые области могли на некоторое время задержаться в своем развитии. Эти области могут быть отождествлены с дозвездными телами.

Авторы выражают благодарность Э. В. Чубаряну, Ю. Л. Вартаняну и Д. М. Седракяну за обсуждение статьи, а также сотрудникам Вычислительного центра А. Г. Пилипосяну и А. К. Варданяну за организацию и проведение численных расчетов.

ON THE MASS-DEFECT OF THE BARYON STARS V. A. AMBARTSUMIAN, G. S. SAHAKIAN

The previous calculations of configurations of neutron stars have shown that when the central density ρ (0) exceeds some fixed value ρ (0) the defect of mass has negative value. More exact calculations confirm this phenomenon.

All these calculations are based on the general theory of relativity. In the case of configurations computed on the basis of Newton's gravitational law, the mass-defect remains positive.

Therefore the negative defect of mass of the neutron stars is purely a relativistic effect. The problem of stability of corresponding configurations is discussed.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, Астрон. ж., 38, 1016, 1961.
- 2. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ, 42, 1667, 1962.
- 3. J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff, Phys. Rev., 55, 374, 1939.
- 4. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартанян, Астрон. ж., 41. 193, 1964.
- 5. Н. А. Дмитриев, С. А. Холин, Вопросы космогонии, 9, 254, 1963.
- 6. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, Астрон. ж., 37,193, 1960.
- 7. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартанян, Сообщ. Бюр. обс., 33, 55, 1963; Nuovo Cim., 30, 82, 1963.
- В. А. Амбарцулин, Изв. АН Арм.ССР (серия физ.-мат. наук), 11, 9, 1958; Сб. докладов Солвейской конференции, стр. 241. Брюссель, 1958; Научные труды, том II, Ереван, 1969.
- 9. В. А. Амбарцумян, Сообщ. Бюр. обс., 13, 1954; Нестационарные звезды, стр. 16, Ереван, 1957.
- 10. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, Астрон. ж., 38, 785, 1961.
- 11. Г. С. Саакян, Докторская диссертация, ФИАН, 1962.
- 12. Н. Д. Новиков, Астрон. ж., 41, 1075, 1964.
- 13. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, М., 1960.

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 1

ФЕВРАЛЬ, 1965

выпуск і

ТАБЛИЦЫ ФУНКЦИЙ, ВСТРЕЧАЮЩИХСЯ В ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. І.

В. В. ИВАНОВ, В. Т. ЩЕРБАКОВ Поступила 5 мая 1964

Функцин М₁(т) и М₃(т), определяемые формулой (2), табулированы с пятью знаками для 0 < т < 1000.

При изучении распространения резонансного излучения в газе приходится иметь дело с функциями

$$L(\tau) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(1 - e^{-\tau e^{-x^*}} \right) dx$$
(1)

Н

$$M_{k}(\tau) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-kx^{2}-\tau e^{-x^{2}}} dx \quad (k = 1, 2, \cdots).$$
(2)

Функция $L(\tau)$ имеет простой физический смысл (см., например, [1]). Пусть дан слой газа, оптическая толщина которого в центре линии в некотором направлении равна τ , и пусть на этот слой падает излучение в непрерывном спектре. Если коэффициент поглощения в линии имеет допплеровский контур, то $L(\tau)$ с точностью до постоянного множителя дает полное число квантов, испытавших при прохождении через этот слой хотя бы один акт поглощения.

Пусть теперь на слой газа падает излучение в спектральной линии, причем распределение его по частотам пропорционально коэффициенту поглощения. Если зависимость коэффициента поглощения от частоты определяется только эффектом Допплера, то доля квантов, проходящих сквозь слой (без учета рассеяний), равна $M_1(\tau)$.

Наряду с функцией $M_1(\tau)$, существенную роль в теории переноса

играет и $M_2(\tau)$. Эта функция определяет ядро основного интегрального уравнения, описывающего многократное рассеяние резонансного излучения в одномерной среде (при предположении о полном перераспределении по частоте при элементарном акте рассеяния; см. [2], [3]). Отметим также, что интегрирование $M_1(\tau)$ и $M_3(\tau)$ дает функции, встречающиеся при изучении рассеяния резонансного излучения в плоском слое (см., например, [4], [5]).

функцию $L(\tau)$ можно считать известной. Ладенбург и Леви [6] вычислили ее для $\tau \leq 1000$ (для $\tau \leq 10$ их результаты приводятся также Митчеллом и Земанским [6] и С. Э. Фришем [1]), а Араки [8] составил четырехзначные таблицы $L(\tau)$ для $\tau = 1.0(0.1) 10.0 \times 10^{n}$ и nот — 2 до + 9. Вместе с асимптотическим разложением $L(\tau)$ при больших τ (см., например, [9]) эти таблицы позволяют находить $L(\tau)$ при любых значениях аргумента с точностью, достаточной для всех приложений.

В отношении функций $M_k(\tau)$ положение значительно менее удовлетворительное. Насколько нам известно, сколько-нибудь подробных таблиц этих функций до сих пор не опубликовано. Настоящая работа ставит своей целью восполнить этот пробел.

Из (2) легко получить представление $M_k(\tau)$ в виде ряда, который быстро сходится при малых τ :

$$M_{k}(\tau) = \frac{1}{\sqrt{k}} - \frac{\tau}{\sqrt{k+1}} + \frac{\tau^{2}}{2!\sqrt{k+2}} - \frac{\tau^{3}}{3!\sqrt{k+3}} + \cdots$$
(3)

При больших т имеет место следующее асимптотическое разложение:

$$M_{k}(\tau) \sim \frac{1}{\sqrt[3]{\pi \tau^{k}} \sqrt{\ln \tau}} \left[\Gamma(k) + \frac{1}{2} \Gamma'(k) \frac{1}{\ln \tau} + \frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4} \Gamma''(k) \frac{1}{\ln^{2} \tau} + \frac{1 \cdot 3 \cdot 5}{2 \cdot 4 \cdot 6} \Gamma'''(k) \frac{1}{\ln^{3} \tau} + \cdots \right],$$
(4)

где $\Gamma(x)$ — гамма-функция. Точность формулы (4) тем выше, чем больше т. Эта формула получается следующим образом. Подстановка $y = z e^{-x^*}$ приводит (2) к виду

$$M_{k}(\tau) = \frac{1}{\sqrt{\pi \tau^{k}}} \int_{0}^{\tau} y^{k-1} \frac{e^{-y} dy}{\sqrt{\ln \tau - \ln y}}$$
(5)

Отсюда находим

$$M_{k}(\tau) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\tau^{k}} \int_{0}^{\tau} y^{k-1} \frac{e^{-y} dy}{\sqrt{\ln\tau - \ln y}} + \frac{1}{\sqrt{\pi}\tau^{k}} \int_{\tau}^{\tau} y_{k-1} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{\ln y}{\ln \tau} + \frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4} \frac{\ln^{2} y}{\ln^{2} \tau} + \frac{1 \cdot 3 \cdot 5}{2 \cdot 4 \cdot 6} \frac{\ln^{3} y}{\ln^{3} \tau} + \cdots \right] e^{-y} dy = \frac{1}{\sqrt{\pi}\tau^{k}} \int_{0}^{\tau} y^{k-1} \frac{e^{-y} dy}{\sqrt{\ln\tau - \ln y}} + \frac{1}{\sqrt{\pi}\tau^{k}} \left[\int_{\frac{1}{\tau}}^{\tau} y^{k-1} e^{-y} dy + \frac{1}{\sqrt{\pi}\tau^{k}} \right] \left[\int_{\frac{1}{\tau}}^{\tau} y^{k-1} e^{-y} dy + \frac{1}{2 \cdot 4 \cdot 6} \int_{\frac{1}{\tau}}^{\tau} y^{k-1} e^{-y} \ln y dy \frac{1}{\ln \tau} + \frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4} \int_{\frac{1}{\tau}}^{\tau} y^{k-1} e^{-y} \ln^{2} y dy \frac{1}{\ln^{2} \tau} + \frac{1 \cdot 3 \cdot 5}{2 \cdot 4 \cdot 6} \int_{\frac{1}{\tau}}^{\tau} y^{k-1} e^{-y} \ln^{3} y dy \frac{1}{\ln^{3} \tau} + \cdots \right].$$

Имеем

$$\int_{\frac{1}{\tau}}^{\frac{\tau}{2}} y^{k-1} e^{-y} \ln^{j} y \, dy = \Gamma^{(j)}(k) - \int_{0}^{\frac{1}{\tau}} y^{k-1} e^{-y} \ln^{j} y \, dy - (7)$$

$$- \int_{0}^{\infty} y^{k-1} e^{-y} \ln^{j} y \, dy \, (j=0, \ 1, \ 2 \cdots).$$

Легко показать, что первое слагаемое в (6) и интегральные члены в (7) при $\tau \to \infty$ стремятся к нулю быстрее, чем любая степень $(\ln \tau)^{-1}$. Поэтому при больших τ формуля (6) дает асимптотическое равенство (4).

При k = 1 и k = 2 формула (4) имеет вид

$$M_{1}(\tau) \sim \frac{1}{\sqrt{\pi} \tau \sqrt{\ln \tau}} \left(1 - \frac{0.28861}{\ln \tau} + \frac{0.74179}{\ln^{2} \tau} - \frac{1.7015}{\ln^{3} \tau} + \frac{6.4426}{\ln^{4} \tau} - \cdots \right),$$
(8)

таблицы функции в теории переноса

$$M_{2}(\tau) \sim \frac{1}{\sqrt{\pi \tau^{2}} \sqrt{\ln \tau}} \left(1 + \frac{0.21139}{\ln \tau} + \frac{0.30888}{\ln^{2} \tau} + \frac{0.15296}{\ln^{3} \tau} + \frac{0.48726}{\ln^{4} \tau} + \cdots \right).$$

При $\tau = 1000$ разложение (8) с учетом всех выписанных членов дает $M_1(\tau)$ с тремя значащими цифрами, а выражение (9) определяет $M_2(1000)$ с ошибкой в одну единицу четвертого знака. С ростом τ точность этих формул увеличивается.

Отметим еще, что $L'(z) = M_1(z)$ и $M_k(z) = -M_{k+1}(z)$.

Значения функций $M_1(\tau)$ и $M_2(\tau)$ для $0 < \tau < 1000$ даны в приложении (табл. 1). Вычисления были выполнены на машине БЭСМ-2 Вычислительного центра Ленинградского отделения Математического института АН СССР. При $\tau < 2$ для нахождения $M_k(\tau)$ использовалось разложение (3). При $\tau > 2$ вычисления велись по формуле (5), причем численное интегрирование проводилось по формуле травеций. Ошибки в приводимых значениях функций не превосходят одной единицы последнего знака. Шаг таблиц переменный. Он выбран с таким расчетом, чтобы линейная интерполяция позволяла находить значения $M_1(\tau)$ и $M_2(\tau)$ для любого промежуточного аргумента с четырьмя знаками.

В табл. 1 значения функций представлены в форме $a \cdot 10^n$, где 0.1 < a < 1, причем приведены только значащие цифры числа a (нуль и запятая опущены) и значение n. Примеры: $M_1(10.0) = 0.35878 \cdot 10^{-1} = 0.035878$; $M_2(100) = 0.27954 \cdot 10^{-4} = 0.000027954$.

Астрономическая обсерватория ЛГУ Вычислительный центр Ленинградского отделения Математического института АН СССР

TABLES OF FUNCTIONS ENCOUNTERED IN THE THEORY OF TRANSFER OF RESONANCE RADIATION. I.

V. V. IVANOV, V. T. STCHERBAKOV

The functions $M_1(\tau)$ and $M_2(\tau)$ defined by (2), are tabulated with five figures for $0 \le \tau \le 1000$.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. С. Э. Фриш, Оптические спектры атомов, Физматгиз, М., 1963.
- 2. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, ГТТИ, М., 1956.
- 3. В. В. Иванов, Вестн. ЛГУ, № 19, 117, 1960.
- 4. Л. М. Биберман, ЖЭТФ, 17, 416, 1947.
- 5. В. В. Иванов, Астрон. ж., 39, 1020, 1962; 40, 257, 1963.
- 6. R. Ladenburg, S. Levy, Zs. f. Phys., 65, 189, 1930.
- 7. А. Митчелл, М. Земанский, Резонансное излучение и возбужденные атомы, ОНТИ,. М.-Л., 1937.
- 8. K. Araki, Publ. Astron. Soc. Japan, 6, 109, 1954.
- 9. А. Унзольд, Физика звездных атмосфер, ИЛ., М., 1949.

25

9)

В. В. ИВАНОВ, В. Т. ЩЕРБАКОВ

Таблица I

ФУНКЦИИ M1 (=) И M2 (=)

	M1 (-))	M2 (=)	-	M1 (=		M ₂ (=)	
\overline{t} 0.00 0.05 0.10 0.25 0.30 0.25 0.30 0.45 0.55 0.60 0.75 0.80 0.95 1.00 1.05 1.10 1.25 1.30 1.45 1.55 1.60 1.75 1.65 1.70 1.55 1.60 1.55 1.90 1.95 2.00 2.05 2.10 2.20 2.20 2.20 2.20 2.20 2.20 2.20	\mathcal{M}_1 (=) 10000 96536 93209 90016 86949 84003 81174 78457 75846 73337 70926 68610 66383 64243 62185 60207 58304 56475 54715 53022 51393 49826 48317 46866 45469 44123 42828 41581 40379 39222 38107 37033 35998 35000 34038 33110 32216 31354 30522 29720 28946 26198 27477 26781 26109		M ₂ (70711 67885 65180 62589 60107 57729 55452 53270 51180 49178 47259 45420 43658 41969 40350 38799 37312 35886 34519 33208 31951 30746 29590 28482 27418 26398 25420 24481 22590 28482 27418 26398 25420 24481 23580 22715 21886 21089 20325 19591 18887 18211 17561 16339 15764 15211 14680 13209		$\overline{}$ 2.80 2.85 2.90 2.95 3.00 3.05 3.10 3.25 3.30 3.25 3.30 3.35 3.40 3.45 3.50 3.55 3.60 3.55 3.60 3.55 3.70 3.75 3.80 3.95 4.00 4.15 4.25 4.30 4.25 4.30 4.25 4.30 4.25 5.0	M1 (* 19612 19179 18761 18356 17964 17584 17584 17584 16179 15855 15541 15236 14940 14653 14375 14105 13843 13588 13341 13101 12868 12642 12422 12208 12000 1798 16027 10209 10550 10367 10209 10550 99049 97586 96159 94768 93412 92090 90800 89542		M ₂ (* 87916 85081 82352 79725 77195 74762 72417 70159 67984 65888 63870 61925 60050 58244 56502 54823 53804 51643 50137 48685 47284 45932 44627 43367 42152 40978 39845 38751 37694 36673 35686 34733 33812 32922 32061 31229 30429 29646 28893 28164 27459 26777 26116 25477 24858	
2.25 2.30 2.35	25460 24833 24227	0000	12756 12321 11903	0000	5.1 5.2 5.3	87116 84804 82599	-1 -1 -1	23678 22571 21531	
2.40 2.45 2.50 2.55	23642 23077 22531 22003	000000000000000000000000000000000000000	11501 11114 10743 10385	000000000000000000000000000000000000000	5.4 5.5 5.6 5.7	80496 78487 76567 74731		20554 19636 18772 17958	$\begin{vmatrix} -1 \\ -1 \\ -1 \\ -1 \end{vmatrix}$
2.60 2.65 2.70 .2.75	21492 20998 20521 20059	0000	10041 '97105 93923 90862	$ \begin{bmatrix} 0 \\ -1 \\ -1 \\ -1 \end{bmatrix} $	5.8 5.9 6.0 6.1	72974 71291 69678 68132		17192 16469 15787 15144	

таблицы функций в теории переноса

ų	M1 (7)		· M2 (7)		*	M1 (=)	M2 (7)
$\begin{array}{c} 6.2\\ 6.3\\ 6.4\\ 6.5\\ 6.6\\ 6.7\\ 7.0\\ 7.1\\ 7.2\\ 7.3\\ 7.4\\ 7.5\\ 7.6\\ 7.7\\ 7.8\\ 8.2\\ 8.3\\ 8.4\\ 8.5\\ 8.8\\ 8.7\\ 8.8\\ 9.0\\ 9.1\\ 9.2\\ 9.3\\ 9.4\\ 9.5\\ 9.7\\ 9.8\\ 9.9\\ 9.5\\ 9.7\\ 9.8\\ 9.9\\ 9.5\\ 9.7\\ 9.8\\ 9.9\\ 10.2\\ 11.4\\ 11.6\\ 11.2\\ 12.4\\ 11.6\\ 11.2\\ 12.4\\ 13.6\\ 13.2\\ 13.4\\ 13.6\\ 13.8\\ 13$	66648 65224 63855 62539 61273 60055 58881 57750 55660 55608 54593 53612 52664 51748 50861 50004 49173 48369 47589 46833 46100 45389 46833 46100 45389 46833 46100 45389 44698 44027 42742 42126 41527 40944 40377 39824 39286 38762 38251 37752 37267 38762 38251 37752 37267 38792 36330 35878 35006 34174 33380 32619 31195 30526 29884 29268 28105 27557 27028 26519 26027 25552 25034 24651 24223		14536 13962 13419 12905 12418 11956 11519 11103 10709 10335 99785 96398 93175 90104 87178 84387 81725 79183 76755 74434 72215 70092 68058 66111 64244 62454 60737 59088 57505 55984 54522 53115 51762 50459 49204 47996 46830 45707 44623 42566 40648 38855 37177 35605 34130 32744 31440 30212 29053 27960 26926 25948 25022 24144 23311 22520 21768 21052		$\begin{array}{c} 14.0\\ 14.2\\ 14.4\\ 14.8\\ 15.0\\ 15.2\\ 15.4\\ 15.8\\ 16.0\\ 16.2\\ 15.4\\ 15.8\\ 16.0\\ 16.2\\ 16.6\\ 17.0\\ 17.2\\ 17.4\\ 17.6\\ 18.2\\ 18.4\\ 18.0\\ 20.2\\ 20.4\\ 20.8\\ 21.0\\ 20.2\\ 22.4\\ 22.2\\ 22.4\\ 22.2\\ 22.4\\ 22.2\\ 22.4\\ 22.2\\ 22.4\\ 22.2\\ 22.4\\ 22.2\\ 22.4\\ 22.2\\ 22.4\\ 22.6\\ 23.2\\ 23.4\\ 24.4\\ 24.6\\ 25.5\\ 26.0\\ 25.5\\ 25.5\\ 26.0\\ 25.5\\ 25.5\\ 26.0\\ 25.5\\ 25.5\\ 26.0\\ 25.5\\ 25.5\\ 26.0\\ 25.5\\ 25.5\\ 26.0\\ 25.5\\ 25.5\\ 26.0\\ 25.5\\ 25.5\\ 26.0\\ 25.5\\ 25.5\\ 26.0\\ 25.5\\$	23809 23408 23020 22644 22279 21926 21583 21250 20927 20613 20307 20011 19722 19441 19168 18902 18643 18391 18145 17905 17671 17443 17221 17004 16792 16585 16383 16199 15439 15619 15439 15619 15439 15619 15439 15622 15992 15803 16619 15439 15633 16619 15439 156439 156439 15522 15992 15803 16619 15439 15622 15992 15803 16619 15439 1553 14593 14427 14555 14593 14427 14555 14593 14427 14555 14593 14427 14555 14593 14427 14555 14593 14427 14555 14593 14427 14555 14593 14427 14555 14593 14427 14555 14593 14427 14555 14593 14427 14555 14593 14275 14593 14275 13142 13012 12667 12516 12057 12516 12557 12557 12557 12557 12557 12557	777777777777777777777777777777777777777	20371 19722 19723 18513 17949 17410 16894 16401 15929 15477 15043 14627 14228 13844 13476 13122 12782 12454 12139 11835 11542 11260 10988 10726 10472 10228 99913 976422 93288 91223 87291 85418 83603 81846 80141 78489 76886 75331 73822 72357 70934 69552 68210 66905 65637 64404 63205 65238 63203 59798 58722 556655 55661 53286 51058	~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~

27

В. В. ИВАНОВ, В. Т. ЩЕРБАКОВ

τ	M1 (7)		M2 (7)	e	M1 (=)	M2 (7)
$\begin{array}{c} 26.5\\ 27.0\\ 5\\ 27.5\\ 28.5\\ 29.5\\ 30.5\\ 0.5\\ 0.5\\ 0.5\\ 0.5\\ 0.5\\ 0.5\\ 0.5\\ $	11271 11031 10801 10367 10162 99650 9750 95918 94150 92444 90796 89203 87663 86172 84730 83333 81979 80667 79394 78159 76961 75797 74666 73567 72499 71460 70449 69465 68507 67575 666655 665780 64916 64074 63252 62451 61669 60905 60159 59431 58719 58023 57343 56678 56028 55392 54769 53364 52028 54769 53364 5408 51299 50235 49211 48227 47280 46389 45490 44643		48964 46995 45140 43391 41739 40180 38704 37307 35982 34726 33534 32401 31323 30298 29321 28389 27501 26653 25844 25070 24329 23621 22942 2295 21668 21070 20496 19945 19415 18906 18416 17491 17054 16633 16227 15836 15458 15094 14741 14073 13755 13448 13151 12585 12315 11801 11317 10863 10435 10031 96500 92899 88493 86268 83212	<u></u>	$\begin{array}{c} 61\\ 62\\ 63\\ 64\\ 65\\ 66\\ 67\\ 70\\ 71\\ 72\\ 73\\ 74\\ 75\\ 76\\ 77\\ 78\\ 79\\ 80\\ 81\\ 82\\ 83\\ 84\\ 85\\ 86\\ 87\\ 88\\ 89\\ 90\\ 91\\ 92\\ 93\\ 94\\ 95\\ 96\\ 97\\ 98\\ 99\\ 90\\ 100\\ 102\\ 104\\ 106\\ 108\\ 110\\ 112\\ 114\\ 116\\ 118\\ 120\\ 122\\ 124\\ 126\\ 128\\ 130\\ 132\\ 134\\ 136\\ \end{array}$	43825 43036 42273 41537 40824 40134 39467 38820 38194 37587 36998 36426 35871 35332 34809 34300 33805 33324 32856 32400 31957 31554 3103 30293 29903 29903 29903 29903 29903 29903 299522 29151 28788 28434 28434 28788 28434 286475 26173 25878 25589 25307 24721 27421 27098 26783 26475 25878 25589 25307 24759 24234 23730 23246 22780 22322 21901 21485 20098 20325 19617 19280 22325 19617 19280 18554 1854 18334 18038		80313 77560 74944 72457 70089 67834 65684 63634 61677 59807 58020 56310 54674 53107 51606 50166 48785 47460 46186 44963 43787 42656 41567 40519 39510 38537 37599 36694 35822 34979 34166 33380 32621 31886 31176 30490 29825 29181 28558 27954 26802 29181 28558 27954 26802 29181 28558 27954 26802 29181 28558 27954 26802 29181 28558 27954 26802 25719 24699 23738 22831 21974 21164 20397 19671 18982 18329 17708 17117 16556 16021 15511	

таблицы функций в теории переноса

5	M1 (5	:)	M ₃ (5)	÷	M1 (=)		M ₂ (=)	
138 140 142 144 146 148 150 152 154 156 168 160 162 164 166 168 170 172 174 176 178 180 182 184 186 188 190 192 204 206 202 204 206 202 204 212 214 216 218 220 222 224 226 228 230 232 234 236 238 240 242 246 248 255	17751 17473 17203 16941 16687 16440 16200 15966 15739 15518 15304 14692 14498 14310 14125 13946 13771 13600 13433 13270 13111 12955 12803 12655 12509 12367 12228 12092 11959 11828 11701 11576 11453 11333 11216 1100 10987 10768 10661 10557 10768 10661 10557 10768 10661 10557 10768 10661 10557 10768 10661 10557 10768 10661 10557 10768 10661 10557 10768 10661 10557 10768 10661 10557 10768 10661 10557 10768 10661 10557 10768 10661 10557 10768 10661 10557 10768 10661 10557 10768 10661 10557 10768 10661 10557 10768 10661 10557 10768 10662 10768 10662 10768 10663 10768 10662 10768 10768 10768 10768 10768 10768 10768 10768 10768 10768 10768 10768 10771 10756 10758 10768 10768 10768 10768 10771 10758 10768 10768 10771 10768 10768 10771 10768 10768 10771 10768 10768 10771 10768 10768 10771 10768 10771 10771 10768 10771 10771 10768 10771 10778 10771 107768 10771 10778 10771 10778 10771 107768 10771 10778 10771 10778 10771 10777 10778 10771 10777 10778 10771 10777 10778 107771 107771 10778 107771 107771 107771 107771 107771 107771 107771 107771 107771 107771 107771 107781 107771 107771 107781 107771 107771 107781 107771 107781 107771 107781 107771 107771 107781 107771 107771 107781 107771 107771 107781 107771 107771 107781 107771 107	~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~	14118 13695 13290 12903 12532 12176 11836 11509 11195 10894 10605 10327 10060 98023 95546 93161 90862 88647 86511 84450 80540 78685 76892 75159 73484 71863 70294 68775 67305 65881 64501 63163 61866 60608 59387 58202 57052 55936 54851 53797 52773 51778 50810 49869 48953 48062 47194 46502 45528 44727 43947 43187 42446 41724 41020 40333 38689	444444444444445055555555555555555555555	260 265 270 275 280 285 290 295 300 305 310 315 320 325 330 325 330 325 330 325 330 325 330 325 330 325 330 325 330 325 330 325 330 325 320 320 325 320 320 320 320 320 320 320 320 320 320	88901 87080 85331 83648 82029 80468 78964 77514 76114 74763 73457 72194 70973 69791 68647 67538 66464 65422 64412 63431 62479 61554 60654 59781 58931 58104 57300 56517 55754 55011 54287 55754 55011 54287 55754 55011 54287 55754 55011 54287 55754 55011 54287 55754 55011 54287 55754 55027 50303 49694 44792 44305 46318 45290 44792 44305 43828 45290 44792 44305 43828 45290 44792 44305 43828 45290 44795 33863 37358 38633 37358		37143 35686 34312 33015 31790 30630 29533 28492 27505 26568 25677 24830 24023 23255 22522 21823 21156 20519 19910 19327 18769 18234 17722 17231 16760 16307 15873 15455 15054 14668 14296 13938 13593 13261 12940 12632 10062 98486 96419 90591 865991 865991 865991 865991 865991 865991 86591	

В. В. ИВАНОВ, В. Т. ЩЕРБАКОВ

Ŧ	M1(=)		M ₂ (=)		-	M1 (=	M1(=)		M ₃ (7)	
600 610 620 630 640 650 660 670 680 690 700 710 720 730 740 750 760 770 780 790 800	36020 35380 34773 34180 33607 33052 32514 31994 31489 30999 30524 30063 29180 28757 28346 27947 27558 27179 26810 26451		64531 62344 60265 58288 56404 54610 52899 51267 49708 48219 46794 45431 44127 42877 41679 40530 39427 38368 37351 36373 35433	$ \begin{array}{c} -6 \\ -6 \\ -6 \\ -6 \\ -6 \\ -6 \\ -6 \\ -6 \\$	810 820 830 840 850 860 870 880 890 900 910 920 920 930 940 950 960 970 980 990 1000	26101 25761 25428 25104 24788 24479 24178 23884 23884 23597 23316 23042 22774 22512 22256 22005 21760 21520 21285 21056 20830	မီမီမီမီမီမီမီမီမီမီမီမီမီမီမီမီမီ	34529 33658 32819 32011 31232 30481 29757 29058 28382 27730 27100 26491 25902 25332 24780 24247 23730 23229 22744 22273	$ \begin{array}{r} -6 \\$	

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

TOM 1

ФЕВРАЛЬ, 1965

выпуск і

ТАБЛИЦЫ ФУНКЦИЙ, ВСТРЕЧАЮЩИХСЯ В ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА. РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. II.

В. В. ИВАНОВ, В. Т. ЩЕРБАКОВ Поступила 5 мая 1964

Функцин N₁₂ (т) и N₂₁ (т), определяемые формулой (2), табулированы для 0 < τ < 100...

Настоящая работа является продолжением начатого ранее [1] исследования, имеющего целью изучение и табулирование основных специальных функций, встречающихся в теории переноса излучения. в частотах спектральной линии.

В первой статье [1] были рассмотрены функции

$$M_{k}(\tau) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-kx^{*}-\tau e^{-x^{*}}} dx \quad (k=1, 2, \cdots) \quad (1)$$

и даны пятизначные таблицы $M_1(\tau)$ и $M_3(\tau)$ для $0 \ll \tau \ll 1000$. В настоящей работе изучаются тесно связанные с $M_4(\tau)$ функции

$$N_{kn}(\tau) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-k\tau^{*}} E_{n}(\tau e^{-x^{*}}) dx, \qquad (2)$$

где E_n(t) — n-ая интегральная показательная функция

$$E_{n}(t) = \int_{0}^{1} e^{-\frac{t}{\zeta}} \zeta^{n-2} d\zeta.$$
 (3)

Функции N_{kn} (т) играют в теории многократного рассеяния резонансного излучения при допплеровском коэффициенте поглощения ту же роль, какую в теории переноса излучения без изменения частоты играют функции E_n (т). В частности, N_{21} (т) определяет ядро основного интегрального уравнения, описывающего рассеяние резонансного излучения в плоском слое [2], [3], [4] и в однородной сфере [5], а $N_{12}(\tau)$ определяет вероятность того, что квант, поглощенный в плоском слое на оптической глубине τ , выйдет через границу $\tau = 0$, не испытав по пути ни одного рассеяния.

Подробных таблиц функций N_{sn} (т). по-видимому, не было опубликовано. В настоящей работе даются таблицы двух из этих функций, наиболее интересных с точки зрения приложений, а именно N_{12} (т) и N_{21} (т).

В основу вычислений были положены значения функций $M_k(\tau)$, приведенные в первой части работы [1]. Дело в том, что имея $M_k(\tau)$, можно найти и $N_{kn}(\tau)$. В самом деле, нз (1) и (2) с учетом (3) имеем

$$N_{kn}(\tau) = \tau^{n-1} \int_{-\tau}^{\infty} M_k(t) \frac{dt}{t^n}.$$
 (4)

Прежде чем переходить к описанию вычислений, остановимся кратко на свойствах функций N_{kn} (т).

Из (4) легко получается следующее рекуррентное соотношение:

$$N_{kn}(\tau) = \frac{1}{n-1} \left[M_k(\tau) - \tau N_{k+1, n-1}(\tau) \right].$$
 (5)

Оно позволяет свести вычисление всех функций $N_{kn}(\tau)$ (k, $n = 1, 2, \cdots$) к нахождению лишь $M_k(\tau)$ и $N_{k1}(\tau)$ ($k = 1, 2, \cdots$). Пользуясь известным разложением $E_1(t)$

 $E_1(t) = -\gamma - \ln t + t - \frac{t^2}{2\cdot 2!} + \frac{t^3}{3\cdot 3!} - \cdots,$ (6)

где ү = 0.577216 — постоянная Эйлера, из (2) нетрудно получить, что

$$N_{k1}(\tau) = -\frac{\gamma}{\sqrt{k}} + \frac{1}{2k\sqrt{k}} - \frac{\ln\tau}{\sqrt{k}} + \frac{\tau}{\sqrt{k+1}} - \frac{\tau^3}{2\cdot 2!\sqrt{k+2}} + \frac{\tau^3}{3\cdot 3!\sqrt{k+3}} - \cdots$$
(7)

При больших т справедливо следующее асимптотическое разложение: $N_{kn}(\tau) \sim \frac{1}{\sqrt{\pi \tau^k} \sqrt{\ln \tau}} \left(a_{0kn} + \frac{1}{2} \frac{a_{1kn}}{\ln \tau} + \frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4} \frac{a_{2kn}}{\ln^3 \tau} + \frac{1 \cdot 3 \cdot 5}{2 \cdot 4 \cdot 6} \frac{a_{3kn}}{\ln^3 \tau} + \cdots \right), (8)$

где

$$a_{jkn} = \sum_{i=0}^{j} (-1)^{i} C_{j}^{i} \Gamma^{(j-1)}(k) \frac{i!}{(n+k-1)^{i+1}}.$$
 (9)

32

Здесь Г (x) — гамма-функция. Формула (8) получается из (2) тем же способом, которым ранее в [1] из (1) были получены асимптотические формулы для M_k (-). При этом для постоянных a_{jkn} получается следующее выражение:

$$a_{jkn} = \int_{0}^{k} y^{k-1} E_{n}(y) \ln^{j} y \, dy \quad (j = 0, 1, 2, \cdots k, n = 1, 2, \cdots). \quad (10)$$

С помощью (3) оно легко преобразуется к форме (9). Действительно, имеем

$$a_{jkn} = \int_{0}^{1} \zeta^{n-2} d\zeta \int_{0}^{\infty} y^{k-1} e^{-\frac{y}{\zeta}} \ln^{j} y \, dy =$$

$$= \int_{0}^{1} \zeta^{n+k-2} d\zeta \int_{0}^{\infty} t^{k-1} e^{-t} (\ln t + \ln \zeta)^{j} dt =$$

$$= \sum_{l=0}^{l} C_{l}^{l} \int_{0}^{1} \zeta^{n+k-2} \ln^{l-l} \zeta d\zeta \int_{0}^{\infty} t^{k-1} e^{-t} \ln^{l} t \, dt =$$

$$= \sum_{l=0}^{l} (-1)^{l} C_{l}^{l} \Gamma^{(l-l)}(k) \frac{l!}{(n+k-1)^{l+1}}.$$
(11)

Подставляя в (8) значения постоянных, находим

$$N_{13}(\tau) \sim \frac{1}{\sqrt{\pi} \tau \sqrt{\ln \tau}} \left(0.50000 - \frac{0.26930}{\ln \tau} + \frac{0.57287}{\ln^2 \tau} - \frac{1.5663}{\ln^3 \tau} + \cdots \right),$$
(12)
$$N_{21}(\tau) \sim \frac{1}{\sqrt{\pi} \tau^2 \sqrt{\ln \tau}} \left(0.50000 - \frac{0.019304}{\ln \tau} + \frac{0.16892}{\ln^3 \tau} - \frac{0.13467}{\ln^3 \tau} + \cdots \right).$$
(13)

Эти формулы позволяют легко вычислять $N_{12}(\tau)$ и $N_{21}(\tau)$ при больших т. Формулы (12) и (13) с учетом всех выписанных членов дают значения функций $N_{12}(\tau)$ и $N_{21}(\tau)$ при $\tau = 100$ с точностью до двух единиц третьей значащей цифры. С ростом т точность этих формул возрастает.

В приложении (табл. 1) приведены значения функций $N_{12}(\tau)$ и $N_{11}(\tau)$ для $0 < \tau < 100$. Как уже указывалось, они получены числен-3-57 ным интегрированием по формуле (4) с использованием найденных ранее значений $M_1(\tau)$ и $M_2(\tau)$. Вычисления были выполнены на машине БЭСМ-2 Вычислительного центра Ленинградского отделения Математического института АН СССР.

Численное интегрирование производилось по формуле трапеций, причем количество узлов выбиралось следующим образом. Для $N_{kn}(\tau)$ строились верхняя и нижняя суммы Дарбу и число точек деления выбиралось так, чтобы эти суммы различались не более чем на одну единицу последнего знака, приводимого в табл. 1. Тем самым одновременно оценивалась точность табулируемых значений. Кроме того, были выполнены различные дополнительные контроли. Например, была проверена выполнимость рекуррентной формулы (5), а для $\tau \ll 1$, кроме того, значения функции $N_{m}(\tau)$ были вычислены независимо по формуле (7). Ошибки в приводимых значениях функций не должны превышать одной единицы последнего знака.

В таблице значения функций представлены в форме $a \cdot 10^{a}$, где 0.1 < a < 1, причем приведены только значащие цифры числа a (нуль и запятая опущены) и значение n. Например, N_{12} (10) = $0.1635 \cdot 10^{-1}$ = 0.01635; N_{11} (100) = $0.132 \cdot 10^{-4}$ = 0.0000132.

Астрономическая обсерватория ЛГУ Вычислительный центр Ленинградского отделения Математического института АН СССР

TABLES OF FUNCTIONS ENCOUNTERED IN THE THEORY OF TRANSFER OF RESONANCE RADIATION. II.

V. V. IVANOV, V. T. STCHERBAKOV

The functions $N_{12}(\tau)$ and $N_{21}(\tau)$ defined by (2) are tabulated for $0 < \tau < 100$.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. В. Иванов, В. Т. Щербаков, Астрофизика, 1, 22, 1965.
- 2. Л. М. Биберман, ЖЭТФ, 17, 416, 1947.
- 3. T. Holstein, Phys. Rev., 72, 1212, 1947.
- 4. В. В. Иванов, Астрон. ж., 39, 1020, 1862; 40, 257, 1963; Уч. зап. ЛГУ, 307, 62, 1962.
- 5. В. В. Соболев, Астрон. ж., 39, 632, 1962.

таблицы функции в теории переноса

Таблица 1

ФУНКЦИИ N₁₂ (-) И N₁₁ (-)

		_		Concession of the local division of the loca				1		
-	N ₁₂ (5)		N ₂₁ (-)			N12 (*)	N ₂₁ (*	:)	
$\begin{array}{c} 0.00\\ 0.05\\ 0.10\\ 0.25\\ 0.30\\ 0.35\\ 0.40\\ 0.55\\ 0.605\\ 0.70\\ 0.80\\ 0.95\\ 1.00\\ 1.05\\ 1.10\\ 1.15\\ 1.20\\ 1.35\\ 1.40\\ 1.45\\ 1.55\\ 1.60\\ 1.65\\ 1.70\\ 1.85\\ 1.90\\ 2.05\\ 2.10\\ 2.25\\ 2.30\\ 2.40\\ 2.55\\ 2.60\\ 2.55\\ 2.70\\ \end{array}$	10000 86958 78676 72106 66602 61859 57698 54001 50687 47694 44975 42492 40217 38124 36192 34405 32748 31207 29772 28432 27181 2009 24910 23879 22910 21998 21138 20328 19563 1840 18156 15563 15239 16896 16315 15763 15239 14741 14267 13817 13388 12979 12589 12217 11862 11523 11199 10368 9056 8835		xxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxx		$\begin{array}{c} 2.75\\ 2.80\\ 2.95\\ 2.90\\ 2.95\\ 3.05\\ 3.15\\ 3.20\\ 3.35\\ 3.30\\ 3.55\\ 3.35\\ 3.65\\ 3.65\\ 3.75\\ 3.85\\ 3.95\\ 4.00\\ 4.15\\ 4.25\\ 4.35\\ 4.45\\ 4.55\\ 5.67\\ 5.12\\ 5.3\\ 4.95\\ 5.0\\ 5.12\\ 5.3\\ 4.95\\ 5.0\\ 5.12\\ 5.3\\ 4.95\\ 5.0\\ 5.12\\ 5.3\\ 4.95\\ 5.0\\ 5.12\\ 5.3\\ 5.5\\ 5.67\\ 5.8\\ 5.9\end{array}$	8623 8419 8223 8035 7853 7679 7511 7348 7192 7041 6896 6756 6620 6489 6363 6241 6123 6008 5598 5790 5687 5586 5395 5395 5395 5395 5395 5395 5395 539		4158 3997 3844 3699 3560 3428 3303 3183 3069 2960 2856 2757 2663 2572 2486 2404 2325 2249 2177 2108 2011 1978 1917 1858 1802 1748 1697 1647 1600 1554 1510 1468 1427 1388 1350 1314 1279 1245 1213 1181 1151 1122 1094 1067 1041 1015 9672 9223 8803 8410 8041 7695 7370 7064 6777		

В. В. ИВАНОВ, В. Т. ЩЕРБАКОВ

	N12 (7)		N ₁₂ (τ) N ₂₁ (τ)		τ	N ₁₂ (τ)		N ₂₁ (7)	
$\begin{array}{c} 6.0\\ 6.1\\ 6.2\\ 3.4\\ 5.6\\ 6.6\\ 6.6\\ 6.6\\ 6.6\\ 6.6\\ 6.6\\ 7.7\\ 7.7$	3065 3001 2940 2881 2824 2717 2666 2617 2570 2524 2437 2396 2356 2317 2280 2243 2243 2243 2243 2243 2243 2243 224		6506 6250 6009 5781 5565 5361 5168 4985 4811 4646 4489 4339 4197 4062 3933 3810 3693 3581 371 3273 3179 3089 3003 2920 2841 2765 2691 2621 2653 2488 2425 2691 2621 2653 2488 2425 2691 2621 2651 2691 2621 2651 2691 2621 2653 2488 2425 2691 2621 2651 2691 2651 2651 2691 2651 2691 2651 2651 2691 2651 2691 2651 2651 2691 2651 2691 2651 2691 2651 2691 2651 2691 2651 2691 2651 2691 2651 2691 2651 2691 2651 2691 2655 2365 2307 2251 2197 2144 2045 1999 1953 1867 1790 1954 1999 1953 1867 1790 1957 1844 1999 1953 1867 1790 1957 1844 1999 1953 1867 1790 1957 1840 1999 1953 1867 1790 1958 1867 1790 1959 1957 1867 1990 1953 1867 1990 1953 1867 1990 1953 1867 1990 1953 1867 1990 1953 1867 1990 1958 1990 1957 1990 1957 1900 1158 1118 10080 1004 1009	22222222222222222222222222222222222222	$\begin{array}{c} 13.6\\ 13.8\\ 14.0\\ 14.2\\ 14.4\\ 14.6\\ 14.8\\ 15.0\\ 15.2\\ 15.4\\ 15.6\\ 15.8\\ 16.0\\ 16.2\\ 17.2\\ 17.4\\ 17.6\\ 16.8\\ 17.0\\ 17.8\\ 18.0\\ 19.2\\ 20.4\\ 19.6\\ 20.2\\ 20.4\\ 20.6\\ 20.2\\ 21.2\\ 22.4\\ 22.6\\ 23.0\\ 22.2\\ 23.4\\ 23.6\\ 23.2\\ 23.4\\ 23.6\\ 23.8\\ 24.0\\ 24.2\\ 24.4\\ 24.6\\ 25.0\\ 24.2\\ 24.4\\ 25.0\\ 24.2\\ 24.4\\ 24.6\\ 25.0\\$	1137 1118 1099 1081 1064 1047 1030 1015 9990 9840 9694 9552 9414 9280 9149 9022 8898 8777 8660 8545 8433 8324 8218 8114 8013 7914 7817 7540 7452 7366 7282 7366 7282 7399 7119 7040 6659 6531 6463 6599 6531 6463 6398 6333 6270 6208 6147 6029 5971 5915 5859 5805 5751 55698 5647		9765 9452 9154 8870 8598 8339 8091 7854 7627 7409 7200 7000 6808 6624 6447 6277 6113 5956 5805 5659 5518 5383 5252 5126 5005 5805 5659 5518 5383 5252 5126 5005 4887 4774 4664 44558 4456 4357 4261 4169 4079 3992 3908 3826 3747 3670 3596 3523 3453 3385 3319 3255 3192 3132 3073 3015 2959 2905 2852 2801 2751 2702 2654 2608 2563	

ТАБЛИЦЫ ФУНКЦИЙ В ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА

5	N12 (7)	N ₂₁ (*	t)	-	N12 (7)		N ₂₁ (7)	
$\begin{array}{c} 25.5\\ 26.0\\ 26.0\\ 27.5\\ 28.5\\ 29.5\\$	5521 5401 5286 5175 5069 4967 4868 4774 4682 4595 4510 4428 4349 4272 4198 4127 4058 3991 3926 3863 3802 3743 3686 3630 3576 3523 3422 3422 3374 3327 3281 3236 3193 3150 3109 3068 3029 2991 2853 2917 2881 2846 2812 2779 2746 2715 2613 2653 2623 2594		$\begin{array}{c} 2455\\ 2354\\ 2259\\ 2169\\ 2084\\ 2005\\ 1929\\ 1858\\ 1791\\ 1727\\ 1666\\ 1609\\ 1554\\ 1502\\ 1453\\ 1406\\ 1361\\ 1318\\ 1277\\ 1239\\ 1201\\ 1166\\ 1132\\ 1099\\ 1068\\ 1038\\ 1009\\ 982\\ 955\\ 930\\ 905\\ 882\\ 859\\ 837\\ 816\\ 796\\ 777\\ 758\\ 740\\ 722\\ 705\\ 689\\ 673\\ 658\\ 643\\ 629\\ 615\\ 602\\ 589\\ 577\\ \end{array}$	³ ³ ³ ³ ³ ³ ³ ³	51 52 53 55 56 57 58 90 61 62 36 46 56 66 67 66 66 70 77 77 77 77 77 77 77 77 77 80 81 82 38 48 56 88 90 91 92 94 95 967 999 100	2538 2484 2432 2382 2384 2288 2243 2200 2159 2119 2081 2004 2008 1973 1940 1907 1876 1846 1816 1787 1760 1733 1707 1681 1656 1633 1609 1587 1565 1543 1502 1462 1444 1425 1502 1462 1444 1425 1407 1390 1372 1356 1339 1323 1308 1293 1278 1293 1221 1208	~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~	553 530 509 489 470 453 436 420 405 391 377 365 352 341 330 319 309 300 291 282 273 265 250 243 237 230 224 218 212 207 201 196 191 187 182 173 169 165 161 158 154 151 147 1441 138 132	
АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

TOM 1

ФЕВРАЛЬ, 1965

выпуск і

ДЕТАЛЬНАЯ ФОТОМЕТРИЯ И КОЛОРИМЕТРИЯ ГАЛАКТИК В СКОПЛЕНИИ VIRGO

Б. Е. МАРКАРЯН, Э. Я. ОГАНЕСЯН, С. Н. АРАКЕЛЯН Поступила 26 декабря 1964

Приводятся результаты детального фотометрического и колориметрического исследования десяти эллиптических и линзовидных галактик (табл. 1). Наблюдения велись на 40° телескопе системы Шмидта в голубых и желтых лучах. Калибровка пластичок производилась по внефокальным изображениям звезд NPS, полученным в олинзковых условиях. Измерения поверхностной яркости в изображениях галактик производились с квадратной диафрагмой на микрофотометре "Schnell" сплошным образом путем градуированного смещения столика микрофотометра в двух взаимноперпендикулярных направлениях. Яркости в обоих цветах определялись по трем пластичкам, полученным с разными экспозициями. В конце статьи приведены карты распределения яркости и цвета для всех изученных галактик, составленные по результатам двухцветной фотометрии. Каждая пара чисел этих карт дает фотографическую величину с квадратной секунды дуги и показатель цвета в международной системе квалратной площадки (9°, 7×9°, 7). Прямоугольные координаты площадок даны сверху и слевы карт. На основе этих карт были получены следующие результаты и заключения:

 Интегральные яркости и показатели цвета галактик путем фотометрического сложения яркостей всех площадок соответствующих карт (табл. 2).

2. Распределения яркости вдоль больших, малых и диагональных полуосей для каждой галактики путем усреднения яркостей площадок, расположенных на олинаковых расстояниях от центра галак ики вдоль соответствующих осей и в смежных с ними разрезах (табл. 3 и 5).

3. Распределения цвета вдоль больших и малых диагональных осей галактик, выведенные таким же способом, как распределения яркости (габл. 7).

4. Среднее распределение цвета вдоль большой полуоси путем усреднения распределения цвета всех изученных галактик. В этом случае расстояния от центров галактик были выражены в долях их больших полуосей (рис. 6).

5. Величины эллиптичности— в изофот и их отклонений—До от геометрических эллипсов в направлениях диагональных осей (табл. 6).

6. Распределения яркости в эллиптических, так же как и в липзовидных галактиках, по общему характеру сходны, но имеющиеся в центральных частях галактик заметные различия затрудняют представление распределения яркости общим законом. Заметные изменения эллиптичности изофот показывают, что поверхности рав ных илотностей светимости в изученных галактиках не являются подобными эллипсоилами.

8. Цвет в изученных галактиках заметно синсет при переходе от их центральных частей наружу. Выявленные изменения цвета следует объяснить изменениями звездного состава населения вдоль радиусов галактик.

9. Всли снетимости эллиптических и линзовидных галактик в основном обуславливаются красными гигантами и желтыми звездами, то полученное среднее распределение цвета позволяет заключить, что излучение красных гигантов доминирует в ялре галактики и на расстоянии, равном примерно трети ее раднуса. Дальше этого расстояния относительная доля излучения красных гигантов постепенно убывает, а относительная доля излучения желтых звезд, наоборот, возрастает, достигая на периферии наибольшего значения.

1. Вводные замечания. Исследование внешних галактик ведется различными методами, среди которых, пожалуй, наибольшее применение нашли фотометрия и колориметрия, которые дают как общие физические характеристики галактик (светимость, цвет, размеры, форму и т. д.), так и более или менее детальные характеристики, относящиеся к их строению (структуру, природу населения, звездный состав и т. д.). Последние обычно получаются на основе изучения распределений яркости и цвета в галактиках.

Общие физические характеристики определены для многих сотен галактик как фотографическим, так и фотоэлектрическим методами, но обстоятельная — детальная фотометрия и колориметрия выполнены лишь для весьма ограниченного числа галактик. Это, по-видимому, следует объяснить большой трудоемкостью работ, связанных с получением распределений яркости и цвета в галактиках. Но необходимость распространения такого рода исследований на большое число галактик очевидна, хотя бы потому, что имеющиеся данные свидетельствуют о наличии заметного различия во внутренних характеристиках галактик, относящихся даже к одному и тому же морфологическому типу.

Наиболее простой структурой обладают эллиптические галактики, общие физические параметры которых меняются в крайне большом диапазоне. Например, отношения светимостей, масс и объемов сверхгигантских эллиптических галактик к таковым у карликовых эллиптических галактик доходят до 10⁶. Мало оснований считать, что столь разительно отличающиеся друг от друга объекты должны иметь одинаковое внутреннее строение только потому, что они имеют подобные внешние формы.

Среди эллиптических и линзовидных галактик имеются, по-видимому, относительно молодые объекты, наличие которых вытекает из факта существования реальных цепочек, состоящих из эллиптических и линзовидных галактик [1] и мощных радиоисточников, являющихся в своем большинстве галактиками указанных типов. Они так или иначе должны обладать внутренними физическими характеристиками, отличающимися от характеристик обычных эллиптических и линзовидных галактик. Поэтому, например, выделение из этих классов специального класса D галактик может иметь большой физический и эволюционный смысл.

Изучение снимков эллиптических галактик показывает, что они сильно отличаются друг от друга по степени конденсации звезд к центру и по природе ядер, деятельностью которых, согласно новой концепции В. А. Амбарцумяна [2, 3], определяется весь ход эволюции галактик.

Из всего этого вытекает, что эллиптические галактики по своим внутренним характеристикам являются далеко не однородным классом объектов. В этом смысле неоднородность должна быть более сильно выражена у класса спиральных галактик, обладающих гораздо более сложной структурой и множеством подсистем звезд разных типов и возрастов.

Как нам представляется, решение многих вопросов внегалактической астрономии встречает серьезные затруднения главным образом из-за крайней ограниченности данных об особенностях строения галактик. Например, все еще окончательно неясно, в каком направлении происходит эволюция галактик. Некоторые исследователи считают, что эволюция галактик происходит вдоль морфологической последовательности Хаббла (Е→S→I), но другие придерживаются противоположной схемы (I→S→E). Ни та, ни другая точка зрения в достаточной мере не обоснованы. В свете новых воззрений на роль. ядер в эволюции галактик [2, 3] представляется более вероятной первая точка зрения, но вряд ли эволюция через спиральную фазу является обязательной для всех эллиптических галактик. В пользу этого говорит факт существования эллиптических галактик без сколько-нибудь заметных ядер и, отчасти, присутствие эллиптических галактик наряду с развитыми спиралями в двойных, тройных и кратных системах, совместное происхождение компонентов которых не вызывает сомнения. Правда, темп эволюции галактик не может быть одинаковым, но трудно представить себе, что одна из возникших вместе эллиптических галактик, пройдя через фазы Sa и Sb, достигла Sc, а другая не успела хоть сколько-нибудь изменить свою структуру.

По-видимому, развитие эллиптических галактик может происходить двумя разными путями: в одних случаях — через переход в спиральную форму, а в других — без приобретения этой сложной структуры и всех тех физических особенностей, которые отличают спиральные галактики от эллиптических. В этом случае эллиптические



Репродукция снимка, полученного 40" телесконом системы Шмидта на пластинке Eastman Kodak 103а-0. 1-NGC 4374, 2-NGC 4406, 3-NGC 4435, 4-NGC 4458, 5-NGC 4459, 6-NGC 4461, 7-NGC 4473, 8-NGC 4477, 9-NGC 4478, 10-NGC 4486.

детальная фотометрия и колориметрия галактик

галактики должны разделиться по меньшей мере на два подтипа, существенно отличающихся друг от друга по своим внутренним характеристикам. Выявить эти характеристики, по-видимому, удастся после накопления летальных данных для большого числа галактик. Можно указать немало таких вопросоз, окончательное освещение которых возможно лишь при наличии массовых данных о внутренних характеристиках галактик, каковые можно получить посредством обстоятельных спектральных, фотометрических и колориметрических исследований.

В настоящей статье мы приводим результаты детальной фотометрии и двухцветной колориметрии десяти эллиптических и линзовидных галактик, расположенных в центральной части известного скопления Virgo. Список этих галактик, с указанием их морфологических типов по классификации Хаббла и Вокулера [4], приводится в нижеследующей табл. 1.

Таблица 1

		Тип	по			Тиг	по
M	NGC	Хабблу	Вокулеру	₩	NGC	Хабблу	Вокулеру
1	4374	E1	E+1	6	4461	SB0	SB(s) 0+
2	4406	E3	E+3	7	4473	E5	E5
3	4435	SB0	SB(s)0°	8	4477	SB0	SB(s)0°
4	4458	E0-1	E0-1	9	4478	E2	E2
5	4459	S0	SA (r)0 ⁺	10	4486	E-01	E0-1p
_							

Расположение этих галактик отмечено на приведенной репродукции снимка, полученного 40" телескопом системы Шмидта Бюраканской обсерватории на пластинке Eastman-Kodak 103 aO.

2. Инструменты, методика наблюдений и измерений

а) Инструменты. В отличие от наших прежних фотометрических и колориметрических исследований [30, 31], выполненных с помощью 21" рефлектора системы Шмидта, наблюдения, на которых основана настоящая работа, велись на новом 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории, изготовленном Ленинградским оптико-механическим заводом, имеющем следующие параметры:

диаметр зеркала	131 см
диаметр коррекционной линзы	100 см
фокусное расстояние	213 см

41

светосила 1/2.1 масштаб 97"/мм диаметр невиньетированного поля 4.°2

Камера снабжена просветленной полевой линзой Пиацци-Смита, фотографирование производится на плоских пластинках размерами 16 × 16 см. Проницающая сила телескопа в фотографических лучах при хороших атмосферных условиях достигает 20.^m5.

Измерения почернений на негативах производились объективным микрофотометром "Schnell" произволства фирмы "Zeiss", приспособленным в обсерватории для сплошных измерений протяженных объектов. На микрофотометре поставлен второй микрометрический винт, обеспечивающий наряду с имеющимся на микрофотометре винтом плавное и градуированное перемещение его столика в двух взаимноперпендикулярных направлениях с точностью, дохолящей до 3—4 мыкронов. Помимо этого, вместо щели микрофотометра может быть вставлена днафрагма той или иной формы и размера. В настоящей работе была употреблена диафрагма, вырезающая на пластинках квадратные площадки со сторонами, равными 0.1 мм, что соответствует в дуговой мере 9.7.

б) Методика наблюдений. Наблюдения велись в фотографических и визуальных лучах, в первом случае на пластинках Eastman— Kodak 103 aO и Agfa-astro, во вгором случае на пластинках Eastman-Kodak 103aE через желтый светофильтр GG 11. Для уверенного фотометрирования как центральных ярких областей галактик, так и их слабых периферийных частей продолжительность экспозиций изменялась в пределах от 30 сек до 30 мин.

Наблюдения производились следующим образом: на взятых из одной коробки пластинках с одинаковыми экспозициями последовательно снимались области изучаемых галактик в фокусе и NPS—вне фокуса (на расстоянии четырех миллиметров) для привязки. Пластинки затем проявлялись вместе. Таким образом, кяждый снимок области галактик имел свой калибровочный снимок, полученный в одинаковых условиях, по которому строилась характеристическая кривая для определения поверхностной яркости в различных точках галактик.

Изучаемые галактики обычно фотографировались на высоте, близкой к высоте полюса, поэтому вводимые за атмосферную экстинкцию поправки не превосходили 0^m1. Поправки определялись по формуле

$$\Delta m = 2.5 \lg p_{\lambda} \left[M(z) - M(z_{\star}) \right],$$

где p_{λ} — коэффициент прозрачности для определенного диапазона длин

волн, а M(z) и $M(z_z)$ — воздушные массы, соответствующие зенитным расстояниям наблюдаемого объекта и полюса.

Описанная выше методика для получения материала с целью поверхностной фотометрии, на наш взгляд, является наиболее рациональной при применении светосильных телескопов (каким является использованный нами телескоп), позволяющих резко сократить длительность экспозиции, чем почти исключаются ошибки, возникающие из-за изменений атмосферных условий за период наблюдений изучаемых объектов и стандартных звезд.

в) Методика измерения почернений и переход к яркостям. Измерения на негативах почернений в изображениях галактик производились сплошным образом, путем постепенного смещения столика микрофотометра по двум координатным осям, через интервал 0.1 мм = 9.7, обусловленный размерами употребленной квадратной диафрагмы микрофотометра. При этом для каждой галактики пластинка устанавливалась на столике таким образом, чтобы смещение последнего происходило параллельно двум главным осям галактики. Измерения обычно охватывали квадратные или прямоугольные области (в зависимости от соотношения главных осей галактик) вокруг галактик, по размерам значительно их превышающие, для уверенного определения границ и среднего значения фона в окружении галактик. Таким образом определялись оптические плотности всех площадок изучаемых галактик, образующихся при проведении линий, параллельных их главным осям, через интервал 9.7.

Переход от почернений к поверхностным яркостям производился обычным способом с помощью характеристических кривых, построенных по соответствующим снимкам NPS. Для построения характеристических кривых использовалось не менее двадцати звезд NPS из числа относительно ярких (не слабее 14^m), в звездных величинах которых, согласно фотоэлектрическому исследованию Стеббинса, Уитфорда и Джонсона [5], нет заметных погрешностей.

Значения почернений во внефокальных изображениях стандартных звезд и фона в их окружении определялись по четырем измерениям, произведенным в различных точках. Соответствующие поверхностные яркости с одной квадратной секунды дуги определялись по формуле

$$m/\Box'' = m + 2.5 \lg \pi (R^2 - r^2),$$

где *т* — известная величина стандартной звезды, а *R* и *r* — большой и малый радиусы кольца ее внефокального изображения, выраженные в секундах дуги.

г) Об ошибках. Из полученных для галактик снимков были отобраны для измерения по три пластинки в каждом цвете с разными экспозициями и по каждой из них определялись поверхностные яркости всех доступных на данной пластинке площадок в пределах прямолинейной части соответствующих характеристических кривых. Таким образом, для поверхностной яркости каждой площадки были получены по две-три оценки в обоих цветах, за исключением областей ядер и наиболее отдаленных частей галактик, для яркостей которых было получено по одной оценке.

Значения поверхностной яркости одних и тех же площадок, полученные по разным пластинкам, в подавляющем большинстве случаев мало отличаются друг от друга. Среднее из средне-квадратичных отклонений, которое может служить мерой точности определяемых нами яркостей, в обоих цветах порядка 0.^m06. Поэтому ошибки в получаемых показателях цвета должны быть порядка 0.^m08.

Здесь следует отметить, что определение яркостей ядер галактик, показывающих разные степени конденсации к центру, требует специальной методики, которой мы не занимались. Определенные же нами поверхностные яркости центральных площадок вокруг ядер галактик, фактически являясь средними для этих площадок, для самих ядер будут заметно заниженными из-за наличия здесь большого градиента яркости.

Необходимо отметить, что при применяемой нами методике измерений почернений на пластинках следует предъявлять жесткое требование к установке пластинок на столике микрофотометра, ибо при неидентичной установке пластинок измерения не будут точно соответствовать одним и тем же площадкам галакгики, вследствие чего нельзя достичь хорошего согласия оценок яркостей, получаемых по разным пластинкам. Ввиду этого при измерениях установка пластинок производилась весьма тщательно, с помощью выбранных в качестве "реперов" звезд вокруг каждой галактики.

Проверка, осуществленная путем пробных установок и измерений одних и тех же пластинок, показала, что при тщательных установках ошибки оказываются незначительными. Очевидно, нет нужды особо учитывать ошибки, возникающие из-за не вполне идентичных установок пластинок, так как их учитывает вышеприведенная для яркостей мера точности, выведенная по расхождениям оценок, полученным по разным пластинкам.

О систематических ошибках, возникающих вообще из-за погрешностей в нуль-пункте системы и в фотометрической шкале, речь будет идти в следующих разделах, где производятся сравнения наших данных с данными других исследователей.

ДЕТАЛЬНАЯ ФОТОМЕТРИЯ И КОЛОРИМЕТРИЯ ГАЛАКТИК

3. Интегральные яркости и цвета галактик. По описанному в предыдущем разделе способу были определены фотографические и фотовизуальные поверхностные яркости с квадратной секунды дуги в многочисленных площадках размерами 9.7 × 9.7, которые сплошным образом покрывают поверхности изучаемых галактик NGC 4374, 4406, 4435, 4458, 4459, 4461, 4473, 4477, 4478 и 4486. По этим данным, прежде всего, были определены интегральные яркости указанных галактик в обоих цветах путем фотометрического сложения яркостей отдельных площадок. Полученные результаты, наряду с данными других исследователей, приведены в табл. 2. В этой таблице помецены последовательно интегральные фотографические звездные величины, интегральные показятели цвета и размеры областей галактик, на которые распространялись измерения по данным, соответственно: авторов — М, О, А, Стеббинса-Уитфорда [6] — С, У, Петтита [7] — П, Холмберга [8] — Х и Вокулера [9] — В.

Следует отметить, что по нашим измерениям почернений на пластинках размеры галактик получаются гораздо больше, чем приведенные в таблице, которые фактически относятся к изофоте 24^m4 в фотографических лучах. Такое ограничение было вызвано тем, что более слабые почернения приходились на недодержанную часть характеристических кривых.

Приведенные в табл. 2 данные Стеббинса-Уитфорда, Петтита и Вокулера получены фотоэлектрическим способом, а данные Холмберга-фотографическим, точность которых, по мнению многих исследователей, достаточно высокая.

Данные Стеббинса-Уитфорда, Петтита и Холмберга приведены без каких либо изменений, так как их цветовая система не отличается, или незначительно отличается, от международной. Данные же Вокулера из системы *B*, *V* были приведены к международной по выведенным им формулам [9]

> CI = -0.176 + 1.090 (B-V), $m_{pg} = -0.176 + 1.090 B.$

Наши результаты тоже даны в международной системе, при этом полученные нами показатели цвета были приведены к международной системе по формуле

$$CI = 0.126 + 0.790 \ (m_{pg} - m_{pv}),$$

полученной решением систем уравнений по способу наименьших квадратов, которые были составлены на основе расхождений характеристических кривых, построенных по красным и белым звездам NPS.

Таблица 2

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ И ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА ГАЛАКТИК

				m _{pg}					СІ			Размер	ы кзмере	кных о	бластей	
N₽	NGC	.M, O, A	С, У	п	x	В	M, O, A	С, У	п	x	В	.M, O, A	С, У	п	x	B
1	4374	10.57	10 ^m 5	10 ^m 49	10 ^m 21	10 ^m .40	096	0 ^m 92	100	0 ^m .85	0 ^m 91	5.5 × 4.8	5'7	5.7	10.7 × 10.5	4'2
2	4406	10.45	10.5	-	10.10	10.32	0.92	0.93	-	0.85	0.81	6.5×4.2	5.7	-	12.0 × 10.3	4.2
3	4435	11.89	-	11.80	11.86	11.92	0.84		0.94	0.83	0.81	2.9 imes 2.3		2.3	4.1×3.1	1.8
4	4458	13.20	13.1	-	-	13.12	0.86	0.78	-	-	0.77	1.3×1.3	2.3×1.2	-		1.8
5	4459	11.29	_	11.61	-	_	0.87		0.87	_	_	3.9×3.2	_	2.3	-	—
6	4461	12.23		12.02	_	12.35	0.90	_	0.77	-	0.85	3.6 × 1.6	_	4.1	-	1.8
7	4473	11.24	_	11.30	_	_	0.87	_	0.83	-	_	4.5×2.6	- 1	4.1		-
8	4477	11.57	_	11.80	_	_	0.95	-	0.85	-	-	3.2×3.2	1 -	2.3	-	-
9	4478	12.27		12.27		12.33	0.86	_	0.89	-	0.85	1.9×1.6		2.4	_	1.8
10	4486	10.01	9.9	-	9.56	10.26	0.92	0.89	-	0.82	0.87	6.1 × 5.8	5.7	-	10.7 × 10.7	3.

ДЕТАЛЬНАЯ ФОТОМЕТРИЯ И КОЛОРИМЕТРИЯ ГАЛАКТИК

Привеленные в табл. 2 звездные величины и показатели цвета одних и тех же галактик, определенные разными исследователями, иногда отличаются друг от друга довольно заметно. Но это, в основном, объясняется различием размеров измеренных областей одних и тех же галактик и частично эффектом посинения галактик при удалении от их центров. За редким исключением при больших размерах измеренных областей галактик, интегральные яркости оказываются больше, а показатели цвета, наоборот, меньше. При близких же размерах измеренных областей как яркости, так и показатели цвета отличаются друг от друга незначительно. Поэтому согласие приведенных в табл. 2 данных можно считать вполне удовлетворительным. Отсюда, очевидно, можно заключить, что в нашей фотометрической системе нет заметных систематических погрешностей.

4. Распределение яркости в галактиках. По полученным данным для многочисленных площадок, сплошным образом покрывающих поверхности изучаемых галактик, были составлены детальные карты распределения яркости и цвета. Каждая пара чисел этих карт, которые приведены в конце статьи, дает среднюю поверхностную фотографическую звездную величину с квадратной секунды дуги и показатель цвета в международной системе квадратной площадки со стороной, равной 9.7. Количество площадок в галактиках колеблется в пределах от 70 до 1100, в зависимости от их размеров. Прямоугольные координаты x и y центров площадок относительно центров галактик, выраженные в секундах дуги, приведены сверху и слева карт. Координатные оси обычно направлялись таким образом, чтобы ось абсцисс в каждом случае совпадала с большой осью галактики.

Для грубой ориентировки в верхнем правом углу карт указаны направления севера — N и востока — E, а для точной ориентировки можно воспользоваться приведенными на картах звездочками, соответствующими расположению сравнительно ярких звезд фона в области или в окружении галактик.

Эти карты дают наглядное представление о яркости и цвете различных частей галактик и позволяют изучать характер изменения в них яркости и цвета. Распределению цвета посвящен следующий раздел, а в данном—рассматривается распределение яркости.

Изучением распределения яркости в галактиках занимались многие исследователи: Хаббл [10], Редман [11], Редман—Шерли [12], Оорт [13], Вокулер [14], Эванс [15], Хоутен, Оорт и Хильтнер [16]. Баум [17], Лиллер [18], Хоутен [19], группа сотрудников Бюраканской обсерватории [30 — 33] и другие. Основной целью проводимых в этом направлении исследований является получение точных фотометрических профилей вдоль осей галактик и вывод на их основе закона распределения яркости, необходимого для построения моделей галактик.

Но следует отметить, что даже для эллиптических галактик, обладающих наиболее простой структурой, еще не достигнуто общее согласие относительно формулировки закона распределения поверхностной яркости.

Предложенные Хабблом [10], Вокулером [20] и Баумом [17] законы распределения яркости в эллиптических галактиках:

$$\lg \frac{B}{B_0} = -2.5 \lg \left(\frac{r}{a} + 1\right), \quad \lg \frac{B}{B_e} = -3.33 \left[\left(\frac{r}{r_e}\right)^{7_e} - 1 \right]$$

$$H \qquad B = \frac{L_0}{2r(r+r_0)},$$

где B₀, B_e и L₀ и a, r_e и r₀ представляют собой соответственно некоторые характеристические яркости и радиусы, хорошо представляют распределение лишь в ограниченном диапазоне яркостей, притом в типичных эллиптических галактиках. Эти формулы, благодаря наличию в них указанных параметров, неплохо учитывают различия в размерах и плотности эллиптических галактик, но плохо представляют различия в степени концентрации звезд к центру в них. Они, во всяком случае, не применимы в областях ядер галактик.

Изучение снимков эллиптических галактик показывает, что наряду с аморфными ядрами в них встречаются и сильно конденсированные ядра, доходящие иногда до звездообразного изображения. Встречаются также эллиптические галактики без сколько-нибудь заметных ядер. Знание строения центральных частей галактик, как нам представляется, крайне необходимо при построении моделей галактик, поэтому оно должно находить свое отражение в законе распределения яркости.

Очевидно, лля выявления всех структурных и физических особенностей эллиптических галактик и окончательного вывода закона распределения яркости в них потребуется еще много наблюдательного материала, особенно относительно их центральных частей.

На основе вышеупомянутых карт мы вывели распределение поверхностной яркости вдоль главных полуосей изучаемых галактик путем усреднения яркостей равноудаленных от центра площадок, расположенных вдоль осей и в смежных с ними разрезах (начиная с расстояния 40 от центра галактики). Полученные данные приведены в табл. 3.

Следует принять во внимание, что приведенная яркость для центра каждой галактики, являясь средней поверхностной яркостью (с квадратной секунды дуги) площадки вокруг центра размерами

-48

-57

Таблица З

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОП ЯРКОСТИ ГАЛАКТИК ВДОЛЬ ДИАГОНАЛЬНЫХ ОСЕП

r pa)	NGC	4374	NGC	4406	NGC	4435	NGC	4458	NGC	4459	NGC	4461	NGC	4473	NGC	4477	NGC	4478	NGC	1486
р (о: цент	Б.ось	М.ось	Б.ось	М.ось	Б.ось	М.ось	Б.ось	М.ось	Б.ось	М.ось	Б.ось	М.ось	Б.ось	М.ось	Б.ось	М.ось	Б.ось	М.ось	В.ось	М.ось
0_0	18 ^m 07	18 ^m 07	18 ^m .43	1843	18 ^m 49	18 ^m 49	19 ^m .72	19 ^m .72	18 ^m 60	1860	19 ^m 06	19 ^m 06	18 ^m 07	18 ^m 07	18 ^m 89	18 ^m 89	18 ^m 67	18,07	18 ⁴¹ 41	18"41
9.7	19.18	19.39	19.53	19.73	19.67	20.53	21.21	21.34	19.91	20.08	20.35	20.67	19.43	20.23	19.98	20.21	20.03	20.43	19.19	19.15
19.4	20.32	20.56	20.43	20.69	20.75	21.98	22.37	22.52	20.93	21.27	21.25	22.33	20.63	21.71	20.97	21.61	21.49	22.02	20.05	20.10
29.1	20.95	21.23	21.01	21.43	21.55	22.90	23.20	23.CO	21.68	22.13	21.97	23.45	21.31	22.57	21.67	22.11	22,61	23,55	20.70	20.75
38.8	21.53	21.84	21.46	21.76	22.56	23.56	23.91	23.83	22.35	22.73	22.33	24.30	22.06	23.11	22.63	22.62	23.46	24.06	21.16	21.31
48.5	22.03	22.28	21.85	22.34	23.19	23.95		-	22.79	23.14	22.70	24.31	22.33	23.59	22.89	22.86	24.00	24.13	21.49	21.73
58.2	22.34	22.51	22.12	22.55	23.68	24.20		1.2	23.06	23.45	23.23		22.72	23.87	23.28	22.99	24.08	1	21.85	22.05
67.9	22.68	22.71	22.33	22.84	24.07	24.25			23.40	23.80	23.41		22.92	24.03	23.56	23,30			22.15	22.31
77.6	23.01	23.00	22.59	23.14	24.13				23.66	23.95	23.64	100	23.29	24.30	23.79	23.71			22.37	22.53
87.3	23.29	23.28	22.86	23.44	24.45				23.83	24.24	23.93		23.66		24.05	23,86			22.61	22,78
97.0	23.40	23.44	23.03	23.52					23.97	24.30	24.26	14	23.75	- 5	24.23	24.04			22.84	23.04
106.7	23.59	23.72	23.25	23.91					24.11		24.33		23.87						22.99	23,18
116.4	23.78	23.82	23.40	24.01					24.14	1			23.92						23.28	23.44
126.1	23.92	23.98	23.58	24.30									24.02						23.51	23.59
135.8	23.97	24.16	23.71								1000		24.31						23,63	23,85
145.5	24.00	24.20	23.81			6													23.81	24.00
155.2	24.18		23.99								-								23.74	24,12
164.9	24.25	180	24.09				- 1										-1.4		23.95	24.19
174.6	-		24.18													1			24.06	24,31
184.3			24.20	-		-												-	24.24	
194.0	:		24.25		-1-	-							-					-		

9.7 × 9.7, для самого центра должна быть сильно заниженной, во-первых, из-за наличия здесь большого градиента яркости, во-вторых, из-за неучета влияния атмосферной и инструментальной дисперсии. В этой связи необходимо отметить, что надежное определение яркости в центрах галактик вообще связано с серьезными затруднениями. Для этого надо, во-первых, располагать длиннофокусным телескопом, чтобы измерения яркости производить с маленькой диафрагмой, а во-вторых, разрабатывать точную методику учета влияния атмосферной и инструментальной дисперсии, которая значительна для точечных источников и следовательно для ядер галактик.

Влияние этой дисперсии иногда учитывают путем сравнения распределения яркости в изображениях звезд и галактик. Полученные таким образом поправки для центров галактик оказываются довольно значительными (порядка одной звездной величины). Однако эти поправки не вполне надежны. Поэтому исправленные за дисперсию яркости пока не внушают доверия.



Рис. 1. Распределение поверхностной яркости вдоль главных осей галактик: данные авторов; — — данные Хаббла.

Из изучаемых нами галактик для трех — NGC 4374, 4406 и 4486 фотометрические профили ранее были получены Хабблом [10], для семи — NGC 4374, 4406, 4459, 4461, 4473, 4477 и 4486 Лиллер [18] и для одной — NGC 4486 Хоутеном [19] фотографическим методом и Баумом [17] — фотоэлектрическим методом.

Для сравнения на приводимых далее рисунках, наряду с нашими данными, мы нанесли на чертеж данные этих авторов. При этом относительные интенсивности Хаббла, помещенные в табл. 4, в [10]

50



Рис. 2. Распределение поверхностной яркости вдоль большой оси галактик: _______данные авторов; _______ данные Лиллер.

были превращены в звездные величины и приведены к нуль-пункту таким образом, чтобы они совпали с нашими данными в средней части интервала расстояний. Интенсивности Лиллер тоже были превращены в звездные величины и приведены к нуль-пунктам, указанным в статье. Данные Баума для NGC 4486 взяты из статьи Хоутена [19].

Из рис. 1 видно, что расхождения между данными Хаббла и наиими незначительны, их можно объяснить ошибками, присущими фотографическому методу. Но эти небольшие расхождения как будто носят систематический характер. При этом характер расхождений не одинаков для всех трех сравниваемых галактик, что свидетельствует о наличии неоднородности в одном из сравниваемых рядов величин. Поскольку наши данные для всех изучаемых нами галактик получены по одним и тем же пластинкам, то мы скорее склонны усомниться в полной однородности данных Хаббла.

Сравнение данных Лиллер с нашими, приведенное на рис. 2, показывает, что согласие в интервале яркостей от 21^m5 до 23^m5 вполне удовлетворительное. Но за пределами этого интервала, в особенности же в области больших яркостей, имеются расхождения, которые носят систематический характер.



Рис. З. Распределение поверхностной яркости вдоль раднуса.

Такого же рода расхождения нашел Хоутен [19] при сравнении своих данных с данными Лиллер [18] для пяти галактик. Но не обнаружив такие же расхождения при сравнении своих данных с данными ряда других исследователей, Хоутен пришел к выводу, что в шкале Лиллер в области больших яркостей имеется ошибка. Этим, по-вилимому, и следует объяснить расхождения ее данных с нашими в области больших яркостей.

На рис. 3 приведены распределения яркости вдоль раднуса в NGC 4486, полученные нами (жирная линия), Баумом (тонкая линия) и Хоуте-

52

детальная фотометрия и колориметрия галактик

53

ном (пунктирная линия). Из этого рисунка видно, что кривые распределения яркости почти параллельны друг другу. Это может служить свидетельством отсутствия заметных погрешностей в фотометрических шкалах сравниваемых рядов яркостей. Но имеется расхождение в нуль-пунктах сравниваемых систем. Нуль-пункты данных Баума и Хоутена отклоняются от нуль-пункта наших данных соответственно на 0.^m10 и 0.^m30.

При применяемой нами методике фотометрии — прямой привязке к внефокальным изображениям стандартных звезд, полученным в таких же условиях, как и снимки изучаемых галактик, нуль-пункт системы определится положением всей характеристической кривой, построенной по многочисленным звездам NPS. В этом случае ошибка в нуль-пункте системы может возникать по следующим трем причинам:

 при заметной разнице между чувствительностями пластинок с изображениями галактик и стандартных звезд,

2) при заметных различиях атмосферных условий при фотографировании галактик и стандартных звезд,

3) при неправильном определении значений почернения фона вокруг галактик, вызванного освещением неба.

Первые два источника ошибок нами были исключены путем подбора для измерений пластинок с тремя различными экспозициями, дающими для перекрывающихся частей галактик почти одинаковые результаты при измерениях. Третий источник ошибок был исключен путем охвата при измерениях области вокруг галактик значительно больших размеров, чем предполагаемые размеры галактик.

Поэтому нуль-пункт нашей системы яркостей не должен иметь заметных ошибок. В пользу этого говорит и близость наших данных к фотоэлектрическим данным Баума, а также неплохое согласие приведенных в разделе 2 наших интегральных яркостей с данными других исследователей.

Все это позволяет прийти к выводу, что в нуль-пункт яркостей Хоутена для галактики NGC 4486 вкралась ошибка, что вполне возможно при примененной им сложной методике.

Таким образом, сравнение наших данных с имеющимися в литературе данными другях исследователей позволяет заключить, что наши данные не отягощены серьезными систематическими ошибками, поэтому полученные по ним распределения яркости должны быть в достаточной мере корректными.

Наряду с фотометрическими разрезами по главным осям галактик мы нашли целесообразным для галактик NGC 4374, 4458, 4459, 4478 п 4486, обладающих формой, мало отличающейся от сферы, вы-

Б. Е. МАРКАРЯН, Э. Я. ОГАНЕСЯН, С. Н. АРАКЕЛЯН

вести зависимость поверхностной яркости от расстояния путем усреднения яркостей площадок, расположенных на одинаковых расстояниях от центров галактик. Полученные данные, приведенные в табл. 4, как и следовало ожидать, не отличаются сильно от соответствующих дан-Таблица 4

r	NGC 4374	NGC 4458	NGC 4459	NGC 4478	NGC 4486
$0^{\circ}0^{\circ}9.7$ 13.6 19.4 27.5 32.5 37.5 42.5 57.5 52.5 57.5 67.5 57.5 67.5 72.5 72.5 72.5 87.5 92.5 102.5 102.5 122.5 122.5 132.5 132.5 142.5 157.5 152.5 157.5 122.5 132.5 157.5 152.5 122.5 132.5 152.5 157.5 122.5 132.5 152.5 157.5 122.5 132.5 157.5 122.5 122.5 132.5 157.5 122.5 157.5 122.5 125.5 122.5 1	18 ^m 07 19,32 19,85 20,40 20,60 20,99 21,25 21,65 21,86 22,15 22,19 22,38 22,60 22,71 22,85 23,00 23,26 23,26 23,26 23,38 23,45 23,65 23,70 23,75 23,85 23,00 23,95 24,06 24,06 24,05 24,06 24,15 24,16	19 ^m 72 21.28 21.88 22.44 22.76 23.36 23.68 23.91	18 ^m 60 20.00 20.51 21.10 21.33 21.82 22.14 22.54 22.68 22.93 23.03 23.20 23.42 23.57 23.67 23.81 23.94 23.96 24.01 24.03 24.04 24.04 24.14	18 ^m .67 20.23 20.84 21.76 22.05 22.93 23.26 23.72 23.94 24.06 24.24 24.15	18 ^m .41 19.17 19.51 20.03 20.23 20.66 20.88 21.13 21.58 21.69 21.88 22.19 22.31 22.67 22.78 22.67 23.36 23.16 23.20 23.36 23.47 23.64 23.74 23.88 23.86 23.92 24.01 23.86 23.92 24.01 23.86 23.92 24.01 23.86 23.92 24.01 24.02 24.04 24.04

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ ВДОЛЬ РАДИУСОВ ГАЛАКТИК

ных табл. З, но дают более верную картину распределения яркости постольку, поскольку они получены путем использования яркостей всех площадок карт распределения яркости.

5. Наблюдаемая эллиптичность галактик. Сплюснутость, как известно, является одной из важных характеристик галактик. Истинная сплюснутость галактик определяется на основе наблюдаемой

54

сплюснутости, или эллиптичности, которая характеризуется выражением

$$\varepsilon = 1 - b/a$$
.

Значения *а* и *b*, представляющие собой большую и малую полуоси эллипса, получаются путем непосредственных измерений главных осей галактик на снимках.

Исследователи отмечают, что изофоты эллиптических галактик часто отклоняются от эллипсов и кроме того их сплюснутость возрастает при удалении от центров галактик наружу.

На составленных нами картах распределения яркости можно провести изофоты и изучать их природу для рассматриваемых здесь галактик. Но мы ограничились определением сплюснутости изофот по значениям полуосей, взятых просто из кривых распределения яркости по главным осям галактик, построенных по данным табл. З предыдущего раздела.

Таблица э

r	NGC 4374	NGC 4106	NGC 4435	NGC 4458	NGC 4459	NGC 4461	NGC 4473	NGC 4477	NGC 4478	NGC 4486
0,0 13.6 27.2 40.7 55.3 68.9 82.4 96.0 109.6 123.2 136.8 151.3 164.9 178.5 192.1	18 ^m 07 19.84 20.97 21.75 22.39 22.70 23.14 23.44 23.60 23.73 24.00 24.33 24.33	18 ^m 43 20.10 21.07 21.76 22.27 22.64 22.96 23.40 23.56 23.75 24.05 24.22	18 ^m 49 20.86 22.34 23.34 24.00 24.29	19 ^m 72 21.88 23.32 24.05	18 ^m 60 20.51 21.73 22.62 23.11 23.55 23.85 24.24 24.40	19 ^m 06 21.08 22.65 23.87 24.29	18 ^m 07 20.57 22.01 23.28 23.76 24.21 24.15 24.35	18 ^m 89 20.69 22.10 22.53 22.86 23.45 23.74 24.11	18 ^m .67 20.84 22.74 23.90	$18^{++}41$ 19.51 20.60 21.23 21.75 22.16 22.46 22.87 23.24 23.51 23.74 23.93 23.84 23.93 24.20

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРЬОСТИ ГАЛАКТИК ВДОЛЬ ГЛАВНЫХ ОСЕЙ

Об отклонении же изофот от геометрических эллипсов можно получить представление путем сравнения значений радиусов-векторов — р вдоль диагональных осей, определенных по формуле

$$\rho = \frac{\sqrt{2} ab}{\sqrt{a^2 + b^2}},$$

получаемой из уравнения эллипса, и фактически наблюдаемых распределений яркости вдоль диагональных осей галактик, которые приведены в табл. 5.

Таблица в

		1	NOC 43	374			1	ICC 4	406				NGC 4	135				NOC	4458			N	OC 4	159	
m _{PE} /O*	a	1	٩,	P _N	۵p	a	E	Pa	P _N	Δş	a	£	۲,	P _N	Δρ	a	£	P _a	P.,	Δp	a	E	2.	7.	Δp
19 ^m 0 19.5 20.0 20.5 21.0 21.5 22.0 22.5 23.0 23.5 24.0	8°3 122 16.5 23.2 29.5 38.0 47.5 63.0 76.8 102.0 143.3	0.13 0.10 0.11 0.17 0.13 0.12 0.10 0.08 0.00 0.04 (0.13)	7°7 11.5 15.5 21.0 27.4 35.5 44.8 60.2 77.2 99.9 133.4	7*8 11.5 15.8 21.5 27.8 35.7 45.0 60.0 77.5 100.0 136.7	$-0.1 \\ -0.0 \\ -0.3 \\ -0.5 \\ -0.4 \\ -0.2 \\ +0.2 \\ -0.3 \\ -0.1 \\ -3.3 $	5*5 9.3 14.2 20.3 29.1 40.0 53.4 74.2 94.7 121.2 158.0	0.13 0.25 0.17 0.19 0.23 0.20 0.19 0.24 0.23 0.23 0.23 0.28	5*1 7.9 12.8 18.1 25.2 35.3 47.6 63.6 81.8 104.5 130.2	5°0 8.2 12.7 18.5 25.8 35.2 47.5 63.3 82.0 104.2 133.3	+-0.1 +-0.0 +-0.1 +-0.0 ++0.1 ++0.3 ++0.3 ++-0.3 ++-0.3 ++	4°2 8.4 12.8 17.1 22.5 27.8 33.0 38.5 45.6 54.8 66.0	0.38 0.42 0.44 0.44 0.43 0.42 0.41 0.37 0.31 0.31 0.23	3°1 6.0 8·8 11.7 15.7 19.6 23.8 29.0 35.7 44.0 57.1	3*3 6.2 8.8 11.7 15.2 19.7 23.7 29.3 35.7 43.5 56.7	0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0	5.0 8.1 12.0 16.2 20.8 26.1 31.5 47.5		- 417 7.8 11.4 15.5 19.9 25.0 32.0 43.3			6-8 11.2 15.8 21.1 27.2 34.0 42.0 56.3 71.7 100.6	0.13 0.19 0.18 0.20 0.20 0.19 0.17 0.19 0.17 0.22	6'3 10.0 14.1 18.6 24.0 30.2 37.9 50.0 64.9 87.5	6, 5 10.1 13.7 18.8 24.3 30.4 37.9 51.7 68.0 87.8	-0°2 -0°1 +0.4 -0°3 -0°2 -0°3 -0°2 -0°3 -0°2 -0°3 -0°2 -0°3 -0°3 -0°3 -0°3 -0°3 -0°3 -0°3 -0°3

		1	NOC 4	461			N	OC 44	73			N	IGC 44	17				NGC 4	478			1	NOC 4	486	
" <i>PE</i> /"	a	e	Pa	P,,	Δp	a	R	Pa	PN	Δp	a	2	P,	PM	đ۶	a	¢	•	P _N	Δp	•	E	Pa	**	Δp
19=0	-	-	-	-	-	6.8	0.41	4"9	5:0	-0'1		-	-	-	_	-	-	-	-	-	8*2	0.00	8.2	8.2	0:0
19.5		-				10.1	0.39	7.5	8.0	-0.5	6.3	0.29	5.12	5 0	1+0:2	6.0	0.23	5.2	5:0	+0.2	13.3	0.01	13.2	13.5	-0.3
20.0	7.4	U ZZ	0.5	67	-0.2	14.5	0.42	10.3	11.0	-0.7	10.0	0.19	8.9	6.5	+0.4	9.3	0.24	0.0	8.1	-0.I	19.0	0.03	10.7	19.2	-0.5
20.5	11.6	0.24	9.9	10.0	-0.1	18.0	0.39	13.6	13.0	0.0	15.0	0.21	13.1	12.7	+0.4	12.9	U.22	11.2	11.3	-0.1	20.2	0.05	25.0	20.5	+0.1
21.0	16.7	0.30	13.6	13.5		24.7	0.40	17.9	17.8	+0.1	20.2	0.25	17.1	16.7	+0.4	16.2	0.19	14.4	14.8	0.4	35.0	0.05	34,1	35.0	-0.9
21.5	23.0	0.36	17.5	17.7	-0.2	31.2	0.42	22.0	22.0	0.0	26.3	0.24	22.5	21.5	1+1.0	19.7	0.18	117.6	18.0	0.4	48.4	10.11	45.4	48.0	-2.6
22.0	30.0	0.42	21.4	21.7	-0.3	39.0	0.43	27.5	27.5	0.0	32.0	0,19	28.5	26.5	+2.0	24.0	0.20	21.3	21.3	0.0	63.0	0.11	59.3	62.7	-3.4
22.5	43.3	0.52	26.5	26.2	+0.3	52.5	0.46	35.1	36.3	-1.2	38.3	0.04	37.5	39.3	1.8	28.0	0.20	24.7	25.2	-0.5	82.5	0.08	79.1	83.3	-4.2
23.0	54.8	0.54	32.2	31.6	+0.6	68.5	0.46	45.8	47.8	-2.0	50.3	-0.13	53.3	57.8	-4.5	33.2	0.23	28.7	29.7	-1.0	105.0	0,08	100.4	100.7	-0.3
23.5	71.5	0.58	39.0	37.5	+1.5	84.5	0.44	58.0	61.0	-3.0	65.8	0.11	69.1	71.2	-2.1	39.5	0.27	32.9	35.5	-2.6	126.0	0.04	123.3	122.5	-1-0.8
24.0	90.0	0 52	40 5	46 8	127	123 3	0 46	82 3	82.5	-0.2	86 0	1-0 10	90 1	91.5	-14	49 0	0 22	47.4	42.5	-0.1	169.0	(0.14	155.9	166.7	-10.8

В табл. 6 мы приводим последовательно следующие величины: a -большая полуось галактики, выраженная в секундах дуги, $\varepsilon -$ сплюснутость,

φ_B — радиус-вектор, вычисленный по указанной выше формуле,
 ρ_H — радиус-вектор, определенный из наблюдаемого распределения,
 Δρ — разность *ρ_B* и *ρ_H* для изофот, начиная от 19^m до 24^m вклю чительно.

Из данных этой таблицы видно, что отклонения изофот от формы эллипса — До за редкими исключениями незначительны. При этом отклонения бывают как в одну, так и в другую сторону, то есть изофоты между ссями располагаются иногда внутри, а иногда снаружи соответствующих геометрических эллипсов.

Что же касается эллиптичности изофот, то надо сказать, что она вообще меняется довольно заметно при удалении от центров галактик наружу, причем в разных галактиках разным образом.

Наряду со случаями, когда эллиптичность изофот почти монотонно убывает или возрастает (NGC 4435, 4461 и 4477), имеются случаи, когда она вначале возрастает, а затем начинает убывать (NGC 4374 и 4486). Но чаще всего при удалении от ядер эллиптичность изофот меняется нерегулярно в сравнительно небольших пределах. Вообще же изменения эллиптичности у линзовидных галактик больше, чем у эллиптических.

Все это свидетельствует о том, что поверхности одинаковой яркости в эллиптических и линзовидных гялактиках не являются *подобными* концентрическими эллипсоидами, как это допускают при построении моделей галактик.

Изменения форм изофот в эллиптических и линзовидных галактиках могут быть результатом суперпозиции различных подсистем звезд, о чем, как это видно из следующего раздела, более веско свидетельствует распределение цвета. По-видимому, в эллиптических и линзовидных галактиках процесс массового формирования звезд, подобно спиральным галактикам [21], происходит неоднократно, то есть имеет рекуррентный характер.

6. Распределение цвета в галактиках. Изучение распределения цвета в галактиках велось двумя способами: путем сравнения фотометрических разрезов вдоль осей, полученных в разных цветах фотографическим методом, и интегральных показателей цвета, измеренных через серию днафрагм фотоэлектрическим методом.

Первый способ применяли Сейферт [22], Линдблад [23, 24], Фрике [25], Щеголев [26] и другие для получения колориметрических профилей вдоль осей ряда спиральных галактик. Основным результатом исследований этих авторов явилось подтверждение уже сложившегося представления о том, что в спиральных галактиках я пра являются наиболее красными, а сгущения и узлы рукавов наиболее голубыми образованиями.

Вывод же некоторых исследователей относительно постоянства цвета непрерывного фона, наблюдаемого между спиральными рукавами, как показали наши исследования [30, 31], оказался не соответствующим действительности.

Второй способ, являющийся сравнительно менее трудоемким, широко применялся в работах Стеббинса-Уитфорла [6], Петгита [7]. Вокулера [9], Тифта [27, 28] и Биге [29]. Эти исследователи, однако, не преследовали специальную цель изучения распределения цвета в галактиках. Первые два из них занимались определением точных интегральных яркостей и показателей цвета для большого числа галактик. а последние, ведя наблюдения в трех и более цветах, изучали, главным образом, зависимости, существующие между разными цветами галактик различных морфологических типов. Но поскольку наблюдения для ряда галактик были выполнены через две-три диафрагмы разной апертуры (Тифт и Биге иногда применяли даже большее число диафрагм), то их данные дают все же некоторое представление об общем характере изменения цвета в галактиках разных типов. Вокулер, например, объединив данные Джонсона и Тифта со своими, вывел на их основе зависимости показателей цвета (в системе U, B, V) от апертуры примененных диафрагм для различных типов галактик. Согласно Вокулеру, показатели цвета в эллиптических и линзовидных галактиках монотонно, но весьма незначительно убывают при увеличении апертуры диафрагмы. Например, в системе В – V разница между центральными и интегральными показателями цвета эллиптических и линзовидных галактик по Вокулеру составляет всего 0^m07 - 0^m08.

Начиная с середины пятидесятых годов в Бюраканской обсерватории ведется подробное исследование распределения цвета в ярких галактиках путем двухцветной детальной фотометрии фотографическим способом.

Результаты исследования для примерно полутора десятков спиральных галактик разных подтипов и некоторых иррегулярных галактик уже опубликованы [30, 31, 32, 33].

В этих работах был установлен эффект посинения к краю, то есть систематическое убывание показателей цвета при удалении от центров галактик к краям и изучено поведение в этом отношении населений разных типов, присутствующих в спиральных галактиках. При этом выяснилось, что собственный цвет спиральных рукавов на

.58

Таблица 7

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЕН ЦВЕТА ГАЛАКТИК ВДОЛЬ ГЛАВНЫХ ОСЕП

	NGC	4374_	NGC	4106	NGC	4435	NGC	4458	NGC	1459	NGC	4461	NGC	4173	NGC	4477	NGC	1178	NGC	4486
r	Б.	М. ось	Б.	M. OCh	Б.	M. Och	Б.	М.	Б.	M.	Б.	M.	Б.	M.	Б.	M.	Б.	M.	Б.	M.
r 0.0 9.7 19.4 29.1 38.8 48.5 58.2 67.9 77.6 87.3 07.0	Б. ось 1 ^m 04 0.72 0.82 1.04 0.50 0.94 0.93 0.91 0.96 0.982	M. ocb 1 ^m 04 0.86 0.92 0.94 1.01 1.04 0.92 0.80 0.86 0.86 0.81 0.72	Б. ось 0.93 0.93 0.93 1.03 1.05 1.01 0.98 0.97 1.00	M. 0Cb 1 ^m 08 0.91 0.89 0.95 0.90 0.99 0.89 1.04 0.95 0.93	Б. осъ 0.81 0.88 0.97 0.83 0.92 0.89 0.68 0.61	M. 0°50 0.89 0.93 1.02 0.85 0.80 0.52	Б. ось 0.89 0.87 0.67 0.65 0.50	М. ось 0.85 0.91 0.67	Б. ось 0.85 0.95 0.95 0.99 1.01 0.89 0.91 0.93 0.90	М. ось 0.91 0.98 0.97 0.93 0.89 0.77 0.78 0.65 0.65	Б. ось 0 ^m 99 0.92 0.94 1.01 0.93 0.92 0.90 0.81 0.73 0.70	М. ось 0 ^m 99 0.85 0.87 0.83 0.67	Б. ось 1 ^m 04 0.79 0.91 0.97 1.03 0.89 0.95 0.89 0.83 0.71	М. ось 1 ^т 04 0.84 0.99 0.95 0.92 0.93 0.71 0.52 0.48	Б. ось 1 ^m 14 0.96 1.02 1.01 1.02 0.89 0.89 0.89 0.85 0.82 0.71	M. ocb 1 ^m 14 0.83 0.95 0.83 0.93 0.99 0.95 0.98 0.80 0.64	Б. ось 0.78 0.78 0.94 0.75 0.76 0.04	М. ось 0.81 0.85 0.87 0.72 0.43	Б. ось 1 ^m 04 0.91 0.95 0.95 0.95 0.94 0.93 0.96 0.98 0.97 0.93	M. ocb 0.91 0.95 0.96 0.99 1.03 0.97 1.04 1.02 0.96
97.0 106.7 116.4 126.1 135.8 145.5 155.2 164.9 174.6 184.3 194.0	0.82 0.82 0.75 0.68 0.77 0.57 0.51 0.54	0.72 0.95 0.84 0.76 0.64 0.54	1.03 0.98 1.00 0.95 0.85 0.84 0.84 0.89 0.79 0.67 0.66	0.98 0.98 0.88 0.81		20000			0.72 0.54 0.52	0.47	0.54		0.71 0.59 0.50 0.43 0.40		0.50	0.59			0.94 0.95 0.95 0.94 0.94 0.87 0.81 0.74 0.57 0.62	0.98 0.95 0.91 0.81 0.84 0.79 0.84 0.67 0.60

их протяжении меняется незначительно*, в то время как цвет населения диска, наблюдаемого между рукавами, значительно синеет при переходе от ядра наружу. Следует, однако, отметить, что небольшая часть галактик показывает обратный эффект, то есть они краснеют при удалении от их центров к краям. Эти аномальные галактики обладают и рядом других особенностей, которым было посвящено специальное исследование [21] одного из авторов настоящей работы.

В этом разделе мы приводим результаты детальной колориметрии рассмотренных выше десяти эллиптических и линзовидных галактик. Как уже упоминалось выше, на приведенных в конце статьи картах, наряду с поверхностными яркостями, дяны показатели цвета в международной системе в площадках размерами 9.7 × 9.7, которые сплошным образом покрывают поверхности изучаемых галактик. По данным этих карт были составлены колориметрические профили вдоль главных полуосей галактик путем усреднения показателей цвета равноудаленных от центра галактики площадок, расположенных по осям и в смежных с ними разрезах (в последнем случае начиная с 40" от центра галактики). Полученные данные приведены в табл. 7 и представлены на рис. 4 и 5 наряду с колориметрическими профилями по диагональным осям, составленными путем усреднения показателей цвета площадок, расположенных вдоль этих осей, на одинаковых расстояниях от центра данной галактики. Помимо этого, для галактик NGC 4374, 4458, 4459, 4478 и 4486, обладающих малой эллиптично. стью, зависимость показателя цвета от расстояния до центра галактики была выведена также путем усреднения показателей цвета площадок, расположенных на одинаковых расстояниях от центров галактик. Результаты, приведенные в табл. 8, дяют более гладкое и уверенное распределение цвета в этих галактиках, так как они получены путем использования данных всех площадок упомянутых выше карт.

На рис. 4 и 5 по горизонтальным осям отложены расстояния от центров галактик в секундах дуги, а по вертикальным осям—показатели цвета в международной системе.

Как было отмечено в разделе 4, средние поверхностные яркости центральных площадок вокруг ядер для самых центров галактик являются заметно заниженными из-за больших размеров употребленной нами

60

[•] Задолго до наших исследований Карпентер [39], изучив распределение цвета вдоль спиральных рукавов М51 и М81, пришел к выводу, что они у М51 синеют при переходе от ядра наружу, а у М81 остаются без изменения. Наши исследования [30,31] показали, что в обеих галактиках происходит значительное посинение при удалении от ядер к краям, которое, однако, обусловлено главным образом изменением цвета населения диска.

диафрагмы микрофотометра (что вызвано небольшим масштабом снимков) и неучета влияния атмосферной и инструментальной дисперсии. Но, судя по всему, требуемые поправки для яркостей центров галактик в фотографических и визуальных лучах должны быть одинакового порядка, поэтому показатели цвета в центрах галактик не должны заметно отличаться от приведенных нами показателей цвета центральных площадок галактик. Тем не менее следует принимать во внимание, что имеется некоторая неуверенность в положении начальных точек кривых распределения показателей цвета.



Рис. 4. Распределение показателей цвета вдоль главных и диагональных осей галактик: ——— большая ось; —— малая ось; —— — диагональная ось.

На рис. 4 и 5 видно, что цвет в эллиптических и линзовидных галактиках, вопреки сложившемуся мнению, меняется довольно заметно. Характер изменения цвета вдоль больших, малых и диагональных осей галактик почти одинаковый. При переходе от центров наружу показатели цвета в рассматриваемых галактиках вообще убывают, но это происходит не монотонно. Почти на всех кривых распределения цвета заметно небольшое, но резкое падение показателей цвета в непосредственном окружении ядер, за которым следует их возрастание до расстояния, равного примерно трети радиуса галактики. Далее показатели цвета, после небольших колебаний на более

61

или менее значительном промежутке, начинают интенсивно убывать.

Указанные участки кривых распределения показателей цвета у разных галактик имеют различную протяженность по обеим координатам. Если, однако, расстояние от центров галактик выразить в долях соответствующих полуосей, то эти расхождения заметно сгладятся.



Рис. 5. Распределение показателей цвета вдоль главных и диагональных осей галактик: ——— большая ось; ——— малая ось; —— — диагональная ось.

В этом случае кривые распределения показателей цвета изучаемых галактик располагаются в довольно узкой полосе, откуда следует, что характер изменения цвета в них одинаковый. Поэтому для рассматриваемых галактик можно вывести среднее распределение показателей цвета по осям, выражая при этом расстояние в долях полуосей.

На рис. 6 представлено составленное таким образом среднее распределение показателей цвета вдоль большой полуоси с указанием величин дисперсии в отдельных точках в виде вертикальных отрезков. Эта кривая, дающая общее представление об изменении цвета в эллиптических и линзовидных галактиках, как по общему характеру, так и в деталях замегно отличается от кривых (средние распределения цвета), полученных для галактик рассматриваемых типов Вокулером [9] и Тифтом [27] на основе фотоэлектрических наблюденяй через серию диафрагм. Они дают для эллиптических и линзовидных галактик монотонное и незначительное посинение вдоль радиуса, тогда как у нас получается довольно значительное посинение, доходящее Таблица 8

r	NGC 4374	NGC 4458	NGC 4459	NGC 4478	NGC 4486
0.0 9.7 13.6 19.4 21.3 27.5 32.5 37.5 42.5 57.5 52.5 57.5 62.5 67.5 72.5 72.5 87.5 97.5 102.5 107.5 112.5 132.5 102.5 107.5 122.5 137.5 122.5 122.5 137.5 122.5 137.5 122.5	$1^{m}.04$ 0.79 0.82 0.87 0.89 0.94 0.96 0.99 0.99 0.99 0.94 0.95 0.92 0.87 0.92 0.85 0.89 0.90 0.84 0.82 0.83 0.82 0.81 0.75 0.74 0.77 0.68 0.60 0.58 0.62 0.55 0.56	0 ^m 88 0.87 0.87 0.89 0.91 0.85 0.72 0.76	0 ^m 96 0.88 0.92 0.97 0.96 0.95 0.96 0.94 0.94 0.94 0.94 0.92 0.86 0.81 0.83 0.78 0.76 0.65 0.65 0.65 0.64 0.53 0.57 0.48	0 ^m 77 0.80 0.85 0.87 0.90 0.93 0.80 0.73 0.61 0.63 0.56 0.56	1,04 0.91 0.85 0.95 0.95 0.93 0.96 0.92 0.96 0.95 0.96 0.96 0.96 0.96 0.95 0.96 0.96 0.95 0.96 0.96 0.95 0.96 0.96 0.95 0.96 0.93 0.93 0.89 0.83 0.72 0.71 0.67 0.76

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЦВЕТА ВДОЛЬ РАДИУСОВ ГАЛАКТИК

почти до 0^m5, и заметный изгиб в начальной части кривой распределения цвета, обусловленный резким падением и последующим подъемом показателей цвета в центральных частях галактик.

Небольшой диапазон изменения цвета, полученный указанными исследователями, следует объяснить тем, что их измерения, судя по размерам диафрагм, вообще не охватывают слабые периферийные части галактик. А отсутствие на их кривых обнаруженного нами изгиба в распределении показателей цвета объясняется сглаживающим действием значительно отличающихся друг от друга размерами употребленных ими диафрагм.



Рис. 6. Среднее распределение показателей цвета вдоль больших полуосей эллиптических и линзовидных галактик.

Таким образом, мы приходим к выводу, что посинение цвета к краю, обнаруженное вначале в спиральных галактиках [30, 31], является как бы характерной особенностью строения галактик всех типов. При этом, однако, следует отметить, что дизпазон и характер изменения цвета в галактиках разных типов различны. Заметим, что вследствие проектирования внешних, относительно более голубых частей галактики на внутреннюю область, наблюдаемое нами распределение "поверхностных цветов" должно быть менее контрастным, чем реально существующее распределение "объемных цветов". Иными словами, действительные различия в цвете излучения от центральных и внешних частей галактики должны быть больше, чем получаемые из наблюдений. Поэтому нам представляется, что средние показатели цвета звездного населения близ центра и на периферии отличаются друг от друга во всяком случае не менее чем на пол-величины.

Заметные изменения цвета вдоль осей галактик вообще свидетельствуют о неоднородности состава их звездного населения вдоль радиуса. Наиболее сложным является звездный состав населения спиральных галактик, где присутствует множество подсистем звезд, обладающих различным возрастом и различными физическими характеристиками. Как по форме, так и по звездному составу эллиптические и линзовидные галактики имеют гораздо более простое строение. В настоящее время, в особенности после работ Моргана и Мейолла [34, 35], сложилось такое представление, что светимости эллиптических и линзовидных галактик, как и ядер спиральных галактик, в основном обуславливаются красными и оранжевыми гигантами.

Это, однако, весьма общая и приближенная характеристика; согласно [36], расчеты, основанные на данных шестицветной колориметрии галактик, приводят к выводу, что распределение парциальных светимостей звезд по разным физическим типам в галактиках сильно меняется вдоль спектра. В светимостях эллиптических (надо полагать и линзовидных) галактик и ядер спиралей в красных и желтых лучах ня самом деле преобладает излучение красных гигантов. А в синих и фиолетовых лучах излучение красных гигантов хотя и преобладает над излучением красных карликов, но заметно уступает излучению желтых звезд.

Итак, можно полагать, что светимости эллиптических галактик, в основном, обуславливают красные и желтые звезды. Но возможность наличия в них голубых звезд низкой светимости, таких, какие встречаются в шаровых скоплениях, по-видимому, не следует отрицать. Присутствие подобных звезд, например, можно заподозрить в карликовых эллиптических галактиках NGC 221, 4008, 4168, 4478, 4627 и т. д., показывающих небольшие ультрафиолетовые избытки [9].

Но поскольку обычные показатели цвета этих галактик находятся в пределах пормы, то парциальные светимости голубых звезд в визуальных и фотографических лучах должны быть незначительными. Ввиду этого с достаточным основанием можно полагать, что полученные распределения цвета в изучаемых нами галактиках почти всецело обуславливаются распределением в них красных гигантов и желтых звезд.

Поэтому кривую среднего распределения показателей цвета вдоль больших полуосей галактик (рис. 6) можно интерпретировать следующим образом:

Если исключить возможность наличия темной материи в ядрах галактик, то, судя по цвету, светимости ядер почти всецело должны обуславливаться красными гигантами. В этом случае изгиб кривой может быть результатом резкого падения и последующего подъема относительного парциального излучения красных гигантов при удалении от ядер галактик, что может быть вызвано большей степенью концентрации к центру желтых звезд, чем степень концентрации красных гигантов.

На участке кривой, соответствующем расстоянию, равному при-5—57 мерно трети радиуса галактик, где цвет является наиболее красным после ядра, должно преобладать парциальное излучение красных гигантов. Далее, при удалении от этого участка к краю, довольно интенсивное убывание показателей цвета можно объяснить постепенным относительным возрастанием парциального излучения желтых звезд, которые, по-видимому, на перифериях галактик обуславливают основное излучение.

Сказанное заставляет считать, что у каждой из изученных галактик имеется по крайней мере две подсистемы звезд. красных гигантов и желтых звезд. Пространственное распределение звезд в этих подсистемах различно, что и вызывает наблюдаемые различия в цвете разных частей галактики.

Более подробное и обстоятельное представление относительного распределения звезд различных физических типов в галактиках можно получить на основе многоцветной детальной колориметрии.

7. Замечания об стдельных галактиках. 1. NGC 4374. Сверхгигантская галактика, которая обладает заметным радиоизлучением, но не показывает каких-либо аномальных структурных особенностей, наблюдаемых обычно у мощных внегалактических радиоисточников.

По структуре она занимает промежуточное положение между поздними Е и ранними SO. Возможно, что в ней идет процесс формирования оболочки, характерной для линзовидных галактик. Ее центральная часть обладает высокой яркостью; на снимках, полученных в синих лучах с короткими экспозициями (10^s-15^s). в центре намечается маленькое, слабое и как будто сильно конденсированное образование. По-видимому, она обладает слабым звездообразным ядром.

2. NGC 4406. Сверхгигантская эллиптическая галактика, которая вместе с NGC 4374, по-видимому, составляет широкую физическую пару.

На мало экспонированных пластинках в центре этой галактики, подобно NGC 4374, намечается маленькое, слабое и конденсированное ядро. В северо-восточном направлении на расстоянии 80" от центра имеется слабое образование, которое выделяется на сравнительно слабом фоне галактики. Область этого образования обведена пунктиром на карте распределения яркости и цвета. Судя по яркости и цвету этой области, указанное образование может быть иррегулярной галактикой низкой светимости (какие в Virgo нередко встречаются), спроектировавшейся на периферии NGC 4406. При выводе распределения яркости и цвета вдоль осей область этого образования, приходящаяся на малую ось галактики, была исключена.

3. NGC 4458 и NGC 4461. Судя по всему, эти две галактики

образуют физическую пару. Их ядра имеют умеренную яркость, но более компактны и конденсированы, чем у других галактик изучаемой группы, хотя они в этом отношении заметно уступают звездообразным ядрам, встречающимся часто у спиральных галактик.

4. NGC 4477. Центральная часть — ядро этой галактики имеет почти сферическую форму, а ее главное тело вытянуто по д и оставляет впечатление заметно сплюснутой эллиптической галактики.

Она обладает слабой, но довольно протяженной оболочкой, которая, однако, вытянута по а. Таким образом, большие оси главного тела галактики и оболочки составляют между собой угол порядка 90°. Значения эллиптичности изофот, приведенные в табл. 6, подтверждают описанную картину.

5. NGC 4478. Небольшая эллиптическая галактика почти сферической формы, обладающая довольно высокой поверхностной яркостью, имеет маленькое, но не сильно конденсированное ядро.

Непосредственно к северу от ядря имеется звездообразный объект ярче ядра, природа которого не ясна. Принимая во внимание его несколько эксцентричное положение, можно полагать, что это скорее всего спроектировавшаяся звезда фона.

6. NGC 4486. Это сверхгигантская эллиптическая галактика, являющаяся мощным радиоисточником. В центральной части наблюдается редкое явление — выброс из ядра в виде струи. Другая особенность этой галактики заключается в присутствии на ее периферии большого количества шаровых скоплений, которые, однако, настолько слабы, что не влияют сколько-нибудь заметно на распределение яркости. К юго-западу от центра галактики, на расстоянии примерно 130" присутствуют две слабые галактики, как будто соединенные между собой мостиком. Область этих объектов (связь которых с NGC 4486 сомнительна) на карте распределения яркости и цвета обведена пунктиром.

В окружении NGC 4486 имеются четыре галактики, расположенные от ее центра на расстоянии менее чем 13', которые могут быть ее спутниками. Две из них — NGC 4476 и NGC 4478, являющиеся небольшими галактиками умеренной яркости, располагаются к востоку от NGC 4486, третья — сферическая карликовая компактная галактика 14—15 величины, которая располагается к северо-западу от нее, а четвертая расположена к юго-западу от NGC 4486 на расстоянии немногим более семи минут. Это на вид сфероидальная карликовая галактика с поперечником порядка 30", обладающая, однако, большой яркостью — порядка 11^m5. Несмотря на это, данный объект не занесен ни в NGC, ни в его дополнения. Это, видимо, следует объяснить тем, что на обычных снимках, в особенности же при небольших экс-

X	145.5	125.8	126.1	118.4	105.7	\$7.0	87.3	77.6	67.9	51.2	48.5	38.8	29.1	19.4	-0.7	٥	+9.7	19.4	29.1	38,4	48.5	58.2	67.9	77.8	87.2	27.0	106.7	118.4	120,1	125.8	165 5	154.9
118.4														j –											-							_
188.7							24-35			24.14				-			*															
97.0				F	24.16 0.4						21 14		-				54.28					E			_							
47.3						24.16		24 23		21	24.38					-	24.00	24.35			24.54					24.95						
77.6								24.31				24.16		21.98	21.38	24.23	0.40	0.4			24.19	24.39				0.40		23.98				
67.9						24.25				21.68		21.95	24,19		21.65	24.04	24.38	31.08	24.23	24.14	0.40 24.05	0.4	23.98	24.00				0.40				
58,2					23.74 0.42	24.05	24.16	24.03	24.38	24.11	23.90	23.50	24.12	24.31	21.76	23.90	24.08	23.34	23.75	0.63	0.50		0.40	0,40								
41.5	1		1		24.03	23,85	21.71	23.80	24.19	23.90	23.90	23.47	21.35	23.60	23 82	23.60	22.39	21.12	23.45	0.62	23.86		0.48	0,40		*						100
38,8	-			24.18	23.66 0.40	23.62 0.54	23-50	23.67	23.68	23.55	23.48	23.37	23.27	23.04	22.80	23.20	23.68	23.22	23.18	0.70	0.68 23.49	21.40	0.48 24.23	0.43	24.11		24.22			24 11		
29.1	34.18 0,4	21.25 0.4	24.3) 0.54	21.94 0.50	21.93 0.4	23.92	23.41 0.57	23.29	23.29	22.98	23.21	22.73	22.78	22.57	22.59	22.50	22.54	1.03	1.03	0,72	0.71 23.23	0.71 23.24	1.05	1.00 23.43	0.91	23.48	0.41		24.15	0.4		
18.4	-		24.31 0.59	23,85 0,40	23.65 0.40	24.11 0,91	23.90 1.03	22.88 0.40	23.14	22.84	22.69	22 43	22.10	21.93	21.75	21.72	21.91	22.12	22.33	0.99	1.92	0.99	0.69 23.14	0.76	0.56	0.40	24,15	21.00	0.40			
+0.7		94.31 0-4	23.94 0.42	23.65 0.46	23.57 0,61	23.87	23.49	21 17	22.92	22.65	22.42	22.08	21.63	21.12	20.85	20.19	20.55	21.07	21.56	0.90 22.18	0.87	0.93	0.83	0.77	0.64	0.61	0.49	0.40				
9		24.3) 0.4	94.08 0.43	21.85 0.43	23.62 0.65	21.55 0.65	23.86	23.11	22.87	22.63	22.41	21.93	21.33	20.68	0.88	18.07	19.30	20,55	0.91	1.07	0.90	0.95	0.13	0.77	1,00	0.79	0.71	0.75	1	24.34		
-9.7				21.87	23.83 0.4	23,75	24.23	23.53	22.90	22.78	22.25	22.14	21.74	21.24	20.64	20.25	20.55	0,87	0.98	21.90	0.97	1.01	0.91	0.51	0,57	0.79	0.53	0.46		0.4		
19.4	24.24 0.40	24.27	24.28 0,40	24.31 0.75	23,68	21.65	23.74	23,60	23.20	23.11	22.66	22.67	22.21	22.04	21.54	21.09	0.95	0.93	0.63	0.63	0,78	1.03	1.00	1.07	0.55	0.56	0.85	24 03				
29.1			23.98 0.40	23.93		24.30	23-90	23.65	23.63	23.61	23 11	13.04	22.60	22.52	0.95	22.63	1.05	0.75	1.05	0.99	0.78	0 95	0.55	0.78	0.53	0.73	0.4	0.65	2 2			0.4
31.1				21,79 0.40	24.08 0,4	24.30	23.50	23,98	23.77	23.87	23.55	21.43	23.23	23.31	0.91 23.2a	23.10	23.11	0.93 23.19	0.85	0.69	0.73	0.79	0,73	0.70	0.92	0.85	0.41		0.51		2	
48,5		24.19 0.40	23.65	21-25 0,4	-			24.03	23.98	24.05	23.65	21.13	21.05	23.61	23.59	0.88	0.98	0.94	0.82	0,85	0.48	0.64	0.77	0.65	0.46	0.5	24.2	121.20			0,4	1
58.2		24.03 0.73	93.98 0.86	24.03	94.31 0.75			23.74	23.93	0.00	0.44	1.00	1.04	34.31	1.01	1.10	23,90	0.6%	0,88	0.90	0.99	0.67	0.50	0.79	0.50	0.5	0.5	0,4	0.44			
67.9	1						24.19		0.4]		0.53	0.77	0.53	0.63	0.50	0.56	0.74	0.40	0,40	0.77	0.85	0.45	0.60	0.8	0.4					
77.5							0.41	23 38	24.31		91.51	24.08	21.14	0.44			0.52	0.57	0,40	0.74			0.73									
87.3					-			0.00	0.40		0.61	0.40	0.40 31 23	0.55				24.22		0.4						0.4						
17.0													0.40				21.39	0,40		0.74			1									
						1	I						-		1		0.4			1		1	-					-				

N

1.	164	9 186.	145,8	136,8	126.1	116.4	JOE.7	97.0	87.3	77.6	67.9	6 1.2	48.8	36.8	28.1	19.4	-9.7	U	+9.7	19.4	29.1	31.1	0.5	56.2	67.9	77.6	17.3	1 .0	106_7	116.4	128.1	135.8	145.6	155.2	164.9
*									-			23.99	23.57	-		<u>†</u>								*		-	-	-							
108.7				1.1					21.51	24.24	24.24	0,73	23.41				21.05			23_91						-				1	N				
W7.0					-				24.05		0,30		24.08	24.2		24.20	0,4		04.30	24.30				24 24	24 70					1					
87.3									0.4	21.3	1		0,4	0.48	24.2	0.41		24.15	0.4	0.4	125			0.4	0.4										
77.6										0.4	24.31		23.93		0.42	24.35		0.73	24.30	34.34	11 m	24 - 30					Ε,	-	_						
47.9		1						24.30	24.39		0.69	24.13	0.1 21.09	21.97	21.24	0.64	24 20	0,78	0.77	0.37	0.61	0.4	0.43		0.53			1	1						
58.9			-					0.4 23.80	0.30	21.04	0.81	0,95	0.57	0.51	0.83	0.72	1.06	0.13	1.08	0.83	120	0.92	0,73		-	0.50						23,94 0.4			
					1		21.40	0.4		0.69	0.4	0.92	0.80	0.45	1.13	0.63	0.82	0.61	0.82	0.87	0.65	0.86	33.95 9.92			-				21.30					
			21.38	21.95	34.35		0.82	94.90	24.90	0.87	1.23	0.07	0.95	0.50	0.53	0,98	0.7	0.81	0.80	0.63	0.90	33.42 0.78	23,33	23.31 0.50	23.86	0.65	23,30				¥				
			0.4	0.50	0.4		0.4	0.66	0.42	0.73	1.14	0.66	1.02	0.91	0,43	0.87	0.75	0.96	0,91	22.90 0.92	1.01	1.02	23.53 0.68	23.30 0.%	34.20 0.95	21.92 0.95	21.88		24.24 0.50					24.40 0,4	
20.1			0.4				0.4	0.4	0.73	0.78		1.05	0,80	0.63	0.30	1.06	0.90	0,98	1.05	22.46	22.62 0.99	22.84 0.99	23.21 0.65	23,40 0,70	23,61 0.61	\$1,60 0,70		24.30				24.31			
19.4							0.95	0.8	0.90	1.09	1.24	1.25	1.05	0.95	0,97	0,90	0,94	0.96	21.88 0.98	21.92 1.01	22.26 0.88	22.65	22.95	23.54 1.17	23.62	23.57 0.71	23.80 0.54	21.75	24.13						
+0.7	0.4	1		0.83	1	6.75	0,4	0.85	1.21	1.13	21.30 0,91	0,90	1.00	1.00	21.53	21.20	20.85	30.17 0.92	20.54 0.90	21.98 0.91	21,92 0.91	22.35	22.76	22.91 0.82	21.42 0.94	23.85 1.04	21.98 1.09	21,71 0,80	21.20	11.M	-				
0				0.4			*	21.88 0.72	23.71 0.93	0.95	21.30 0.66	22.93 0.87	22.85	22 22 0 57	21.00 0.90	20,95	19.80	18.60	19_94 0,87	20.90 0.95	21.68 0.94	22.41	22.80	21.05	23.56 1.19	23.86	10.73 0.86	11,71 0,75	23.96	24.20	1	21.24			
-0.7								24.15 0,40	23.88 0.88	23.41	23.15	22.9m 0.79	22.95	22.31 0.95	21.74 0.92	21.30	20.52	20.00 0.90	20.4) 0,90	21.07	21.74	22.41 1.02	22.61	23.19	10.01	21.51	21.73	21.81	24.05						
19.4				0.4		3N.90 0.70	34.92 0.70	24.17 0,67	24.15	22.76	23.55	43.3I 0.91	22.78 9.94	22.45 0.71	22.18	21.66	21.81	21.19	21.30	21.86	22.08	22.61	22 79	23.42	21.30	\$0.60	21.71			11 91	21 M				24.35
29.1		24.0			24,20	24.13	24.13	21.80 0.70	23.96 0.82	23.87	21.41 0.47	23.33 0.92	21.09	22.70 0.71	21 72	22 29	22.29	21.04	22.07	22.2	22.55	22.73	23.13	13.02	21.21	21.90	21.82	24.02	24.08	u	21.28				9,73
38.8			0.61	94.35 0.52	21.8 0.8	23.81	20.78	24.01 1,12	21.61 0.79	23.81 0.98	23.85	23.35	21.21	23.04	23.64	21 77	22.79	22.72	21.75	22.76	2.3	21.13	23.21	23.30	21 41	21.98	21.71	0.75	21 02	24.05		26.05		21.20	21,18
48.5			0.61				1.1		29.57 0.82		21.65	23.38	23.65	21.45	21.10	21.97	22.95	33.12	21.34	21.13	11.12	23.34	21 44	21.76	21.82	21.00	24.05	23.86	21.08	0.4	1.00	0.54		0,87	0.4
58.1		21.9	23.92 0.70			20				23.95	21.52	24.05	23.51	21.25	23.51	21.46	23.4	21 27	21.61	23.40	23 45	23.73	23.31	0.83 23.86	0,50	0.77 24.13	0.71 21.89	0.53	0,4	24.39		0,66			
87.9		91.2		-			+				24.31		24.30	21.81	21.78	21.57	23.46	23.65	21.73	10.67	23.45	24.03	0.51 24.35	0,80 24.05	0.61 24.40	23.76	0.85	0.4	0.65	0.4		1		11 m	
77.6			24.15		-						21.40	24.02	24.2	24.03	20 79	24.20	21.80	0,86 23.88	0,80 20,99	0,78 24.20	0,52 33,98	1.12	0.94 24.15	0,30	8.4 23.96	9.4			0.4	0,42				0,4	
87.3									100		24.20	21.80	u.e/	24.20	u.a/	0.4	24.28	0.73 24_31	0.49	0.91	0,70	0.91	0.79		0.4	0,00			0,60						
97.0	*				21.40		100				0.00	0.4		0,4	24.31	24.40	0.55	0.70	21.31	0,49			0.4	-	24 94										
106.7	-	1)	0.77	24.00	23.80	24.40	24.24				24.40	24_35	0,4	0.80	}	0.56	0.4	0.49	34 30		71 00		0.4			0,41			1				
116.4						0.0	0.50	0.73	0.73			24.35	0.69	0,4	21				0.4		0.0		0.4		9.4										
126_1												0.4						24.30																	
35 8					1													0.53		2.4			0.4						과.90 0.4						
								15					-							1		0,50								-				-	

| | Τ | 116.4 | 106.7 | 97.0 | 87.3 | 77.6 | 87.9 | 58.2

 | 48.5

 | 39.8 | 29,1 | 19.4 | -9.7 | 0 | .9.7 | 19.4 | 29.1
 | 38.8 | 48.5 | 58.2 | 67.9 | 77.6 | 87.3 | 97.0 | 106.7
 | 118.4 | |
|---|---|-------|-----------------|--|--|---|---
--
--
--
--
--
--|---|--|---|---|--
--|--|---|---|--|---|---|--
---|---|---|---|--|
| | | | 1 | | | | |

 |

 | | | | 24.25
0.73 | | | | |
 | | | | | | | LE |
 | | |
| 1 | | | | | | | |

 |

 | | 24.16 | | 24.18
0.51 | | | | |
 | | | | | | | |
 | | |
| | | | | | | | |

 |

 | | 24.23
0.44 | 21.40
0.76 | 24.13
0.75 | 23.91
0.53 | | | 24.25
0.44
 | 24.25
0.80 | | | | | | | |
 | | |
| | | | | | 24,36
0,4 | | |

 | 24.04

 | | | | | 23.57
0.65 | 24.07
0.88 | 24.09
0.67 | 24.23
0.95
 | 24.23 | | | | 24.40
0.67 | L | _ | |
 | N | |
| | | | | | | | 24.03
0.43 |

 | 24.09
0.64

 | 24.04
0.65 | 24.33
0.86 | 23.65
0.4 | - | 23.72
0.92 | 23.83
0.84 | 23.89
0.95 | 24.13
1.03
 | 24.11 0.69 | | ī e | | | 1 | 1 | |
 | * | |
| | | | | 24.10
0.50 | 24.38
0.50 | | 24.14 |

 | 23.81

 | 23.94 | 23.93
0.92 | 23.48 | 23.45
1.05 | 21.25
0.98 | 23,17
0,91 | 23.85
0.80 | 23-57
0.96
 | 23.99 | 24.28
0.87 | 24.13
0.50 | 24.31
0.4 | | | - |
 | | |
| | | | | 24.38 | | 24.09
0.96 | 23.84 | 23.73
0.82

 | 23.83

 | 23.32
0.90 | 23.07
0.63 | 22.87
0.95 | 22.90
0.87 | 22.97
0.90 | 22.99
0.91 | 23.18
1.13 | 23,01
0.83
 | 23.57 | 24.07 | | 24.28
0,87 | | 24.01
0.62 | | 23.97
0.40
 | | |
| - | | | | 24.20
0,4 | 2 | 23.95 | 23.55
0.74 | 23.58
1.09

 | 23.35

 | 23.09
0.82 | 22.93
0.85 | 22.83
0.90 | 22.91
1,13 | 22.93
1.02 | 23.18
1.02 | 23.06
1.25 | 22.87
0.71
 | 23.23
0.69 | 23.51 | | 24.07
0.97 | | 24.25
0.73 | | 24.33
0.75
 | | |
| | | | | 24.25
0.4 | 24.23
0.78 | 23.82 | 23.79
1.03 | 23.37
0.82

 | 23.32

 | 22.77
0.81 | 22.64
0.84 | 22.74 | 22.75 | 22.52
0.91 | 22.70
0·95 | 23.08
1.29 | 22.88
0.75
 | 22.98
0.81 | 23.57 | 23.74 | 24.18
0.81 | | _ | |
 | | |
| | | | 24.20
0.54 | 24.31
0.73 | 24.26
0.93 | 23.85
0.53 | 23.30
0.83 | 23.26
1.08

 | 23.20

 | 22.90
1.17 | 22.51
0·86 | 22.22
0.94 | 22.39
1.09 | 22.27
1.08 | 22.51
1.01 | 22.55
0.92 | 22.66
0,98
 | 23.03
1.05 | 23.53
0.97 | 23.62
0.94 | 23.84
0.02 | 23.68
0.63 | | | M.37
0.4
 | | |
| | | | | 24.37
0.70 | 24.15
0.98 | 23.51
0.98 | 23.89
1,08 | 23.38
1.08

 | 23.09
1.21

 | 22.60
0.92 | 22.25
0.98 | 21.97 | 21.70
1.03 | 21.65
0.94 | 21.85
0.98 | 22.16
1.06 | 22.46
1.03
 | 22.81
0.91 | 23.05
0.74 | 23.33
0.55 | 23.49
0.64 | 23.79
0.73 | 24.28
1.08 | 23.97
0.47 |
 | | |
| | | | 24.40
0.57 | 24.09
0.48 | 23.79
0.72 | 23.73
1.02 | 23.55
1,06 | 23.21
0.76

 | 22.96
0.88

 | 22.75 | 21.94
1-13 | 21.32
0.96 | 20.62 | 20.27
0.84 | 20.81 | 21.54 | 22.04
1.09
 | 22.63
0,88 | 22.87
0.96 | 23.45
1.10 | 23.55
0.87 | 23.95 | 24.23
0.91 | |
 | | |
| * | | | | | 24.40
0.67 | 23.91
0.78 | 23.44
0.73 | 23.27
0.85

 | 22.79
0.70

 | 22.54
0.91 | 21.58
0.95 | 20.98 | 19.97
0.97 | 18.89
1.14 | 19.99
0.95 | 20.97
1.02 | 21.77
 | 22.53
1,10 | 22.94
0.95 | 23.27
0.94 | 23.82
1.00 | 23.70 | 23.79 | 24.37
0.53 |
 | | |
| | | | | | | 23.95
0.79 | 23.33
0.52 | 23.38
1.03

 | 22.91
0.91

 | 22.75 | 22.04
0.94 | 21.64 | 20.74 0.87 | 20.15 | 20.61 | 21.27 | 21.83
 | 22.58 | 22.85
0,91 | 23.09 | 23.67 | 23.38 | 24.05 | |
 | | |
| | | | | | | 24.40
1.13 | 23.57
0.52 | 23.34
1.09

 | 23.14

 | 22.81
0-91 | 22.41
0.92 | 22.30 | 21.66 | 21.58
0.95 | 21.67 | 21.98
0.88 | 22.36
 | 22.49 | 22.91
0.98 | 23.03 | 23.30
0.79 | 23.64 | 24.31 0.79 | | 24.30
 | | |
| | | | | | 24.13
0.4 | 23.91
0.76 | 23.75
0.73 | 23.44
0.69

 | 23.08

 | 23.22 | 22.46 | 22.31 | 22.25 | 21.96 | 22.32
0,87 | 22.20 | 22.50
 | 22.61 | 23.02 | 23.21 | 23.55 | 23.61 | 24.36 | |
 | | |
| | | | 24.33 | | | | 23.93
0.92 | 23.28
0.41

 | 23.49 0.76

 | 22.99
0.93 | 22.84 | 22.49 | 22.63 | 22.57 | 22.54 | 22.59 | 22.87
 | 22.70 | 23.22 | 23.39 | 23.78 | 23.64 | 24.31 | 24.25 |
 | | |
| | | | 1 | | | | 23.91
0.69 | 23.72

 | 23.70

 | 23.50 | 23.00 | 22.85 | 22.80 | 22.67 | 22.69 | 22.96 | 22.84
 | 23.05 | 23.23 | 23.42 | 23.45 | 24.30 | | |
 | | |
| | | 24.31 | | 24.25 | | | 23.89 | 23.99
0.54

 | 23.47

 | 23.55 | 23.21 | 23.11 | 22.89 | 23.17 | 23.03 | 22.73 | 22.95
 | 23.04 | 23.16 | 23.51 | 24.36 | 24.3 | | |
 | | |
| | | | | 21.40 | 1 | | 23.88 | 24.01

 |

 | 23.95 | 23.44 | 23.62 | 23.44 | 23.35 | 23.13 | 23.39 | 23.72
 | 24.04 | 23.57 | 24.29 | | | | | |
 | | |
| | | | | | | | |

 | 23.93

 | 23.99 | 24.40 | 23.70 | 23.75 | 23.59 | 23.65 | 23.70 | 23.57
 | 1.01 | 23.97 | 24.25 | | | | | 24.3
 | 17 | |
| | | | | | | | 1 |

 | 24.28

 | 24.36 | 24.25 | 24.37 | 23.93 | 23.88 | 0.15 | 0.00 | 24.33
 | | 0.00 | 24.25 | | 24.2 | 3 | 24.2 | 9
 | " | |
| | | | | | | | |

 | 0.4

 | 0.10 | 0.71 | 0.37 | 24.09 | 0.30 | | 23.85 | 0.09
 | 23.72 | | 0.43 | | 0.3 | 24.3 | 8 | ~
 | | |
| | | | | | | | 24.18 |

 |

 | | 23.99 | | 0.4 | | | 24.31 | 24.23
 | 0.4 | | | | | 0.4 | | |
 | | |
| | | | | - | | | 0.4 |

 | 24.13

 | | 0,4 | | 24.37 | | | 0.4 | 24.18
 | | | | | | - | |
 | | |
| | * | * | * 24.31
0.52 | 116.4 106.7 24.20 0.54 24.40 0.57 24.31 0.52 24.33 0.68 | Image: state sta | 116.4 108.7 97.0 87.3 24.31 24.31 24.35 24.35 24.35 24.31 24.31 24.32 24.32 24.32 24.31 24.33 24.35 0.46 24.90 24.31 24.32 0.42 0.47 0.47 24.20 0.34 0.49 0.57 0.46 24.31 24.32 0.42 0.78 24.31 24.32 0.42 0.78 24.31 24.32 0.43 0.57 0.54 0.78 0.72 0.48 24.31 24.33 0.59 0.72 24.40 0.57 0.48 24.40 0.57 0.48 24.40 0.56 0.56 24.40 0.55 0.56 24.40 0.56 0.56 24.40 0.56 0.56 24.40 0.56 0.56 24.40 0.50 0.56 24.40 | 116.4 106.7 97.0 17.3 77.6 24.31 24.36 24.36 24.36 24.09 23.95 24.22 24.23 24.23 23.82 0.44 0.78 0.79 24.20 23.95 0.53 24.23 23.91 0.53 0.53 24.40 23.91 0.55 23.73 0.53 0.53 0.48 0.72 1.02 24.40 23.91 0.57 23.96 0.72 1.02 24.40 23.91 0.76 0.78 24.40 23.91 0.76 23.96 0.72 1.02 24.40 23.91 0.76 0.78 24.40 23.91 0.76 0.76 0.78 24.40 23.91 0.76 0.76 0.78 24.40 0.76 0.76 0.78 | 116.4 106.7 97.0 17.3 77.6 67.9 24.31 24.31 24.31 24.35 24.35 24.03 24.03 24.03 24.03 24.03 24.03 24.14 0.96 0.96 0.99 23.05 33.55 0.46 0.55 0.35 <td>116.4 106.7 97.0 17.3 77.6 67.9 58.2 24.01 24.36 24.36 24.33 24.33 24.34 24.33 24.34 24.33 24.34 24.34 24.34 24.34 24.34 24.35 24.35 23.35<td>116.4 106.7 97.0 87.3 77.6 67.9 58.2 48.5 24.10 24.36 0.4 24.03 24.04 24.04 24.04 24.10 24.36 0.4 24.03 0.43 0.41 24.10 24.36 0.56 24.56 0.56 0.56 0.41 24.20 0.50 0.56 23.55 23.55 23.55 23.55 23.35 23.37 23.32 24.20 0.44 0.76 0.79 1.03 0.82 1.08 1.10 24.22 24.23 23.82 23.73 23.37 23.32 3.23 23.37 23.32 23.37 23.32 23.37 23.32 23.37 23.32 23.38 23.39 23.26 23.39 23.26 23.37 23.32 23.32 23.32 23.32 23.32 23.32 23.38 23.36 23.36 23.36 23.36 23.36 23.36 23.36 23.36 23.36 23.36 23.</td><td>116.4 106.7 97.0 87.3 77.6 67.9 58.2 48.5 33.8 24.36 0.4 24.36 0.4 24.04 0.4</td><td>116.4 106.7 97.0 87.3 77.6 67.9 58.2 48.5 33.8 29.1 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.32 24.36 24.46 24.33 24.36 24.46 24.33 24.35 23.46 24.55 23.45 23.46 23.46 24.55 23.45 23.46 23.46 23.46 24.55 23.45 23.46 23.46 23.46 23.46 23.46 23.46 23.46</td><td>1 116.4 106.7 97.0 17.3 77.6 67.9 58.2 48.5 33.8 29.1 19.4 24.38 24.38 24.38 24.38 24.04 0.76 0.71 24.22 24.40 24.38 0.44 24.03 24.09 24.04 0.44 0.76 24.38 0.45 24.03 24.04 24.33 22.65 0.44 0.77 0.22 0.79 0.22 0.79 0.22 0.79 0.22 0.79 0.22 0.79 0.22 0.79 0.22 0.79 0.22 0.79 0.23 0.79 0.22 0.79 0.23 0.79 0.22 0.79 0.23 0.79 0.23 0.79 0.23 0.79 0.23 0.41 0.79 0.29 0.83 0.39 0.39 0.39 0.39 0.33 0.38 23.33 23.09 2.08 0.79 0.20 0.79 0.22 0.79 0.22 0.79 0.22 0.79</td><td>116.4 106.7 97.0 87.3 77.6 67.9 58.2 48.5 33.8 23.1 19.4 -9.7 24.36 0.4
0.4 0.75 0.4 0.75 0.4 0.75 0.4 0.75 0.4 0.75 0.4 0.75 0.4 0.75 0.4 0.75 0.76 0.76 0.85 0.85 0.85 0.85 0.85 0.85 0.85 <</td><td>116.4 106.7 97.0 17.3 17.6 67.9 58.2 48.5 39.8 29.1 19.4 -9.7 0 24.35 0.73 24.35 0.73 24.35 0.73 24.35 0.73 24.35 0.73 24.35 0.73 24.35 0.73 24.35 0.73 24.35 0.73 24.35 0.73 24.9 0.71 0.65 24.9 24.93 0.71 0.65 24.9</td><td>116.4 106.7 97.0 97.3 77.4 67.9 58.2 48.5 38.8 29.1 19.4 -9.7 0 +8.7 24.33 24.35 24.35 24.35 24.35 24.35 24.35 24.35 24.35 25.37 24.35 25.37 24.35 25.37 25.47</td><td>116.4 106.7 97.0 87.3 77.6 67.9 58.2 48.5 38.8 29.1 19.4 -9.7 0 ±9.7 19.4 24.35
0.4 38.8 24.16
0.41 24.35
0.46 24.35
0.46 24.35
0.46 24.16
0.51 24.16
0.51 24.16
0.55 24.17
0.55 25.17 24.07
0.55 24.17
0.55 25.17 24.57
0.56 24.17
0.55 25.17 24.57
0.56 24.17
0.55 25.17 25.111 15.111</td><td>116.4 106.7 97.0 17.3 77.6 67.9 58.2 48.5 39.8 29.1 19.4 -9.7 0 # 5.7 19.4 29.1 24.25
0.47 24.25
0.47 24.25
0.47 24.25
0.47 24.25
0.47 24.25
0.47 24.25
0.45 24.18 24.18 24.18 24.18 24.25
0.45 24.25
0.45</td><td>N 116.4 106.7 97.0 97.3 77.6 97.3 59.2 48.5 39.8 29.1 19.4 -9.7 0 ±8.7 19.4 29.1 38.8 1 1.6.4 106.7 97.0 87.3 77.6 67.3 59.2 48.5 39.8 20.1 19.4 -9.7 0 ±8.7 19.4 29.1 38.8 1 1.6 1.6 7.7 6 67.3 59.2 48.5 39.8 20.1 19.4 29.1 38.8 2 1.6 0.4 0.6 7.6 0.4 0.6 7.7 7.6 7.7 7.6 7.7 7.6 7.7 7.7 7.7 7.7 7.7 7.7 7.7 7.7<</td><td>1 16.4 10.7 97.0 17.3 77.4 67.3 58.2 48.5 39.6 21.1 19.4 -9.7 0 +8.7 19.4 20.1 38.8 48.5 1 1.6.4 108.7 97.0 17.3 77.6 67.3 58.2 48.5 39.6 21.25 20.35 20.45 20.35 20.35 20.45 20.35 20.45 20.35 20.35 20.45 20.35 20.45 20.35 20.45 20.45 20.45 20.45 20.45 20.45</td><td>18.4 00.7 97.0 87.3 77.6 07.9 58.2 48.5 38.8 20.1 19.4 -0.7 0 +0.7 19.4 20.1 38.8 48.5 58.2 No.8 No.8<</td><td>1 10.4 108.7 97.3 77.5 67.3 58.2 48.5 38.8 29.1 19.4 -0.7 0 +1.7 19.4 29.1 38.8 49.5 58.2 67.9 4 8</td><td>1 1</td><td>116.4 106.7 07.0 07.3 77.6 77.8 77.6
77.6 <</td><td>105.4 105.7 17.0 17.3 17.4 17.5 17.4 17.5 17.3 17.5 <</td><td>* 116.4 109.7 97.0 97.3 77.4 97.9 98.2 48.5 38.8 20.1 19.4 -9.7 0 -16.7 19.4 20.1 28.8 49.5 58.2 67.3 77.8 87.3 77.8 97.3 97.3 97.3 97.3 97.3 97.3 97.3 97.3 97</td><td>106.4 06.7 07.0 07.3 07.4 07.4 <t< td=""></t<></td></td> | 116.4 106.7 97.0 17.3 77.6 67.9 58.2 24.01 24.36 24.36 24.33 24.33 24.34 24.33 24.34 24.33 24.34 24.34 24.34 24.34 24.34 24.35 24.35 23.35 <td>116.4 106.7 97.0 87.3 77.6 67.9 58.2 48.5 24.10 24.36 0.4 24.03 24.04 24.04 24.04 24.10 24.36 0.4 24.03 0.43 0.41 24.10 24.36 0.56 24.56 0.56 0.56 0.41 24.20 0.50 0.56 23.55 23.55 23.55 23.55 23.35 23.37 23.32 24.20 0.44 0.76 0.79 1.03 0.82 1.08 1.10 24.22 24.23 23.82 23.73 23.37 23.32 3.23 23.37 23.32 23.37 23.32 23.37 23.32 23.37 23.32 23.38 23.39 23.26 23.39 23.26 23.37 23.32 23.32 23.32 23.32 23.32 23.32 23.38 23.36 23.36 23.36 23.36 23.36 23.36 23.36 23.36 23.36 23.36 23.</td> <td>116.4 106.7 97.0 87.3 77.6 67.9 58.2 48.5 33.8 24.36 0.4 24.36 0.4 24.04 0.4</td> <td>116.4 106.7 97.0 87.3 77.6 67.9 58.2 48.5 33.8 29.1 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.32 24.36 24.46 24.33 24.36 24.46 24.33 24.35 23.46 24.55 23.45 23.46 23.46 24.55 23.45 23.46 23.46 23.46 24.55 23.45 23.46 23.46 23.46 23.46 23.46 23.46 23.46</td> <td>1 116.4 106.7 97.0 17.3 77.6 67.9 58.2 48.5 33.8 29.1 19.4 24.38 24.38 24.38 24.38 24.04 0.76 0.71 24.22 24.40 24.38 0.44 24.03 24.09 24.04 0.44 0.76 24.38 0.45 24.03 24.04 24.33 22.65 0.44 0.77 0.22 0.79 0.22 0.79 0.22 0.79 0.22 0.79 0.22 0.79 0.22 0.79 0.22 0.79 0.22 0.79 0.23 0.79 0.22 0.79 0.23 0.79 0.22 0.79 0.23 0.79 0.23 0.79 0.23 0.79
 0.23 0.41 0.79 0.29 0.83 0.39 0.39 0.39 0.39 0.33 0.38 23.33 23.09 2.08 0.79 0.20 0.79 0.22 0.79 0.22 0.79 0.22 0.79</td> <td>116.4 106.7 97.0 87.3 77.6 67.9 58.2 48.5 33.8 23.1 19.4 -9.7 24.36 0.4 0.75 0.4 0.75 0.4 0.75 0.4 0.75 0.4 0.75 0.4 0.75 0.4 0.75 0.4 0.75 0.76 0.76 0.85 0.85 0.85 0.85 0.85 0.85 0.85 <</td> <td>116.4 106.7 97.0 17.3 17.6 67.9 58.2 48.5 39.8 29.1 19.4 -9.7 0 24.35 0.73 24.35 0.73 24.35 0.73 24.35 0.73 24.35 0.73 24.35 0.73 24.35 0.73 24.35 0.73 24.35 0.73 24.35 0.73 24.9 0.71 0.65 24.9 24.93 0.71 0.65 24.9</td> <td>116.4 106.7 97.0 97.3 77.4 67.9 58.2 48.5 38.8 29.1 19.4 -9.7 0 +8.7 24.33 24.35 24.35 24.35 24.35 24.35 24.35 24.35 24.35 25.37 24.35 25.37 24.35 25.37 25.47</td> <td>116.4 106.7 97.0 87.3 77.6 67.9 58.2 48.5 38.8 29.1 19.4 -9.7 0 ±9.7 19.4 24.35
0.4 38.8 24.16
0.41 24.35
0.46 24.35
0.46 24.35
0.46 24.16
0.51 24.16
0.51 24.16
0.55 24.17
0.55 25.17 24.07
0.55 24.17
0.55 25.17 24.57
0.56 24.17
0.55 25.17 24.57
0.56 24.17
0.55 25.17 25.111 15.111</td> <td>116.4 106.7 97.0 17.3 77.6 67.9 58.2 48.5 39.8 29.1 19.4 -9.7 0 # 5.7 19.4 29.1 24.25
0.47 24.25
0.47 24.25
0.47 24.25
0.47 24.25
0.47 24.25
0.47 24.25
0.45 24.18 24.18 24.18 24.18 24.25
0.45 24.25
0.45</td> <td>N 116.4 106.7 97.0 97.3 77.6 97.3 59.2 48.5 39.8 29.1 19.4 -9.7 0 ±8.7 19.4 29.1 38.8 1 1.6.4 106.7 97.0 87.3 77.6 67.3 59.2 48.5 39.8 20.1 19.4 -9.7 0 ±8.7 19.4 29.1 38.8 1 1.6 1.6 7.7 6 67.3 59.2 48.5 39.8 20.1 19.4 29.1 38.8 2 1.6 0.4 0.6 7.6 0.4 0.6 7.7 7.6 7.7 7.6 7.7 7.6 7.7 7.7 7.7 7.7 7.7 7.7 7.7 7.7<</td> <td>1 16.4 10.7 97.0 17.3 77.4 67.3 58.2 48.5 39.6 21.1 19.4 -9.7 0 +8.7 19.4 20.1 38.8 48.5 1 1.6.4 108.7 97.0 17.3 77.6 67.3 58.2 48.5 39.6 21.25 20.35 20.45 20.35 20.35 20.45 20.35 20.45 20.35 20.35 20.45 20.35 20.45 20.35 20.45 20.45 20.45 20.45 20.45 20.45</td> <td>18.4 00.7 97.0 87.3 77.6 07.9 58.2 48.5 38.8 20.1 19.4 -0.7 0 +0.7 19.4 20.1 38.8 48.5 58.2 No.8 No.8<</td> <td>1 10.4 108.7 97.3 77.5 67.3 58.2 48.5 38.8 29.1 19.4 -0.7 0 +1.7 19.4 29.1 38.8 49.5 58.2 67.9 4 8</td> <td>1 1
1 1</td> <td>116.4 106.7 07.0 07.3 77.6 77.8 77.6 <</td> <td>105.4 105.7 17.0 17.3 17.4 17.5 17.4 17.5 17.3 17.5 <</td> <td>* 116.4 109.7 97.0 97.3 77.4 97.9 98.2 48.5 38.8 20.1 19.4 -9.7 0 -16.7 19.4 20.1 28.8 49.5 58.2 67.3 77.8 87.3 77.8 97.3 97.3 97.3 97.3 97.3 97.3 97.3 97.3 97</td> <td>106.4 06.7 07.0 07.3 07.4 07.4 <t< td=""></t<></td> | 116.4 106.7 97.0 87.3 77.6 67.9 58.2 48.5 24.10 24.36 0.4 24.03 24.04 24.04 24.04 24.10 24.36 0.4 24.03 0.43 0.41 24.10 24.36 0.56 24.56 0.56 0.56 0.41 24.20 0.50 0.56 23.55 23.55 23.55 23.55 23.35 23.37 23.32 24.20 0.44 0.76 0.79 1.03 0.82 1.08 1.10 24.22 24.23 23.82 23.73 23.37 23.32 3.23 23.37 23.32 23.37 23.32 23.37 23.32 23.37 23.32 23.38 23.39 23.26 23.39 23.26 23.37 23.32 23.32 23.32 23.32 23.32 23.32 23.38 23.36 23.36 23.36 23.36 23.36 23.36 23.36 23.36 23.36 23.36 23. | 116.4 106.7 97.0 87.3 77.6 67.9 58.2 48.5 33.8 24.36 0.4 24.36 0.4 24.04 0.4 | 116.4 106.7 97.0 87.3 77.6 67.9 58.2 48.5 33.8 29.1 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.36 24.32 24.36 24.46 24.33 24.36 24.46 24.33 24.35 23.46 24.55 23.45 23.46 23.46 24.55 23.45 23.46 23.46 23.46 24.55 23.45 23.46 23.46 23.46 23.46 23.46 23.46 23.46 | 1 116.4 106.7 97.0 17.3 77.6 67.9 58.2 48.5 33.8 29.1 19.4 24.38 24.38 24.38 24.38 24.04 0.76 0.71 24.22 24.40 24.38 0.44 24.03 24.09 24.04 0.44 0.76 24.38 0.45 24.03 24.04 24.33 22.65 0.44 0.77 0.22 0.79 0.22 0.79 0.22 0.79 0.22 0.79 0.22 0.79 0.22 0.79 0.22 0.79 0.22 0.79 0.23 0.79 0.22 0.79 0.23 0.79 0.22 0.79 0.23 0.79 0.23 0.79 0.23 0.79 0.23 0.41 0.79 0.29 0.83 0.39 0.39 0.39 0.39 0.33 0.38 23.33 23.09 2.08 0.79 0.20 0.79 0.22 0.79 0.22 0.79 0.22 0.79 | 116.4 106.7 97.0 87.3 77.6 67.9 58.2
48.5 33.8 23.1 19.4 -9.7 24.36 0.4 0.75 0.4 0.75 0.4 0.75 0.4 0.75 0.4 0.75 0.4 0.75 0.4 0.75 0.4 0.75 0.76 0.76 0.85 0.85 0.85 0.85 0.85 0.85 0.85 < | 116.4 106.7 97.0 17.3 17.6 67.9 58.2 48.5 39.8 29.1 19.4 -9.7 0 24.35 0.73 24.35 0.73 24.35 0.73 24.35 0.73 24.35 0.73 24.35 0.73 24.35 0.73 24.35 0.73 24.35 0.73 24.35 0.73 24.9 0.71 0.65 24.9 24.93 0.71 0.65 24.9 | 116.4 106.7 97.0 97.3 77.4 67.9 58.2 48.5 38.8 29.1 19.4 -9.7 0 +8.7 24.33 24.35 24.35 24.35 24.35 24.35 24.35 24.35 24.35 25.37 24.35 25.37 24.35 25.37 25.47 | 116.4 106.7 97.0 87.3 77.6 67.9 58.2 48.5 38.8 29.1 19.4 -9.7 0 ±9.7 19.4 24.35
0.4 38.8 24.16
0.41 24.35
0.46 24.35
0.46 24.35
0.46 24.16
0.51 24.16
0.51 24.16
0.55 24.17
0.55 25.17 24.07
0.55 24.17
0.55 25.17 24.57
0.56 24.17
0.55 25.17 24.57
0.56 24.17
0.55 25.17 25.111 15.111 | 116.4 106.7 97.0 17.3 77.6 67.9 58.2 48.5 39.8 29.1 19.4 -9.7 0 # 5.7 19.4 29.1 24.25
0.47 24.25
0.47 24.25
0.47 24.25
0.47 24.25
0.47 24.25
0.47 24.25
0.45 24.18 24.18 24.18 24.18 24.25
0.45 24.25
0.45 | N 116.4 106.7 97.0 97.3 77.6 97.3 59.2 48.5 39.8 29.1 19.4 -9.7 0 ±8.7 19.4 29.1 38.8 1 1.6.4 106.7 97.0 87.3 77.6 67.3 59.2 48.5 39.8 20.1 19.4 -9.7 0 ±8.7 19.4 29.1 38.8 1 1.6 1.6 7.7 6 67.3 59.2 48.5 39.8 20.1 19.4 29.1 38.8 2 1.6 0.4 0.6 7.6 0.4 0.6 7.7 7.6 7.7 7.6 7.7 7.6 7.7 7.7 7.7 7.7 7.7 7.7 7.7 7.7< | 1 16.4 10.7 97.0 17.3 77.4 67.3 58.2 48.5 39.6 21.1 19.4 -9.7 0 +8.7 19.4 20.1 38.8 48.5 1 1.6.4 108.7 97.0 17.3 77.6 67.3 58.2 48.5 39.6 21.25 20.35 20.45 20.35 20.35 20.45 20.35 20.45 20.35 20.35 20.45 20.35 20.45 20.35 20.45 20.45 20.45 20.45 20.45 20.45 | 18.4 00.7 97.0 87.3 77.6 07.9 58.2 48.5 38.8 20.1 19.4 -0.7 0 +0.7 19.4 20.1 38.8 48.5 58.2 No.8 No.8< | 1 10.4 108.7 97.3 77.5 67.3 58.2 48.5 38.8 29.1 19.4 -0.7 0 +1.7 19.4 29.1 38.8 49.5 58.2 67.9 4 8 | 1 1 | 116.4 106.7 07.0 07.3 77.6 77.8 77.6 77.6 77.6 77.6 77.6 77.6 77.6
 77.6 < | 105.4 105.7 17.0 17.3 17.4 17.5 17.4 17.5 17.3 17.5 < | * 116.4 109.7 97.0 97.3 77.4 97.9 98.2 48.5 38.8 20.1 19.4 -9.7 0 -16.7 19.4 20.1 28.8 49.5 58.2 67.3 77.8 87.3 77.8 97.3 97.3 97.3 97.3 97.3 97.3 97.3 97.3 97 | 106.4 06.7 07.0 07.3 07.4 07.4 <t< td=""></t<> |

1N

y"	-	1													0010		13.4	-9.7		+9.7	19,4	29.1	38,8	48,5	58.2	67.9	77.6	87.3	97.0	106.7	116.4	126.1	135.8	145.5	155.2	164.9	174.6	184.3	194.0	203.7	213.4
145.5																	3	24.39 0.73					24.22 0.70				24.15	24.35	×		1		24.15			24.29					
135.8									24.27 0.71			23.96 0,4	24.35 0.4	24.27			24.05					24.39 0.50	24.29 0.53		(E	1	1	24.32	0,00			-					
126.1								24.13 0.4			24.29 0.80			24.32 0.40	21.11 1 42	24.20 0,40			0.68	0.95						24.35		24,08		24.29			24.22		24.35	24.18	24.35				
116.4										24.24 0.53	24.08 0.50		24.27 0.97	24 22 0.89		23.73 0,68	24.39 0,98		20.11 0.85		24.35			24.24			24.05			23.95			0.09		24.39	24.27	0.77				
108.7	24.	.03				24.39 0.65	24.29 0.82	24.22 0.50				*	1 10	23 89	23.84	$\substack{23.79\\1.13}$	23.77 0.98	23.77 0.83	23,84	23.79	24.01	24.22				23,87	24.22			0.00	24.27	24.01		24.35	0.05	0.50					
97.0		2	4.35	0.81			23.86 0.45	$\begin{array}{c} 23.91 \\ 0.76 \end{array}$	23.96	24.21 0.76	23.77	23 81	23.93 1,19	23.47 0.88	23.87	$23.52 \\ 1.00$	23.33 0.69	23.46	23.46	23.52	21.29 0.19	23.87	23.90 0,94	23.96 0.83	24.03 0,98	0.58	24.27	23.81	24 01	24.29	24.39	24.39	23.99	24.39		31.11	24.17	24.24	24.15		
87.3	111. 0.	44 2	4.19		23.96 0,40				24.03 0.72	23.87	23.74 1.02	23.96	0.73	23.82 0.97	23.28 0 80	23.52 1.21	23.23	22:75	22:69- U.77	22.99 0_9H	11.30 6.11	23 54 0.79	23.47	23.64 0.88	23.65	23.99	23 85	23.84	24.01	24 19	23.93	23.67	23.69	0.05	24.19	24.27	24.01	0.53	P.4		
77.6					24,08 0,98	23.81 0.64	$23,81 \\ 0.77$	23.81 0.93	23.85	23.67 1.12	23.42 0.87	23.74	1.09	23 57	23.20 0.91	$\begin{array}{c} 23.12\\ 1.02 \end{array}$	22.72	22.14	22.08 0.91	22.70	0.81	0.90	23.52	23.08	23.32	23.62	23.74	23.84	23.84	23.96	24.05	24.15	23.96	0.40	34.13	0.40	24.11	12			
67.9	24 0.	22 .62			23.90 0.87	23.85	23.94 1.03	24.03 1.06	23.81	23.62 1.28	23.43 0.64	23.13 0.83	23,33	22.87	22.88 0.87	22.97 1.07	22. 77 0.96	22.66	22 66	22.71	0.95	23.03	23.22	23.09	23.40	23.60	23.48	23.80	23.45	23.77	24.27	김끈	24.19	23.84	29,500	24.32	0,78 24 39	23.96	24.08		
58.2	24 0	18 2	4.32	23.91 0.84	23,84 0,83	11.21	23.53	23.53	23.59	23.43 1.00	23.36	$23.17 \\ 0.55$	23,14	22.84	22.66	22.65 0.89	22.65 0.96	22.51	22.53 0.84	22.60	22.59	22.55 0,83	22.79 0.87	22.9H	23.10	23.28	23.47	23.27	24.05	23 63	23.62	24.01	24,03	17, 199	1 02			0.83	0.69		
48.5				23,84 0.50	23.76	23.76 0,96	23.63 1.00	23.49	23.34	23.17 1.02	33.11 1.06	22.94 0,93	22.79 0.87	22.65	22.50 0.90	22.61	0.87	22.32 0.95	22.29 0.91	22.39	0.96	22.37 0.95	22.40 0.92	22.61	22.69	22.96	23.08	23.56	23.54	23 86	23.58	24.29	23 84	23.63			23.88	23.96	24.14	24.32	
38.8	24. 1.	,39 ,00 i	0.85	23.83 0.85	0.69	*	23.73	23,29	1,65	23.22 1.05	22.92 0.84	22.67 0.83	22.69 0.98	22.48	22.25 0.85	22.12 0.87	22.10 1 10	21.85 0.92	21.59	21.74	22.11	22.18	22.32 1.09	22.45	22.51	22.91	22.99	23.12	23.31	23.85	23.73	23.98	23.50	23.95	24.27	24.24	24.28	24.32	24 35	**	
29.4 24.3	9 24.	.19 2	4.07	23.97	0,91	23.44 10.97	23.40	23,57	23.48	23.01 0.98	22.79 0,96	22.61 0.95	22.36 1.02	0,90	22.07 1.04	21.73 0.99	21.60	21.43 0.92	21.41 0.91	21.52	21.67	21.70 0.85	21.87 0.95	22.30	22.42	22.47	22.76	23.08	23.17 0.83	23 65	23.63	23.58	23.96	23.83	23.94	24.20	23.76	24 08	23.91	h.a.	21.31
19.4	24. 1.	.13 2	4.11	23.92 0.93	23.89	23,88	23.48	23.24	22.99 0.96	22.95 0.98	22.79	22.63 0.94	22.22 1.06	21.94 0.95	21.42	21.39 1.03	21.13 1.01	20.81 0.91	20.70 0.88	20.63	21.08 0. 96	21.46 1.04	21.65	21.96 1.04	22.40	22.53 0.99	22.64	22.84	23.37	23.35	23.35	23.45	23.90	23.87	23.84	23.85	23.87	24.32	23.85	9.78	0 91
+9.7	24. D.	.24 2	4 39 0.94	23.83 0.99	23.72 0.60	23.36 0.61	23.27 1.12	23.17 1.00	23.14 1.12	22.96 1.00	22.65	22.33	21,98	21.91	21.51	21.18	20.61 0.92	20.10 0.86	19.72	20.14	20.64 0.91	21.04 0.91	21.57	21.81	22.21	22.34 0.92	22.65 1.01	22.94	22.92	23.43	23.48	23.51	23.43	23.90	23.83	23.92	24.19	23.98	0.40	24.15	
0 23 9	1.	.07	3.97	23.85 0.51	1.06	23.58 1,10	23.43 1.02	23,11	23.20	22.89	22.55 0.87	22.40	1.03	21.83	21.44 1.02	21.03 0.95	20.43 0.90	19.50 0.91	18.43 1.08	19 55 0.96	20.44	20.98 0.91	21,41	21.75 0.99	22.14	22.24 0.96	22.61 1.09	22.59	22.96	23.29	23.45	23.76	23.97	23.71	23.81	24.03	24.39		24.29	0,00	
-9.7 0 9	4 24.	.08 2: .08 (3.84 0.92	23.64	23.59	23.54 0.98	23 20	23.12 0_69	23.12 1.06	22 96	0.73	22.37 1,03	22.08	21.83 1.06	21.46	21.07	20,54 0,94	0.87	19.74 0.98	20.05	20.64 0.94	20.90 0.89	21.34 1.02	21.97	22.19	22.30 0.88	22.68 1.03	22.82	22,86	23.35	23.58	23.71	23.84	23.96	24.08	24.10	24.13	u, 51	24.22	24.35	
19.4	101	14 2	3.95 1 0.95	0.96	23.89	23.82	23,20 0,79	23.19 0.93	23.06	22.84	22 67 0.95	22.41 0.93	22.31	21.95	21.61 0.98	21.36 1.04	0,97	20.79	20.68	20 78	20.95 0.83	21.37	21.61 0.92	21.96	22.21	22.55 1.02	22.69	22 70	23.02	23.19	23.52	23.55	23.75	23.95	24.00	24.05	24.19	24.01	23.90	21.11	24.24
29.1					23.71	23.57	23.57	23.08	22.99	22.86 0.87	0.99	22.45 0.79	22 46	22.13	21.99 1.09	21.81 1_08	21.59 1.05	21,47 1,05	21.46 1.00	21.38 0.98	0.99	21.80	0.95	22.26 1.00	22.43	22.71 1.02	22.57 0.78	22.75	23.06	22.87	23.95	23.60 0.86	0.89	23.98	24.09	24.17	1.03	-	0,40		23.95
38.8		1	0.78	1 05	0.95	23.93	23 90 0.97	0,80	23.25	22.83 0.93	22.70	22.83	1,07	22.45	22.24	22.14 0.76	22.09 1.10	21.77	21.84 0.98	21,78 0.98	21.99 1.02	21.99	22.26	22.39 0.96	22.44 1.03	22.71 0.95	22.72 0.88	23.06	23.24	23.45	23,50	23.84	23.73	23.56	24.29	24.39	24.39		24.17		
48.5	0.	.67	1.02	0,89	23.84	24.13	23,65	0.58	23.54	23.31	23.26	22,90 0.88	22.71 0.86	22.64	22.51 0.92	22.51 0.94	22.28 J.05	22,36 1.03	22.31 0.93	22.35 1.06	0.93	22.46	22.47 0.87	22.65 0.91	22.75	22.86	22.86 0,75	23.15	23.27 0.74	23.61	23.43	23.63	23.85	24.19 1.01					24.27		
58.2		23	3,88 3	0.86	24.22	23.55	0.83	23,47	23,96 01	23.72	23,43	23.30	22 84	22.75	22.62	22,79 1 .03	22.62 0,98	22 46	22.57 0.92	22.66 0.86	22 53	22.77 1.05	22.64 1.00	22.68 0.84	22.75	22.99	23,09 0.50	23.83	23.68	23.54 0.84	23.53	2.5	23,81	24.24	24.29	24.35			24.35		
67.9			[²	0.86	0.67	0.79	0.67	24.05	23.63	23.72 (1.99	23.83	23.62 1 17	23.51	23.23 0.79	23.04 0.91	22.90 0,91	22.92 0.95	전망	22.77	23.13 1.21	23.13	22.89	23.15	23.13 1,06	22.94 0.79	23.24	23.22	23,41	23.61	23.53	23.91	24.01		24.22		24.22	24.27	24.22			
77.6					24.24 0.48		0.86	1.07	23,43	24.20	23.72	23.60 0,69	23.31	23.46	23.36 0.95	23,25 0.69	23,15 0,79	23,12 1.02	23.39 0.98	23.36 0.95	23.20	22.95	23.44 1.20	23.27 1.15	23.43	23.30 0.98	23.35	23,40 0,48	23.96	23.84	23,64	23.84	24.39	1.10			0.1	0.00			
87.3		1	68		0.50		0.76	24.20 0.91	23.96	0.85	1.06	23.72	23.68	23,57	23.42 0,77	23.27 0.82	23.43 0.93	23.50 1.02	23.43 0.83	23 83 1 13	23.15	23.45	23.29 0.80	23.42 0.91	23.38 0.64	23.74 0.83	23.64	23.54 0.46	24.11	24.19	24.27	23.84					24.29				
97.0							23.83	0.67	24.27	1.52	23.96	23.88	23,82	23,78 0.95	23.40 0.51	23.40 0.59	23.81 1.03	23.74 1.10	23.76 0.85	23.17 0.75	23,35 0.57	23.35	23.78 0.93	23,62 1.01	23.77	23.85 1.06	23.95	24.03 0.99	23.96		24.05	24.35									
106.7				4 30					0.76		23.56						24,13 1,22	23.97 0.91	24.03 0.83	24.05 0.95	23.87 0.73	23.84	24.13 0.60		24.35 0.84		23.99 0.85		24.35		24.32		24,29 0,92				24.03				
116.4			4	0,4				0.60	0.90	0.61			24.03	24.18 0,64	24.22		24.08 1.10	23,99 0.93		24.03	24.22 0.99				24.08	24.15 0.75	23,90	24.35	24.35	24,35		24.22					24.24				
126.1											24.39 0.55	24.39 0.80						24.29 0.61												24.39			0.80		24.24	0,50					
135.0						24.32								24.35 0.42	-				24.39 0.64		24.22			24.35																	
16.601						0.4										24.32 0.4							24.20 0.50		24.39 0.69					1			24.22 0.73					24.24			
- A.												*																			1										

x"	194.0	184.3	174.6	164_9	155.2	145.5	135.8	126.1	116.4	106.7	97.0	87.3	77 6	67.9	58 2	48 S	38.8	29 1	19.4	-9.7	0	9.7	19.4	29.1	3A, N	48.1	58.2	67.9	77.6	87.3	45.6	100.0		170.1					-	
	-		-			<u> </u>	<u> </u>			1				-			-	-					<u> </u>	-									115,6	129.1	LD 3	10.5	155.2	154.91	174.6	184,3
135.8										23.93			24 02		24.19	23 93	24.07	23 96	24.12		24.01		23.57	23,93	23.85	24.07			24.30						N					
126.1							24.25			1 40	24 36		0.62		24.25	24.16	23.76	23.89	24.25	23.93	0.54	23.84	0.79	1.03	0.83	0.71	24.36		0.93	24 16	E				1					
116.4												24.02	24.00	24.02	21 96	23.96	24,02	23.93	24.25	23.49	23.67	0.86 23.91	0.70 24.16	0.56	0.65	J.18 23.88	1.01	24.28	1.06	1.02		1		,	/					
108,7					Į	24.39	1				23.83	24.16	23 84	23,83	23.81	24.01	23.83	24.12	23.99	23.77	23.59	23.47	23.39	0.93	0.98	0.98 23.95	0.57	1.02	0.85	0.72				/			*			
97.0		24.25 0.40								24.10	24.15	24.02	24.18	23.91	24.01	24.07	23.41	23.55	23.37	23.35	23.17	23.67	23.45	23.34	0,60	0.55	1.17	1.11 24.01	0.79 24.01					-						
87.3							24.23		24.19 0.60	23.85 0.50	24.39 0.99	23.85 0.40	23.91	23.53 0.65	23.91	23.45	23.49	23.25	23.26	23 30	23.20 0.87	23.41	23.26	23.51	23.18	23,39	24.23	1.02	1.01		23.96	24.30			24.36					
77,8			24.39 0.40			23.96 0.47	24 12 0.65				24 30	23 49 0.58	23.57	23.69	23.71	23.55	23.21 0.87	23.22	23.14	23.12	23.07	22.92	23.04	23.09	23.30	23.69	23.64	0.75	23.85	23.73	0.76	0.96	24.21	24.16	0.41		24 28			
67.9			24.12 0.56				23.83 0.53	23.85 0.54	23.65 0.44	23.79 0.79	23.62	23.50 0.60	23,43	23.34 0.95	23.25	23.34 0,97	23.16	22.79	22.70 0.77	22.80	22.65	22.71	22.79	23.22	22.84	22.61	23.33	23.83	23.81	0.57 23.86	23.77	0.86 24.04	0.73	0.69	0.73	24.33	0 72			
58 2					24 04 0.89	24.01 0.53	23.96	23 91 0.79	23 75 0.59	24.16 0.76	23.45 0.71	23.71 1.05	23.38 0.73	22.96 0.89	23.26 0.85	23.16 1.09	23.00	22.64 0.85	22.52	22.47 0.92	22.39 1.01	22.59 0.96	22.62 0.99	22.65	22.53	22.60	23.03	23.18	23.33	23.71	23.79	23.80	0.44 23.81	0,49	0.61	0.65				
48 5	24.33					24.02 0.94	24 28	23.93	23.85 0.69	23 76 0 96	24.01 0.87	23 61 1.41	23.21 0.77	22.91 0.81	22.81 0.83	22.72 0.97	22.49	22.53 1.02	22.40	22.28 0.93	22.32 1.07	22.15 0.95	22.06 0.71	22.19	22.48	22.67	22.91	23.00	23.26	23.76	23.66	23.71	23.77	23.84	0.53			24.17	24 25	
38 8			24 36		31.22	24.01	24 36	24.16	24.03	23 81	23 59	23.17 0.73	23,18 1 00	23.10	22.81 0.96	22 45 0.68	22.18	22.17 0.98	21.93 1 04	21.77 0.95	21.73 1.04	21.75 0.91	21.93 1.05	22.24	22.42	22.52	22.75	23.13	23.28	23.69	23.62	23 89	23.84	24.22		24.02		0.09	04	
29.1		1.8	24 25	24. 20	4.8	24 28	0 55	23.65	23 84	23.29	23.50	23 15	22.94 0.67	22.68 0.89	2.47 1.10	22.43	22 08 0.95	21.65	21.57 1.02	21.34 0.98	21.26 0.97	21.19 0.89	21.37 0.92	21. 7 8 1.02	22.29 1.18	22.33 1.03	22.57 0.79	23.14	23.20 1.03	23.33	23.45	23.75	23.84	24.19		24.28			24.25	
19.4				0.4		0 56	0,50	0,61	23.89 U 95	0.65	23.41	0 60	22 83 0.79	22 66 0.78	22.40	22.05	21 79	21 48 1.66	21.00	20,68 0 95	20.53 0.93	20.62 0.89	20.95 0.91	21.32 0.94	21.82 1.06	22.05 0.92	22.52 0.98	22.57 0.95	22.84 0.91	23.06 1.03	23.50 0.83	23.76	23.95 0.91					¥.	0.24	
-97				24 25	23 93	23.09	1.00	0 53	0 50	0 89	0.82	1 04	1.00	0.81	0,67	0.95	0.76	21.06	0.80	19.83	19.40 0.94	19.84 0.80	20.58 0.91	21.05 0.88	21.67	21.99 0.92	22.29 0.77	22.84 1.00	23.03 0.99	23.25 0.83	23.52 1.00	23.45	23.61	23.76 0.66	23.93 0.57	*	24.36			
				0 57	0.54	0.48	0.81	0.76	0.87	0.78	0.73	1.10	1.10	0.82	0.90	1.02	0.98	20.88	20.33	19.07	18.07	19.28 0.79	20.31 0.83	21.03 0.94	21.56 0.93	21.99 0.62	22.27 0.95	22.60 0.83	23.21 1.02	23.26 0 91	23.26 0.79	23.33 0.66	23.69 1.01	23.64 0.72	23.90 0.59	*		24.25		24.33
19.6				24.30	0 60	0.69	1.01	0.69	1.07	0.71	0.61	0.01	0 73	0.93	1.09	1.02	0.95	0.94	0.82	0.81	0.79	0.84	20.57	21.07	21.53	22.10	22.41 0.98	22.81 1.09	22.63 0.90	22.47 1.22	23.56 0.94	23.81 0.96	24.09 0 47	24.03 0.75	24.14 0.64	24.07 0.55				
29.1		34.25		0.83	0.70	24.11	0 92 23.93	0.95	0.71	0,78	1,15	1.20	0 93	0.83	0.79	1.03	0.91	1.08	0.86	0.91	0.91	0.94	0.87	21.43	0.91	22.22	22.51 0.94	22.66 0.91	23 08 1.04	23.14 0.83	23.83 1.15	23.56	23.99 0.90	24.25 1.00	23.96 0.79	23.83 0.4	24.30 0.53	24.39 0.44		24. 33 0.43
38.8		1.49		0 47	0 92	24 13	24.28	0.65	0.43	0.79	0.90	0.65	0 99	1 06	0.77	0 94	0.97	0.95	1.00	0.92	0 92	0 95	1.00	21.77	22.17 0.94	22 41	22 61	22.88	23.09 0.94	23.59 1.09	23.59 0.57	23 81 0.76	23 63 0 66	23.84 0.48		24.04 0.4	23 89 0.4	24.10 0.40		
48.5			24 07			0.83	0.67	0.91	0.79	1.09	0.74	0.83	0 93	23 19	0,80	0.95	1.13	0 81	1.11	1.14	1 06	0.97	1.06	0,98	0.94	22.51	0.87	22.85	23.27	23.12 0.84	23.71 0.80	23.89 0.62	23.86	23 83 0 63	24.08 0.88	23 98 0,79	24,30 0.65			
58.2	24,39		0.4	24.30		24 12	0.50	0.68	0.90	23.85	0.61	0.88	0.79	0.71	0 83	0.93	0.89	1.02	0.98	1.03	1.14	1.11	0.92	0.93	0.89	0.79	0 88	0.82	23 26 0 87	23.56	23.61	24.09	24.25 0.97	24.29	23.32	24,36 0,63	24.08 0.62			24.15 0,78
67 9	24.39				24.39	0.39	24.07	23.76	0.50	0.70	0.79	1.13	0.95	0.74	0.95	0.92	1.00	0.86	1.03	0 B7	0,89	0.89	1.02				×	23 95	23.56	0.77	24.36 0.54	23.84	0 53	23 87	23.90	24.12	23.99 0.44	24.30		
77.6					0.00		0.74	23.89	0,79	24.19	0 48	0.80	23 59	0 64	0,-96 23.49	0.69	0.89	1.13	0.90	0 83	0 67	0 69	0.61	23 15	1 23 25	23 55	21 50	0 77	0 50	1.13	0.88	1 02	0.75	0.73	04.16	24.07	04.07			
87 3						23.83		24.01		24 02	24.18	23.83	24.19	23.83	0.79	0.95	0 86	0.54	0.86 23.14	0.66	0.97	0.67	0.94	0.82	0.91	0.79	0.87	0.58	0 50	0.72	0.50	0 56	0.69	0.73	0,4	0.49	0.45			
97 0						24.33	23 91	23.87	23.91	24.01	23.84	23.93	23.61	23.51	0.54	23.85	D.87	0.97	0,82	0.60	0.59	0.79 23.70	0.59	0.62	0.65	0.83	0.86	1.07	1 23	0.61	0.58	0 56	0.79	1 03	0.87	24. 28				
106 7				24.33 0.4	24.30 0.4	24.04			24.25	24.28	0.42	23 94	24.12	24.39	24.25	24.15	23 84	1.06	1.26	0.60	0.87	0,84	0.85	0.69	0.86	0.91	0.50	0.67	0 49	0 50	23 94	24 39	0.50		0.44	0.42	24.22	24.25	24 12	
115.4								24.12				24.36	24.28	24.19	23.83	24.30	24.04	24 14	24.01	23.95	0.79	1.11	0.77	0.77	0.94	0.65	0.79	0 69 24.36	0.83	0.79	0 47	0 50	24.33	23,89	0.46	14	0.40	0.49	0 49	
126 1											24.10	24.07	24.20	23.84	24,30	24.12	24.25	23.64	23.96	24.23	24.01	24.02	24.02	0.65	0.4	0.65	0.85	0.98	0.50	0.72		04	0.50	0 49	1	24.25				
135.4								24.30	24.33		24.20 1.02		24.38	24.25		23.84	0.10	23.96	24.30	24.25	24.25	24.12	24.33	0.69	0.68	0.60	0.61	24.14	0.72			24.33		0.50	-	0.73		24.20		
145.5													24.36			23.84		23.96	1.04	23.83	24.22	23.64	23.83	24.30	0.44	0.59	24.39	0.67		23.83	24.25	0.45				0.9		U.44		
1	1									Į								-		0,40	0.03	0.01	V.4	0.4		0.4	0.4			0.41	0.40									
КАРТА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЯРКОСТИ И ЦВЕТА В NGC 4478

															-					ALC: NOT THE OWNER
y= 1	77.6	67.9	58.2	48.5	38.8	29.1	19.4	9.7	0	+9.7	19.4	29.1	38.8	48.5	58.2	67.9				
48.5	-						24.32 0.53					24.29 0.69				- 3		~		
38.8				24.35				24.20 0.76	23.83 0.86	-	21.24 0.4		-			N	/		1	
29.1				24.32 0.57		23.89 0.68	23.55 0.91	23.33 0,90	23.29 0.96	23.49	23,67 0,68	23.68 0.73		24.39 0.62					1	
19.4		24.32 0.4		24.01 0.55	23.76 0.87	23.32 0.73	22.61 0.98	22.06 0.83	22.03 0.96	22.03 0.68	22.63 0.86	23.29 0.99	23.51 0.43	21.39 0.58		24.39 0.55				E
+9.7	24.26 0.4				23.61 0.90	22.62 0.67	21.75 0.83	20.81 0.87	22.39 0.83	20.86 0.85	22.02 1.08	22.69 0.81	23.32 0.60	24.39 0.96					,	
0			24.08 0.4	23.81 0.4	23.36 0.67	22.6) 1.06	21.45 0.80	19.80 0.70	18.67 0.77	20.27 0.87	21.54 0.97	22.61 0.82	23.49 0.81	23.95 0.82						
-9.7				24.32 0.91	23.65 0.61	22.73 0.75	21.99 0.95	20.70 0.78	20.47 0.79	20,99 0.89	22.00 1.00	22.88 0,95	23.31 0.94	23.51 0.69						
19.4		-	100	-	23.83 0.58	23.03 0.56	22.97 0.95	22.37 0.95	22.01 0.74	22.22 0.92	22.77	23.18 0.70	24.15 0.52						-	
29.1				24.20 0.52		23.99 0.64	23.59 0.74	23.31 0.69	23.83 0.78	23.62 0.82	23.97	24.04 0.63	24.12 0.61							
38.8	151.2			24.20 0.49				24.29 0-82	23.65 0.58	24.32 0.57	24.24 0.4			24.17 0.4						1
48.5	-		2	-				24.32 0.4	24.24 0.48	23.83 0.4				_			_			
58.2	1																			
67.9	1.			1.0				24.15 0.4					12							
	- 2																			
				5										- L.						
			1×																	
						1						1	1							

and a

~	58.2	48.5	38.8	29.1	19.4	-9.7	0	-+-9.7	19.4	29.1	38.8	48.5	58.2
38.8	1.5			24.19 0.58	23.92 0.55								
29.1				24.19 0.66	23.47 0.55	23.27 0.70	23.15 0.67	24.29 0.50	24.19 1.12	24.32			ł
19.4			24.37 1.02	23.43 0.47	23.43	22.89	22.61 0.99	22.77	23.45	24.11		24.26	8
+9.7		-	23.48 0.70	23.21 0.67	22.80 1.04	21.82 0.97	21.33 0.84	21.83 0.81	22.80	23.41 0.51	24.37		24.29
Ø	24.34	23.93 0.47	23.45 0.58	23.03 0.68	22.22	21.16 0.89	19.72 0.88	21.26 0-90	22.52 0.87	23.37	24.15		
-9.7	24.37		23.96 0.64	23.55 0.90	22.73 0.91	21.97 0.87	21.35 0.86	21.89 0.82	22.72	23,47	24.08 0.68		1.1
19.4		24.05 0.47		23.37 0.64	23.16 0.83	22.72 0.87	22.43 0.84	22.65	23.22	23.83	24.06		
29.1	1.00	24.25 0.4	24.08 0.81			24.15	24.05	23.37	24.08	23.62 0.51		24.08	
38.8						23.83		23.83	24.19	23.70			

КАРТА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЯРКОСТИ И ЦВЕТА В NGC 4458 N

1		116.4	106.7	97.0	87.3	77.6	67.9	58.2	48.5	38.8	29.1	19.4	-9.7	0	-9.7	19_4	29.1	38,8	48.5	58.2	67.9	77.6	87.3	97,0	106.7	T	
58.2	2					13				3										N	-			*		1	*
48.5		-										24.10			24.40	24.19											-
38.8				*					24.35		24.20 0.50	24.15		24.44	24.37		24.20	24,49					_		-		
29.1			-			24.35		24.33		24.00 0.61	23.42 0.95	23.46 0,50	23.38 0,63	23-37 0.81	23.33 0.49	23.73 0.69	24.15	23.83	24.25	24.37	23.64	E	24.08	24.00			
19,4				- 11		24.18	*	23.56 0.67	23.30 0.64	23.01 0.92	22.84 0.87	22.64 0.94	22-33 0.72	22.31 0.69	22.40 0.64	22.79 0.82	22-91 0.81	23.15	23.46 0.65	23.89 0.62	23.81 0.91	24.33 0.65	24.25	23.89			
+9.7				24.33 0.43	24.03 0.65	23.63 0.58	23.45 0.86	23.24 0.98	22.80 0.97	22.36 0.87	22.21 1.01	21.70 0.62	21.13 0.83	20.71 0.75	21.08 0.85	21.88 0.97	22.28	22.49 0.87	22.82 0.81	23.33 0.85	23.25 0.61	23.58 0.65	24.00	24.33			
0	*		24.35 0.63	23.94 0.53	23.55 0.63	23.25 0.75	23-17 0.72	22.97 0.86	22.47 0.85	22.09 0.93	21.95 1.02	21.21 0.92	20.29 0.87	19.06 0-99	20.41 0.97	21.30 0.96	21.99	22.22 1.06	22.59 0.98	23.46	23.76 1.12	23.92 0.84	24.05	21.25			
-9.7			24.30 0.60	24.45 0.57	23.73 0.60	23.59 0,74	23.30 0,80	23.17 0.70	22.75 0.88	22.44 U.91	22.25 1.01	21.65 1.03	20.94 0.95	20.62 0.95	21.16	21.87 1.69	22.12 0.87	22.35 0.93	22.74 0.91	23.19 0.87	23.51 0,74	23.85 0.87	24.25 0.87	24.33 0.4	24.23		
19.4				_	24.20 0.54	24.03 0.68	23.95 0.87	23.67	23.14	22.93 0.72	22.76	22.48 0.87	22.38 0,99	22.35 1.06	22.35 0.90	22.69 0.88	22.96 0.92	22.94 0.81	23.45 0,74	23.63 0.76	24.30 0.62	24.33 0,60					
29.1		-				-	24.45 0.52	24.25 0.72	24.07 0.66	24.00 0.70	23.95 0.87	23.55 0,83	23 55 0.85	23.52 0.86	23.40 0·76	23.66 0.69	23.95 0.87	23.95 0.58	24.35 0.72		23,97		-				
38.8						1.14			_ 1_				24.35 0.83	24.00 0.80	24.35 0.82	23.95 0.57	24.30 0.60	24.40 0.65									
48.5				1			-			24.33	24,33				24.23							C					
58.2		-	*										E .														

КАРТА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЯРКОСТИ И ЦВЕТА В NGC 4461

5	have -												,						
1.1			77.6	67.9	53.2	48.5	39.8	29.1	19,4	-9.7	0	+9.7	19.4	29,1	38.8	48.5	58.2	67.9	77.6
87.3										1		24.35 0.4		-			N		
77.6				5						23.97 0.74					F		Ī		
67.9							24.34		24.12 0.59	23.93 0.55	24.39 1.01		24.45 0.59	24.45 0,48	*	-			
58.2					_			24.35 0.82	23.95 0.82	23.47 0.76	23.67 1.05	23.95 1.09	23.63 0.63	23.71 0.64	24.45 0.69			24.34	
48.5				-			23.85	24.17 0.70	23.66 1.02	23.26 0.89	23.00 0.91	23.08 0.75	23.55 0.91	23.22 0,62	24.19 0.61	24,23 0.58			¥
38.8				- 1			23.88	23.59	22.95 0.81	22.79 0.95	22.33 0.81	22.51 0.74	23.25	23.48 0.98	24.15 0.87		- 1		
29.1	*				24.29	1	24.39	23.29 0.85	22.87 1.02	22.20 1.02	21.55 0.97	22.01 0.80	22.65 0.82	23.36 0.97	23.50 0.73			1	
19.4	0				24.13	24.02 0.88	23.85	22.75 0.69	22.30 0.97	21.47 1.02	20.75	21.41 0.94	22 38 0.87	23.03 0.77	23.93 0.83	24.45 0.71	24.01 0_47		24.31
+9.7				24.34	24.12	24.07 0.96	23.59 0.84	22.93 1.02	22.06 0.87	20.97	19.57 0.79	20.74	21.97	22.73 0.90	23.47 0.80	23 83 0.76	23.95	-	
0					24.15	24.09 0.78	23.63 0.95	23.01	21.94 0.98	20.60 0.91	18.49	20.47	22.02 0.87	22.79 0.95	23.39	24.09 U.N2	24.34		
-9.7				24.15	24.34	24.04	23.79 0.95	23.06	22.07 0.78	20.91	19.78 0.83	20.84 0.82	22.03 0.78	22.65 0.72	23.49 0.81	23.57 0.81	24.29	24.25	
19.4	¥				24.25	24.45	23.79	23.02 1.04	22.42	21.55	20.75 0.88	21.38	22.28	23.23	23.51	23.78			
29.1		-				23.79	23.67	23.39	22.55	22.11 0.87	21.55	22.06	22.70	23.33	23.89	24.39		-	
38.8			_				24.02	23.67	22.94	22.68	22.38	22.64	23.47	23.53	23.97		-		
48.5						24.29		24.25	23.33	23.23	23.27	23.27	*		24.22	*			
58.2								24.25 0.95	23.77	23.57	23.63	23.77					-		
67,9								24.04	24.03	24.01	23.88	24.12							
77.6		-	2		-			24.38	24.34	24.21	24.21								
87.3									24.36		24.45								

КАРТА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЯРКОСТИ И ЦВЕТА В NGC 3435

КАРТА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЯРКОСТИ И ЦВЕТА В NGC 4486- (M87)

2.	200.7	194	0 181	3 104		100.0	140.3	in.	01.1	100.0	108.7	107.4	10.3	17.6	41.9	34.3	4.5	34.8	29.1	16.4	-0.7	+	14.7	28.8	3(1		46.1	36,2	10.10	17.4	17.8	17.6	18.7 3		N.0 100	La list	1 101 9	14.9					and l	
10.1										1	1						14.15					1										_		1			1							
-16.7																																1.40					1 -							
																22	12.20							2.20		1.4							1.12				E							
104.5													*			11.85	28.22					0.81		34.38	100				19.83							1								
179.5								78.28	23					22								0.00					32	21.22																
16.9											21		27.55								2.2	14.0	22		개교									100										
192.3					명함				23	2.2		경운		17.41 9.64		13.00	24.48	0.85 0.80	25분		1.1	12.5	22	격설			24.27	14.35			1.16			1										
141.5		23	6								1.00	72	23.45		갔문	H 17 A 80	0.38	1.4		2件	24.28		망셨	역盗	24.45	28.11		12.25	20.24	2.20							1	_			N			
10.8	10				1				2.0		26.1	24.50	8.50	0.54	금於	1.00	1.44	0.11	20.81	2.20	11.80	23.85 9.95	33.52	2.10	14.62	27		카쿄	0.47	26.18	1.00			1				÷						
108.3			1		22		6.34	10	22		24.11			1.0	1.47	21	8.28	1.01	2.4	12.00	8.30	7.8	100.00	120	경설	~ 2	23.77	28.00		1.17	12							22	22	22				
			138				0.00	32	12	2.8	28.00	1.41	35	12	1,11	*	120	12	강음	37	4.85	영화	21.80	0.63	개교	20.11	31.65	자희	김귀.	12.50	김성	28.11	12							2.21				
loc 1	2.0		0.8				1.10		8.51	10	0.63	2.57	2.02	33	9.81	24	평교	직접	7.7	75	12.2	95.01	10.00	막볉	23.91 9.95	1.14	11.58	3.4	20.73 4.91		1.0	2.11		-									20	
					19.50	38	0.67		1.20	2.6	2.00	3.2	2月	28	1.6	7.4	귀문	국왕	17.48	2.2	걸렸	1.0	2.41	12	27.38 9.81	20.24	第 月日 東方日	25.28	10.00	2.01	17.75	20 11					22			2.2				
10.2	48	10	6.4		8 10	18	1	1.0	12	8.85	1.0	1.11	+ 50	32	22	平.99	1.00	*.	9,50	2.5	막값	8.0	37	끻셨	1.50	20.61	1.10	12.51	백문	22.25	재료	20.44	막았 ?		1	a 11		2.0	22					
			1.00	121		28	12	16	1.50	18	1.41	111	1.25	14	1.2	0.65	1.0	8.17	12	22.28	27.M	2.2	27.42	1.95	영문	것섮	22	명함	꽃병	日間	1.11	2.3	3.41	1.45 Z	100	1 21	2	12,21						
-		28	0.4	1.6	12.0	3.8	10	14	1 10	2.00	1.0	1.0	10	1.00	10.00	24	12	16	2.2	2,6	1.05	귀즘	32	귀음	22.55	먹않	픷쇖	12.22	갑다	1.0	막갑	정감.	1.00	100	12	2	22		12.00					
201	8,70	20.14	9.54	8.00		1.0	-	8.90	8 71	1.00	0.50	32	34	12	15	22	24	2.2	0.94	22	1.00	0.91	0,62	門局	0.54	20.78	진권	22.00	귀찮	핵문	1.4	20.47	2.2 2	1 10 11	18 7	2				10	۰.		-	
00		18.11		3.81	-	3.47	1.40	3.9	1.40	116	120	73	18	10	240	11	3.91	-1 KO	0.01	9.50	2.35	1.0	2.2	8.28	21.86 0.89	20.00	갶끎	웃ఊ	연료	김희 홍희	77.51 9.31	22.43	1.37 2		1월 역	A 21	10.00	2.2	1.11				-	
221		1.1	1 100.00	8.17	10.91	3.0	2 80	1.0	72	2.46	12.6	16	1.0	10	10	2.50	1.10	1.11	1.3	3.8	12	0.54	0.96	P.50	0.31	7.2	목값	작값	귀엽	1.0	25.82 0.39	25.06	3.87 2	1.71 2	1.ME 12	등 반		11년	12.00					
2.1		**	28.00	1.44	9.51	3.00	1.15	3.8	111	2.54	100	6.50	2.00	1.8	18	13	14	-	0.00	2.0	38.76	0.51	3,10	1.00	2.2	27.54	21.86	정물	22.77	1.02	작품	약꼆	20.46	10	122 14	2 33	22.8	27.09	21.00	2.4	12		11.72	
			0.0		1.82	3.00	0.54	3.34	8.09	1.11	117	12	28	2.0	12	2.51	22	3.6	0.54	2.84	1.10	8.8	20.10	4.52	20.57	1.04	1.76	11.41	1.00	1.50	김쳤	21.01	2.0 2	12 3	10.10	삶 평습	122	괜는	2.3			14.26		2.0
		14.30		1	0.13	1.1	1.15	1.00	24	1.47	271	18	0.91	73	38	16	3,11	3.8	0.51	2.45	12.00	6.30	2.42	12	8.5	영문	익섮	경제	25	구성	집큟	1.0	2.21 ×	1.70 - 2	성명	****	13.2	12.8	14.32	2.5		20		
		4.34	24.28	12.0	1.68	9.87	0.86	1.04	18	7.9	1.00	18	0.01	12	1.20	0.32	1.0	16	6.32	2.11	9.91	1.5	9.91	4.36	0.51	27.0F	21.27	11.40 0.54	22.17	끹솷	120	학물	김희 김	111	1.21 22	표명	두 전원	12.00	27	3.5			27	
14.4	1.1	#70 12 79	1 21.45	0.4	0.0	2.00	TH	1.01	1.5	24	1.12	3.0	3.84	1.00	1.00	12	2.00	28	22	24	4.8	0.52	20.44	28	20.21	0,14	B.M	11.74	22.00 0.11	말씀.	김성	김희	723	1.00	1.82	월 립	: 12.55	22	경험	1.11	2.2		14.01	
			0.50	194.44			-	1.0	18	1.17	3.0	12	0.99	10	16	12	1.0	A.F.	23	八日 月里	2.4	6.81	2.41	3.00	20.16 9.51	22.22	1.00	집값	왕끐	평값	귀셨	평송	134	12 3	:문 명	# 맛)	전 관 않	28.18	20	10.44				
				1.20	29.30		0.62	1.44	1,21	1.41	12	100	10	10	-	38	1.10	1.00	0.52	1.8	20	23	2.0	1.12	0.84	공화	8.36	평결	먹쟶	지않	공왕	귀음	33 7	10	皆門	青型	1.3	27.47 9.90	24.25		の語	3.2		불값
44.5		24.00			2.10		23.50	10.00	2.00	7.21	1.15	1.0	0.80	1.16	8.17	1.6	14	2.01	0.36	2.8	1.1	9.55	12.2	8.5	진상	경험	調整	21.ML 9.71	77.31 9.81	20.40	직접	28.00 0.00	7.0 7	1.09 2	10 7	71 23.4	11 23.33 9 8.49	44.117 0.117	2.11	2.17		100		
14.2		- 1			-	1.82	8,80	9.31	8.91	7.6	3.00	23	19	1.0	1.00	22	7,2	23	2.50	12	9.10	1,00	0.98	1.50	21.55	71.84 9.82	백ઢ	영문	22.44	괜錄	걸음	강철	25.87 2	1 20 1	1.36 23	标 말)	2 13.00	3.5	10.32	21.00	24.01 4.12			
2.6				10.00	1.76	14.10	1. 14	1.0	7,8		6.75	1.4	12	7.4	11	18	10.00	2.8	1.8	12	12.13	12	9,61	発展	10.00 0.00	32	22.29 8.56	27.85	괞삶	찍었	꿗	귀문	정물 !		13 13	품 망)	1 2 1	2.1				24.20		
				0.85		0.81	0.05			9.64	d'a	12	2.0	1.11	2.17	12	0.11	3.00	10	3.5	子台	2.0	7.2	27.25	김립	귀감	223.40 3.78	10.4 9.5	27.15 0.14	픷븵	김희.	21.17 1.04	항값 ?	La H	(음 명	2 3	3 강화	28.29	국휴	2.0		-		2.4
47.3			1						-	300	10	1.2	13	1.1	8.55	23	28	16	10	12	# 90	1.2	0.97	22	막성	20.18 点.町	24	12.00	22.91	2.20	8.30 6.30	読品	2.8 9		1 7	중 및)	3 25.67	27.18 9.13	전화 후화			24.14		22
-									23	6.13	12.15	0.70	0.81	3.38	8.79	2.9	14	10	200	0.00	1.07	1.00	0.2	200	평생	25	극축	경험	7.8	24.6	1.2	기갑	3.8 1	18 3	1.11 - 12	클 및	7 28.04 7 0.54			22	11.16			
141.2									240	200	N.M.	200		377	6.31	10	18	TR	0.00	2.54	業費	12	7.6	2.45	6.10	2.0	元射	23	작태	寻쑵	백문	23.41 9.54	53 7	A 44	교명	AR (6.)	B (4.36		2.20	24.00		1.14	12 12	
101.0						N.81			6.15	1.8	4.34	2.00	3.11	32	0.80	1.0	1.0	0.47	8.30	5.0	1.17	1.05	0.81	21.30	0.0	20.17 0.34	23.15	0.03	2.4	2.6	3.10 8.54	22.5	12 3	13. 1	LTP.	23	5-43			11.10 1.10				
128.4						9.51							4.12	8.M	100	1.0	1.00		10	2.2	8.17	13.30 8.88	1.6	2.00	김성	1,01	2.27	막송	28.28	22.04 1.27	23.74	84.72 6,82	22 3	1.22	123	3 2	3 2.2		211					
18.9													2.11	1.5	10.00	22	14	24	1.16	1.1	0.50	8.50	2.41	픷뤊	9.50	22	四月 1	믹섶	10.27	2.4	작품	22	12 7	12	24	2	28.14			1.1				
111.5										9.50					0.35	0.45				0.81	1.10	8.68		9.17	8.80	7.2	22.81	120	0.43	32	72	김 사망	13.50 I 9.50 I	1.91	10 10	20	0.4			14				
121.2				1											6.61					0,0	· · · ·	810	0.77	9.44		9.58 9.58	20.74	24.2A 8.50	24.33 9.37	9,4	2.00		3	100					常見		10.00			
114.71																	-				中,新			0.87			2.00					8.12	1 20 F	1.94		100 A	-		4.0				2.00	
114.6																*	1.4		24.28		9.50		6.30	2.00			読む	調査			24.00		1	100	18									
114.3				1															8.4						24.20			21.22		0.31	0.61		3	3										
																								0.50						1.00		1.4			3	4	27							

детальная фотометрия и колориметрия галактик

позициях, он не отличается от звезд. Указанный объект как галактика впервые фигурирует в кагалогах Цвикки, Герцога и Вилда [37] и Воронцова-Вельяминова и Архиповой [38]. Если здесь не имеет места чрезвычайно маловероятный случай проектирования посторонней звезды прямо на ядро галактики, то рассматриваемый объект благодаря исключительно большой конденсации может оказаться весьма интересным.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

A DETAILED PHOTOMETRY AND COLORIMETRY OF GALAXIES IN THE VIRGO CLUSTER

B. E. MARKARIAN, E. Y. HOVHANNISIAN, S. N. ARAKELIAN

The results of detailed photo netric and colorimetric investigations of ten elliptical and lenticular galaxies (table 1) are presented.

The observations were made with 40" Schmidt telescope in blue and yellow colors, using Eastman-Kodak 103aO and 103aE+GG11 plates respectively. The calibration of plates have been done by extrafocal exposures of NPS obtained under indentical conditions.

The measurements of the surface brightnesses on the images of galaxies were made with the "Schnell" microphotometer using the square diaphragm (9.7 \times 9.7). The measurements were made all-over the image of the galaxy by means of the gradual displacement of the microphotometer table in two perpendicular directions.

Every galaxy has been measured on three plates taken with different exposures in each color.

The charts of the brightness and color distributions (composed on the basis of the results of two color photometry) for investigated galaxies are presented at the end of the paper. Every pair of the figures on these charts gives the photographic magnitude per square second of arc and the color index (in the international system) of square area (9.7×9.7) , the rectangular coordinates of which respective to the galaxy center are given at the upper and the left sides of the chart.

On the base of the brightness and color distribution charts the following results and conclusions were obtained:

1. The integrated brightnesses and colors of the galaxies (table 2) obtained by means of photometric integration of the brightnesses of all areas on each chart.

2. The distributions of the surface brightness along the major, minor and diagonal semiaxes (tables 3 and 5) by averaging the bright-

nesses of the areas situated on equal distances from the galaxy centre along the corresponding axes and adjacent cuts (in the latter cases for areas farther than 40" from the centre).

3. The color distributions along the major, minor and diagonal semiaxes (tables 7 and 8, fig. 4 and 5) obtained in the same way as the brightness distribution.

4. The mean color distribution along the major semiaxis (iig. 6) by averaging the color distributions over all the investigated galaxies. In this case the distance from the centre of each galaxy was expressed in parts of its major semiaxis properly determined.

5. The ellipticities— ϵ of isophots and their deflections— $\Delta \rho$ from geometrical ellipses in the directions of diagonal axes (table 6).

6. The general nature of brightness distributions in the elliptical, as well as in the lenticular galaxies is almost the same. But the appreciable differences in the central parts of galaxies hamper the expression of brightness distribution by a common law.

7. The noticeable changes of the ellipticity of isophots show that surfaces of equal luminosity density in the investigated galaxies are not similar ellipsoids.

8. The color in the investigated galaxies becomes noticably bluer when moving from their centres to the border. The revealed considerable changes of the colors along the axes of galaxies may be explained by changes of the stellar content along their radii.

9. If the luminosities of elliptical and lenticular galaxies are due principally to red giants and yellow stars, then the received mean color distribution suggests that the radiation of red giants predominates in the nucleus of galaxy and at the distance of nearly one third of the galaxy radius. At larger distances the relative part played by red giants decreases while the relative part of the radiation due to the yellow stars, on the contrary, increases reaching the highest value on the periphery of galaxy.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, Сообщ. Бюр. обс., 33, 29, 1963.

2. V. A. Ambartsumian, Solvay Conferance Report, Bruxells, 1958.

3. V. A. Ambartsumian, Translactions of the IAU, XIB, 145, 1962.

4. G. de Vaucouleurs, Ap. J., Suppl. series, 74, Vol. VII, 31, 1963.

- 5. J. Stebbins, A. E. Whitford, H. Z. Johnson, Ap. J., 112, 469, 1950.
- 6. J. Stebbins, A. E. Whitford, Ap. J., 115, 284, 1952.

7. E. Pettit, Ap. J., 120, 413, 1954.

8. E. Holmberg, Medd. Lund Obs., Ser. 11, 136, 1958.

9. G. de Vaucouleurs, Ap. J., Supp'. Ser., 48, Vol. V, 233, 1961.

76

ДЕТАЛЬНАЯ ФОТОМЕТРИЯ И КОЛОРИМЕТРИЯ ГАЛАКТИК

- 10 E. Hubble, Ap. J., 71, 231, 1930.
- 11. R. O. Redman, M. N., 96, 558, 1936.
- 12. R. O. Redman. E. G. Shirley, M. N., 98, 613, 1938.
- 13. J. H. Oort, Ap. J., 91, 273, 1940.
- 14. G. de Vaucouleurs, Ann. d'Astrophys., 11, 247, 1948.
- 15. D. S. Evans, M. N., 111, 526, 1951; 112, 605, 1952.
- 16. C. J. van Houten, J. H. Oort, W. A. Hiltner, Ap. J., 120, 439, 1954
- 17. W. A. Baum, Publ. A.S.P., 67, 328, 1955.
- 18. M. H. Liller, Ap. J., 132, 306, 1960.
- 19. C. J. van Houten, B.A.N., 16, 1, 1961.
- 20. G. de Vaucouleurs, M. N., 113, 134, 1953.
- 21. Б. Е. Маркарян, Сообщ. Бюр. обс., 34, 3, 1953.
- 22. C. A. Seyfert, Ap. J., 91, 528, 1940.
- 23. B. Lindblad, Ann. Stockholm Obs., 13, 8, 1941.
- 24. B. Lin Iblad, J. Delhaye, Ann. Stockholm Obs., 15, 9, 1949.
- 25. W. Fricke, Z. f. Astrophys., 34, 137, 1954.
- 26. Д. Е. Щеголев. Изв. ГАО, 20. № 156, 87, 1956.
- 27. W. G. Tifft, A. J.,66, 390, 1961.
- 28. W. G. Tifft, A. J., 68, 302, 1963.
- 29. J. H. Bigay, Ann d'Astrophys., 27, 170, 1964.
- 30 Б. Е. Маркарян, Сообщ. Бюр. обс., 24, 3, 1957; 25, 15, 1958.
- 31. Б. Е. Маркарян. Э. Я. Оганесян, С. Н. Аракелян, Сообщ. Бюр. обс., 30, 3, 1962.
- 32. А. Т. Каллоглян, ДАН Арм.ССР, 26, 217, 1958; 33, 205, 1961.
- 33. Л. Т. Каллоглян, Сообщ. Бюр. обс., 25, 35, 1958; 30, 21, 1962; 34, 31, 1963.
- 34. W. W. Morgan, N. U. Mayall, Publ. A.S.P., 69, 291, 1957.
- 35. W. W. Morgan, Publ. A.S.P., 70, 364, 1958.
- 36. Б. Е. Маркарян, Сообщ. Бюр. обс., 28, 51, 1960.
- 37. F. Zwicky, E. Harzog, P. Wild, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, Vol. I, 1961.
- 38. В. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, Морфологический катаног галактик, часть 111, 1963.
- -39. E. F. Carpenter, Publ. A.S.P., 43, 294, 1931.

АСТРОФИЗИКА

TOM 1

ФЕВРАЛЬ, 1965

выпуск і

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДРА NGC 1068

Э. А. ДИБАЙ, В. И. ПРОНИК Поступила 15 декабря 1964

Приведены результаты спектрофотометрии ядра сейфертовской галактики NGC 1068, излучающего спектр с широкими. эмиссионными линиями. Спектрограммы получены с помощью спектрографа с дисперсией 120Å/мм в кассегреновском фокусе 50" рефлектора. По интенсивностям линий [ОШ] и [SII] оценены значения электронной плотности (10³ см⁻³) и электронной температуры (17 000°). Эффективный объем светящегося газа равен 2.105 см3 (r ≈ 20 пс), масса 2.105 ⊙. При скорости 1200 км/сек газ обладает кинетической энергией 3·10³⁴ эрг и его разлет, по-видимому, вызван некоторым процессом взрывного характера, имевшим место примерно 10° лет тому назад. Время высвечивания (3.10° лет) меньше "возраста" разлетающегося газа, поэтому свечение последнего (1.4.10⁴² эрг/сек) носит квазистационарный характер. Рассмотрены следующие механизмы возбуждения: ионизация газа горячими звездами, синхротронными 1,-квантами, космическими лучами, звездным ветром" и, наконец, ударными волнами. Энергетические соображения приволят к выволу, что наиболее вероятным, по-видимому, является последний; однако, и в этом случае имеются известные трудности. В заключение приводятся оценки начальной выброшенной массы (0,4·10⁵ « Mo « 2·10⁵ ⊙) и начальной энергии взрыва (≈10³⁵ эрг).

NGC 1068 является представительницей редкого и немногочисленного класса галактик, открытых и описанных К. Сейфертом [1]. Согласно К. Сейферту, большинство этих галактик является спиралями с ярко выраженными звездоподобными ядрами, излучающими газовый спектр с широкими эмиссионными линиями. Две из галактик Сейферта являются радиогалактиками: NGC 1275 отождествляется с известным источником Персей А и рассматриваемая здесь NGC 1068 зарегистрирована в кембриджском каталоге как объект 3С 71.

NGC 1068 является спиральной галактикой промежуточного типа (Sb по Хабблу [2]) примерно 10-й интегральной величины с ярким звездообразным ядром $\approx 13^m$, имеющим угловые размеры около 5 секунд дуги, что соответствует при расстоянии 16 мпс [3] области с радиусом 200 парсек. Как показывают полученные спектрограммы, спектральные линии широкие внутри укязанной области и резкие вне ее. Таким образом, зона макроскопических движений газа ограничена областью ядра галактики.

Таблица 1

2.0	Элемент	Интенсив- ность	То же по Сейферту
3727	[[0]]	0.50	0.80
3869	[NeIII]	0.75	0.65
3967,70	[NeIII]+H.	0.18	0.25
4026	HeI ?	0.24	-
4069/76	[S11]	0.20	0.20
4102	H	0.18	0.20
4340	H,	0.40	0.40
4363	lom	0.25	0.35
4686	Hell	0.60	0.40
4711	[ArIV]	0.18	_
4740	[ArIV]	0.15	-
4861	Hg	1	1
4959		4.5	4
5007	[011]	12.5*	12
5755	[N11]	0.18	0.20
5876	Hel	0.24	0.25
6548	[NII]		
6563	Ha		10
6584	[N11]		
6716/32	[\$11]		1.40

интенсивности	ЭЛИССИОННЫХ	линий
ВСПЕК	TPF NGC 1068	

1. Настоящее исследование базируется на шести спектрограммах, полученных в январе 1964 г. с дифракционным спектрографом, установленным в кассегреновском фокусе 50" рефлектора. Дисперсия 110—140 Å/мм. Для повышения точности определения интенсивностей линий некоторые спектры расширялись до 0.2 мм; расширенные спектры экспонировались по 2 часа, нерасширенные по 30 мин. Одновременно фотографировались также звезды с известным распреде-

* Вследствие передержки этой линии на всех спектрограммах для нее принято теоретическое значение интенсивности: 1₅₀₀₇ = 2.8 1₄₉₉₇



лением энергии в спектре. Все негативы обработаны на саморегистрирующем микрофотометре Молля.

Регистрограмма спектра ядра NGC 1068 приведена на рис. 1, причем длинноволновый участок со слабыми линиями поглощения не воспроизведен. Как можно видеть, эмиссионные линии наблюдаются на фоне спектра поглощения, вызванного суммарным излучением звезд в области ядра. Интегральный спектр ядра по К. Сейферту [1] G3; масса звезд, заключенная в области с радиусом 200 пс, составляет ~ 10⁸ солнечных масс [3].



Рис. 2. Контуры линий Н_ри). 4959 по двум спектрограммам (запись в интенсивсностях).

Эмиссионные линии газовой составляющей ядра NGC 1068 чрезвычайно широки (рис. 2). Профили водородных и запрещенных линий примерно одинаковы и соответствуют допплеровским скоростям порядка ± 1200 км/сек. Интенсивности эмиссионных линий, определенные путем стандартной процедуры с привязкой к звездам с известным распределением энергии в спектре [4], приведены в табл. 1. Интенсивность линии H₃ принята за единицу. Средняя квадратичная ошибка определения интенсивности по четырем негативам не превосходит 15 — 20%/0. В этой же таблице для сравнения даны интенсивности линий согласно К. Сейферту [1].

2. В теоретической астрофизике хорошо известен метод определения электронной температуры по отношению интенсивностей авроральной и небулярной линий иона [OIII] (метод В. А. Амбарцумяна). -6--57

81

Э. А. ДИБАЙ, В. И. ПРОНИК

Аналогичное отношение (авроральной и трансавроральной линий) можно записать и для иона [SII], линии которого наблюдаются в спектре NGC 1068. Тогда два уравнения позволят определить два неизвестных: электронную температуру и электронную плотность.



Рис. 3. Определение n_e н T_e по наблюдаемым отношениям $\frac{I_{4363}$ [OIII]}{I_{N_1+N_2} [OIII] = 0.02, $\frac{I_{4068+76}}{I_{6717+31}} = 0.15$. Пунктирные кривые дают представление о том, как зависят искомые значения n_e и T_e от неточностей в определениях интенсивностей диний.

Рис. З иллюстрирует графическое решение указанных уравнений. Как видно из рисунка, системе уравнений удовлетворяют следующие значения физических параметров:

> $n_e \approx 10^3 \text{ cm}^{-3}$ $T_e \approx 17\,000^\circ K$

Зная электронную температуру и плотность, можно по наблюдаемым интенсивностям запрещенных линий попытаться оценить химический состав газа в ядре NGC 1068. В самом деле, интенсивность спектральной линии какого-либо атома или иона (выраженная по отношению к линии Н₃) определяется относительным обилием дан-

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДРА NGC 1068

ного атома (иона) по отношению к водороду и условиями возбуждения. Другими словами, можно записать

$$\frac{I_{I}}{I_{3}}=\frac{n_{I}}{n_{H}}\Theta(n_{e},T_{e}).$$

Интенсивности линий известны из наблюдений, а функция $\Theta(n_e, T_e)$ табулирована в работе [5]. Полученные таким образом данные приведены в табл. 2. Для сравнения указано соответствующее обилие элементов в туманности Ориона [6].

Трансавро-Небулярные Авроральные Туманность ральные Элемент Среднее лнини Ориона линин линии $3 \cdot 10^{-6}$ OII/H OIII H 1.7.10-4 $2 \cdot 10^{-4}$ 2.10-4 $4 \cdot 10^{-4}$ 10-4 $8 \cdot 10^{-5}$ Nell1/H 6-10-1 10-5 $2 \cdot 10^{-5}$ SII/H $1.2 \cdot 10^{-5}$ 10^{-4} Hel/H 0.1 Hell/H 0.08 0.18 0.13

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ ГАЗА В ЯДРЕ NGC 1068*

Учитывая распределение атомов по состояниям ионизации, можно, по-видимому, прийти к заключению, что наблюдаемый химический состав газа в ядре NGC 1068 не отличается заметным образом от состава диффузных туманностей в нашей Галактике.

Далее, зная *n*_e и *T*_e, мы можем оценить объем, занятый излучающим газом. Излучение одного кубического сантиметра газа в линии Н_в составляет [8]

$$E(H_{3}) = 22.4 \cdot 10^{-20} n_{e} n_{p} \frac{b_{4}(T_{e}) e^{\frac{3814}{T_{e}}}}{T_{e}^{3/4}} = 0.27 \cdot 10^{-19} \operatorname{spr/cm^{3} cek}.$$

Запишем теперь очевидное соотношение

$$\frac{E(H_{\beta}) V_{eff}}{4 \pi R^2} = F_{Haba} (H_{\beta}),$$

где V_{eff} — эффективный объем, R — расстояние до излучающего объекта, F_{набл} (H) — поток в линии H_β, наблюдаемый на поверхности Земли. Согласно данным А. Д. Кода [9], поток от звезды G4 с видимой

* Обилие гелия оценивалось по формулам, приведенным в [7]

83

Таблица 2

величиной V = 0.00 в области H₃ составляет $3 \cdot 10^{-9}$ эрг/см² сек Å. Эквивалентная ширина линии H₃ равна 15 Å, тогла с учетом звездной величины ядра NGC 1068 ($12^m - 13^m$) $F_{\text{набл}}$ (H₉) = 7.10^{-13} эрг/см² сек. Расстояние до NGC 1068 [3] составляет 16 мпс = 5.10^{25} см. С этими данными получаем эффективный объем

или эффективный радиус

 $r_c \approx 20$ nc.

Сравнение этой величины с радиусом области эмиссии в центре NGC 1068, определяемым по прямым фотографиям (200 пс), указывает на сильную неоднородность в распределении излучающего газа. Этот вывод подтверждается также видом профилей эмиссионных линий (наличие отдельных максимумов, несимметричность).

Масса газа в ядре NGC 1068 составляет

$$M = V_{eff} n_e m_{\rm H} \approx 8.10^{\circ} \odot.$$

Такая масса газа, движущегося со скоростью порядка 1000 км/сек, обладает кинетической энергией

$$E_k \approx 10^{55}$$
 spr*.

Ясно, что газ с такой энергией не может долго удерживаться в центре галактики (параболическая скорость при массе звезд 10⁸ ⊙ и радиусе 200 пс равна 60 км/сек). По-видимому, разлет газа вызван каким-то феноменом взрывного характера. При радиусе 200 пс и скорости 1000 км/сек возраст^{*} такого образования составляет

t≈10⁵ лет.

Любопытно сравнить эту величину со временем высвечивания газа. При $n_e = 10^3$ см⁻³ и $T_e = 17000^3$ характерное время рекомбинаций равно

т≈10² лет.

Таким образом, свечение газа имеет квазистационарный характер и, следовательно, должен существовать какой-то источник энергии, поддерживающий ионизацию и нагрев газа. Для рассмотрения конкретных механизмов возбуждения необходимо знать количество энергии, излучаемой газом в единицу времени.

^{*} Значения V_{eff} , r_s , m и E_k получены без учета межзвездного поглощения света в самой галактике NGC 1068, поэтому они скорее всего являются нижним пределом этих величин.

3. Мощность источника энергии (или, в случае радиативного возбуждения, полная энергия поглощенных L_c - квантов) равна начальной энергии свободных электронов плюс энергии, затраченной на ионизацию водородных атомов

$$E = N_{ion} \left(E_0 + \mathcal{E}_{ion} \right),$$

где N_{ton} — число ионизаций атомов водорода. В рамках квазистационарной модели число ионизаций можно положить равным числу рекомбинаций, которое в свою очередь равно (или больше) числу бальмеровских квантов, излучаемых газом:

$$N_{lon} \approx N_{-} > N_{Bal}$$

Количество бальмеровских квантов можно определить, исходя из наблюдаемого потока в линии H_{β} (в случае ионизации полем излучения $N_{L_{\alpha}} \gtrsim N_{Bal}$)

$$N_{Bal} = 4 \pi R^2 \cdot \frac{F_{ma6a} (H_{\beta})}{h_{V_{\beta}}} 11.2 = 4.10^{52} \text{ квант/сек.}$$

Зная суммарную интенсивность запрещенных линий и электронную температуру, можно оценить начальную энергию электрона как сумму энергии, идущей на возбуждение запрещенных линий, энергии, теряемой при свободно-свободных переходах и остаточной энергии рекомбинирующего электрона

$$E_0 = 13.4 \cdot 10^{-12}$$
 spr.

Следовательно, полная энергия, необходимая для ионизации и нагрева газа, составляет

$$E = 4 \cdot 10^{52} (13.4 \cdot 10^{-12} + 12.7 \cdot 10^{-12}) = 1.4 \cdot 10^{42}$$
 spr/cek.

Рассмотрим теперь возможные механизмы возбуждения.

а) Ионизация газа горячими звездами. Зная электронную температуру газа и суммарную интенсивность запрещенных линий, можно судить о температуре ионизующего излучения и тем самым о температуре возбуждающих звезд. В нашем случае $T_e = 17000^\circ$ и $\sum \frac{I_e}{I_3} = 25$, что соответствует очень горячим звездам типа О или ядрам планетарных туманностей. Так, например, зная количество L_c - квантов, излучаемых в единицу времени одной звездой O5V (2·10⁴⁹ квант/сек), можно подсчитать, что для ионизации газа необходимо 3·10³ - 10⁴ таких звезд. Скопление такого числа звезд на расстоянии 16 мпс выглядело бы как звездочка 17 — 18 величины, и его нельзя было бы обнаружить на фоне ядра NGC 1068. Однако указанную возможность следует считать маловероятной из других соображений. В нашей Галактике одна звезда спектрального класса О приходится на 10⁷ обычных звезд. В области ядра NGC 1068 содержится 10⁸ звезл [3]; таким образом, для объяснения ионизации газа О-звездами пришлось бы допустить содержание последних на два-три порядка выше нормального.

б) L_c - кванты синхротронного происхождения. Согласно [10], поток радиоизлучения от NGC 1068 на частоте 958 мгц составляет 6.6 · 10⁻²⁶ ватт/м² мгц; спектральный индекс $\alpha = 0.48$.

Проводя расчеты подобно тому, как это сделано для Крабовидной туманности [11], и принимая показатель спектра в области $\lambda < 912$ А равным двум, получим величину

L_c (синхр) $\approx 10^{52}$ квант/сек,

что сравнимо с числом бальмеровских квантов, выходящих из области свечения газа. Однако, прежде чем сопоставлять эти величины, необходимо учесть разницу в размерах светящихся областей в радио-и оптическом диапазоне. Радиус зоны свечения газа около 200 пс, тогда как радиоизлучение выходит из области с радиусом 5000 пс [10]. Таким образом, отношение объемов составляет 10⁴, и объемная плотность L_c - квантов синхротронного происхождения оказывается на четыре порядка меньше. необходимой величины.

в) Космические лучи. Оценим величину ионизационных потерь электрона, движущегося в среде с плотностью n_e. Для полностью ионизованного водорода имеем [12]

$$-\frac{\partial E}{\partial t}=7.62\cdot10^{-9}\,n_e\,\left(\ln\,\frac{E}{mc^2}-\ln\,n_e+73.4\right).$$

В нашем случае $n_e = 10^{-3}$ см⁻³; принимая $E \approx 10^9$ эв, получим

$$\frac{\partial E}{\partial t} \approx 2 \cdot 10^{-4}$$
 эв/сек или $\approx 3 \cdot 10^{-16}$ эрг/сек.

Для обеспечения наблюдаемого свечения газа $E = 1.4 \cdot 10^{42}$ эрг/сек необходимо

$$N = \frac{1.4 \cdot 10^{43}}{3 \cdot 10^{-16}} = 5 \cdot 10^{57}$$
частиц.

Если принять среднюю энергию частицы

$$E \approx 10^{\circ}$$
 эв $\approx 10^{-3}$ эрг.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДРА NGC 1068 87

то полная энергия всех частиц, могущих ионизовать светящийся газ, составляла бы

$$NE \approx 10^{55}$$
 spr.

Полная энергия, запасенная в NGC 1068 в форме космических лучей, оценена по радиоизлучению этой галактики [12] и составляет

$W \approx 2 \cdot 10^{56}$ spr.

Однако, как и в предыдущем случае, здесь нужно учесть различие объемов, занимаемых светящимся газом и космическими лучами. Для ионизации газа плотность космических лучей должна была бы быть на два-три порядка выше, чем наблюдаемая.

г) Стационарное истечение вещества из звезд ("звездный ветер"). "Звездный ветер" как источник ионизации был предложен в [13] для объяснения наблюдаемого факта высокой (≈17000°) температуры газа в ядрах галактик по сравнению с обычными зонами Н II в спиральных рукавах (≈8000°). Предполагается, что повышенная концентрация звезд в центральных частях галактик может дать наблюдаемый эффект.

Интегральный спектр поглощения ядра NGC 1068, как было указано G3, поэтому для расчетов воспользуемся соответствующими данными для Солнца. Поток энергии частиц с плотностью р и скоростью v на расстоянии r от звезды будет равен

$\Pi \approx 4 \pi r^2 \rho v^3.$

Принимая $r = I a. e. = 1.5 \cdot 10^{13} \text{ см}, \rho = 10^{-24} \text{ г/см}^{-3}, \upsilon = 300 \text{ км/сек,}$ получим для 10^8 звезд величину

что на восемь порялков меньше необходимой величины 1042 эрг/сек.

д) Возбуждение ударной волной. К этому предположению естественно приводит наблюдаемая картина больших масс газа (2.10⁵ ⊙), движущихся с большими скоростями (±1200 км/сек). Кинетическая энергия движущегося газа

$$E_k = \frac{1}{2} M v^3 = 3 \cdot 10^{54} \text{ spr},$$

тогда как энергия высвечивания за время жизни $t \approx 10^5$ лет составляет сравнимую величину

$$E_{em} = Et = 4 \cdot 10^{54}$$
 spr.

Поскольку на ранних стадиях расширения скорости были больше (в случае NGC 1275 ≈ 4500 км/сек) можно утверждать

 $E_k \gg E_{em}$.

Таким образом, запаса кинетической энергии движущегося газа достаточно для того, чтобы обеспечить наблюдаемую эмиссию. Приторможении расширяющегося газа в межзвездной среде возникает ударная волна, характеризующаяся температурой

$$\frac{1}{2}m_{\rm H}v^2\approx\frac{3}{2}kT,$$

достигающей при скоростях ≈ 1000 км/сек величины $10^{\circ} - 10^{\circ}$ °K. Кванты высоких энергий, возникающие на фронте, могут дать наблюдаемую высокую ионизацию; полученное значение температуры $T_e =$ = 17000° в этом случае есть некоторое среднее взвешенное по всей области высвечивания газа.

Следует отметить, что механизм ионизации газа ударной волной также встречается с трудностями. В самом деле, в сильных ударных волнах значительная часть энергии излучается в рентгеновской области спектра. Поэтому необходим большой запас энергии, тогда как в случае NGC 1068 почти вся кинетическая энергия должна переходитьв видимое излучение.

4. Подведем итоги проведенному исследованию. Анализ физических условий в центральной части NGC 1068 приводит к представлениям о некотором процессе взрывного характера, имевшем место $\approx 10^5$ лет тому назад и приведшем к выбросу значительной массы газа.

Можно попытаться оценить начальную выброшенную массу, исходя из следующих соображений. Верхний предел массы мы получаем сразу, считая выброшенным весь наблюдаемый газ (2 - 10⁵ $_{\odot}$). Для оценки нижней границы предположим, что выброшенный газ движется в межзвездной среде с плотностью $n_e = 1 \text{ см}^{-3}$. Тогда масса межзвездного газа в области с радиусом 200 пс будет составлять $\approx 6 \cdot 10^5 \odot$ и, следовательно, почти весь наблюдаемый газ, движущийся с большой скоростью, является "нагребенным" газом межзвездной среды. Поскольку энергия высвечивания на данной стадии сравнима. с кинетической энергией, можно воспользоваться уравнением сохранения импульса [14]

$M_{\rm Ha6a} v_{\rm ha6a} = M_0 v_0,$

где $M_{\text{наба}} = 2.10^5 \odot$, $v_{\text{наба}} = 1000$ км/сек и величину v_0 по аналогин

с другими радиогалактиками можно принять равной 5000 км/сек. С этими данными получаем

$$0.4 \cdot 10^{\scriptscriptstyle 5} \leqslant M_{\scriptscriptstyle 0} \leqslant 2 \cdot 10^{\scriptscriptstyle 5} \odot.$$

Представляет интерес также оценка начальной энергии взрыва.. Она, очевидно, складывается из наблюдаемой кинетической энергии движения плюс энергии излучения за время расширения, то есть

$$E_0 = E_k + Et = E_k + E_{em}.$$

Вспоминая, что $E_k = 3 \cdot 10^{54}$ и $E_{em} \simeq 10^{55}$ эрг, получим

$$E_0 \approx 10^{55}$$
 spr,

что на несколько порядков превосходит энергию вспышек Сверхновых II типа (10⁵⁰ — 10⁵² эрг).

Резюмируя, можно заключить, что детальное изучение ядра NGC 1068 приводит к новым проблемам. Мы не можем ответить ни на вопрос, откуда берется выброшенный газ, ни на вопрос о причинах взрыва. Даже более простая задача о характере возбуждения светящегося газа не имеет очевидного ответа. По-видимому, наиболее вероятным является ударный механизм возбуждения, хотя и в этом случае имеются серьезные возражения, связанные с "коэффициентом полезного действия" перехода кинетической энергии в энергию видимого-

Таблица З

Характерные параметры ядра NGC 1068

Звездная величина ядра [1]	≈ 13 ^m
Расстояние [3]	$R = 16 \cdot 10^{\circ}$ nc
Раднус фотометрический	$r_p = 200 \text{ nc}$
Раднус спектроскопический	r _s = 20 nc
Температура газа	$T_e = 17000^{\circ} K$
Плотность газа	$n_e = 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$
Масса звезд в области ядра [3]	$M_{\star} = 10^8 \odot$
Масса газа	$M = 2 \cdot 10^5 \odot$
Скорость разлета газа	v = ± 1200 км сек
Параболическая скорость	$v_p = 60 \ \kappa m/cek$
Кинетическая энергия газа	$E_{k} = 3 \cdot 10^{54} \text{ spr}$
"Возраст" газового образования	$t = 10^{5}$ лет
Энергия высвечивания газа	E = 1.4.1042 эрг/сек
Время рекомбинации	τ = 3·10 ² лет
Радиопоток на частоте 958 мгд [10]	$F_{y} = 6.6 \cdot 10^{-26} \text{Batt/m}^{2} \text{MFH}$
Спектральный индекс [10]	$\alpha = 0.48$
Начальная масса выброшенного газа	$M_0 = (0.4 - 2) \cdot 10^5 \odot$
Начальная эпергия взрыва	$E_{\rm o} \approx 10^{55}$ spr

излучения. Вообще говоря, не исключена и возможность существовавания некоторого остатка взрыва, посылающего ионизующее газ излучение; однако, наши сведения о таких вещах еще слишком неопределенны.

В табл. З собраны величины, описывающие условия в ядре NGC 1068.

Авторы пользуются случаем выразить признательность И. С. Шкловскому, С. Б. Пикельнеру, А. А. Боярчуку и Р. Е. Гершбергу за весьма плодотворное обсуждение полученных результатов и Г. А. Панкратовой за помощь при обработке спектрограмм.

ГАИШ Крымская астрофизическая обсерватория

THE SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF THE NUCLEUS OF NGC 1068

E. A. DIBAY, V. I. PRONIK

The results of the spectrophotometric investigation of the nucleus of the Seyfert galaxy NGC 1068 are given. The spectrum contains broad emission lines. From the intensities of [OIII] and [SII] lines the values of electron density $(10^{3-} \text{ cm}^{-3})$ and of electron temperature (17000°) are estimated. The effective volume of luminous gases is about $2 \cdot 10^{5} \odot$. Different possible mechanisms of exitation are discussed. The numerical data obtained are summarized in Table 3.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. C. K. Seyfert, Ap. J., 97, 28, 1943.
- 2. M. L. Humason, N. U. Mayall, A. R. Sandage, A. J., 61, 97, 1956.
- .3. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, K. H. Prendergast, Ap. J., 130, 26, 1959.
- 4. А. В. Харитонов, Авторефераг, Алма-Ата, 1963.
- 5. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, В. И. Проник, Изв. КрАО, 29, 291, 1963.
- 6. L. H. Aller, W. Liller, Ap. J., 130, 45, 1959.
- 7. M. J. Seaton, M. N., 119, 90, 1959.
- 8. Сб. "Физические процессы в газовых туманностях", гл. I, ИЛ, М., 1948.
- 9. А. Д. Код, Сб. "Звездные атмосферы", ИЛ, М., 1963.
- 10. R. G. Conway, K. I. Kellerman, R. J. Long, M. N., 125, 261, 1963.
- 11. В. И. Прокик, Изв. КрАО 30, 104, 1963.
- 12. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, Происхождение космических лучей гл. 3, АН СССР, М., 1963.
- 13. G. R. Burbidge, R. Y. Gold, S. R. Pottash, Ap. J., 138, 945, 1963.
- 14. И. С. Шкловский, Астрон. ж., 39, 209, 1962.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

TOM 1

ФЕВРАЛЬ, 1965

выпуск і

ГРАДИЕНТ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЯХ

Г. А. ГУРЗАДЯН Поступила 25 января 1965

Планетарные туманности не являются изотермичными во всем их объеме газовыми образованнями; электронная температура в их центральных областях может доходить до 30000. Рост электронной температуры в сторону центра туманности объясняется ослаблением эффекта охлаждения ионами различных элементов. Последнее связано с фактом увеличения потенциала возбуждения наиболее низкого для данного иона метастабильного уровня с повышением порядка ионизации. Указывается на незначительность роли неупругих столкновений с атомами водорода в туманностях. Обсуждается возможность определения из наблюдений электронных температур в центральных областях планетарных туманностей.

Долгое время принималось, что планетарные туманности являются изотермичными во всем их объеме образованиями. Такое представление было основано на том априорном допущении, согласно которому механизм охлаждения ионами различных элементов действует с одинаковой эффективностью по всей туманности. Однако некоторые соображения, связанные с характером расширения и структуры планетарных туманностей, заставили усомниться в правильности подобной точки зрения [1]. Уже первые попытки оценить величины электронных температур центральных областей планетарных туманностей дали неожиданный результат — они оказались в два и больше раз превышающими электронные температуры внешних частей туманностей, которые обычно порядка 10000°. В дальнейшем этот вывод был подтвержден исследованиями Осаки [2].

1. Охлаждение во внутренних областях туманностей. Обычно охлаждение туманности осуществляется ионами ОІІ, ОІІІ, NII, SII, SIII и т. д. Монохроматические изобряжения туманности в линиях этих ионов имеют наибольшие размеры. Вместе с тем, перечисленные ионы обладают самыми низкими потенциалами возбуждения наиболее низкого для данного иона метастабильного состояния. Поэтому электронная температура, определенная с помощью запрещенных линий, испускаемых этими ионами, характеризуя тепловое состояние внешней части туманности, вместе с тем должна быть относительно низкой.

Во внутренних областях туманности кислород, азот, углерод и остальные элементы не могут присутствовать в виде однажды и дважды ионизованных атомов. Здесь эти элементы ионизованы три, четыре и больше раз и поэтому только соответствующими ионами может определяться эффект охлаждения газовой материи. Весь вопрос заключается в том, в каком соотношении находится потенциал возбуждения до ближайшего метастабильного уровня высокоионизованных элементов вп с потенциалом возбуждения метастабильных уровней низкоионизованных элементов ε₁. Если метастабильные состояния в обоих случаях будут находиться примерно на одинаковых энергетических расстояниях от основных состояний ионов, то эффект охлаждения везде будет одинаковый, и никакого температурного градиента в туманности не может образоваться.

Чтобы ответить на поставленный вопрос, необходимо провести анализ энергетических состояний различных ионов, наиболее часто встречающихся в туманностях. Такой анализ нами проделан, результаты его представлены на рис. 1 в виде графика зависимости между потенциалами ионизации χ и потенциалом возбуждения до ближайшего метастабильного состояния є. В этой части работы нами использован каталог атомных энергетических уровней, составленный Мур [2].

Во внешних частях туманности многие элементы находятся в однажды и дважды ионизованном состоянии, т. е. для них потенциал ионизации меньше 60 эв (левее пунктирной линии на рис. 1). Для этих ионов потенциал возбуждения до ближайшего метастабильногоуровня в среднем составляет около $\varepsilon_1 \approx 2.5$ эв. Далее, почти во всех случаях происходит довольно быстрое возрастание ε с повышением порядка ионизации — чем сильнее ионизован элемент, тем больше потенциал возбуждения до его ближайшего метастабильного состояния.

Таким образом, для ионов с потенциалом ионизации больше 60 эв и присутствующих в центральных областях туманности (правее пунктирной линии на рис. 1) характерно высокое значение потенциала возбуждения до ближайшего метастабильного состояния. Он составляет, как нетрудно заключить из рис. 1, в среднем около $z_{II} \approx 8 - 10$ эв, т. е. примерно в 3 – 4 раза больше, чем потенциал возбуждения запрещенных линий z_I для группы ионов, находящихся ле-

ГРАДИЕНТ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ТУМАННОСТЕЙ

вее пунктирной линии на рис. 1 и населяющих внешние области туманности. Отсюда уже можно заключить, что электронная температура в центральных областях туманностей должна превышать электронную температуру ее внешних частей, которая легко определяется наблюдениями и в среднем порядка 10000°.



Рнс. 1.

В связи с этим возникает следующая задача: нельзя ли, зная электронную температуру внешних областей туманности T_e , температуру ядра T_* и средние значения потенциалов возбуждения до ближайшего метастабильного состояния для указанных двух групп ионов ε_1 и ε_{11} , оценить величину электронной температуры внутренних областей туманности T_{e1} .

2. Электронная температура в центральных областях туманности. Поставленную выше задачу можно решить, написав закон сохранения энергии свободных электронов сперва для внешних частей туманности, а затем для внутренних ее частей и сравнивая их между собой. Раньше метод баланса энергии свободных электронов только для внешних частей туманности был применен В. В. Соболевым [8] и Аллером [10].

Будем предполагать, что свободные электроны получают кинетическую энергию при фотоионизации водородных атомов, а теряют четырьмя путями:

1. При рекомбинации электронов с протонами и при свободносвободных переходах. Энергию, теряемую при этих процессах в единице объема и в одну секунду, обозначим через E_1 .

2. При рекомбинации электронов с атомами однажды ионизованного гелия и при свободно-свободных переходах электронов в поле однажды ионизованного иона гелия (E₂).

3. При неупругих столкновениях электронов с нейтральными атомами водорода (E₃).

4. При возбуждении всех запрещенных линий разных атомов и ионов путем неупругих столкновений с электронами (E₄).

Если *E*_e есть количество энергии, получаемое свободными электронами в единице объема и в одну секунду, то закон сохранения энергии запишется в виде

$$E_e = E_1 + E_2 + E_3 + E_4. \tag{1}$$

Очевидно, записав это соотношение для различных частей туманности, мы найдем зависимость электронной температуры от физических параметров туманности и ядра и тем самым сможем судить о величине градиента электронной температуры.

Энергия, израсходованная при рекомбинации электронов с протонами и при свободно-свободных переходах, может быть представлена в виде

$$E_1 = n_e n^+ [F_r (T_e) + F_{ff} (T_e)] = n_e n^+ F_1 (T_e), \qquad (2)$$

где n_e и n^+ — концентрация свободных электронов и протонов. Функция $F_1(T_e)$ представляется через функции, приведенные в работе Ситона [4], а также Осаки [2]. Пользуясь их данными, мы определили численные величины $F_1(T_e)$ для различных значений T_e . Зависимость $F_1(T_e)$ от T_e приведена на рис. 2.

Совершенно так же можем написать для величины E_2 , относящейся к однажды ионизованным ионам гелия (He⁺),

$$E_2 = n_e n^+ F_2(T_e). \tag{3}$$

Зависимость функции F₂ (T_e) от электронной температуры приведена на рис. 2. При построении этой кривой принято относительное со-

ГРАДИЕНТ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ТУМАННОСТЕЙ

держание гелиевых атомов n(He)/n(H) = 0.2 и доля ионизованных атомов гелия (степень ионизации) $n(\text{He}^+)/n(\text{He}) = 0.9$. При других значениях относительного содержания гелиевых атомов и степени ионизации следует числовые значения $F_2(T_e)$ на рис. 2 умножать соответственно на n(He)/n(H) и $n(\text{He}^+)/n(\text{He})$.



Переходим к определению E_3 — энергии, израсходованной на неупругие столкновения электронов с нормальными атомами водорода. При этом мы будем ограничиваться рассмотрением возбуждения электронными столкновениями только ближайшего — второго энергетического состояния, так как вероятность перехода при таких столкновениях в третье и высшее (в том числе и ионизованное состояние) по крайней мере на два порядка меньше вероятности перехода на второй уровень. Тогда мы можем написать

$$E_3 = n_1 n_e \, \alpha_2 \left(T_e \right) \, h \nu_2, \tag{4}$$

где n_1 есть число нейтральных атомов водорода, находящихся в основном состоянии, $\alpha_2(T_e)$ — коэффициент вероятности перехода $1 \rightarrow 2$ под влиянием столкновений, hv_a — энергия L_a - кванта.

В настоящей работе мы будем пользоваться приближенными эффективными сечениями, найденными Милфордом [5, 2]. для функции $\alpha_3(T_e)$. Эти данные для некоторых значений T_e приведены во втором столбце табл. 1 (в см³/сек). Заметим, что эффективные сечения столкновения, данные Милфордом, в полтора-два раза меньше, чем найденные Чемберленом значения [6], и в два-три раза меньше, чем дает формула Миямото [7].

Гаолица Г	a 1	Таблица
-----------	-----	---------

T _e	$a_s(T_e)$	$F_3(T_e)$
10000° 15000 20000 30000	$1.29 \cdot 10^{-13} 7.58 \cdot 10^{-12} 5.90 \cdot 10^{-11} 4.76 \cdot 10^{-10}$	$\begin{array}{c} 2.12 \cdot 10^{-24} \\ 1.24 \cdot 10^{-22} \\ 0.98 \cdot 10^{-21} \\ 0.78 \cdot 10^{-20} \end{array}$

Напишем (4) в виде

$$E_2 = n_e n^+ \frac{n_1}{n^+} a_2(T_e) n_{a_1}$$
(5)

и подставим в это соотношение значение $\frac{n_1}{n^+}$ из формулы ионизации. Получим

$$E_{3} = n_{e} n^{+} \frac{n_{e}}{W T_{e}^{i_{s}} \varphi(T_{*})} F_{3}(T_{e}), \qquad (6)$$

тде W есть коэффициент дилюции, а через $\varphi(T_{\bullet})$ и $F_{a}(T_{e})$ обозначены

$$\varphi(T_{*}) = T_{*}^{-\frac{1}{2}} \frac{2 \left(2 \pi \mu k T_{*}\right)^{\frac{3}{2}}}{\hbar^{3}} e^{-\frac{\pi s_{*}}{k T_{*}}}; \qquad (7)$$

$$F_{a}(T_{e}) = a_{g}(T_{e}) h_{a}, \qquad (8)$$

где T_{\bullet} — температура ядра туманности, v_0 — частота ионизации водорода. Числовые значения функции $F_3(T_e)$ приведены в табл. 1, а кривая функции $\varphi(T_{\bullet})$ — на рис. 3.

Наконец, для энергии свободных электронов, затраченной на возбуждение запрещенных линий, имеем

$$E_4 = n_e \sum_{i} n_i b_{ij} h v_{ij} = n_e n^+ \sum_{i} \frac{n_i}{n^+} b_{ij} h v_{ij}, \qquad (9)$$

где n_i — концентрация ионов, которым соответствует данная запрещенная линия, b_{ij} — коэффициент вероятности вынужденного перехода $i \rightarrow j$ под влиянием электронных столкновений, v_{ij} — частота данной линии.

Здесь нужно сделать следующее важное для дальнейшего замечание. Дело в том, что отношение $\frac{n_i}{n^+}$, скажем, для ионов O⁺⁺, возбуждающих, в частности, линии N_1 и N_2 , имеет определенную величину для внешних частей туманности. Но во внешних частях туманности в дважды ионизованном состоянии находится почти весь кислород. Поэтому можно написать приблизительно

$$\frac{n_{i}}{n^{+}} = \frac{n (O^{++})}{n^{+}} \approx \frac{n (O)}{n (H)}.$$

Но во внутренних частях туманности кислород уже будет ионизован трижды; дважды ионизованного кислорода там практически не будет. И если химический состав туманности везде одинаков, то мы будем иметь для внутренних частей туманности

$$\frac{n_i}{n^+} = \frac{n(O^{+++})}{n^+} \approx \frac{n(O)}{n(H)}.$$

Указанную аналогию можно продолжать и в отношении других атомов и ионов.





Таким образом, несмотря на существенные изменения физических условий внутри туманности, отношение $\frac{n_l}{n^+}$, входящее в соотношение (9), можно с достаточной степенью точности принять везде постоянным.

Что касается коэффициента b_{ij}, то он уже не постоянен внутри туманности, так как зависит от энергии возбуждения метастабильного уровня, которая, как указывалось в предыдущем разделе, больше во внутренних частях туманности и меньше во внешних. Подставляя в (9)

7—57

$$b_{ij} = C_{ij} T_e^{-1/e} e^{-\frac{t_{ij}}{kT_e}}$$
(10)

и переходя к приведенным величинам для n_i , ϵ_{ij} , ν_{ij} , получим

$$E_4 = n_e n^+ C T_e^{-1_a} e^{-kT_e}, \qquad (11)$$

где *C* есть некоторая величина, постоянная для данной туманности и зависящая, в частности, от ее химического состава, а ε — средняя. величина энергии возбуждения метастабильного уровня для тех запрещенных линий, которые возникают в данной части туманности. Например, для внешних частей туманности $\varepsilon = \varepsilon_1 \approx 2.5$ эв, а для внутренных частей $\varepsilon = \varepsilon_{11} \approx 8 - 10$ эв.

Напишем, следуя В. В. Соболеву [8], для полной энергии E₃, получаемой электронами при фотоионизации водорода в 1 см³ за 1 сек,

$$E_e = \overline{\epsilon} n_e n^+ \sum_{1}^{\infty} C_I(T_e), \qquad (12)^{\bullet}$$

где $C_l(T_e)$ — коэффициент рекомбинации электрона с протоном, $\bar{\varepsilon}$ — средняя энергия электрона; она зависит от температуры ядра и дается в следующем виде:

$$\varepsilon = A(T_{\bullet}) kT_{\bullet}, \tag{13}$$

где числовые значения $A(T_{\bullet})$ затабулированы в цитированной работе В. В. Соболева (для случаев $\tau_c \ll 1$ и $\tau_c \gg 1$, где $\tau_c - оптическая$ толща туманности в частотах L_c - излучения).

Следует заметить, что при выводе соотношения (13) не учтено влияние электронов, оторванных при ионизации нейтрального гелия, что должно несколько уменьшить величину средней по всей туманности энергии электронов ε . С другой стороны, при более точной трактовке задачи следовало бы использовать не среднее по всей туманности значение ε , а значение ε для каждой зоны в отдельности, с учетом изменения спектрального состава излучения при переходе от одного места к другому. При этом, разумеется, еще больше увеличится разница электронных температур между центральной областью туманности и ее наружными слоями, поэтому учитывать влияние этогоэффекта пока не будем.

Подставляя (13) в (12), найдем

$$E_{e} = n_{e} n^{+} K (T_{e}, T_{e}), \qquad (14)^{*}$$

где обозначено

$$K(T_{\bullet}, T_{e}) = A(T_{\bullet}) k \mathcal{I}_{\bullet} \sum C_{l}(T_{e}).$$
(15)



Кривые зависимости $K(T_{\bullet}, T_{e})$ от T_{e} для некоторых значений T_{\bullet} приведены на рис. 4 — для случая $\tau_{e} \ll 1$ и на рис. 5 — для случая $\tau_{e} \gg 1$. При вычислениях использованы данные Ситона для $C_{l}(T_{e})$, приведенные в [9].



Рис. 5

Подставляя (14), (11), (6), (3) и (2) в (1), получим окончательно

$$K(T_{\bullet}, T_{e}) = F_{1}(T_{e}) + F_{2}(T_{e}) + \frac{\pi_{e}}{W T_{e}^{-l_{e}} \varphi(T_{\bullet})} F_{3}(T_{e}) + C T_{e}^{-l_{e}} e^{-kT_{e}}.$$
 (16)

Это соотношение дает зависимость электронной температуры T_e от температуры ядра T_{\bullet} , концентрации электронов n_e , коэффициента дилюции W и химического состава туманности C. Но прежде всего оно дает зависимость T_e от ε . Постоянными для данной туманности являются только T_{\bullet} и C, а ε меняется в пределах туманности довольно сильно. Поэтому электронная температура T_e внутри туманности будет заметно меняться (влияние n_e и W сказывается в меньшей степени).

Применим соотношение (16) для некоторой средней модели планетарной туманности с целью определения разности электронных температур между ее внешними частями и центральной областью.

Примем $T_{\bullet} = 50000^{\circ}$, $n_e = 10^4 \text{ см}^{-3}$, $W = 10^{-14}$. Примем также $T_e = 10000^{\circ}$ и $\varepsilon_1 = 2.5$ эв для внешних частей туманности. С этими данными находим из рис. 2, 3, 4, 5 и табл. 1 численные величины всех функций, входящих в соотношение (16), где единственным не-известным теперь является параметр C и определяем его величину. Он оказывается равным $0.965 \cdot 10^{-21}$ при $\tau_e \ll 1$ и $2.89 \cdot 10^{-21}$ при $\tau_c \gg 1$. Поскольку C постоянен для данной туманности, то подставляя его значение в (16), применяем теперь это соотношение для центральной области, где $\varepsilon > 2.5$ эв и равно, скажем, $\varepsilon_{II} = 8$ эв. Очевидно, этому новому значению ε будет соответствовать другое значение электронной температуры — T_{e1} . Решая уравнение (16) относительно T_{e1} , найдем: $T_{e1} = 16600^{\circ}$ при $\tau_e \ll 1$ и $t_{e1} = 21000^{\circ}$ при $\tau_e \gg 1$. При вычислениях принимается, что радиус центральной области туманности в два раза меньше ее внешнего радиуса, т. е. коэффициент дилюции для этой области равен 4 W.

Аналогичным способом можно найти величины T_{e1} при других значениях e_{11} и T_{\bullet} . Результаты этих вычислений приведены в таблицах 2 и 3.

Таблица 2

ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ *Т*., от с (при т. « 1)

s (9B) T	2.5	6	8	10
50000°	10000°	15500°	16600 "	17000°
120000	10000	17000	20000	24500 27500

100

ГРАДИЕНТ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ТУМАННОСТЕЙ

Как следует из данных, приведенных в этих таблицах, величина электронной температуры в центральных областях планетарных туманностей значительно, примерно в два раза, превышает величину электронной температуры в ее внешних частях.

Таблица З

зависимость	ЭЛЕКТРОННОЙ	температуры
T.	, от s (при т. » 1)

: (9B) T.	2.5	6	8	10
50000°	10000 °	18090°	21000°	22500 °
80000	10000	19800	25000	30500
120000	10000	21500	27000	32400

Указанная разница в электронных температурах еще больше почти в три раза — в случае оптически толстой (в частотах L_c-излучения) туманности. Наконец, разница между электронными температурами в центре и на периферии туманности тем больше, чем выше температура ядра. К выводу о существовании высоких электронных температур в центральных областях планетарных туманностей приходят другими путями Осаки [2], а также В. И. Проник [11].

Соотношение (16) можно применить для определения электронной температуры \mathcal{T}_{e1} в центральных частях любой планетарной ту-

Таблица 4

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕМПЕРАТУРА *T_{e1}* В ЦЕНТРАЛЬНЫХ ОБЛАСТЯХ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ (при г.,= 8 эв)

NGC	Τ.	W	пе см ⁻³	T _e	T _{e1}
6543	46000 °	$ \begin{array}{r} 1 \cdot 10^{-14} \\ 3 \cdot 10^{-15} \\ 10^{-16} \\ 3 \cdot 10^{-15} \end{array} $	1.7.10*	- 9500	17300
7009	57000		1.5.10*	13900	18400
7293	70000		150	100C0	190C0
7662	56000		10*	15000	20000

манности. Сама процедура вычислений проста, поскольку для всех функций имеются готовые кривые, удобные для использования. В табл. 4 приведены найденные таким путем значения электронных температур T_{e1} в центральных областях некоторых планетарных туманностей при $\varepsilon_{II} = 8$ эв. Необходимые физические параметры для этих туманностей взяты из [9]. Для всех этих туманностей принимается, что $\tau_e \ll 1$. При вычислениях были использованы величины T_* , най-

101

денные методом [OIII]/[OII], который, как известно, дает планковскую температуру ядра в области короче 900А, как раз тот участок спектра, откуда берется энергия свободных электронов.

Как следует из табл. 4, электронные температуры в центральных областях туманностей в полтора-два раза превышают электронные температуры в их внешних частях. В более глубоких частях туманности, соответствующих значению $\varepsilon > 8$ эв. электронные температуры, очевидно, должны быть еще выше, порядка 30000°.

3. О роли электронных столкновений с атомами водорода. В. В. Соболев [8], используя формулу Миямото [7] для эффективных сечений столкновения, пришел в свое время к выводу о значительной роли неупругих электронных столкновений с атомами водорода в планетарных туманностях; на это идет почти половина энергии свободных электронов^{**}. Но формула Миямото, как отмечалось выше, дает сильно завышенные значения для эффективных сечений столкновений; для ближайшего уровня, например, (переход $1 \rightarrow 2$) она дает α_3 (10000°) = 4.2. 10⁻¹³ см³/сек, в то время как вероятное его значение равно (см. табл. 1) α_2 (10000°) = 1.29.10⁻¹³ см³/сек, то есть более чем в три раза меньше. Это обстоятельство, конечно, должно привести к существенному уменьшению доли энергии свободных электро-

Таблица 5

	NGC 6543		NGC 7009		NGC 7293		NGC 7662	
1 4 2 M C.	I	11	ľ	П	I	fi	I	11
Излучение в непрерывном спектре водорода	24	48	33	47	22	45	38	50
Излучение в непрерывном спектре гелня	21	42	30	41	19	39	34	44
Возбуждение запрещенных ли- ний	55	10	36	6	59	14	23	3
Столкновения с атомами водо- рода	0	0	1	6	0	2	5	3

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ (в %) ПО РАЗЛИЧНЫМ ПРОЦЕССАМ

нов, расходуемой при столкновении с атомами водорода. Впрочем, более наглядно это следует из дянных табл. 5, где приведено про-

* Приведенные в табл. 4 значения для T, исправлены за эффект неулругих столкновений второго рода (подробности см. [12]).

Следует отметить, однако, что это обстоятельство не влияет на структуру спектра планстарных туманностей, в частности на бальмеровский декремент водородных линий. центное распределение энергии свободных электронов, затрачиваемой на различные процессы для рассмотренных выше планетарных туманностей. Вычисления произведены как для внешних частей туманностей (I), так и для внутренних областей (II).

Данные, приведенные в табл. 5, позволяют сделать следующие выводы:

1. Основная доля энергии свободных электронов идет на рекомбинационные процессы, связанные с водородом и гелием, то есть на излучение непрерывного спектра.

2. Неупругие столкновения с атомами водорода играют некоторую роль только в центральных областях туманности; во внешних частях туманности их роль незначительна.

3. Доля энергии, расходуемая на возбуждение запрещенных линий, в несколько раз больше во внешних частях туманности, чем в ее внутренних областях.

Следует обратить внимание на большую долю энергии, ушедшей на рекомбинационные процессы гелия. Это объясняется тем, что вероятность рекомбинации для ионизованного гелия в два раза больше вероятности рекомбинации для водорода. Вообще гелий вызывает заметный охлаждающий эффект в центральных частях планетарных туманностей: чем больше относительного количества гелия в туманности, тем меньше электронная температура в ее центральных частях.

ЗАВИСИМОСТЬ T_{e1} ОТ n (He)/ n (H) (при $T_{e} = 50000^{\circ}$ и $z_{11} = 8$ 9в)					
n (He)	T _{el}				
<i>n</i> (H)	$\tau_c \ll 1$	$\pi_c \gg 1$			
0	21400°	23200 °			
0.1	18800	22700			
0.2	16400	18000			

Таблица б

В табл. 6 приведены расчетные значения T_{e1} для некоторых значений *n* (He)/*n* (H). Из этих данных следует, что чисто водородная туманность, без всяких примесей гелия (*n* (He)/*n* (H) = 0) будет иметь самую высокую электронную температуру.

4. Возможность определения T_{e1} из наблюдений. Для определения T_{e1} из наблюдений необходимо воспользоваться относительными интенсивностями определенных пар линий, принадлежащих высокоио-

103

низованным элементам, потенциал ионизации которых порядка и больше 60 эв. К сожалению, в большинстве случаев один из компонентов, а иногда и оба компонента таких линий оказываются в области далекого и вакуумного ультрафиолета. Кроме того, в настоящее время нам известны атомные параметры для очень ограниченного количества ионов и атомных конфигураций. Поэтому определение T_{e1} прямо из наблюдений, по-видимому, в настоящее время не может быть осуществлено.

Требование, чтобы потенциал ионизации был больше 60 эв, удовлетворяют следующие ионы (указывается нижний предел порядка ионизации): NelII, CIV, OIV, NIV, FIII, FeV, SV. Остальные элементы не могут представлять интерес в силу их малого обилия. Поэтому ограничимся анализом перечисленных элементов.

Неон. В спектрах планетарных туманностей наблюдаются линии NeIII, NeIV и NeV, которые рождаются в центральных областях туманности. Поэтому среди них и следует подыскать подходящую парулиний, с помощью которой можно будет определить T_{e1}.





На рис. 6 приведены схемы энергетических уровней NeIII, NeIV и NeV. В случае NeIII линии 3967А и 3869А наблюдаются в спектрах многих планетарных туманностей. Линия 4014А должна быть на четыре порядка слабее линии 3967А и поэтому не может быть наблюдена. Линия 3343А, возникающая при переходе ${}^{1}S_{0} - {}^{1}D_{2}$, не была обнаружена в спектрах туманностей: вероятно, она сливается со сравнительно сильной линией 3346 [NeV]. Но возможно, что у нее просто мала интенсивность. В самом деле, пользуясь известными данными о коэффициентах спонтанных переходов A_{ij} и параметрах $\Omega(i, j)$

ГРАДИЕНТ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ТУМАННОСТЕЙ

для NellI [10, 11], найдем для отношения E_{3869}/E_{3343} : 135 и 65 при $T_{e1} = 20000^{\circ}$ и $T_{e1} = 30000^{\circ}$ соответственно, то есть линия 3343[NellI] достаточно слаба и легко может теряться в соседстве с линией 3346 [NeV].

Несколько благополучней обстоит дело с линией 1815 [NellI], находящейся в области вакуумного ультрафиолета. Для относительной интенсивности этой линии имеем

$$\frac{E_{1815}}{E_{3343}} = 10.5e^{\frac{43500}{T_{e1}}}.$$
 (18)

При $T_{e1} = 20000^{\circ}$ и $T_{e1} = 30000^{\circ}$ указанное отношение получается равным 92 и 45 соответственно, т. е. линия 1815 [NeIII] должна быть лишь немного ярче линии 3343 [NeIII]. Но учитывая, что в непосредственном соседстве линии 1815 [NeIII] существование других запрещенных линий не предвидится, ее обнаружение, по-видимому, следует считать не совсем безнадежным делом.

Заметим, что для определения T_{e1} может быть использовано отношение интенсивностей линий 3969 [NeIII] + 3868 [NeIII] к интенсивности линии 3343 [NeIII].

Подходящие линии для определения T_{e1} может дать также NeIV (1608 Å, 2440 Å). С помощью отношения интенсивностей линий 2440-[NeIV] и 2442 [NeIV] можно определить электронную концентрацию в центральных областях туманности. Для этой же цели, по-видимому, можно использовать также отношение интенсивностей линий 4724 [NeIV] и 4774 [NeIV].

Перспективными для определения T_{e1} могут оказаться коротковолновые запрещенные линии, принадлежащие NeV. Наибольшую интенсивность среди них следует ожидать у 1575 [NeV]. Для отношения интенсивностей линий 3426 + 3346 [NeV] и 1575 [NeV] имеем

$$\frac{E_{3426+3346}}{E_{1575}} = 3.80 \ e^{\frac{50000}{T_{e1}}}.$$
 (19)-

При $T_{e1} = 20000^{\circ}$ и $T_{e1} = 30000^{\circ}$ это отношение получается равным 46 и 20 соответственно. Что касается линии 2976[NeV], возникающей при переходе ${}^{1}S - {}^{1}D$, то она должна быть слабее линии 1573 [NeV] в три раза.

Углерод. Все запрещенные линии трижды ионизованного углерода находятся в очень далекой коротковолновой области спектра.

105
Г. А. ГУРЗАДЯН

(см. рис. 7)*. К тому же линии 420 [CIV] и 330 [CIV] должны быть очень слабыми. Некоторый интерес могут представить линии 1551 [CIV] и 1548 [CIV]; их отношение зависит от электронной концентрации.

Что касается CV, то все его запрещенные линии находятся в прентгеновской области спектра (короче 40Å).





Кислород. Запрещенные линии, принадлежащие OIV и OV, находятся в области вакуумного ультрафиолета (рис. 7). Однако все они—линия 790 [OIV], группы линий 1400—1412 [OIV] и 1415—1424 [OIV], вероятно, должны быть очень слабыми.

Любопытно, что при переходах с уровней ${}^{3}\mathcal{P}^{0}$ (конфигурация 2p) на уровень ${}^{1}S$ (конфигурация $2s^{2}$) излучаются запрещенные линии, почти в точности совпадающие с L_{α} - линией водорода (1215.7Å). Не исключена возможность, поэтому, аномального возбуждения уровня ${}^{3}\mathcal{P}^{0}$ четырежды ионизованного кислорода под влиянием L_{α} - излучения водорода.

Впечатление такое, что как OIV, так и OV не могут дать в практическом отношении удобную комбинацию линий для определения T_{e1}.

Asom. Структура энергетических уровней для NIV аналогична структуре OV, а NV — структуре CIV. Все запрещенные линии, воз-

106

[•] Углерод в любом порядке ионизации не дает ни одну запрещенную линию которая оказалась бы в видимом диапазоне длин волн.

ГРАДИЕНТ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ТУМАННОСТЕЙ

никающие при переходах с уровня ²S, находятся в области короче 300 А. Некоторый интерес может представить пара 1243 и 1239 [NV], возникающая при переходах ²P⁰ — ²S.

Фтор. Структура энергетических уровней FIV аналогична OIII. Можно предвидеть возможность использования отношения интенсивностей линий 4060 + 3997 [FIV] (переходы ${}^{1}D - {}^{3}P$) к 3533 [FIV] (переход ${}^{1}S - {}^{1}D$) для определения T_{e1} , но из-за крайне малой обильности атомов фтора в туманностях эти линии оказываются на пределе обнаружения (например, у NGC 7027).

По тем же причинам не могут представлять интерес запрещенные линии, принадлежащие FeV, FeVI, SV, SVI, хотя некоторые из них дают удобную комбинацию линий для определения T_{e1} в видимой области спектра.

5. Некоторые выводы. В приведенных выше количественных рассуждениях мы прибегали к некоторой схематизации — ограничились сравнением электронных температур внутренней и внешней областями туманностей, что дало возможность убедиться в ошибочности представления об их изотермичности.

В действительности зоны ионизации различных ионов чередуются друг с другом более или менее последовательно, что означает постепенное ослабление эффекта охлаждения по мере углубления в туманность. В таком случае уже следует говорить об изменении, т. е. о градиенте электронной температуры вдоль радиуса туманности. Выше этот градиент был выведен количественно, в виде зависимости электронной температуры от потенцияла ионизации. В принципе нетрудно отсюда перейти к зависимости электронной температуры от расстояния. При этом, где-то внутри туманности, может произойти более быстрое, почти что скачкообразное изменение электронной температуры. Это случается тогда, когда размеры зоны ионизации одновременно для нескольких охлаждающих ионов будут одинаковыми. В этом случае можно будет говорить о планетарных туманностях как объектах, состоящих из двух основных частей: центральной — высокотемпературной и наружной — сравнительно холодной. Вопрос же о том, к каким динамическим последствиям может привести подобное состояние, обсужден в [1].

Выражаю глубокую благодарность В. А. Амбарцумяну и В. В. Соболеву за ценные замечания и интересное обсуждение настоящей работы.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

107

Г. А. ГУРЗАДЯН

THE GRADIENT OF THE ELECTRON TEMPERATURE IN PLANETARY NEBULAE

G. A. GURZADIAN

The planetary nebulae do not present an isotermic gaseous formation; the electron temperature in its central parts may reach to 30000. The phenomenon of the increase of the electron temperature in the direction of the center of the nebula is explained by the weakening of the cooling effect of the ions of various elements. This effect is connected with the fact of the increase of exitation potential of the lowest metastable level for the given ion with the increase of the order of ionisation. The neglibility of the nonelastic collisions with the hydrogen atoms in nebulae is shown. The possibility of determination of electron temperature in the central parts of nebulae by observations is discussed.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Г. А. Гурзадян, Астрон. ж., 34, № 6, 820, 1957.
- 2. T. Osaki, Publ. Astron. Soc. Japan, 14, No. 2, 111, 1962.
- 3. C. E. Moore, Atomic Energy Levels, Washington, 1949.
- 4. M. J. Seaton, Proc. of the third Symposium on Cosmical Gas Dynamics, 1957.
- 5. S. M. Milford, Ap. J., 131, 407, 1960.
- 6. J. W. Chamberlain, Ap. J., 117, 387, 1953.
- 7. S. Miyamoto, Mem. Kyoto Imp. Univ., ser. A, XXI, No. 6, 1938: XXII, No. 4, 1939.
- 8. В. В. Соболев, Движущиеся оболочки звезд, Л., 1947.
- 9. Г. А. Гурзадян, Планетарные туманности, М., 1962.
- 10. L. H. Aller, Gaseous Nebulae, London, 1956.
- 11. В. И. Проник, Изв. КрАО., 25, 61, 1961.
- 12. Г.А. Гурзадян, Сообщ. Бюр. обс., 34, 1963.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

TOM 1

ФЕВРАЛЬ, 1965

выпуск 1

НЕПРЕРЫВНОЕ ВОЗНИКНОВЕНИЕ И ТЕМПЫ РАЗВИТНЯ ЗВЕЗД В ЗВЕЗДНЫХ АССОЦИАЦИЯХ

Л. В. МИРЗОЯН Поступила 20 августа 1964

Проанализированы наблюдательные данные о распределении О-В1 звезд вокруг ядер звездных ассоциаций, представляемые законом (1).

Показано, что возрастающее с расстоянием до ядер отклонение этого закона от формулы (3), справедливой при непрерывном возникновении и расширении подсистем вокруг ядер звездных ассоциаций, обусловлено, в основном, процессом старения звезд. Оценено влияние существующего градиента скорости расширения звезд в радиальном направлении на закон распределения звездной плотности в ассоциациях.

Изучен ход старения O-B1 звезд с удалением от ядер и во времени. Получены оценки периода полустарения O-B1 звезд, определяемого как промежуток времени, необходимый для старения половины всех звезд рассматриваемых классов. Эти оценки заключены в интервале значений 5.10°—2.10° лет.

Из наблюдаемого регулярно убывающего хода звездной плотности с удалением от ядер, отрицающего роль последовательной фрагментации дозвездных тел, заключено, что звезды формируются в весьма малых объемах вокруг ядер.

Наконец, получен вывод о том, что наблюдаемое распределение O-B1 знезд вокруг ядер в первом приближении удовлетворительно представляется при экспоненциальном законе старения звезд, что следовало бы ожидать в случае статистического характера процесса старения. Этот факт истолкован как результат большого разнообразия физических характеристик вновь формирующихся звезд.

В настоящее время можно считать установленным продолжающееся возникновение звезд плоских и промежуточных подсистем Галактики в звездных ассоциациях [1, 2]. Вследствие расширения и последующего распада ассоциаций возникающие в них звезды в дальнейшем входят в общее галактическое поле. Новые свидетельства в пользу представления о расширении и распаде звездных ассоциаций были получены в работе автора [3].

В настоящей работе рассмотрены некоторые вопросы возникновения и развития O-B1 звезд на основе наблюдательных данных о распределеним этих звезд в звездных ассоциациях. 1. Распределение звезд вокруг ядер. В зависимости от изменений во времени интенсивности формирования звезд с начала звездообразовательного процесса в ассоциации. в ней, в каждый момент ее жизни, должно наблюдаться определенное распределение звезд вокруг породивших их ядер. Поэтому закон распределения звезд вокруг ядер современных звездных ассоциаций может служить источником информации об интенсивности формирования звезд в Галактике в разные периоды жизни ассоциаций и о темпах развития звезд в этих системах.

Поскольку более или менее хорошо изучены пока О-ассоциации, удобно рассмотреть указанный вопрос в применении к этим системам. Однако наличие нескольких ядер в некоторых О-ассоциациях усложняет ожидаемое распределение звезд в объемах этих ассоциаций. Этот факт, вместе с малочисленностью ОВ-звезд, наиболее характерных членов О-ассоциаций, в отдельных ассоциациях значительно затрудняет вывод закона распределения звезд вокруг ядер каждой отдельной ассоциации.

Задача эта значительно упрощается при совместном рассмотрении всех известных О-ассоциаций.

В недавней работе автора [4] с помощью данных [5, 6] был выведен закон распределения О-ВІ звезд вокруг ядра синтетической "ассоциации", составленной посредством суперпозиции О-В1 подсистем вокруг ядер всех известных О-ассоциаций.

Оказалось, что распределение парциальной плотности — d(r) звезд спектральных классов О-В1 вокруг ядра синтетической "ассоциации" можно представить в первом приближении законом $\sim r^{-3}$, а более точно — "гиперболическим" законом вида

$$(\lg d)^2 = (2 \lg r - a)^2 - b^2,$$
 (1)

где r — расстояние от ядра, выраженное в кпс, а а и b — постоянные величины.

Значения постоянных а и b для O-B0.5 и O-B1 звезд, определенные по наблюдаемому распределению этих звезд в синтетической "ассоциации" [4], приводятся в табл. 1.

		Таблица І	
Звезды	Число звезд	a	b
O-B0.5	338	1.19	3.26
O-B1	733	2.08	7.88

2. Непрерывное возникновение звезд. Наблюдаемое непрерывное монотонно убывающее распределение звездной плотности вокруг ядра.

синтетической "ассоциации", по-видимому, следует трактовать как результат непрерывного возникновения звезд в Галактике, точнее в ее околосолнечном объеме, для которого получен закон (1), с почти постоянной средней интенсивностью, по крайней мере, за время жизни современных звездных ассоциаций. Иначе говоря, мы допустим, что интенсивность формирования звезд в наблюдаемом объеме Галактики за последние десятки миллионов лет оставалась почти постоянной для всей совокупности О-ассоциаций в целом, хотя, возможно, не во всех ассоциациях процесс формирования звезд имел непрерывный характер.

Поэтому это допущение справедливо лишь в целом для всего комплекса рассматриваемых О-ассоциаций, как статистического множества.

Необходимо отметить, что такое объяснение наблюдаемого распределения O-B1 звезд вокруг ядер ассоциаций корректно только при справедливости представления о расширении и распаде этихсистем.

Если же отказаться от этого представления, то наблюдаемуюкартину распределения O-B1 звезд в синтетической "ассоциации". можно рассматривать как результат суперпозиции окружающих подсистем с радиусами, доходящими до 400—500 пс, и с парциальнымиплотностями O-B1 звезд, убывающими к периферии.

Так как. однако, расширение и последующий распад звездных ассоциаций в настоящее время вряд ли подлежат сомнению [3], а впользу существования подсистем О-В1 звезд описанных выше размеров и, вместе с этим динамически устойчивых (иначе они ничем не отличались бы от реальных ассоциаций) нет никаких свидетельств, то следует признать обоснованным допущение о непрерывном возникновении звезд в околосолнечном объеме за последние десятки миллионов лет жизни Галактики, вероятно, с почти постоянной интенсивностью.

Нетрудно убедиться, что справедливо и обратное положение. А именно, если исходить из представления о возникновении звезд в совокупности всех наблюдаемых О-ассоциаций, то мы с неизбежностью приходим к непрерывной, убывающей с расстоянием функции распределения звезд вокруг ядра синтетической "ассоциации".

Действительно, если считать Галактику стационарной за время. распада одной ассоциации, то поток звезд из центра синтетической "ассоциации" должен удовлетворять условию стационарности

$$d(r) r^2 V = \text{const}, \qquad (2)$$

где V — скорость удаления звезд от ядер.

Если допустить, кроме того, постоянство V в синтетической "ас-

социации", то из (2) для распределения суммарной плотности вокруг ядер получим закон

$$d(r) \sim r^{-2},$$
 (3)

справедливый для множества звезд всех спектральных классов, порождаемых ядрами.

В противном случае, если допустить, что звездообразовательный процесс в Галактике уже прекратился, то следовало бы ожидать минимум этой функции в непосредственных окрестностях ядер.

Следует отметить, что сделанное выше допущение о постоянстве V не существенно для непрерывности закона распределения.

3. Старение звезд и градиент скоростей их разлетания из ядер. В тех случаях, когда рассмотрение ограничено только звездами определенных классов, наблюдаемый закон распределения парциальной звездной плотности вокруг ядер ассоциаций должен быть отличным от стационарного закона (3) вследствие дифференциального влияния на звездную плотность процесса старения звезд по мере их удаления от ядра. Влияние это, естественно, проявляется в изменении спектрального состава звезд в потоке из-за перехода звезд в более поздние спектральные классы.

Очевидно, что явление старения звезд, по мере их удаления от порождающих ядер, в частности в случае O-B1 звезд, должно привести к обеднению потока звезд, то есть к более крутому падению парциальной звездной плотности с расстоянием, чем при законе $\sim r^{-2}$.

Этот важный факт открывает возможность по отклонению наблюдаемого закона распределения парциальной звездной плотности в синтетической "ассоциации" от ожидаемого для стационарного случая судить о темпах развития ОВ-звезд в ассоциациях*.

Процесс старения звезд, однако, не единственная причина, приводящая к возрастающему с расстоянием от ядра отклонению наблюдаемого закона распределения парциальной звездной плотности от ожидаемого для стационарного случая.

Существуют и другие факторы, действующие в том же направлении. Например, среди ядер звездных ассоциаций могут существовать сравнительно устойчивые системы (кратные звезды и звездные скопления), которые распадаются не сразу, в космическом масштабе времени. По этой причине в непосредственной окрестности ядра синтетической "ассоциации" звездная плотность должна падать сначала несколько медленнее, а затем быстрее, чем при законе $\sim r^{-2}$. К со-

-112

^{*} Предварительные результаты исследования, основанные на приближенном .законе $d(r) \sim r^{-3}$, опубликованы в [7].

жалению, влияние этого фактора на закон распределения звездной плотности вокруг ядер в настоящее время не поддается хотя бы приблизительной оценке. Можно, однако, предполагать, что оно небольшое. Об этом свидетельствует тот факт, что наблюдаемое распределение звездой плотности даже в ближайших окрестностях ядра не приводит к значению *n* меньше 2, в законе вида $\sim r^{-n}$, и только у самого ядра *n* стремится к 2. Этим и был обусловлен выбор закона {1} в [4].

Более действенным фактором, по-видимому, является наличие зависимости средней скорости удаления звезд V от расстояния до ядер r. Эта зависимость является прямым следствием неодновременного выхода звезд из ядер ассоциаций и существования значительной дисперсии в скоростях вылета звезд [3]. Действительно, так как звезды разлетаются из ядер ассоциаций с различными скоростями, они в настоящее время должны быть расположены в среднем тем дальше от ядер, чем больше была скорость их вылета [3].

Легко убедиться, что наблюдаемая зависимость V от r должна привести к усилению отклонения наблюдаемого распределения звездной плотности вокруг ядер от закона $\sim r^{-2}$, тем большему, чем больше градиент скорости V по r.

4. О скорости старения звезд. С учетом градиента скорости в радиальном направлении условие стационарности (2) запишется в виде

$$d(r) r^2 V(r) = f(r).$$
 (4)

Функция f(r) фактически является законом изменения потока звезд с расстоянием от ядра синтетической "ассоциации" вследствие их старения и упомянутого выше градиента скорости. Поэтому с помощью этой функции можно оценить скорость старения звезд в ассоциациях.

При определении функции f(r) для совокупности O-B1 звезд нами использованы данные о распределении парциальной звездной плотности этих звезд в синтетической "ассоциации" по формуле (1), представленные в габл. 1.

Эти данные, как уже было указано, следует исправить за градиент скорости разлетания звезд из ядер по r. Так как точный градиент в настоящее время неизвестен, сделана попытка приближенной оценки его влияния на функцию f(r).

Допустим, что скорость V(r) растет с расстоянием от ядра линейно и на расстоянии r_2 от ядра становится в k раз больше по сравнению со скоростью на расстоянии r_1

$$V(r_2) = kV(r_1)$$
 $(k \ge 1$ при $r_2 \ge r_1).$

-8-57

Тогда скорость на расстоянии г от ядра определится формулой

$$V(r) = V(r_1) \left[1 - (k-1) \frac{r_1 - r_1}{r_2 - r_1} \right].$$
 (5)

"Гиперболический закон" распределения звездной плотности (1) достаточно надежно определен в интервале расстояний 10—400 пс [4]. Поэтому целесообразно в формуле (5) поставить $r_1 = 10$ пс; $r_2 = 400$ пс:

$$V(r) = V(10) \left[1 - (k-1) \frac{10 - r}{390} \right].$$
 (6)

Значение k можно оценить с помощью средних радиальных скоростей в синтетической "ассоциации", учитывая, что для сферически симметричной системы средняя скорость расширения определяется формулой [8]

$$V = 2 |V_r|, \tag{7}$$

(8)

где V_r — радиальная скорость.

Расчеты показывают (см. например, табл. 1 в [7]), что мыслимые значения величины k находятся между единицей и двойкой. Поэтому нами рассмотрены три значения k: 1.0, 1.5 и 2.0. Значение k = 1 соответствует случаю, когда скорость V не зависит от r.

Зависимость f(r), в единицах f(10), от расстояния до ядра синтетической "ассоциации" для O-B1 звезд при указанных трех значениях k графически представлена на рис. 1.

Очевидно, что представленные кривые характеризуют интенсивность старения звезд на разных расстояниях от ядра синтетической "ассоциации". Для изучения скорости старения звезд во времени или темпов их развития необходимо определить ход изменения f(r) в зависимости от времени.

Время, необходимое для удаления звезды от ядра до расстояния. *r*, определяется по формуле

$$t = \frac{r}{V(r)}$$

где по-прежнему скорость V(r) определяется формулой (6).

Как следует из определения времени t, оно при k>0 возрастает не линейно с r, поскольку в этом случае V(r) растет с r. Это хорошо видно на рис. 2. Отсюда следует, что зависимость f(r) от t в действительности должна быть убывающей функцией несколько более крутой, в особенности при больших t, чем соответствующая функция по отношению к координате r.

Зависимость f(r) от t, так же как и зависимость f(r) от r (рис. 1), свидетельствует о том, что процесс старения звезд в потоке — дли-

тельный процесс, а интенсивность его почти постоянна во времени. Действительно, функция f(r) не обрывается в конце жизненного пути потока звезд, а убывает непрерывно, откуда следует, что вероятность старения звезд не возрастает с их удалением от ядра синтетической "ассоциации".



Рис. 1. Наблюдаемая зависимость потока O-B1 звезд от расстояния до центра синтетической «ассоциации» при различных допущениях о величине k.

Этот интересный факт имеет глубокий физический смысл и указывает на большую дисперсию, существующую в "средних возрастах" О-В1 звезд в синтетической "ассоциации".

5. Период полустарения звезд. Период полустарения звезд рассматриваемых нами классов можно оценить, используя функцию f(r).

Эта функция позволяет определить ту долю звезд данного класса, вышедших из сферы радиуса r₀ вокруг ядра синтетической "ассоциации", которая достигает расстояния r, оставаясь в рассматриваемом классе.

Очевидно, что эта доля определяется отношением

$$\frac{f(r)}{f(r_0)} = \frac{d(r) r^2 V(r)}{d(r_0) r_0^2 V(r_0)}$$

(9)

Л. В. МИРЗОЯН

Если теперь допустить, что период полустарения звезд данного класса определяется промежутком времени, необходимым для старения (выхода из класса) половины всех звезд этого класса, то этот период можно определить с помощью условия полустарения



Рис. 2. Зависимость времени (*t*), необходимого для удаления звезды до данного расстояния (*r*) от этого расстояния при трех значениях *k*.

По известным из наблюдений зависимостям d(r) и V(r) определив значение r_c , при котором для данного r_0 выполняется условие (10), затем можно оценить период полустарения звезд данного класса по формуле

$$T = \frac{r_e - r_0}{V(r_e)} , \qquad (11)$$

(10)

где V (r_c) — средняя скорость разлетания звезд на расстоянии r_c.

Как следует из этой формулы, период полустарения звезд является функцией от величины r_c . С другой стороны, сама величина r_c однозначно определяется по r_0 из условия (10).

Поэтому Т должно быть определенной функцией от r₀.

Вид этой функции определяется изменением интенсивности процесса старения потока звезд с удалением от ядра. Если вероятность старения звезд^{*} не изменяется по мере их удаления от ядра, иначе говоря, в разные периоды эта вероятность одна и та же, то время, необходимое для полустарения звезд — T, должно быть независимым от

* Термин "вероятность" здесь просто означает процент звезд, уходящих в единицу времени из рассматриваемого интервала спектральных классов.

 r_0 . Если же эта вероятность растет со временем, по мере удаления звезд от ядра, то T должно убывать с возрастанием r_0 .

Рассмотрим, какой из этих двух случаев ближе к действительности. С этой целью воспользуемся наблюдаемой зависимостью T. от r₀.

Подставляя значение $V(r_c)$ из (6) в выражение (11), получим расчетную формулу для определения T:

$$T = \frac{r_e - r_0}{V(10)} \cdot \frac{390}{390 + (k - 1)(r_e - 10)}.$$
 (12)

По приведенным на рис. 1 кривым можно для выбранного r_0 определить значение r_c , удовлетворяющее условию (10), и далее по формуле (12) соответствующий период полустарения — T.

В табл. 2 приведены результаты вычислений T для O-B1 звезд при шести значениях r_0 . Для скорости принято значение V(10) = 10 км/сек.

Таблица 2

ПЕРИОД ПОЛУСТАРЕНИЯ О-ВІ ЗВЕЗД

	(T · 10	- лет)	
(пс)	1.0	1.5	2.0
10 50 100 150 200	5.2 8.7 10.0 10.0 8.8	5.7 8.7 9.3 8.7 7.9	6.1 9.3 8.3 7.4 6.5
250	7.5	6.2	5.3

Данные табл. 2 прежде всего показывают, что влияние граднента скорости по r на определение T незначительно: значения T при данном r_0 мало отличаются для различных k.

Они свидетельствуют затем, что существует слабая тенденция убывания T с возрастанием r_0 , заметная при большом градиенте скорости и на больших расстояниях от ядра (за пределами принятых до сих пор средних размеров звездных ассоциаций [9]).

Эти выводы качественно подтверждаются и данными, относящимися к О-ВО.5 звездам (табл. 3).

Если учесть, что на малых расстояниях от ядра наблюдается обратная картина — тенденция возрастания T с r_0 , то, по-видимому, в первом приближении можно допустить, что средняя доля "стареющих" звезд одинакова на разных расстояниях от ядра.

Данные обеих таблиц одновременно указывают на период полу-

(7·10 ⁻⁶ лет)			
k r. (nc)	1.0	1.5	2.0
10 50 100 150 200 250	12.5 16.8 17.0 16.8 15.5 13.8	14.5 16.8 15.7 14.2 12.3 10.7	15.0 15.1 13.5 11.9 10.4 8.8

ПЕРИОД ПОЛУСТАРЕНИЯ О-ВО.5 ЗВЕЗД

Таблица З

старения для О-В1 звезд в интервале 5·10⁶—2·10⁷ лет, в удовлетворительном согласии с определениями других авторов [10, 11].

Следует добавить, что для О-ВО.5 звезд *Т* по величине оказывается в среднем в два раза больше, чем в случае О-В1 звезд (рис. 3).



Рис. 3. Зависимость периода полустарения звезд от величины r₀—расстояния до центра синтетической «ассоциации».

Для этого расхождения возможны два вероятных объяснения. Либо оно обусловлено дифференциальными ошибками определения "гиперболического" закона распределения парциальной звездной плотности в синтетической "ассоциации" для O-B0.5 и O-B1 звезд, либо скорость разлетания звезд зависит также от спектрального класса, а

именно, более ранние звезды, в среднем, удаляются от ядра с большими скоростями. Первое из этих объяснений нам представляется более правлоподобным.

Дело в том, что при выводе законов распределения звезд вокруг ядра синтетической "ассоциации" количество использованных О-В1 звезд более чем в два раза превышало количество О-В0.5 звезд. Поэтому следует думать, что полученные для них оценки периода полустарения являются более предпочтительными.

6. Период полустарения и изменение потока звезд при экспоненциальном законе старения. Рассмотрим процесс старения звезд как статистический процесс типа радиоактивного распада. В этом случае число звезд, принадлежащих некоторому узкому интервалу ранних спектральных классов, должно убывать в потоке вследствие старения по экспоненциальному закону

$$n = n_{i}e^{-\alpha(l-l_0)}, \tag{13}$$

где n_0 — число звезд в потоке в момент t_0 , n — в момент t, а α — постоянная, обратная по величине периоду полустарения звезд.

Переходя от числа звезд к звездной плотности, получим в принятых обозначениях

$$d(r) = \frac{c}{r^2} e^{-u(t-t_0)},$$
 (14)

где *с* — постоянная.

Запишем формулу (14) в логарифмической форме

$$\lg d(r) = \lg c - 2 \, \lg r - \alpha (t - t_0) \lg e. \tag{15}$$

Очевидно, что $t - t_0 = \frac{r - r_0}{\overline{V}}$, где \overline{V} – средняя скорость расширения системы в интервале расстояний (r_0, r) .

Обозначим

$$\frac{a}{\overline{V}} \lg e = p \tag{16}$$

N

$$\lg c - \frac{\alpha}{\bar{V}} r_0 \lg e = m. \tag{17}$$

В этих обозначениях выражение (15) примет следующий вид

$$\lg d(r) = m - 2 \, \lg r - pr. \tag{18}$$

В этой формуле первые два члена справа представляют стационарный закон (3) распределения звездной плотности в расширяющейся системе, а последний член характеризует влияние процесса старения при экспоненциальном законе. Формулу (18) можно использовать для оценки периода полустарения звезд. В частности, с помощью закона (1), представляющего наблюдаемое распределение О-В1 звезд в синтетической "ассоциации", можно определить коэффициент p в этой формуле, а затем с помощью (16) и α , при известной скорости \overline{V} .

Это равносильно оценке "среднего возраста" звезд — T, так как по определению $T = a^{-1}$.

В табл. 4 приведены вычисленные способом наименьших квадратов значения *р* на основе закона (1) по данным табл. 1.

Группа	р	α·10 ¹⁵	Т .10 ⁻⁷ лет
звезд	(сек ² /кпс)	(ceκ ⁻¹)	
O-B0.5	2.00	1.5	2.1
O-B1	3.70	2.8	1.1
Ассоцнация Персей I	2.75	2.1	1.5

.СРЕДНИЙ ВОЗРАСТ О-ВІ ЗВЕЗД

Таблица 4

Там же даны соответствующие величины α и T при допущении $\overline{V} = 10$ км/сек. В последней строке этой таблицы приведены аналогичные величины для O-B1 звезд в звездной ассоциации Персей I, вычисленные по данным [12].

Эти оценки "среднего возраста", как и оценки, приведенные выше, находятся в удовлетворительном согласии как между собой, так и с независимыми оценками других авторов [10, 11].

Следует отметить, что в вычислениях "среднего возраста" звезд при экспоненциальном законе старения для представленных в табл. 4 трех групп звезд не было учтено влияние градиента скорости. Учет его влияния может привести к некоторому уменьшению вышеприведенных оценок, поскольку при этом увеличится средняя скорость V, а последняя согласно (16) обратно пропорциональна T.

Рассмотрим, насколько оправдано применение формулы (13) к потоку О-В1 звезд в синтетической "ассоциации".

Наблюдения (рис. 1) свидетельствуют о том, что в потоке O-B1 звезд, вышедших из ядра синтетической "ассоциации", процесс старения происходит с почти постоянной интенсивностью до расстояния около 400 пс.

Нетрудно убедиться, что именно такую картину следует ожидать при экспоненциальном законе старения, то есть когда процесс старения звезд носит статистический характер.

В этом случае, используя формулы (4) и (14), имеем для потока

$$\frac{f(r)}{f(10)} = \frac{V(r)}{V(10)} e^{-\frac{t-t_{\rm s}}{T}},$$
(19)

где Т - по-прежнему "средний возраст" звезд.

С помощью формулы (19) можно вычислить величину $\frac{f(r)}{f(10)}$ для различных значений T на разных этапах развития потока (t) или на разных расстояниях от ядра синтетической "ассоциации" (r).



Рис. 4. Представление наблюдаемой зависимости потока O-B0.5 звезд и O-B1 звезд от времени, прошедшего с момента выхода из центра синтетической «ассоциации», теоретической зависимостью, соответствующей экспоненциальному закону старения звезд Теоретическая зависимость вычислена при двух значениях периода полустарения (T). 7,5-10° лет (O-B1 звезды) и 1,5-10⁷ лет (O-B0.5 звезды) для k = 1.5.

Переход от t к r и обратно можно осуществлять по формуле

$$r = \frac{10(40-k)V(10)t}{390-(k-1)V(10)t},$$
(20)

полученной из (6) и (8), а учет градиента скорости — по формуле (6). На рис. 4 приводится графическое сравнение теоретической зависимости $\frac{f(r)}{f(10)}$ от t для значений $T: 7.5 \cdot 10^{\circ}$ и $1.5 \cdot 10^{\circ}$ лет с наблюдениями при k = 1.5 и V(10) = 10 км/сек.

Небольшое расхождение между этими значениями *T* и значениями, представленными в табл. 4, обусловлено тем, что в последнем случае влияние градиента скорости, как уже было отмечено, не было учтено.

Как видно из рис. 4, согласие между наблюдаемой и теоретической зависимостями для обеих групп звезд удовлетворительное. Однако в обоих случаях теоретическая зависимость несколько менее крутая вначале и более крутая в правой части, чем наблюдаемая.

Сравнение в целом показывает, что процесс старения в потоке О-В1 звезд можно в первом приближении рассматривать как статистический процесс.

7. Несколько космогонических замечаний. Приведенное выше рассмотрение приводит к определенным выводям о характере процесса формирования и старения звезл, представляющим космогонический интерес.

Прежде всего наблюдаемое распределение парциальной звездной плотности в синтетической "ассоциации", показывающее непрерывный и регулярный ход с расстоянием от ядра, можно рассматривать как свидетельство того, что звезды в ассоциациях формируются в весьма малых объемах. Действительно, если интенсивное формирование звезд имело бы место и вдали от ядер, вследствие выброса из ядер сгустков дозвездного вещества и последующего их превращения в звезды, следовало бы ожидать некоторое возрастание или, по крайней мере, постоянство звездной плотности с удалением от ядер, в ближайших их окрестностях.

Поэтому наблюдаемое распределение звездной плотности, представляемое законом вида (1), отрицает наличие значительного количества такой фрагментации во время превращения дозвездных тел в звезды в объемах вокруг ядер ассоциаций.

С другой стороны, убывание потока O-B1 звезд с удалением от ядра синтетической "ассоциации" достаточно хорошо описывается экспоненциальным законом старения звезд. Это означает, что, отвлекаясь от физического обоснования наблюдаемой закономерности, следует допустить, что старение звезд в ассоциациях с удалением от порождающих их ядер характеризуется свойствами статистического процесса.

Этот неожиданный вывод можно попытаться объяснить следующим образом. Если все О-В1 звезды в ассоциациях сформировались

бы в одинаковых начальных условиях и одинаковыми по всем своим физическим и геометрическим характеристикам, тогда, естественно, все они постарели бы одновременно на определенном расстоянии от ядра, по истечении срока жизни звезды в данной стадии развития. Так как в интервале спектральных классов О-В1 время, необходимое для перехода в более поздний класс В2, различно для О, В0 и В1 звезд и растет от В1 к О, то все эти звезды должны были постареть (выйти из интервала) практически не одновременно, а за время, необходимое для перехода О-звезд в звезды класса В1. При этом, однако, влияние процесса старения звезд на распределение этих звезд следовало бы ожидать, начиная с расстояния от ядра, соответствующего "среднему возрасту" В1 звезд.

Наблюдаемое отклонение от такой картины старения, по-видимому, следует приписать, в основном, большой дисперсии в физических характеристиках, возникающих в ассоциациях звезд, обусловленной дисперсией в начальных условиях их формирования.

Иными словами, существующие различия в массах, светимостях, химическом составе и других характеристиках вновь рождающихся звезд должны были бы привести к сглаживанию кривой старения звезд, вследствие чего она удовлетворительно представляется экспоненциальной функцией, характерной для статистических процессов.

Все вышеизложенное, по всей вероятности, свидетельствует в пользу именно такого истолкования наблюдаемого распределения и характера процесса старения О-В1 звезд в звездных ассоциациях.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

THE CONTINUOUS FORMATION AND RATES OF EVOLUTION OF STARS IN STELLAR ASSOCIATIONS

L. V. MIRZOYAN

The observation data on the distribution of the O-B1 stars around the nuclei of stellar associations have been analysed.

It has been shown, that the increasing deviation of the observed law (1) of the stellar density distribution from the expected law (3) for the stationary case with a continuous formation of stars in the expanding associations, is conditioned, on the whole, to the phenomenon of star ageing with increasing distance from the parent nuclei.

The velocity of the O-B1 star ageing with the increasing distance from the nuclei has been investigated (fig. 1, 2 and 3). The estimates of the "mean age" of the O-B1 stars has been obtained. The latter has

л в. мирзоян

been determined as an interval of time for the ageing of one half of all stars of discussed classes. The obtained estimates of the "mean age" of the O-B1 stars range from $5 \cdot 10^{\circ} - 2 \cdot 10^{\circ}$ years (Tables 2, 3 and 4).

It has been concluded that the majority of stars are formed in negligible volumes around the nuclei of stellar associations. This inference is based on the observed rate of decrease of stellar density with the distance from the nuclei.

Finally, it has been shown that, the observed distribution of the O-B1 stars around the nuclei is expressed satisfactorily by the exponential law of star ageing (fig. 4), which should be expected in the case of the statistical nature of the ageing process. This fact has been considered as associated with a large variety of physical characteristics of the stars, originating in stellar associations.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. А. Амбарцумян, Астрон. ж., 26, 3, 1949.
- 2. В. А. Амбарцумян, Вводный доклад на симпозиуме по эволюции звезд в Риме-AH CCCP, M., 1952.
- 3. Л. В. Мирзоян, Сообш. Бюр. обс., 29, 81, 1961. 4. Л. В. Мирзоян, Сообш. Бюр. обс., 33, 41, 1963.
- 5. W. A. Hiltner, Ap. J., Suppl. Series, 2, 389, 1955.
- 6. W. W. Morgan, A. E. Whitford, A. D. Code, Ap. J., 118, 318, 1953.
- 7. Л. В. Мирзоян, ДАН СССР, 150, № 1, 1963.
- 8. V. A. Ambartsumjan, Max Planck Festschrift, Berlin, 1958, p. 97.
- 9. В. А. Амбарцумян, Труды II Совещания по вопросам космогонии, АН СССР. М., 1952. c. 36.
- 10. R. S. Roberts, Publ. A.S.P., 69, 59, 1957.
- 11. A. Blaauw, Ap. J., 123, 408, 1956.
- 12. Л. В. Мирзоян, Сообщ. Бюр. обс., 35, 75, 1964.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 1 ФЕВРАЛЬ, 1965 ВЫПУСК 1

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

О ДВУХ ГОЛУБЫХ ГАЛАКТИКАХ

В ходе поисков голубых звезд около шарового скопления М 92 [1] были отмечены некоторые интересные объекты, имеющие интенсивно голубой цвет. Приводим данные о двух голубых галактиках.

1. Галактика с координатами $\alpha = 17^{h}16^{m}3$, $\delta = +44^{\circ}41'$ на снимке в фотографических лучах имеет центральное яркое, чуть вытянутое ядро, из которого выходят очень слабые спиральные ветви. На красной паломарской карте видно только ядро без каких-либо спиральных характеристик.



Измерения звездных величин производились на двух парах пластинок, полученных на таутенбургском двухметровом телескопе в двух цветах, где изображения объекта не очень сильно отличались от изображений звезд. Это позволило измерить его как звезду и определить интегральные звездные величины. Усредненная величина $B = 17^m7$, $B - V = -0^m5$. Нами была сделана попытка определить всличину U на пластинках, полученных на бюраканском метровом телескопе, используя пластинки Agfa-spezial+ UG_2 . Оказалось, что U-B не больше $-0^m 4$.

2. Объект с координатами $a = 17^{h}17^{m}0$, $b = +44^{\circ}30'$ на синей карте паломарского атласа не отличается от звезд. На красной же карте он намного слабее и имеет вид галактики. Измерения дали следующий результат: $B = 18^{m}2$, $B - V = -0^{m}5$. В ультрафиолетовых лучах изображение галактики довольно слабое, то есть в цвете U-B она не столь голубая, как предыдущая галактика.

On two blue galaxies. During the search of faint blue stars near. galactic cluster M 92 two blue galaxies were found.

12 января 1965 Бюраканская астрофизическая обсерватория

К. А. СААКЯН Р. Г. МНАЦАКАНЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. К. А. Саакян, Р. Г. Мнацаканян, Астрофизика, 1, 1965 (в печати).

ДВА ВЕСЬМА ГОЛУБЫХ ОБЪЕКТА НЕДАЛЕКО ОТ ГАЛАКТИКИ ТИПА D

Около галактики $a = 17^{h}24^{m}6$, $\delta = +41^{\circ}38'$ были обнаружены два весьма голубых объекта. Галактика примерно 15.5 величины, имеет ядро эллиптической формы, окруженное протяженной оболочкой. Ядро вытянуто в направлении север—юг, а оболочка—с юго-востока на северо-запад. Ее можно классифицировать как галактику D по классификации Метюза, Моргана и Шмидта [1].

Приводим карту отождествления для галактики D и голубых объектов, которые обозначены буквами "а" и "b".

Звездные величины обоих голубых объектов были оценены на одной пластинке (Agfa-spezial) без фильтра и на двух пластинках с фильтром UG₂, позволяющим оценить значения величины U. Эти три снимка получены на метровом телескопе Шмидта в Бюракане. Кроме того использован один снимок в системе V (Agfa Pan +GG11), полученный на таутенбургском 2-метровом телескопе. При этом использовались звездные величины стандартных звезд в районе скопления M 92 [2].

Поскольку стандарты в системе U отсутствовали, пришлось довольствоваться весьма грубой косвенной оценкой. Оказалось, что оба объекта имеют видимые фотографические величины около $18^{m}2$, цвета обоих объектов в интернациональной системе порядка $-0^{m}5$, а U-B также для обоих объектов не больше $-0^{m}6$.



Мы рассмотрели изображения обоих указанных объектов на красной и синей картах паломарского атласа. Оба они поражают степенью своей голубизны и слабостью изображений на красной карте. На синей карте их изображения не отличаются от таковых для звезд. На красной карте "а" также имеет звездообразное изображение, а "b" имеет чуть размытое изображение. Разность в цвете "а" и "b", по-видимому, мала. Этот факт, а также их взаимная близость (объекты "а" и "b" находятся на расстоянии около 2' от галактики) указывают на существование связи между ними. Оба объекта на всех наших снимках имеют звездообразный вид. Следует отметить, что в области радиусом 10' вокруг галактики других столь голубых объектов не обнаружено.

Встает вопрос: какова природа найденных объектов и связаны ли они с упомянутой D галактикой.

Two very blue faint objects near D-galaxy. Near the galaxy of type D with coordinates $a = 17^{h}24^{m}$, $\delta = +41^{\circ}38'$ two extremely blue objects were found.

12 января 1965 Бюраканская астрофизическая обсерватория

К. А. СААКЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. T. A. Mattews, W. W. Morgan, M. Schmidt, Ap. J., 140, 35, 1964. 2. H. C. Arp, W. A. Baum, A. R. Sandage, A. J, 58, 4, 1953.

ON THE MASS-DEFECT OF THE BARYON STARS	
V. A. Ambartsumlan, G. S. Sahakian	7
TABLES OF FUNCTIONS ENCOUNTERED IN THE THEORY OF TRANSFER OF RESONANCE RADIATION. I. V. V. Ivanov, V. T. Stcherbakov	22
TABLES OF FUNCTIONS ENCOUNTERED IN THE THEORY OF TRANSFER OF RESONANCE RADIATION. II. V. V. Ivanov, V. T. Stcherbakov	31
A DETAILED PHOTOMETRY AND COLORIMETRY OF GALAXIES IN THE VIRGO CLUSTER	
B. E. Markarian, E. Y. Hovhannisian, S. N. Arakelian	38
THE SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF THE NUCLEUS OF NGC 1068	78
THE GRADIENT OF THE ELECTRON TEMPERATURE IN PLANETARY NEBU- LAE	91
THE CONTINUOUS FORMATION AND RATES OF EVOLUTION OF STARS IN STELLAR ASSOCIATIONS	109
NOTES	
ON TWO BLUE GALAXIES	125 126