

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՐ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ԲՅՈՒՐԱԿԱՆԻ ԱՍՏՂԱԳԻՏԱՐԱՆԻ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ
СООБЩЕНИЯ БЮРАКАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

XXIV

Պատասխանատու խմբագիր՝ Վ. Հ. ՀԱՄԲԱՐՉՈՒՄՅԱՆ
Ответственный редактор В. А. АМБАРЦУМЯН

Б. Е. Маркарян

КОЛОРИМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПИРАЛЬНОЙ ГАЛАКТИКИ M101

Произведена абсолютная сплошная фотометрия спиральной галактики M 101 в фотографических и визуальных лучах. Наблюдения производились 21"–21" телескопом системы Шмидта. Результаты показывают, что эта галактика заметно синее по мере удаления от центра к краю, показатели цвета от значения $+0^m9$ у ядра доходят до значения -0^m3 на периферии. Это явление обусловливается действием ее спиральных рукавов и непрерывного фона, также синееющего при удалении от центра. Интегральная фотографическая величина галактики, определенная путем фотометрического суммирования яркостей, получается равной 8^m5 . Суммарная яркость спиральных рукавов в фотографических и визуальных лучах составляет соответственно $1/4$ и $1/7$ часть интегральной яркости галактики. Интегральный показатель цвета галактики равен $+0^m5$, а показатель цвета ядра $+0^m95$. Собственный цвет спиральных рукавов почти постоянен, показатель цвета вдоль рукавов меняется в пределах -0^m1 и $+0^m1$. Наличие у этой галактики довольно яркого непрерывного фона, в образовании которого участвуют белые звезды, приводит к заключению о существовании в ней промежуточного типа звездного населения. Число голубых и белых звезд этой галактики по порядку величины оценивается 10^7 .

В исследовании строения внешних галактик большое применение находит колориметрия, дающая как интегральный цвет галактик, так и распределение цвета в них. Для освещения особенностей строения галактик особый интерес представляют исследования второго рода, дающие распределение цвета в галактиках. Последние обычно осуществляются путем получения фотометрических разрезов по осям галактик, а иногда и путем измерения цвета небольшого количества (нескольких десятков) избранных в них участков. Однако таким путем можно получить более или менее уверенные представления о распределении цвета для

тех галактик, которые не имеют сложной структуры. Полное и надежное распределение цвета в галактиках, имеющих сложную структуру, скажем, например, в развитых спиральных системах и неправильных галактиках, отличающихся обычно большими флюктуациями в распределении яркости, можно получить лишь путем их детального и сплошного фотометрирования в разных участках спектра.

Такое исследование выполнено нами для большой галактики M 101 (NGC 5457), являющейся развитой спиральной системой типа S_c (репродукция представлена на рис. 1).

Некоторым результатам этого исследования посвящена настоящая статья.

§ 1. МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЙ И ИЗМЕРЕНИЙ

Наблюдения велись на 21"—21" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории. Фокусное расстояние этого телескопа равняется 180 см, а относительное отверстие меняется от $1/4.3$ до $1/3.4$ благодаря наличию в камере ирисовой диафрагмы, расположенной вблизи фокальной плоскости зеркала. Оптическая система камеры дает высококачественные изображения звезд, в особенности в центральной части поля, где диаметры предельных звезд получаются порядка 0.02—0.03 мм. Проницающая сила телескопа в фотографических лучах доходит до 19^m .

Фотографирование M 101 производилось в фотографических и визуальных лучах на пластинках Agfa Astro-Platten без фильтра и соответственно на панхроматических пластинках Kodak OaE через желтый желатиновый светофильтр типа GG11, методом двухэтажной кассеты [1]. При указанной методике наблюдений одновременно получается два снимка: один с изображением изучаемого объекта в фокусе, а другой с внефокальными изображениями звезд сравнения, выбранных вблизи изучаемого объекта. Стандартизация пластинок производилась с помощью снимков с внефокальными изображениями указанных звезд сравнения, величины которых были определены с помощью дополнительных наблюдений, путем привязки к NPS. Средние квадратичные ошибки по-

N



E

Рис. 1. М 101 (NGC 5457)

лученных для этих звезд величин не превышают $0^m 05$. Употреблялся также трубочный фотометр для проверки градаций характеристических кривых и учета влияния вуали неба.

Снимки изучаемого объекта, звезд сравнения и марок трубочного фотометра получались на кусках одной и той же пластинки и проявлялись одновременно в одинаковых условиях.

Измерения почернений производились на объективном микрофотометре Цейсса с употреблением квадратной диафрагмы, вырезающей на пластинке квадратные площадки со стороны, равной $17''$.

Из полученного ряда снимков M 101 для измерений были отобраны наиболее удачные, по два комплекта в фотографических и визуальных лучах. На первой паре пластинок (одна в фотографических, другая в визуальных лучах) измерение почернений производилось сплошным образом, т. е. определялись оптические плотности всех площадок M 101, образующихся при проведении линий вдоль α и δ через интервал $17''$. Это осуществлялось путем смещения столика микрофотометра посредством двух координатных движений, обеспечивающих точность смещения в пределах 4—5 микрон. Соответствующие звездные величины с квадратной секунды дуги определялись с помощью характеристических кривых, построенных по внефокальным изображениям выбранных звезд сравнения, о которых речь шла выше. На второй паре пластинок измерения производились лишь для нескольких десятков избранных площадок. Результаты оказались очень близкими с таковыми, полученными из измерения первой пары пластинок. Средняя квадратичная ошибка цвета для этих площадок, определенная по двум наблюдениям, оказалась равной $\pm 0^m 06$, а для одного наблюдения $\pm 0^m 08$. Последняя может служить мерой точности показателей цвета, полученных из измерений первой пары пластинок. Эта, конечно, небольшая точность, но вполне достаточная для многих целей, в особенности же, если принять во внимание, что она характеризует точность достаточно большого количества показателей цвета площадок, покрывающих почти всю га-

ляктику. Для достижения большей точности было бы необходимо произвести сплошные измерения еще на одной или на двух парах негативов, но это была бы чрезмерно большая по объему работа и она вряд ли оправдывалась бы результатами.

Специальное изучение показало, что использованная комбинация камеры, фильтра и сорта пластинок дает визуальную систему, несколько смещенную в сторону красной части спектра по отношению к международной системе визуальных величин, а система фотографических величин почти совпадает с международной. Переход от полученных нами цветов к международной системе можно осуществить при помощи следующего уравнения:

$$C_{\text{int}} = 0.838 (C_i + 0.029).$$

§ 2. ИНТЕГРАЛЬНАЯ ЯРКОСТЬ И ЦВЕТ

По определенным для различных площадок яркостям были составлены карты распределения яркостей в фотографических и визуальных лучах для изучаемой галактики. Количество площадок, в которых определены показатели цвета, порядка полуторы тысячи. Вообще же измерения почернений производились, в два раза большем числе площадок.

Из-за громоздкости этих карт здесь приводится лишь комбинированная карта распределения яркости и цвета, охватывающая главное тело галактики. Из составленных карт сюда не вошли данные в основном относящиеся к областям спиральных рукавов, отстоящим от центра галактики на расстоянии более $6'$. Каждая пара чисел на приведенной карте относится квадратной площадке галактики со стороной, равной $17''$, положение центра которой по отношению к центру галактики, обозначенному крестиком на карте, определяется прямолинейными координатами x и y , направленных по осям α и δ . Значения x и y , выраженных в секундах дуги, приведены соответственно в первой строке и в первом столбце карты. Каждая пара чисел представляет: фотографическую звездную величину с квадратной секунды—сверху и показатель цвета в нашей системе—снизу. Пустые пло-

щадки, за исключением обведенных жирными линиями, соответствуют областям в которых яркость, приходящаяся на квадратную секунду, слабее 23^m9 . Обведенные же жирными линиями площадки содержат проектирующиеся звезды нашей Галактики; в сомнительных случаях площадки обведены пунктирными линиями. При проводимых далее расчетах яркость площадок, содержащих посторонние звезды, учитывалась путем усреднения яркостей соседних площадок. Следует отметить, что в ряде периферийных площадок карты данные обладают точностью уступающей точности, характеризуемой ошибками, упомянутыми в конце §1. Но проводимые далее расчеты, касающиеся распределения яркости и цвета, распространяются на область, заключенную внутри окружности, описанной вокруг центра галактики с радиусом, равным $4.5''$, где почти все данные определены в достаточной степени надежно.

С помощью карт распределения фотографической и визуальной яркостей путем фотометрического сложения были определены интегральные яркости и показатели цвета внутри концентрических кругов и колец, описанных вокруг центра галактики с нарастающими каждый раз на $17''$ радиусами r . Полученные данные приведены в третьем и четвертом столбцах табл. 1. Интегральная фотографическая величина и показатель цвета всей галактики M 101 получились соответственно равными: 8^m5 и $+0^m5$. Гарвардская оценка интегральной величины M 101 на 0^m5 больше нашей, и это, возможно, результат неточного учета яркостей внешних частей галактики. Полученный нами результат должен быть ближе к истине, так как, например, приведенные в табл. 1 яркость и цвет той части M 101, которая ограничена окружностью с радиусом $r = 255''$, находятся в хорошем согласии с данными, полученными Петтитом [2] для той же части электрофотометрическим методом. Петтит для фотографической величины и цвета получил следующие значения: 9^m12 и $+0^m50$ в международной системе. Соответствующие наши значения в международной системе: 9^m02 и $+0^m51$. Получающееся расхождение небольшое и находится в пределах оши-

бок. К сожалению, мы не нашли в литературе других подходящих данных для сопоставления с данными табл. 1.

Таблица 1

№	?	m_{pg}	CI	?	m_{pg}	CI
1	17"	13 ^m 12	+0 ^m 95	0"—17"	13 ^m 12	+0 ^m 95
2	34	12.08	0.94	18—34	12.60	0.93
3	51	11.43	0.82	35—51	12.30	0.66
4	68	10.95	0.79	52—68	12.07	0.74
5	85	10.62	0.76	69—85	12.07	0.67
6	102	10.35	0.74	86—102	11.99	0.66
7	119	10.11	0.72	103—119	11.87	0.64
8	136	9.91	0.69	120—136	11.85	0.53
9	153	9.71	0.66	137—153	11.65	0.50
10	170	9.54	0.63	154—170	11.64	0.44
11	187	9.40	0.61	171—187	11.69	0.45
12	204	9.29	0.60	188—204	11.83	0.45
13	221	9.19	0.58	205—221	11.83	0.36
14	238	9.10	0.57	222—238	11.85	0.44
15	255	9.02	0.57	239—255	11.87	0.40
16	660	8.5	0.5			

Из данных третьего и четвертого столбцов этой таблицы видно, что интегральная звездная величина и показатель цвета заметно убывают по мере увеличения радиуса кругов. Это значит, что галактика M 101 синее по мере удаления от ядра. Однако из этих данных нельзя делать количественные выводы относительно изменения цвета. Для этой цели были определены интегральные звездные величины и показатели цвета в концентрических кольцах, расположенных вокруг ядра галактики. Эти данные приведены в 6-ом и 7-ом столбцах табл. 1. Определенные на основании этих данных средние яркости (в произвольных единицах) в зависимости от расстояния до ядра галактики представлены на рис. 2. Как видно из седьмого столбца таблицы 1, а также из рис. 2, градиент показателя цвета до-

вольно велик. Показатель цвета от значения $+0^m95$ у ядра, убывая, доходит до $+0^m4$ на расстоянии $4'.5$ от него. Дальше, судя по всему, он меняется незначительно. Заметим, что здесь речь идет об интегральных показателях цвета в кольцах. В отдельных, правда редких, случаях маленькие области с большими показателями цвета встречаются даже во внешних частях галактики.

Установленный факт *довольно интенсивного посинения цвета при удалении от ядра М 101* заслуживает особого внимания. Возможно, что это явление в какой-то степени свойственно всем спиральным галактикам, и это может показаться естественным следствием увеличения удельного веса спиральных рукавов при удалении от ядер галактик. Однако, по мнению ряда исследователей, яркость спиральных рукавов составляет незаметную долю общей—интегральной яркости. При справедливости этого представления одни только рукава ни в коем случае не могут объяснить интенсивного падения показателей цвета при удалении от ядер спиральных галактик. Так или иначе, вопрос окончательно можно выяснить только на основании количественного анализа яркостей и цветов структурных образований спиральных галактик. Такой анализ можно произвести для галактики М 101 на основании составленных нами для нее карт распределения яркостей и цветов.

Отметим прежде всего, что эти карты показывают, что М 101, помимо ядра и спиральных рукавов, имеет непрерывный фон, простирающийся от ядра до ее внешних частей. О наличии у М 101 непрерывного фона упоминают в своих работах также Сейферт [3] и Щеголев [4]. Поэтому интегральную яркость галактики М 101 следует рассматривать как сумму трех составляющих яркостей: ядра, спиральных рукавов и непрерывного фона, а цвет и его изменение—как результат комбинации яркостей и цветов указанных составляющих.

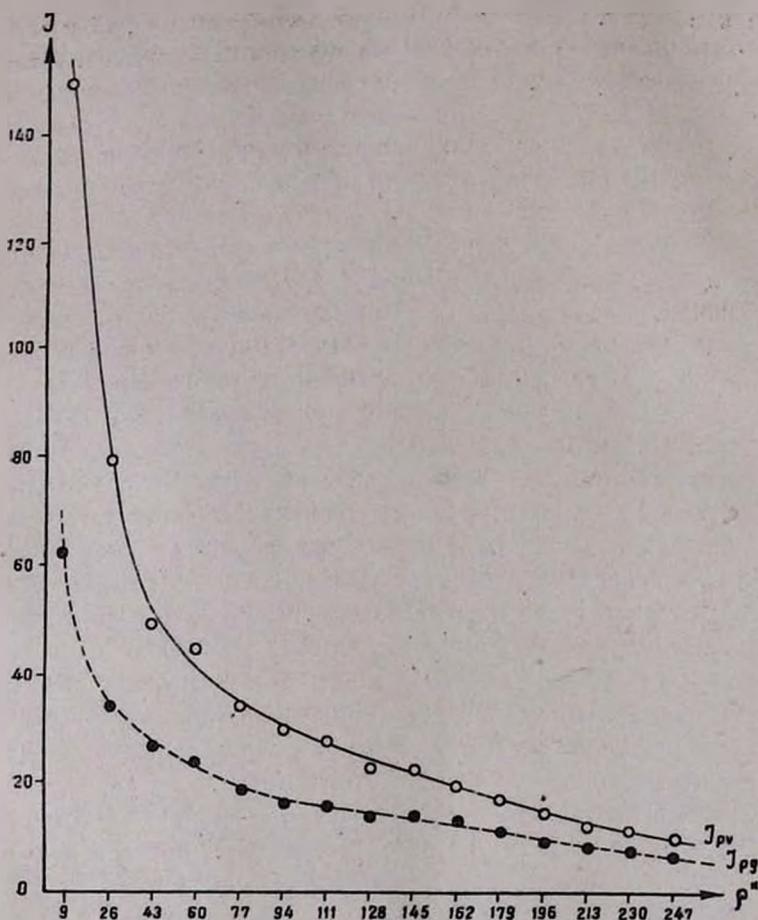


Рис. 2. Распределение средних яркостей (в произвольных единицах) в зависимости от расстояния до центра галактики.

§ 3. ЯРКОСТЬ И ЦВЕТ НЕПРЕРЫВНОГО ФОНА

Непрерывный фон без примеси образований, населяющих обычно спиральные рукава, наблюдается в промежутках между последними. Поэтому яркость и цвет непрерывного фона следует определить на основании данных о яркости площадок, лежащих в областях между рукавами. Однако

сильно развитые рукава М 101 заметно затрудняют уверенный выбор большого количества таких площадок, в особенности на наших снимках, имеющих умеренный масштаб (1 мм—114").

Ввиду этого мы ограничились примерно 300 площадками, разбросанными по всей галактике между ее рукавами и их ветвями, при отборе которых наряду с нашими снимками была использована для контроля хорошая репродукция снимка М 101, полученного двухсотдюймовым Паломарским реф-лектором.

По данным этих площадок были определены средние значения показателей цвета непрерывного фона в 17 концентрических кольцах, расположенных вокруг ядра галактики вплоть до расстояния $6'$.

По этим средним показателям цвета была получена зависимость между цветом непрерывного фона и расстоянием от ядра галактики, представленная на рис. 3 (сплошные кружки). Заметим, однако, что средние показатели цвета в упомянутых кольцах были определены без учета яркостей, т. е. без взвешивания цветов отобранных площадок, предполагая, что непрерывный фон на одинаковых от ядра расстояниях имеет примерно постоянную яркость.

Хотя это допущение достаточно близко к истине, тем не менее для проверки полученной зависимости между цветом и расстоянием фона по данным отобранных площадок были определены средние, а затем и интегральные яркости и показатели цвета первых восьми колец из числа 17, использованных при получении упомянутой зависимости.

Полученные для этих восьми колец данные приведены в третьем и четвертом столбцах табл. 2 и нанесены на рис. 3 в виде несплошных кружков.

Эти данные повторяют полученную зависимость между средними показателями цвета и расстоянием от ядра непрерывного фона. Поэтому с достаточным основанием можно признать реальной полученную зависимость, согласно которой *непрерывный фон галактики М 101 медленнее, чем она сама в целом, но довольно заметно синее по мере удаления от ядра.*

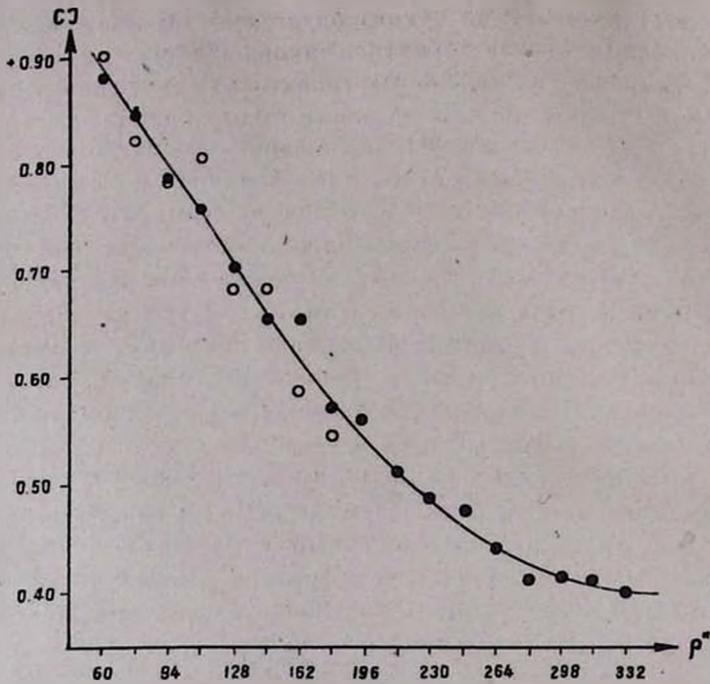


Рис. 3. Зависимость показателя цвета непрерывного фона от расстояния до центра галактики.

Таблица 2

№	ρ	m_{PK}	C-I	m_{PK}	C-I
4	52" - 68"	12 ^m 39	+0 ^m 90	13 ^m 55	+0 ^m 06
5	69-85	12.35	0.82	13.68	-0.09
6	86-102	12.27	0.78	13.60	+0.11
7	103-119	12.25	0.81	13.19	+0.07
8	120-136	12.16	0.68	13.36	-0.12
9	137-153	12.05	0.68	12.93	-0.06
10	154-170	11.96	0.58	13.12	-0.12
11	171-187	11.97	0.54	13.30	+0.07

Этот результат до некоторой степени может показаться неожиданным, так как сложилось такое представление, что непрерывный фон в спиральных галактиках имеет почти одинаковый с ядром цвет. В частности такого мнения придерживается Д. Е. Щеголев [4], изучивший ряд спиральных галактик, в том числе и М 101. Но полученные Щеголевым данные, являющиеся, вообще говоря, ценными, к сожалению, недостаточны для уверенного определения цвета непрерывного фона. Вдобавок, полученные им фотометрические разрезы и цвета ряда площадок в М 101, хотя и не очень определено, тем не менее показывают некоторую тенденцию убывания показателей цвета фона при удалении от ядра, т. е. они не находятся в противоречии с нашим выводом относительно изменения цвета непрерывного фона М 101.

Вообще надо заметить, что представление об одинаковости цветов фона и ядра спиральных галактик необосновано. Нам кажется, что это не соответствует действительности по крайней мере для развитых спиральных галактик, у которых в той или иной степени фон синее при удалении от ядра.

Очевидно поэтому, что изменение цвета М 101 в целом, представленное в табл. 1 и на рис. 2, следует рассматривать как результат действия двух факторов: *изменения цвета непрерывного фона и действия спиральных рукавов.*

§ 4. ЯРКОСТЬ И ЦВЕТ СПИРАЛЬНЫХ РУКАВОВ

Галактика М 101 имеет очень сложную и запутанную структуру, тем не менее у нее можно выделить два мощных рукава, начинающихся у ядра, один с востока,гибающийся через север к западу, а другой с запада,гибающийся через юг к востоку. Оба они начинают быстро разветвляться так сильно, что во втором обороте ветви рукавов уже наблюдаются как отдельные рукава. У самого ядра рукава мало отличаются от него по цвету, но уже на расстоянии 30" от центра их показатели цвета уступают показателям цвета окружающих площадок на 0^m10—0^m15, и чем дальше отходят рукава от ядра, тем меньше становятся

их показатели цвета, т. е. рукава довольно заметно *снижаются по мере удаления от ядра*.

Показатели цвета рукавов вблизи ядра порядка $\pm 0^m 8$, при отходе вдоль рукава они, убывая, доходят во внешних частях до $\pm 0^m 3 - \pm 0^m 2$. Надо, однако, принять во внимание, что здесь речь шла о *наблюдаемом цвете рукавов*. Собственный цвет рукавов может и должен отличаться от наблюдаемого, так как фактически в областях рукавов наблюдается цвет накладывающихся друг на друга двух составляющих: непрерывного фона галактики и собственно рукавов.

Чтобы определить *собственную яркость и цвет рукавов*, надо произвести фотометрическое вычитание из интегральной яркости каждого кольца в целом яркости его непрерывного фона. Имеющиеся данные позволяют это делать надежно для восьми концентрических колец, о которых речь шла в предыдущем параграфе. Полученные данные приведены в пятом и шестом столбцах табл. 2. Интегральный показатель собственного цвета рукавов в этих кольцах меняется в весьма узком интервале: от $-0^m 1$ до $\pm 0^m 1$.

Грубые расчеты показывают, что и во внешних частях показатели собственного цвета рукавов находятся в этих пределах. Отсюда следует, что *собственный цвет рукавов остается почти постоянным и что он порядка нуля*.

Из данных табл. 2 видно, что в кольцах интегральная яркость непрерывного фона галактики в синих лучах в среднем на $1^m 2$ ярче интегральной яркости, обусловливаемой собственно рукавами. Если принять, что эта разность соблюдается и для внешних частей галактики, то можно заключить, что яркость, обусловливаемая собственно рукавами в фотографических лучах, составляет четвертую часть наблюдаемой интегральной фотографической яркости галактики.

Оценку этой величины можно получить и исходя из интегральной величины и цвета галактики (табл. 1), принимая, что показатель цвета рукавов порядка нуля, а средний показатель цвета непрерывного фона порядка $\pm 0^m 65$. Получаемая таким образом доля яркости, обусловливаемая соб-

ственно рукавами, несколько больше $\frac{1}{4}$ интегральной яркости галактики. Таким образом, можно заключить, что суммарная собственная яркость рукавов в фотографических лучах составляет не менее $\frac{1}{4}$ яркости всей галактики, а в визуальных лучах доля собственной яркости рукавов составляет не более $\frac{1}{7}$ яркости галактики.

§ 5. ЗАМЕЧАНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И РОЛИ БЕЛЫХ И ГОЛУБЫХ ЗВЕЗД

Цвет непрерывного фона, в особенности во внешних частях галактики, свидетельствует о том, что в его образовании принимают участие наряду с красными и желтыми звездами и белые звезды.

Поскольку показатель цвета фона от значения $+0^m 9$ ядра, убывая, доходит до $+0^m 4$ во внешних частях галактики, то следует полагать, что по мере удаления от центра галактики относительная роль красных звезд в создании яркости непрерывного фона слабеет, а роль белых звезд, наоборот, усиливается.

Можно произвести некоторые приближенные расчеты для выяснения роли белых звезд в образовании яркости фона и галактики в целом.

Допустим для этой цели, что яркость галактики состоит из двух составляющих: красного и белого. Это, конечно, грубое допущение, но вполне приемлемое, если под красной составляющей понимать яркость, обусловливаемую совокупностью красных, оранжевых и желтых звезд, а под белой—совкупностью голубых, белых и желто-белых звезд.

Принимая показатель цвета красной составляющей равным $+0^m 8$, а белой составляющей нулю, на основе данных, полученных для интегральной яркости и цвета галактики (табл. 1), можно подсчитать яркость каждой из этих составляющих. Расчеты показывают, что в синих лучах красная и белая составляющие имеют примерно одинаковую яркость. Половину яркости белой составляющей обуславливают спиральные рукава, имеющие, как мы видели в преды-

дущем параграфе, показатель цвета порядка нуля и яркость, составляющую $\frac{1}{4}$ интегральной яркости галактики в синих лучах. Другую же половину яркости белой составляющей обуславливает совокупность белых звезд, находящихся вне рукавов, разбросанных по всей галактике.

Поскольку подавляющее большинство звезд спектрального типа О и ранних подразделений типа В входит в состав звездных ассоциаций и открытых звездных скоплений, т. е. образует группы, располагающиеся, обычно, в спиральных рукавах, то белые звезды, находящиеся вне рукавов, должны принадлежать к спектральному типу А и поздним подразделениям типа В. Судя по всему, эти звезды и весьма вероятно многие другие из числа образующих непрерывный фон галактики, представляют собой результат рассеивания прежних ассоциаций галактики.

Звезды, обуславливающие непрерывный фон галактики М 101, нельзя отнести ни к одному из двух типов звездного населения Бааде. *Они, скорее всего, образуют промежуточный тип и, возможно, составляют население „диска“.*

Примерное число белых звезд, участвующих в образовании фона галактики, можно получить, исходя из соотношения их суммарной и средней яркостей. Расстояние М 101 оценивается порядка $2 \cdot 10^6$ парсеков. При этом расстоянии абсолютная фотографическая величина ее получается равной $-18^m 3$. В этом случае суммарная фотографическая абсолютная величина белых звезд галактики М 101, находящихся вне ее рукавов, будет $-16^m 8$. Принимая же их среднюю абсолютную величину равной нулю, для общего их числа получим оценку $5 \cdot 10^6$.

Примерно таким же путем можно оценить количество наиболее горячих голубых и бело-голубых звезд, обуславливающих, в основном, яркость спиральных рукавов. Последнее получается порядка 10^6 . Заметим, что звезды типов А и поздних В должны быть и в спиральных рукавах, по крайней мере, они имеются в открытых звездных скоплениях и нередко в ассоциациях, населяющих рукава. Поэтому общее число звезд О, В и А в М 101 можно считать по-

рядка 10^7 . Суммарная яркость этих звезд в синих лучах составляет половину интегральной яркости галактики, в то время как их число составляет лишь незначительную долю (порядка одной тысячной) общего числа звезд галактики.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

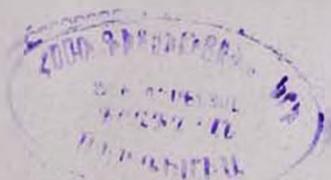
Июнь, 1957

Ր. Ե. ՄԱՐԳԱՐՅԱՆ

M 101 ԳԱԼԱԿՏԻԿԱՅԻ ԳՈՒՆԱԶԱՓԱԿԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա մ փ ո փ ու մ

Կատարվել է M 101 սպիրալածն գալակտիկայի բացարձակ լուսաչափություն լուսանկարչական և վիզուալ ճառագայթներում: Դիտումները կատարվել են $18''-21''$ Շմիդտի տիպի դիտակով: Ստացված արդյունքները ցույց են տալիս, որ այս գալակտիկան զգալիորեն կապտում է նրա կենտրոնից դեպի եզր հեռանալիս: Գուլնի ցուցիչը միջուկի մոտ $+0^m 9$ արժեքից հասնում է $+0^m 3$ -ի գալակտիկայի եզրերում: Այս երևույթը պայմանավորված է գալակտիկայի թևերի ու նրա անընդհատ ֆոնի ազդեցությամբ, որը նույնպես կապտում է գալակտիկայի կենտրոնից հեռանալիս: Գալակտիկայի ինտեգրալ լուսանկարչական աստղաչիւն մեծությունը, որն ստացվել է նրա առանձին մասերի պայծառությունների ֆոտոմետրիկ գումարման միջոցով, հավասար է $8^m 5$ -ի: Թևերի գումարային պայծառությունները լուսանկարչական և վիզուալ ճառագայթներում կազմում են ամբողջ գալակտիկայի համապատասխան ինտեգրալ պայծառությունների $1/4$ և $1/7$ մասը: Այս գալակտիկայի ինտեգրալ գուլնի ցուցիչը ստացվել է հավասար $+0^m 5$ -ի, իսկ միջուկինը՝ $+0^m 95$ -ի: Թևերի սեփական գուլնը գրեթե չի փոփոխվում նրանց երկայնքով շարժվելիս, որոնց ինտեգրալ գուլնի ցուցիչը փոփոխվում է $-0^m 1$ և $+0^m 1$ սահմաններում: Անընդհատ ֆոնի առկայությունն այս գալակտիկայում, որի կազմավորման մեջ զգալի դեր են կատարում սպիտակ աստղերը, խոսում է այն մասին, որ նա բացի հալոյից I և II տիպերի աստղաչիւն բնակչությունից ունի և միջանկյալ, այսպես կոչված, սկավառակի բնակչություն:



Հաշիվները ցույց են տալիս, որ այս գալակտիկայի կապույտ և սպիտակ աստղերի թիվը հասնում է 10^7 -ի, որոնք լուսանկարչական ճառագայթներում պայմանավորում են գալակտիկայի ամբողջ պայծառութիան գրեթե կեսը:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. В. Марков, Н. Н. Сытинская, ДАН СССР, № 73, 77, 1933.
2. E. Pettit, Ap. J., 120, 413, 1954.
3. C. K. Seyfert, Ap. J. 91, 528, 1941.
4. Д. Е. Щеголев, Изв. ГАО, XX, № 156, 1956.

М. А. Аракелян, Н. Л. Иванова

К ВОПРОСУ О НЕПРЕРЫВНОЙ ЭМИССИИ В СПЕКТРЕ AG ДРАКОНА

Выдающейся особенностью некоторых типов нестационарных звезд (звезды типов Т Тельца, UV Кита) является наличие (или появление) в их спектрах избыточного непрерывного излучения, усиливающегося в некоторых случаях при переходе в ультрафиолетовую область спектра [1, 2, 3]. Аналогичный избыток непрерывного ультрафиолетового излучения наблюдается в спектре неправильной переменной AG Дракона, являющейся, согласно В. А. Амбарцумяну [4], одной из разновидностей нестационарных звезд. На основании спектрофотометрического исследования этой переменной Л. В. Мирзояном [5] было сделано заключение, что распределение энергии в коротковолновой области спектра этой звезды заметно отклоняется от планковского в смысле резкого возрастания относительной интенсивности в ультрафиолетовой области спектра. При этом, величина указанного отклонения, согласно [5], со временем меняется.

Ранее В. А. Амбарцумяном [6] было показано, что непрерывная эмиссия в спектрах нестационарных звезд не может иметь тепловую природу. Согласно В. А. Амбарцумяну это явление связано с выбросом во внешние слои звезд внутризвездного вещества — носителя внутризвездной энергии.

Вывод о нетепловом характере непрерывной эмиссии был позднее подтвержден результатами спектрофотометрического исследования двух звезд типа Т Тельца (VY Ориона и NX Единорога), произведенного К. Бёмом [7]. Им было показано, что сильное возрастание интенсивности непрерывной эмиссии с уменьшением длины волны исключает воз-

возможность ее истолкования как планковского излучения конечной температуры. Возможность интерпретации непрерывной эмиссии как излучения релятивистских электронов в магнитном поле также исключается благодаря слишком сильному ее возрастанию с уменьшением длины волны.

Заметим, что К. Бём рассматривает непрерывную эмиссию, временами почти полностью заливающую линии поглощения в спектрах звезд типа UV Кита, и избыточное ультрафиолетовое излучение, наблюдаемое в спектрах звезд типа Т Тельца, как два различных явления. Второе из этих явлений—непрерывную эмиссию в спектрах звезд типа Т Тельца, К. Бём объясняет как результат слияния эмиссионных бальмеровских линий, возникающих в оптически толстом слое. Подобное истолкование непрерывной эмиссии связано, в первую очередь, с тем, что интенсивность непрерывной эмиссии, начинающейся около λ 3800, достигает, согласно К. Бёму, максимума между λ 3750 и λ 3700, т. е. недалеко от предела серии Бальмера. Очень существенно, что слияние эмиссионных линий объясняется Бёмом не их расширением, а малой разрешающей способностью используемого спектрографа. Если это так, то распределение интенсивности непрерывной эмиссии должно в значительной степени зависеть от разрешающей способности спектрографа, и при наблюдениях с инструментами большей разрешающей силы должны разрешаться более высокие члены бальмеровской серии, вследствие чего начало непрерывной эмиссии должно отодвигаться в более коротковолновую область спектра, а ее интенсивность на данной длине волны—убывать. Кроме того, при достаточном удалении от предела серии Бальмера к ультрафиолету избыток излучения по сравнению с излучением нормальной звезды должен исчезнуть.

Другая точка зрения на происхождение непрерывной эмиссии, выдвинутая в последнее время И. М. Гордоном [8], в определенном смысле совпадает с изложенной выше. Считая также, что непрерывная эмиссия есть результат слияния эмиссионных линий бальмеровской серии, И. М. Гордон, однако, приписывает возникновение эмиссионных линий действию нетепловой эмиссии, имеющейся в составе излу-

чения нестационарных звезд. Согласно этому представлению, нетепловое излучение за пределом лаймановской серии приводит к ионизации водорода, после чего происходят вынужденные рекомбинации электронов, индуцированные инфракрасным нетепловым излучением. Слияние бальмеровских линий представляется как результат их расширения, связанного с размытостью верхних возбужденных уровней.

Постольку, поскольку согласно этой точке зрения также предполагается, что источником непрерывной эмиссии является слияние эмиссионных бальмеровских линий, то и в этом случае нельзя ожидать резкого возрастания ее интенсивности за пределом бальмеровской серии.

В свете изложенного приобретают значительный интерес, с одной стороны, наблюдения нестационарных звезд посредством спектрографов сравнительно большой разрешающей силы и, с другой, исследование по возможности более коротковолновой области спектра этих звезд. Настоящая работа преследует именно эту цель.

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Материалом для настоящего исследования послужили две спектрограммы AG Дракона, полученные в мае—июне 1955 года на 10" бесщелевом (кварцевом) спектрографе Бюраканской обсерватории, и две спектрограммы, полученные в октябре 1957 года, с помощью объективной призмы, установленной на 70-сантиметровом менисковом телескопе Абастуманской обсерватории*. Линейная дисперсия первого из упомянутых спектрографов—150 А/мм и второго—166 А/мм у H_{γ} .

Наблюдения 1955 года были сравнены с распределением энергии в спектрах α Возничего (G0I) и λ Возничего (G0V) посредством привязки переменной и этих G-звезд к α Лиры и 4 Возничего (A0). При наблюдениях же 1957 года звездой сравнения служила HD 144327 (G5). Выбор звезд спектрального типа G в качестве звезд сравнения обуслов-

* Спектрограммы 1957 года получены сотрудниками Абастуманской астрофизической обсерватории М. В. Долидзе и Н. А. Размадзе, которым авторы выражают свою благодарность.

лен, во-первых, тем, что, согласно Р. Вилсону [9], AG Дракона является карликом спектрального класса G7, и, во-вторых, тем, что сравнение переменной со звездами спектрального класса G даст в дальнейшем возможность, используя известное распределение энергии в спектре Солнца, определить абсолютное распределение энергии в ее спектре.

Для сравнения относительного распределения энергии в спектре AG Дракона, полученного со спектрографами различных дисперсий, мы воспользовались данными серии II наблюдений Л. В. Мирзояна [5], проведенных в ту же эпо-

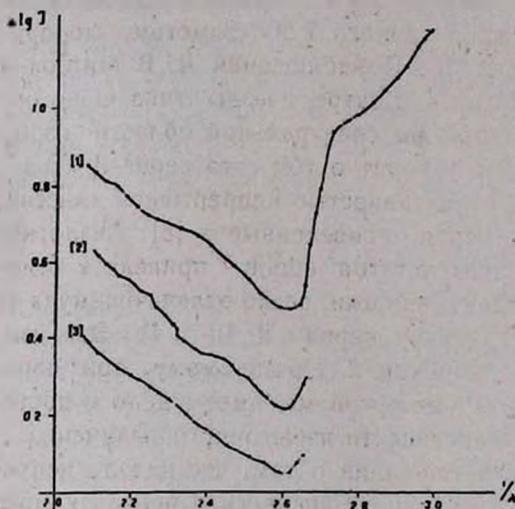


Рис. 1. Относительное распределение энергии в спектре AG Дракона, полученное со спектрографами различных дисперсий.

1. Наблюдения 1955 года при дисперсии в 150А/мм; звезда сравнения λ Возничего.
2. Наблюдения 1957 года при дисперсии в 166А/мм; звезда сравнения HD 144327.
3. Наблюдения Л. В. Мирзояна 1955 года при дисперсии в 420А/мм; результаты привязки к звезде HD 144327.

ху, что и наши наблюдения 1955 года. Результаты, полученные Л. В. Мирзояном, были приведены к звезде HD 144327 посредством сравнения ее и переменной со звездой HD 145258 (A0). На рис. 1 приведено относительное распределение энергии в спектре AG Дракона, полученное в мае—июне 1955 года с бесщелевыми спектрографами при дисперсиях 420А/мм и 150 А/мм у H_{γ} . Рисунок показывает, что в обоих случаях отклонение относительного распределения энергии от

нормального для звезды типа G происходит около значения волнового числа равного 2.60 ($\lambda = 3800$), т. е. начало из-

быточного излучения в довольно широких пределах используемых дисперсий (по существу, в широких пределах разрешающих способностей) не зависит от дисперсии спектрографа.

Что касается различия волновых чисел, соответствующих началу избыточного излучения, полученных Л. В. Мирзояном [5] и нами, то оно объясняется тем, что переменная сравнивалась в [5] со звездой спектрального класса А0. Вследствие депрессии непрерывного спектра звезды сравнения, обусловленной слиянием бальмеровских линий поглощения, зависимость относительной интенсивности от волнового числа отклоняется в [5] от прямолинейной около значения волнового числа, равного 2.50. Заметим, что привязка результатов серий III и IV наблюдений Л. В. Мирзояна к распределению энергии в спектре звезды типа G не обнаружила в исследованной им спектральной области избыточного излучения. Это говорит о том, что серия II характеризовалась большей интенсивностью непрерывной эмиссии, чем две последующие серии, приведенные в [5]. Аналогичная же привязка для результатов серии I привела к относительному распределению энергии, резко отличающемуся от результатов, соответствующих сериям II, III и IV. Эти данные иллюстрируются рисунком 2. По-видимому, при переходе от первой серии к четвертой мы имеем дело с постепенным убыванием интенсивности избыточного излучения.

Сделанное выше заключение о том, что начало непрерывной эмиссии не зависит от дисперсии используемого спектрографа, может вызвать то возражение, что данные рис. 1 получены посредством сравнения AG Дракона с различными G-звездами. По этому поводу следует отметить, что распределение энергии в фотографической области спектра HD 144327, полученное из сравнения ее со звездой HD 145258, с достаточной точностью совпадает с распределением ее в спектре λ Возничего (рис. 3). Абсолютный спектрофотометрический градиент HD 144327, вычисленный при предположении $\varphi_2 = 1.00$, получился равным 2.73, в то время как значение абсолютного градиента λ Возничего равно 3.14. Это в сопоставлении с их спектральным типом дает осно-

вание полагать, что HD 144327, так же как и λ Возничего, является звездой-карликом, сходным с Солнцем, и привязка к этим звездам может дать представление об абсолютном распределении энергии в спектре AG Дракона.

Результаты подобной привязки, произведенной на основании данных наблюдений 1955 года и 1957 года, приве-

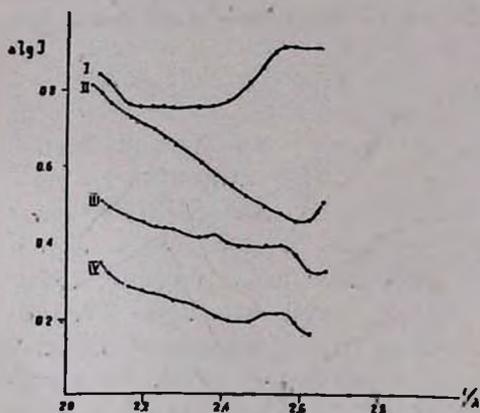


Рис. 2. Результаты привязки наблюдений Л. В. Мирзояна к звезде типа G5 (HD 144327). Номера соответствуют сериям наблюдений, приведенных в [5].

участке длин волн, общем для всех кривых, одинаков.

Заслуживает особого внимания то, что в спектральной области $\lambda < 3650$ интенсивность непрерывного излучения AG Дракона продолжает возрастать. При этом, как видно из рисунков 1 и 4, возрастание имеет место как в смысле относительного распределения энергии, так и в шкале абсолютных интенсивностей*.

* Абсолютное распределение энергии в спектре AG Дракона выведено нами по данным для Солнца, полученным Абботом, Пласкетом, Фабри и Бюссоном [10], согласно которым на участке от $\lambda 4000$ до $\lambda 3000$ имеет место резкий спад интенсивности солнечного излучения. Позже Э. Петтитом [11] было установлено, что на участке от $\lambda 4000$ до $\lambda 3800$ интенсивность излучения Солнца убывает на 48%, после чего до

дены на рис. 4. Рисунок иллюстрирует абсолютное распределение энергии в спектре AG Дракона, выраженное в произвольных единицах, вместе с аналогичными данными, полученными для VY Ориона и NX Единорога К. Бёмом [7]. Во всех случаях интенсивность излучения на волне $\lambda 4000$ принята равной единице. Как видно из рисунка, ход интенсивности избыточного излучения на

В качестве косвенного подтверждения этого факта можно упомянуть, что по свидетельству Н. Роман [12], на пластинках с нормальным почернением в фотографической области, полученных на обсерватории Мак-Дональд, непрерывный спектр звезды легко можно проследить за λ 3300. Микрофотограммы полученных нами в 1955 году спектров переменной показывают, что величина почернения меняется за пределом серии Бальмера очень медленно, в то время как на микрофотограммах обычных, даже самых горячих звезд, в этой области наблюдается резкое уменьшение степени почернения к ультрафиолету.

Небезынтересно и то обстоятельство, что распределение энергии в фотографической области AG Дракона также является необычным для звезды типа G. Однако здесь имеет место обратная картина, т. е. распределение энергии в спектре переменной

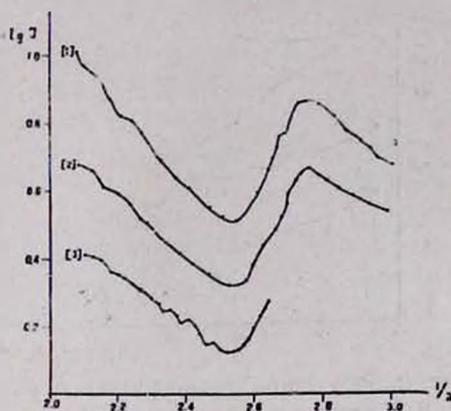


Рис. 3. Распределение энергии в спектрах звезд сравнения, приведенное к распределению ее в спектрах звезд типа A0: 1— α Возничего, 2— λ Возничего, 3—HD 144327.

соответствует более холодной звезде, чем G. Абсолютный спектрофотометрический градиент переменной, полученный посредством сравнения со звездами типа A0, систематически больше, чем соответствующая величина для нормальных звезд (карликов и гигантов) спектрального класса G. Выше упоминалось, что абсолютный градиент λ Возничего (GOV) получился равным 3.14. Заметим, что среднее значение абсолютного градиента для двух карликов типа G (ζ Геркулеса и η Волопаса) равно, согласно данным Д. Барьбье и Д. Ша-

λ 3200 остается практически постоянной. Следовательно, привязка к данным Петтита привела бы к еще более резкому возрастанию абсолютной интенсивности излучения AG Дракона на участке $\lambda\lambda$ 3800—3300.

лонжа [13], 2.54. Это же значение для звезд-гигантов равно 3.08. (Примерно такое же значение получено нами для α Возничего (3.54)). Значение же абсолютного градиента для АГ Дракона получилось равным 4.56 (1955 год) и 4.64 (1957 год). Это соответствует спектрофотометрической температуре около 3000° .

В связи с этим стоит упомянуть еще о следующем. Грубая оценка показателя цвета переменной в международной системе (разность монохроматических звездных величин)

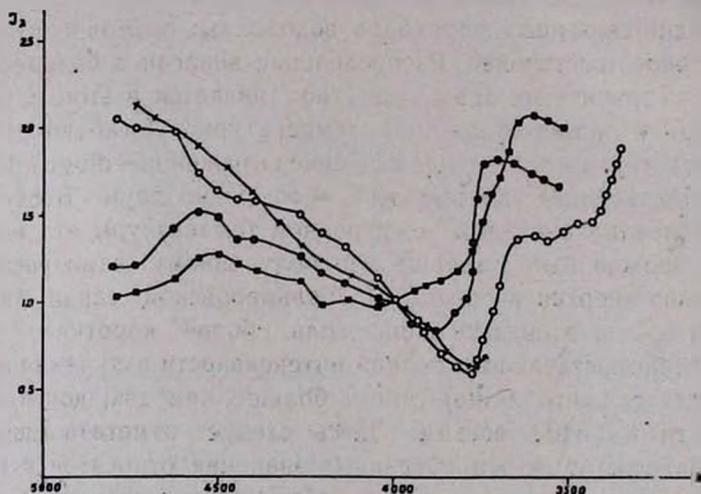


Рис. 4. Абсолютное распределение энергии в спектрах NX Единорога (♦), VY Ориона (●), АГ Дракона (1955 год—○, 1957 год—+).

привела к значениям $C_1 = 1^m 3$ в 1955 году и $2^m 0$ в 1957 году. Значения показателя цвета, полученные в мае—июне 1955 года, согласуются в среднем с результатами двухцветных фотографических наблюдений Г. С. Бадаляна [14], произведенных во второй половине 1955 года.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

1. Наиболее существенным из полученных результатов является вывод о том, что интенсивность избыточного излу-

чения в спектре AG Дракона продолжает возрастать за пределом серии Бальмера, причем возрастание продолжается до самых коротких длин волн, до которых удается довести спектрофотометрические измерения.

Совершенно очевидно, что непрерывный спектр, обусловленный слиянием эмиссионных бальмеровских линий, не мог привести к подобному распределению за пределом бальмеровской серии. Действительно, оставаясь на точке зрения о слиянии бальмеровских линий, мы вынуждены считать, что избыточное излучение за пределом серии есть результат свободно-связанных переходов водородных атомов во второе квантовое состояние. Распределение энергии в бальмеровском континууме, как известно, является в этом случае функцией лишь электронной температуры. Легко показать, что при этом максимальное значение выражения $-\text{dlog}I_{\lambda}/\text{dlog}\lambda$, соответствующее значению $T_e = \infty$, равно двум. В случае же конечных значений электронной температуры эта величина должна быть меньше. По полученному нами распределению энергии за пределом бальмеровской серии легко вывести, что в области длин волн, более коротких, чем $\lambda 3500$, возрастание абсолютной интенсивности излучения происходит так, что $-\text{dlog}I_{\lambda}/\text{dlog}\lambda$ больше, чем два, достигая в области $\lambda < 3400$ восьми. Здесь следует отметить еще то обстоятельство, что приведенные значения относятся к распределению энергии в шкале абсолютных интенсивностей. Однако, поскольку речь идет об объяснении *избытка* энергии по сравнению с излучением нормальной звезды, то следует рассматривать распределение *избыточной* интенсивности по длине волны, т. е. данные, приведенные на рис. 1. В этом случае для выражения $-\text{dlog}I_{\lambda}/\text{dlog}\lambda$ получаются значения: 4 (при $3560 > \lambda > 3400$) и 10 (при $\lambda < 3400$).

Из изложенного следует, что в свете гипотезы К. Бёма [7]* остается совершенно необъяснимым возрастание интенсивности излучения AG Дракона за пределом бальмеров-

* Здесь мы рассматриваем гипотезу К. Бёма только с точки зрения удовлетворения ее результатам наблюдений. Однако напомним, что в ней остается совершенно открытым вопрос о возможности возникновения эмиссионных линий в оптически толстом слое (что отмечается и самым

ской серии. Следовательно, предлагаемый им механизм образования ультрафиолетового избытка, если он и имеет место у AG Дракона, играет не первостепенную роль*.

2. В пользу этого заключения свидетельствует и то обстоятельство, что бесщелевые спектрограммы, полученные с дисперсиями в 420 А/мм и 150 А/мм у H_7 , не обнаружили никакого различия в длине волны, соответствующей началу ультрафиолетовой эмиссии. Это действительно может служить существенным аргументом, так как, как упоминалось, основной причиной слияния бальмеровских эмиссионных линий в представлении К. Бёма является не их большая ширина, а малая разрешающая способность спектрографа. С другой стороны, едва ли можно ожидать, что эмиссионные линии водорода очень широки, так как уже принятое Бёмом значение турбулентной скорости водородных атомов (50 км/сек) необычно для звезд-карликов.

3. Рассмотрим полученные результаты в свете представления о синхротронном излучении. Как было показано К. Бёмом, для излучения релятивистских электронов в магнитном поле максимальное значение выражения $-\frac{d \log I_\lambda}{d \log \lambda}$ равно $\frac{7}{3}$. У AG Дракона, так же как у исследованных Бёмом звезд типа Т Тельца величина этого выражения исключает возможность объяснения необычного ультрафиолетового излучения как результат прямого излучения релятивистских электронов в магнитном поле.

Далее, выдвинутая И. М. Гордоном [8] точка зрения о том, что избыточное ультрафиолетовое излучение является результатом слияния бальмеровских эмиссионных линий, объясненных своим появлением действием синхротронного излу-

Бёмом). Для осуществления такого слоя необходимо, очевидно, чтобы во внешних слоях звезды присутствовали источники энергии. Это есть, по существу, вывод, сделанный В. А. Амбарцумяном [6], на основе анализа изменений яркости и спектра нестационарных звезд.

* Возможно, что изгиб кривых распределения энергии (рис. 1 и 4) около λ 3650 обусловлен тем, что на избыточное излучение накладываются неразрешенные эмиссионные линии, несколько увеличивая ее интенсивность до предела серии Бальмера.

чения, по-видимому, также не в состоянии объяснить возрастание интенсивности непрерывной эмиссии за бальмеровским скачком. Действительно, и в этом случае приходится приписывать излучение за пределом серии Бальмера свободно-связанным переходам водородных атомов во второе состояние. Несостоятельность этого механизма в случае самопроизвольных рекомбинаций фотоэлектронов следует из приведенных в п. 1 соображений относительно механизма, предложенного К. Бёмом. Предположение же о том, что бальмеровский континуум возникает в результате вынужденных рекомбинаций, индуцированных синхротронным излучением*, также не в состоянии обеспечить наблюдаемое значение выражения $-\frac{d \log I_{\lambda}}{d \log \lambda}$ в области бальмеровского континуума. Как легко можно убедиться, в этом случае максимальное значение приведенного выражения должно быть равно всего лишь $\frac{4}{3}$, т. е. меньше, чем при континууме, обусловленном спонтанными рекомбинациями.

4. Представляет определенный интерес сравнение результатов наших наблюдений с результатами, полученными К. Бёмом для звезд VY Ориона и NX Единорога. Приведенные на рис. 4 абсолютные распределения энергии в спектрах трех переменных показывают, что на участке длин волн, больших, чем предел бальмеровской серии, распределение интенсивности избыточного излучения в спектре AG Дракона качественно сходно с распределением ее в спектрах VY Ориона и NX Единорога. Однако дальнейший ход распределения интенсивности этого излучения (в более коротковолновой области) для AG Дракона и исследованных Бёмом звезд (речь идет о средних данных, приведенных Бёмом) заметно отличается. Согласно данным Бёма абсолютная интенсивность излучения этих звезд достигает максимума вблизи предела бальмеровской серии, в то время как ин-

* В этом случае индуцирующее излучение должно также проявляться в бальмеровском континууме. Поэтому приходится предположить, что континуум в спектрах нестационарных звезд является наложением индуцирующего и индуцированного излучений.

тенсивность излучения AG Дракона в исследованной нами спектральной области своего максимума не достигает.

Тем не менее есть основания полагать, что и у исследованных Бёмом звезд типа Т Тельца избыточное излучение не ограничивается ближайшими окрестностями предела балмеровской серии, а простирается достаточно далеко в ультрафиолетовую область спектра. В пользу этого может свидетельствовать необычный цвет U—В некоторых звезд типа Т Тельца, в частности переменной NX Единорога. Показатель цвета U—В этой переменной, согласно М. Уокеру [15], достигает величины -1^m21 , а в эпоху наблюдений В. Хильтнера [16] был равен -1^m35 .

С другой стороны, не исключена возможность, что различие в распределении энергии в спектрах звезд типа Т Тельца и AG Дракона связано с какими-либо характерными особенностями последней. Как известно, особенностью линейчатого спектра AG Дракона является наличие сильной эмиссионной линии λ 4686 (He II), которая не наблюдается в спектрах исследованных К. Бёмом звезд типа Т Тельца. Возможно, эти два факта являются следствием одного и того же явления. Тем не менее представляется естественным рассматривать избыточное излучение в спектрах AG Дракона, звезд типа Т Тельца, также как непрерывную эмиссию, заливающую линии поглощения во время вспышек звезд типа UV Кита, как результаты одного явления, проявляющиеся в широкой спектральной области.

Что касается различий в проявлении непрерывной эмиссии у различных представителей нестационарных звезд (как в смысле интенсивности и продолжительности непрерывной эмиссии, так и в смысле области спектра, в которой она проявляется), то они получают в свете представления, развитого В. А. Амбарцумяном [4], естественное объяснение в том, что избыточная нетепловая энергия выделяется в слоях звезды, характеризующихся различной оптической глубиной.

В заключение авторы выражают глубокую признательность академику В. А. Амбарцумяну за ценное обсуждение полученных результатов.

Մ. Ա. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ, Ն. Լ. ԻՎԱՆՈՎԱ

AG ՎԻՇԱՊԻ ՍՊԵԿՏՐՈՒՄ ԱՆՈՆԴԱՍ ԷՄԻՍԻԱՅԻ
ՀԱՐՑԻ ՇՈՒՐՋԸ

Ա մ փ ո փ ու մ

Ներկա աշխատանքի դիտողական նյութը ստացվել է Բյուրականի աստղադիտարանի 10" անճեղք սպեկտրոգրաֆի և Աբասթումանի աստղադիտարանի 70 սմ օբյեկտիվ պրիզմայի օգնությամբ: Առաջին սպեկտրոգրաֆի գծային դիսպերսիան հավասար է 150 Ա/մմ և երկրորդի 166 Ա/մմ H_γ-ի մոտ: Ընդամենը օգտագործվել է 4 սպեկտրոգրամ:

Որպես համեմատման աստղեր օգտագործելով G տիպի նորմալ աստղերը, ստացված է AG Վիշապի անկանոն փոփոխական աստղի սպեկտրում էներգիայի հարաբերական բաշխումը (նկար 1): Այնուհետև ելնելով այդ տվյալներից ստացված է էներգիայի բացարձակ բաշխումը AG Վիշապի սպեկտրում՝ արտահայտված կամայական միավորներով (նկար 4):

Հետազոտությունը ցույց է տվել, որ AG Վիշապի սպեկտրում անընդհատ էներգիայի ավելցուկը սկսում է հանդես գալ λ 3800 աիքային երկարության մոտ և սպեկտրոֆոտոմետրիկ չափումների համար մատչելի ամբողջ տիրույթում ($\lambda < 3300$) այդ ավելցուկի չափը աճում է դեպի սպեկտրի ուտրամանիշակազուն մասը:

Այնուհետև ստացված արդյունքները համեմատված են Լ. Վ. Միրզոյանի [5] կողմից ստացված տվյալների հետ, որոնք հիմնված են 420 Ա/մմ դիսպերսիա ունեցող սպեկտրոգրամների վրա: Ցույց է տրված, որ նույն ժամանակաշրջանում ստացված սպեկտրոգրամների վրա՝ անկախ նրանց դիսպերսիայից (կամ վերլուծող ուժից) անընդհատ ճառագայթման ավելցուկի բաշխումը նույնն է:

Ստացված արդյունքների քննարկումից հետևում է, որ անընդհատ էներգիայի ավելցուկը AG Վիշապի սպեկտրում չի կարող հանդիսանալ բալմերյան սերիայի ճառագայթման գծերի միաձուլման հետևանք: Իսկապես, այդ դեպքում անհրաժեշտ կլիներ ենթադրել, որ բալմերյան սերիայի սահմանից ավելի կարճալիք մասում ճառագայթումը հանդիսանում է երկրորդ քվանտային մակարդակի վրա կատարվող ոեկոմրինացիաների արդյունք: Կարելի է ցույց տալ, որ ոեկոմրինացիոն անընդհատ սպեկտրի դեպքում — $dlog\lambda/dlog\lambda$ արտահայտության մաքսիմալ արժեքը հավասար

կլինի 2-ի, եթե կատարվում են սպոնտան ռեկոմբինացիաներ և 3/4-ի եթե ռեկոմբինացիաները կատարվում են սինխրոտրոն ճառագայթման ազդեցության տակ:

Քանի որ, ըստ ստացված տվյալների, ԱԳ Վիշապի սպեկտրում հիշյալ արտահայտության մեծությունը մեծ է երկուսից, հետևաբար այդ երկու ենթադրություններից էլ պետք է հրաժարվել:

Բալմերյան գծերի միաձուլման ազդեցության դեմ խոսում է նաև այն փաստը, որ անընդհատ էմիսիայի սկզբին համապատասխանող ալիքային երկարությունը կախված չէ օգտագործվող սպեկտրոգրաֆի դիսպերսիայից:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. A. Joy, PASP, 66, 5, 1954.
2. A. Joy, M. Humason, PASP, 61, 133, 1949.
3. G. Herbig, Нестационарные звезды, стр. 37, Ереван, 1957.
4. В. А. Амбарцумян, Non—Stable Stars, p. 177, Cambridge University Press, 1957.
5. Л. В. Мирзоян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 19, 43, 1956.
6. В. А. Амбарцумян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 13, 1, 1954.
7. К. Н. Вöhm, Zs. f. Ap., 43, 245, 1957.
8. И. М. Гордон, Труды астрономической обсерватории Харьковского университета, 12, 15, 1957; Доклад на семинаре Бюраканской обсерватории, 1957.
9. R. Wilson, PASP, 57, 309, 1945.
10. А. Унзольд, Физика звездных атмосфер, Москва, 1949.
11. E. Pettit, Ap. J. 91, 159, 1940.
12. N. Roman, Ap. J. 117, 467, 1953.
13. D. Barbier, D. Chalons, Ann. d' Ap. 4, 31, 1941.
14. Г. С. Бадалян, ДАН Армянской ССР, 22, 145, 1956.
15. M. Walker, Ap. J. Suppl. 2, № 23, 1956.
16. W. Hiltner, Ap. J. 127, 510, 1958.

Г. А. Гурздян

О ПРИРОДЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Анализ внешней формы и структуры биполярных планетарных туманностей привел к выводу о существовании в них магнитных полей, напряженность которых значительно превышает напряженность общего магнитного поля Галактики [1]. Характер этих полей, по-видимому, сходен с полем магнитного диполя. Однако они не составляют продолжение дипольного поля центрального ядра-звезды; планетарная туманность обладает своим собственным дипольным полем, магнитный момент которого может меняться в зависимости от изменения размеров и плотности туманности, в то время как магнитный момент ядра может остаться неизменным.

В настоящей статье ставится цель показать, что представление о наличии дипольного магнитного поля в планетарных туманностях хорошо объясняет наблюдаемое разнообразие их формы и структуры. Направляющей нитью при разработке и развитии этого представления является идея, согласно которой планетарные туманности являются остатками звездообразовательного процесса и что их ядра суть недавно возникшие звезды [2,3].

§ 1. БИПОЛЯРНЫЕ ТУМАННОСТИ

Биполярными мы называли те планетарные туманности, у которых наблюдаются две четко выраженные яркие области — „шапки“, расположенные симметрично относительно ядра [1]. Примерами таких туманностей являются NGC 7026,

туманности анон. $16^{\text{ч}} 10,5^{\text{м}}$; анон. $16^{\text{ч}} 13,3^{\text{м}}$ и т. д. Наряду с этим, имеется целый ряд туманностей, у которых хотя и не наблюдаются четко выступающие „шапки“, но наблюдается повышение яркости на двух противоположных сторонах туманности. Примерами таких туманностей могут служить NGC 6720 (в Лире), NGC 7293 (в Водолее) и т. д. Для правильного понимания и применения полученных в дальнейших параграфах теоретических результатов желательно перечислить основные факты, относящиеся к биполярным планетарным туманностям, формы и структуры которых должны быть объяснены действием присутствующих в них магнитных полей. Сюда нужно прибавить также особенности формы и структуры остальных, в частности, спиралевидных планетарных туманностей, допускающих, по всей вероятности, также электромагнитное объяснение.

1. Большинство планетарных туманностей имеет сплюснутую, часто эллипсоидальную (или овальную) форму. Крайним выражением сплюснутости является почти прямоугольная форма, которая наблюдается редко (типичным представителем этого типа является туманность IC 4406).

2. Почти всегда яркость на концах малой оси эллипсоидальных туманностей больше, чем на концах большой оси. Сама форма области повышенной яркости бывает различной, начиная от „бананообразной“ — сильно вытянутой и слегка искривленной дуги (туманность анон. $16^{\text{ч}} 10,5^{\text{м}}$) и кончая почти круговой формой (туманность анон. $16^{\text{ч}} 13,3^{\text{м}}$).

3. В некоторых случаях наблюдается туманность с четко выраженной биполярностью, но без заметной сплюснутости, т. е. имеющая почти сферическую форму (NGC 3587, анон. $7^{\text{ч}} 50,0^{\text{м}}$. Хороший снимок последней туманности см. в [5]).

4. У некоторых туманностей яркие области („шапки“), часто „бананообразные“, соединены друг с другом светлой „перемычкой“, проходящей через центр туманности (зетобразные туманности).

5. В редких случаях наблюдаются туманности, у кото-

рых имеются два спиральных выступа, расположенные симметрично с обеих сторон туманности (спиралеобразные туманности). Важно отметить, что спиральные выступы расположены на концах *большой* оси туманности.

6. Наружные края туманностей в направлении их малой оси, как правило, резки, в то время как в направлении большой оси границы туманности иногда трудно определить.

7. Если биполярная туманность двухоболочная, то биполярность в наружной оболочке выражена менее сильно, чем во внутренней. Иногда это свойство в наружной оболочке отсутствует почти полностью, в то время как во внутренней оболочке оно выражено весьма четко.

§ 2. ТОЧЕЧНЫЙ ДИПОЛЬ

Пусть имеем сплошную во всем объеме планетарную туманность сферической формы радиуса R и с одинаковой во всех точках концентрацией ионов n_0 . Наложим на эту туманность магнитное поле диполя, т. е. совокупность двух разных „зарядов“ противоположного знака, находящихся друг от друга на расстоянии l . Собственно говоря, диполь в обычном для физики понятии, мы будем иметь только в том случае, когда l значительно меньше расстояния R „зарядов“ от точек, в которых определяется напряженность магнитного поля, т. е. когда $R \gg l/2$. Однако мы допускаем, что „размер“ диполя может быть, даже очень часто, соизмерим с размерами туманности, т. е. что может иметь место условие $R \sim l/2$. Поэтому придется внести в терминологию некоторые изменения. Мы будем говорить о „точечном“ диполе, когда $l/2 \ll R$, т. е. когда диполь как будто расположен в центре туманности, и о „неточечном“ диполе, когда $l/2 \sim R$, т. е. когда диполь „занимает“ всю туманность. Линию, проходящую через „заряды“, назовем осью диполя, или магнитной осью туманности.

В этом параграфе мы рассмотрим влияние точечного диполя на планетарную туманность. Хотя, как увидим в следующем параграфе, действительная картина, наблюдаемая в планетарных туманностях, может быть объ-

яснена при наличии в них неточечного магнитного диполя, тем не менее, рассмотрение точечного диполя позволит просто и легко проанализировать качественную сторону вопроса, а также провести некоторые подготовительные расчеты формального характера.

Рассмотрим некоторое сечение туманности, проходящее через ее центр O („центральное сечение“), и поместим в начале координат точечный диполь, длиной l и моментом a . В некоторой точке A (рис. 1), определяющейся координатами r и φ (я таких точек в данном сечении, очевидно, будет четыре)

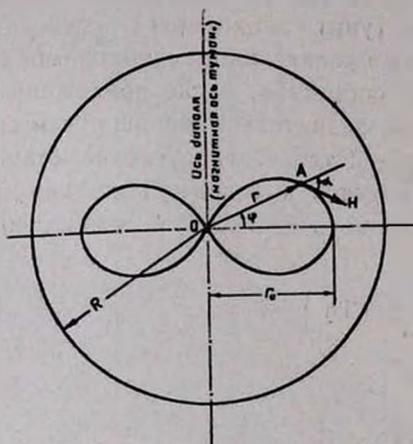


Рис. 1.

полная напряженность магнитного поля вдоль данной силовой линии будет:

$$H(r, \varphi) = \frac{a}{r^3} \sqrt{1 + 3 \sin^2 \varphi}. \quad (1)$$

Вектор напряженности направлен по касательной к силовой линии, которая задается уравнением

$$r = r_0 \cos^2 \varphi, \quad (2)$$

и составляет угол α с радиусом-вектором, определяемым из соотношения:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \varphi. \quad (3)$$

Заметим, что α для всех силовых линий одинаково и не зависит от r_0 , обстоятельство, которое, вообще говоря, не имеет места в случае неточечного диполя.

Из формулы (1) видно, что в рассмотренном сечении туманности магнитное поле обладает градиентом напряженности как по r , так и по φ -координате. Градиент напряженности магнитного поля создаст градиент магнитного

давления, который приводит к нарушению первоначального равновесного состояния распределения плотности газа в туманности; возникает макроскопическое перемещение ионизованного газа из областей высоких магнитных давлений в области низких давлений. В результате образуется неравномерность в распределении плотности материи, т. е. возникает градиент газового давления по обеим координатам*. Градиент газового давления противопоставляется градиенту магнитного давления и в тот момент, когда обе эти величины будут равняться друг другу, дальнейшее перемещение газа прекратится; наступит стационарное состояние. Допустим, что время t_s (время релаксации), необходимое для достижения стационарного состояния, после приложения к туманности дипольного поля, значительно меньше, чем продолжительность жизни туманности. Тогда условие стационарности в данной точке сведется к взаимной компенсации градиентов магнитного и газового давлений и запишется в виде:

$$\nabla \left(\frac{H^2}{8\pi} + kTn \right) = 0, \quad (4)$$

или, после интегрирования,

$$\frac{H^2}{8\pi} + kTn = C. \quad (5)$$

Отсюда имеем для концентрации ионов (электронов), $n = n(r, \varphi)$, подставляя значение H из (1):

$$n(r, \varphi) = \frac{C}{kT} - \frac{a^2}{8\pi kT r^6} \eta^2(\varphi), \quad (6)$$

где T есть электронная температура туманности, а через $\eta(\varphi)$ обозначено

$$\eta(\varphi) = \sqrt{1 + 3 \sin^2 \varphi}. \quad (7)$$

Постоянную интегрирования C можно определить, смотря по тому, какую модель туманности рассматривать — „бес-

* Приняв, что температура туманности определяется процессами излучения и постоянна, а, следовательно, давление зависит только от плотности газа.

конечную" или „конечную“. В первом случае допускается, что туманность имеет очень большие по сравнению с длиной диполя размеры и что на ее наружных границах магнитное поле диполя практически отсутствует*. Формально это означает (для „бесконечной“ туманности):

$$n(\infty, \varphi) = n_0 \text{ при } r = R = \infty. \quad (8)$$

В случае „конечной“ туманности в качестве условия для определения C может служить допущение о равенстве масс „невозмущенной“ и „возмущенной“ туманностей, которое запишется в виде:

$$4\pi \int_{r_0}^R \int_0^{\pi/2} n(r, \varphi) r^2 \cos \varphi \, dr \, d\varphi = \frac{4\pi}{3} R^3 n_0. \quad (9)$$

Применение условий (8) и (9) дает из (6) для „бесконечной“ туманности:

$$\frac{n(r, \varphi)}{n_0} = 1 - \frac{\sigma}{r^6} \gamma^2(\varphi) \quad (10)$$

и для „конечной“ туманности:

$$\frac{n(r, \varphi)}{n_0} = [1 + \Phi(R, r_0)] - \frac{\sigma}{r^6} \gamma^2(\varphi), \quad (11)$$

где введены обозначения:

$$\sigma = \frac{a^2}{8\pi k T n_0}; \quad (12)$$

$$\Phi(R, r_0) = \frac{3}{2} \frac{\sigma}{R^3} \int_{r_0}^R \int_0^{\pi/2} \gamma^2(\varphi) r^{-1} \cos \varphi \, dr \, d\varphi = \frac{\sigma}{R^6} \left[\left(\frac{R}{r_0} \right)^3 - 1 \right]; \quad (13)$$

r_0 есть радиус внутренней границы туманности (см. ниже).

* Во всех дальнейших формулах у нас будет получаться плотность, стремящаяся в бесконечности к некоторой постоянной, отличной от нуля величине. Внешняя граница туманности обусловлена не электромагнитными факторами. Поэтому значение градиента плотности вблизи внешней границы остается здесь вне рассмотрения.

Формулы (10) и (11) дают закон распределения относительной концентрации ионов (электронов) по двум координатам на центральном сечении туманности. Из этих формул вытекает, что, во-первых, распределение концентрации симметрично в отношении магнитной оси туманности и, во-вторых, минимальное значение концентрации — на данном расстоянии от центра — получается в направлении магнитной оси туманности ($\varphi = 90^\circ$), а максимальное — в направлении, перпендикулярном этой оси ($\varphi = 0^\circ$). Далее, в близких к центру туманности областях (r мало) концентрация ионов мала, а в далеких (r велико) она больше.

Объемный коэффициент излучения туманности пропорционален, как известно, квадрату электронной или ионной концентрации. Поэтому даже незначительное различие в величинах концентрации между различными точками в туманности может привести к заметному различию в поверхностных яркостях в этих точках. Это различие будет наибольшее между направлением магнитной оси туманности (область минимальной плотности) и направлением экваториальной оси туманности (область максимальной яркости). Контрастность сохраняется, когда мы рассматриваем проекцию на плоскость, перпендикулярную магнитной оси, реальной пространственной картины, получаемой путем вращения центрального сечения вокруг магнитной оси туманности. В этом случае получим туманность с двумя областями максимальной яркости, расположенными симметрично по отношению к центру, т. е. получим биполярную туманность.

Из формул (10) и (11) следует, что при данном значении τ , зависящем от величины магнитного момента и „нормальной“ (начальной) концентрации ионов n_0 , существуют некоторые значения r_0 и φ_0 , при которых концентрация становится равной нулю. Это, очевидно, есть область „избегания“, где плотность магнитной энергии, вернее магнитное давление настолько велико, что заряженные частицы не могут оставаться в равновесном состоянии; они должны „высасываться“ из этих областей. Уравнение кривой, определяющей границы области „избегания“, определяется из ус-

ловия $n = 0$, и в случае, например, „бесконечной“ туманности имеет вид:

$$r_0 = [\sigma(1 + 3 \sin^2 \varphi_0)]^{1/2}, \quad (14)$$

где r_0 и φ_0 суть координаты границы области „избегания“. Зависимость r_0 от φ_0 очень слабая, поэтому в первом приближении область „избегания“ можно принять за круг (сферу) радиусом r_0 , равным

$$r_0 \simeq \sigma^{1/2} = \left(\frac{a^2}{8\pi k T n_0} \right)^{1/2}. \quad (15)$$

Таким образом, *сплошная в начале планетарная туманность при наличии в ней дипольного магнитного поля превращается в полую изнутри туманность*, причем, радиус ее внутренней границы будет тем больше, чем больше магнитный момент туманности (a) или чем меньше концентрация ионов в ней (n_0).

Представление о существовании точечного диполя в туманности, расположенного в ее центре, как увидели, качественно может объяснить возникновение биполярных туманностей. Однако в количественном отношении оно приводит к неприемлемым следствиям. В самом деле, всякие попытки согласовать реальные размеры туманностей R с размером диполя l приводят к тому, что напряженность магнитного поля на таких расстояниях от центра, которые соизмеримы с размером диполя $l/2$, оказывается чрезвычайно велика — порядка миллион гаусс, если допустить, что напряженность магнитного поля у реальных туманностей порядка $10^{-4} - 10^{-5}$ гаусс, а размер диполя порядка радиуса звезды. Эта трудность легко устраняется, если отказаться от представления о точечном диполе и взамен его рассмотреть неточечный диполь, размер которого соизмерим с размерами туманности.

§ 3. НЕТОЧЕЧНЫЙ ДИПОЛЬ

В случае неточечного диполя, т. е. когда $l \sim r$ (рис. 2), напряженность магнитного поля в точке (r, φ) определяется формулой:

$$H(r, \varphi) = a \eta_1(r, \varphi), \quad (16)$$

где a — магнитный момент, а функция $\eta_1(r, \varphi)$ имеет вид:

$$\eta_1(r, \varphi) = \frac{2^{3/2} x^2 \left[(1+x^2)^2 + 4x^2 \sin^2 \varphi - (1-x^2) \left[(1+x^2)^2 - 4x^2 \sin^2 \varphi \right]^{1/2} \right]^{1/2}}{(1+x^2)^2 - 4x^2 \sin^2 \varphi} \quad (17)$$

где $x^2 = l^2/4r^2$.

Эта формула является более общей, справедливой как для малых, так и для больших расстояний от начала коор-

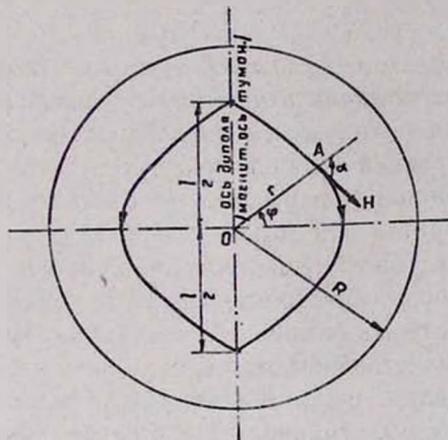


Рис. 2.

динат. В частности, когда $\frac{r}{l} \gg 1$, формулы (16) и (17) преобразуются в формулу (1). Практически диполь будет точечным уже при значениях отношения l/r порядка 0,1.

Для определения относительной концентрации ионов в точке (r, φ) имеем из (16) и (17), в случае „бесконечной“ туманности:

$$\frac{n(r, \varphi)}{n_0} = 1 - \sigma \eta_1^2(r, \varphi). \quad (18)$$

Для „конечной“ туманности имеем, аналогично (11):

$$\frac{n(r, \varphi)}{n_0} = [1 + \Phi_1(R, r_0)] - \sigma \eta_1^2(r, \varphi), \quad (19)$$

где $\Phi_1(R, r_0)$ равен:

$$\Phi_1(R, r_0) = 3 \left(\frac{l}{R} \right)^3 \int_{r_0}^R \int_0^{\pi/2} \gamma_{11}^2(r, \varphi) r^2 \cos \varphi \, dr \, d\varphi. \quad (20)$$

Конкретные вычисления, проведенные по этим формулам, показывают, что в качественном отношении нет большой разницы между „конечной“ и „бесконечной“ туманностями. Поэтому в дальнейшем мы будем ограничиваться рассмотрением только „бесконечной“ туманности. Заметим, что туманность, диаметр которой будет превышать всего в два раза размер диполя l , уже является „бесконечной“, так как на внешних границах такой туманности напряженность магнитного поля будет почти на целый порядок меньше, чем на расстояниях $r \sim l/2$ (при $\varphi \sim 0$).

Таким образом, формула (18) является расчетной формулой для определения распределения концентрации ионов на центральном сечении туманности. Для облегчения вычислений построены графики зависимости величины функции $\gamma_{11}(r, \varphi)$ от r (в единицах l) для различных значений φ , которые приведены на рис. 3 и 4.

Для определения уравнения границы области „избегания“ в случае неточечного диполя имеем из (18):

$$\gamma_{11}(r_0, \varphi_0) = \sigma^{1/2} \quad (21)$$

или, воспользуясь (17),

$$2^6 x_0^4 \frac{(1+x_0^2)^2 + 4x_0^2 \sin^2 \varphi_0 - (1-x_0^2)[(1+x_0^2)^2 - 4x_0^2 \sin^2 \varphi_0]^{1/2}}{[(1+x_0^2)^2 - 4x_0^2 \sin^2 \varphi_0]^2} = \sigma, \quad (22)$$

где $x_0 = \frac{1}{2r_0}$, а r_0 и φ_0 суть текущие координаты границы области „избегания“.

В отличие от случая точечного диполя, где уравнение границы области „избегания“ представляло из себя, грубо говоря, уравнение окружности вокруг начала координат для всех значений σ , в этом случае форма этой границы оказывается очень сильно зависящей от величины σ , т. е. в конечном счете от величины напряженности магнитного поля. Так, например, при очень малых значениях σ (малые значения напряженности магнитного поля), указанная гра-

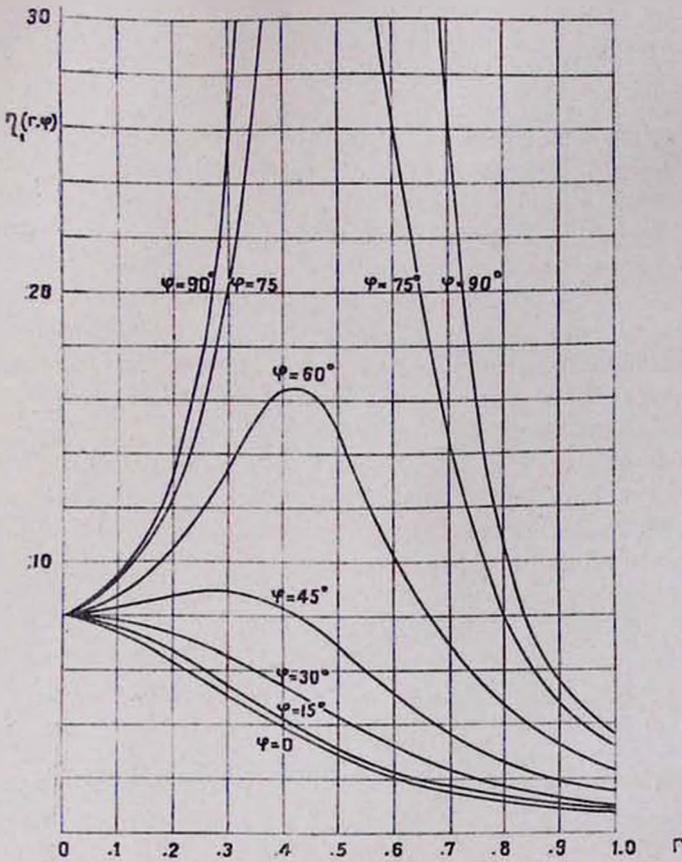


Рис. 3.

лица очерчивает две отдельные друг от друга области овальной формы, расположенные симметрично по отношению к магнитной оси. Центры этих овалов находятся на расстоянии $l/2$ от центра туманности. При промежуточных и постепенно возрастающих значениях ε овал растягивается преимущественно с внутренней стороны, затем, заостряясь, соприкасается с центром туманности O , и, наконец, пересекается с экваториальной плоскостью. При дальнейшем увеличении ε овал асимптотически стремится к окружности с центром, находящимся в центре туманности. На рис. 5 при-

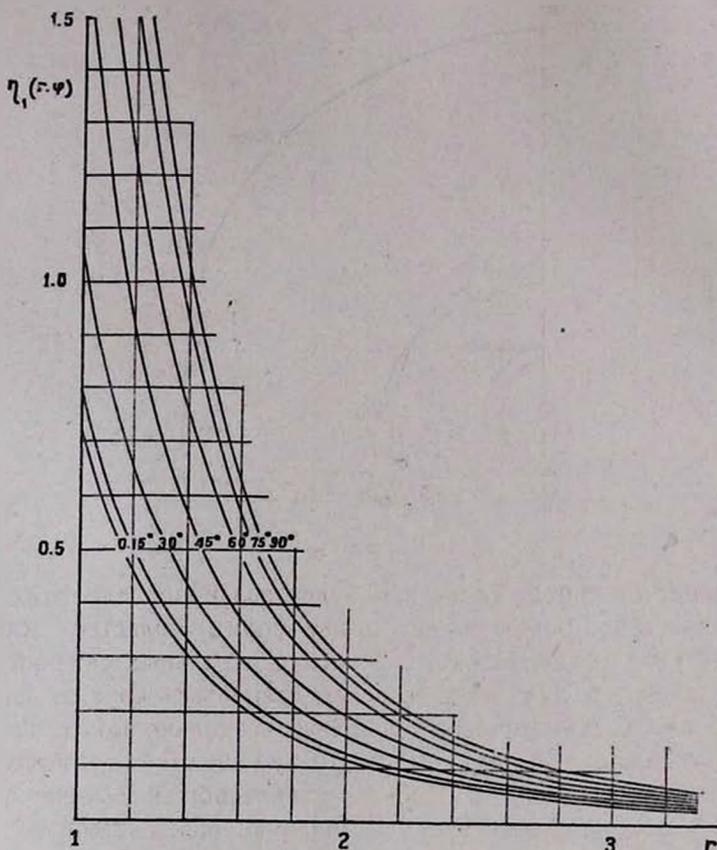


Рис. 4.

ведены примеры этих кривых для различных значений σ на одной четвертой части сечения туманности. Там же указана полудлина диполя $l/2$. Пунктиром изображена та же самая кривая для точечного диполя, вычисленная по формуле (14) при $\sigma = 1$.

Как следует из (12), σ прямо пропорциональна квадрату магнитного момента, т. е. магнитной напряженности, и обратно пропорциональна начальной концентрации n_0 . Примем, что n_0 одинаково для всех туманностей, имеющих одинаковые размеры, но различные значения напряженности

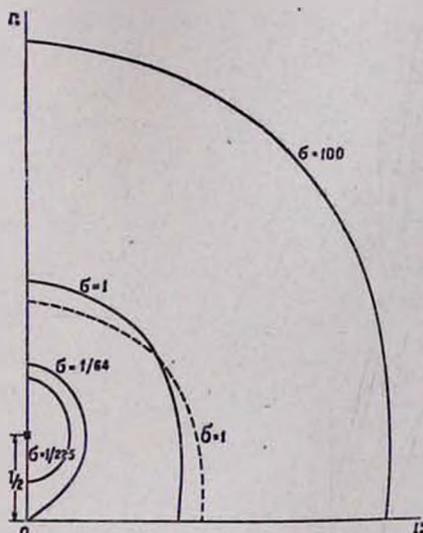


Рис. 5.

магнитного поля. Тогда σ будет различное для этих туманностей. Соответственно этому формы областей „избегания“ и, в конечном счете, формы центральных сечений этих туманностей будут существенно отличаться друг от друга. На рис. 6 схематически приведено несколько таких примеров, где незаштрихованные части туманностей соответствуют областям „избегания“. Видоизменение общей конфигурации этих форм соответствует увеличению напряженности маг-

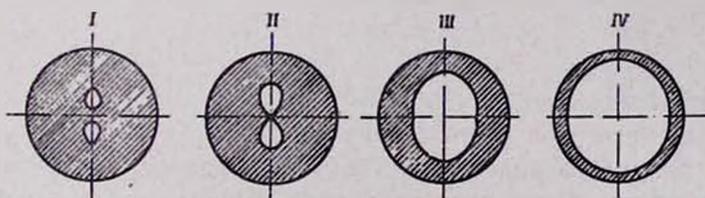


Рис. 6.

нитного поля при переходе от I до IV последовательно, т. е. наименьшее (относительно) напряжение магнитного поля мы имеем в случае I, наибольшее — в случае IV.

Допустим, что напряженность магнитного поля туманности постоянна и не меняется при ее расширении, а кон-

центрация ионов уменьшается обратно пропорционально кубу внешнего радиуса, т. е. $n_0 \sim R^{-3}$. Тогда, как следует из (12), с расширением туманности σ должно увеличиться, в силу чего туманность должна последовательно принять все формы, начиная от I, кончая IV. Иначе говоря, при сделанных предположениях эволюция формы туманности должна происходить по пути I \rightarrow II \rightarrow III \rightarrow IV. Однако это по-видимому, не совсем так, поскольку напряженность магнитного поля очевидно также уменьшается с расширением туманности. Впрочем, этот вопрос еще нуждается в специальном изучении.

Помимо вышеупомянутых параметров, на форму центрального сечения, а следовательно на форму туманности в проекции на небе, существенное влияние оказывает также величина l/R , т. е. отношение длины диполя к внешнему радиусу туманности. Это отношение характеризует, вместе с тем, относительную глубину „залегания“ магнитных полюсов внутри туманности.

§ 4. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЯРКОСТИ ПО ТУМАННОСТИ ПРИ НАЛИЧИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В настоящем параграфе приводится сравнение серии изофот, полученных на основании приведенных выше теоретических расчетов, с наблюдаемыми системами изофот. При этом считается, что внешний радиус туманности R , а в случае оболочки и толщина h являются величинами, которые входят в теорию независимо от величины магнитного поля. Поэтому мы будем иметь два параметра — l/R и l/h , которые в разных туманностях могут принять различные значения.

Относительная концентрация ионов равна нулю на границе области „избегания“ и постепенно увеличивается с удалением от этой границы, асимптотически стремясь к единице. На данном расстоянии от центра туманности функция $\eta_1(r, \varphi)$ достигает своего наименьшего значения при $\varphi = 0$ и наибольшего при $\varphi = 90^\circ$ (см. рис. 3 и 4). Соответственно этому относительная концентрация будет наибольшая, согласно формуле (18), в направлении $\varphi = 0$ (экватор) и

наименьшая — по направлению $\varphi = 90^\circ$ (магнитная ось). Производя соответствующие вычисления для различных значений r и φ , мы сможем построить кривые равных поверхностных яркостей — изофоты, относящиеся к данному центральному сечению. Вращением этого сечения с системой изофот вокруг магнитной оси мы получим реальное — пространственное изображение этих изофот, что и будет соответствовать пространственной структуре туманности. Поскольку туманность обычно прозрачна для собственного видимого излучения, то всю картину мы должны видеть в спроектованном виде на небесной сфере. Поэтому от этой трехмерной системы изофот следует перейти к двумерной системе. Формально решение этой задачи сводится к вычислению следующего выражения:

$$J(p, \psi) = C_1 \int_p^{\sqrt{R^2 - p^2 \cos^2 \psi}} \frac{n^2(r, \psi) r dr}{\sqrt{r^2 - p^2}} \quad (0 \leq \psi \leq 90^\circ). \quad (23)$$

Здесь $J(p, \psi)$ есть поверхностная яркость в точке $M(p, \psi)$ изображения туманности (рис. 7); C_1 — некоторая постоянная, а $p(r, \psi)$ берется из (18) и (17), причем, входящая в них функция $\sin \varphi$ заменяется выражением

$$\sin \varphi = \frac{p \sin \psi}{r}. \quad (24)$$

Интегрирование (23) производится численным или графическим способом. В наших вычислениях был применен графический способ интегрирования и были построены теоретические системы изофот для ряда случаев, некоторые из которых приводятся ниже.

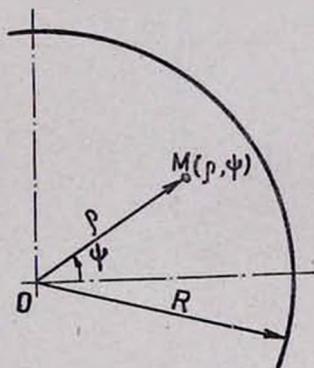


Рис. 7.

На рис. 8 приведена система изофот, построенная при следующих предположениях: наружный радиус туманности $R = 2,5$ ед. (т. е. $R/l = 2,25$), туманность — сплошная и $\sigma = 1$. Цифры означают интенсивность в произвольных еди-

нидах. Пунктирной линией обозначены границы областей „избегания“. На этой системе изофот хорошо видны „шапки“ — области максимальной яркости, расположенные на экваториальной плоскости туманности, симметрично относительно ее центра. Область же наименьшей яркости расположена на магнитной оси. Любопытно отметить, что в приведенном примере интенсивность в направлении магнитной оси сперва уменьшается с удалением от центра и, где-то достигая минимума (равного 4.3), опять увеличивается, прежде чем достигнуть нуля на внешней границе туманности.

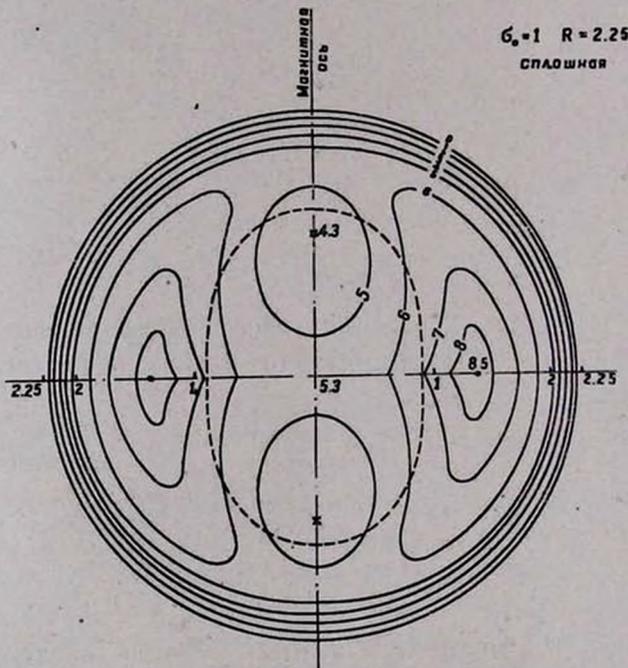


Рис. 8.

Сходное с рис. 8 распределение поверхностной яркости дает известная планетарная туманность NGC 3587 („Сова“), изофоты которой приведены на рис. 9, взятом из работы Аллера и Минковского [5]. Сходство при этом имеет место не только в качественном отношении, но даже в ко-

личественном. В частности, построением продольных фотометрических разрезов по двум осям — магнитной и экваториальной, найдем для отношения наибольшей и наименьшей интенсивностей в случае туманности NGC 3587 (на рис. 9 цифры означают логарифмы интенсивностей в про-

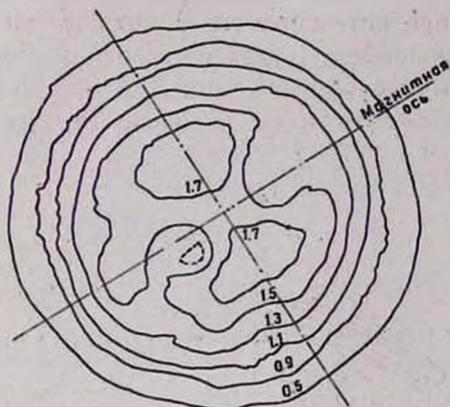


Рис. 9.

извольных единицах) значение, равное приблизительно 1.9. Теоретическое же значение этого отношения, найденное из рис. 8, равно 2.

Тождественность обеих систем изофот — теоретической и наблюдаемой — позволяет оценить величину напряженности магнитного поля в различных частях туманности NGC 3587. Поскольку в данном случае $\sigma = 1$, то имеем (12):

$$\sigma = \frac{a^2}{8\pi k T n_0} = 1. \quad (26)$$

Примем $T = 10^4$ °К, $n_0 \approx 10^4$ см⁻³. Тогда найдем из (26): $a \approx 6 \cdot 10^{-4}$. Для вычисления напряженности в некоторой точке туманности имеем из (16):

$$H = a \cdot \eta_1(r, \varphi) = 6 \cdot 10^{-4} \cdot \eta_1(r, \varphi). \quad (27)$$

Из рис. 3 и 4 найдем, например, при $r = 1$ ед., что соответствует расстоянию от центра, приблизительно вдвое меньшему радиуса туманности (заметим, что при сделанных 273-4

предположениях радиус туманности NGC 3587 равен 2,25 ед.):

$$\eta_1(1,0) = 0,715 \text{ и } \eta_1(1,90^\circ) = 3,56.$$

Отсюда получим:

$$H \approx 4 \cdot 10^{-4} \text{ гаусс при } \varphi = 0;$$

$$H \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ гаусс при } \varphi = 90^\circ.$$

На расстоянии, равном $r = 2$ ед. (почти на самом краю туманности) имеем:

$$\eta_1(2,0) = 0,115 \text{ и } \eta_1(2,90^\circ) = 0,286.$$

Соответственно этому получим:

$$H \approx 7 \cdot 10^{-5} \text{ гаусс при } \varphi = 0;$$

$$H \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ гаусс при } \varphi = 90^\circ.$$

В центре туманности ($r = 0$) имеем: $\eta_1(0) = 8$, а следовательно, $H \approx 5 \cdot 10^{-3}$ гаусс.

На рис. 10 приведена теоретическая система изофот туманности, построенная при тех же предположениях, что и в предыдущем случае ($\sigma = 1$, туманность сплошная), но внешний радиус равен $R = 1.76$ ед. В общих чертах системы изофот, приведенные на рис. 9 и 10, сходны, но в последнем случае области максимальной яркости („шапки“) выражены более выпукло, сами „шапки“ имеют заостренную с внутренней стороны форму и, наконец, в направлении магнитной оси яркость убывает монотонно с удалением от центра туманности. В результате получается туманность, по внешней форме напоминающая „гимнастические гири“. Такую форму как раз имеет одна интересная туманность на южном небе с координатами $\alpha = 16^{\text{ч}} 13,3^{\text{м}}$, $\delta = -51^\circ 52'$ [6]. С приведенной системой изофот очень хорошо согласуется и форма туманности NGC 3195, находящейся также на южном небе [6].

На рис. 11 и 12 приведены теоретические системы изофот, построенные уже не для сплошной туманности, а для оболочки, толщина h которой составляет $1/4$ и $1/8$ части радиуса туманности соответственно. Внешний радиус туман-

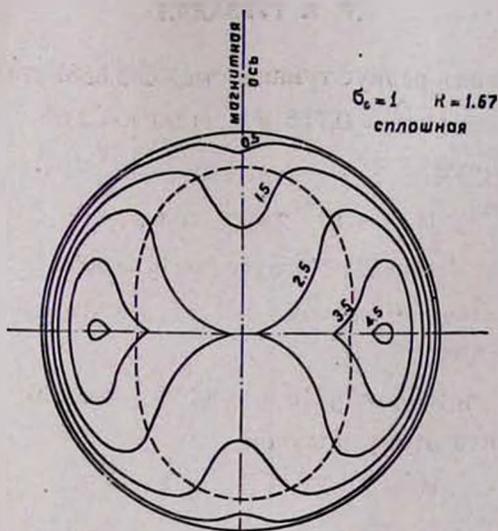


Рис. 10.

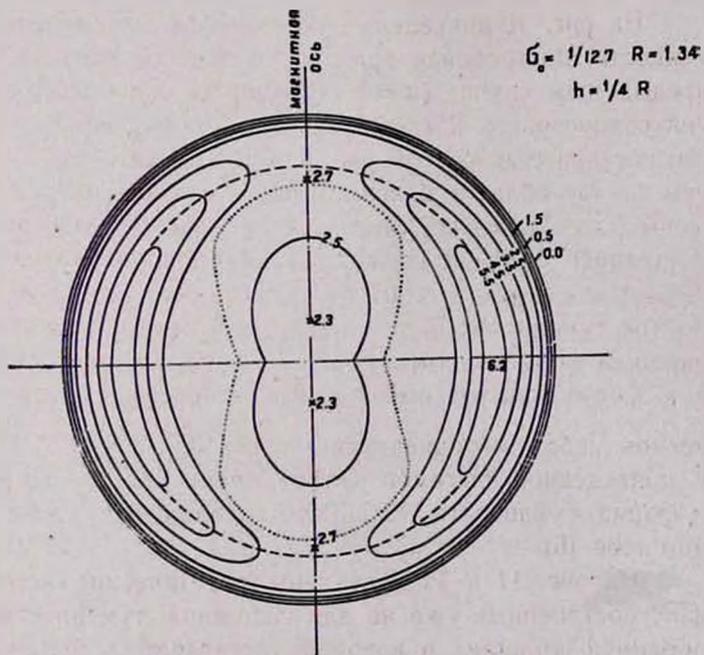


Рис. 11.

ности равен: в первом случае $R = 1,34$ ед., во втором случае $R = 1,17$ ед. Обе системы изофот построены для значения $\sigma = 1/12,7$. Первая из этих систем (рис. 11) по своей структуре напоминает некоторые кольцеобразные туман-

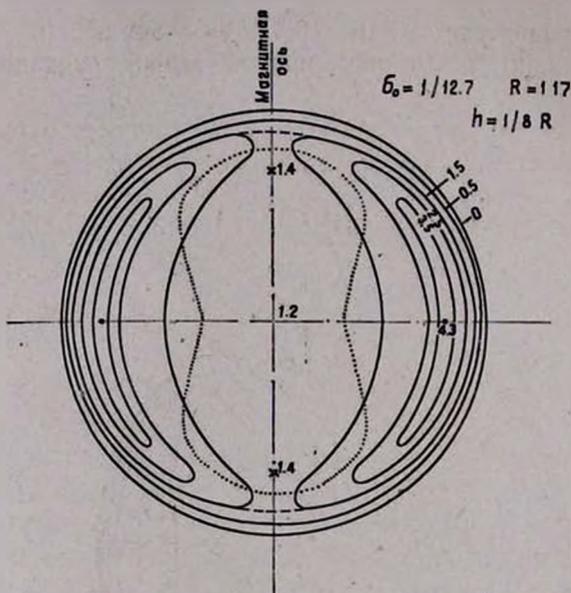


Рис. 12.

ности, у которых наблюдается повышение яркости на концах малой оси, в том числе туманности NGC 6720, 7293 и т. д. Воспользуясь имеющимися изофотами, например для туманности NGC 6720, легко найдем отношение интенсивностей между областями повышенной яркости и центром. Оно получается порядка 2,5—3 (см., например, [7], а также [8], стр. 247). Почти такое же отношение получается из системы изофот, приведенной на рис. 11. Поэтому можно думать, что принятые выше характеристики для „теоретической“ туманности достаточно хорошо соответствуют условиям туманности NGC 6720. Отсюда найдем для напряженности магнитного поля на расстоянии $r \sim 1 \div 1,3$ ед.: в области „шапок“ ($\varphi = 0$) — $H \sim 10^{-4}$ гаусс, в области магнитных полюсов ($\varphi = 90^\circ$) — $H \sim 5 \cdot 10^{-4}$ гаусс, а в центре ту-

манности — $H \sim 10^{-3}$ гаусс, т. е. во всех случаях примерно в 4—5 раз меньше, чем у туманности NGC 3587.

С системой изофот рис. 12 (толщина оболочки равна $1/8$ радиуса) качественно хорошо согласуется структура и форма туманности $\alpha = 16^\circ 10,5'$, $\delta = -54^\circ 50'$ [6], а также NGC 7662 [9], у которых „шапки“ имеют „бананообразную“ форму.

На рис. 13 приведен еще один пример построенных систем изофот. Они соответствуют значению $\sigma = 10$, $R=2$ ед.

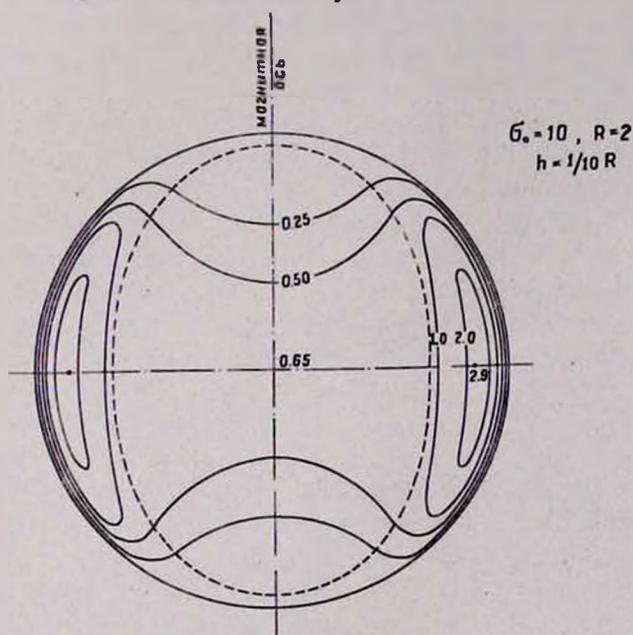


Рис. 13.

и толщине оболочки, равной $1/10$ радиуса туманности. В этом примере достигнута контрастность между яркостью „шапок“ и яркостью в центре туманности в еще большей степени, чем в предыдущих примерах (планетарные туманности NGC 40, 6058 и др.).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представление о существовании магнитных полей не-точечного дипольного типа в планетарных туманностях хорошо объясняет наблюдаемое разнообразие их формы и структуры. Основные результаты, которые получены в настоящем этапе изучения этого вопроса, следующие:

1. Дипольное магнитное поле вызывает перераспределение ионизованной материи планетарной туманности, в результате чего в ней образуются две яркие области — „шапки“, расположенные симметрично в отношении ядра. Линия, соединяющая обе „шапки“, перпендикулярна магнитной оси туманности.

2. Дипольное магнитное поле может привести к образованию области „избегания“ внутри туманности, где присутствие газа невозможно. Размеры этой области увеличиваются с увеличением напряженности магнитного поля.

3. Величина напряженности магнитного поля различна как для различных туманностей, так и для различных точек внутри данной туманности. В ярких областях (в „шапках“) она в среднем порядка 10^{-4} — 10^{-3} гаусс, т. е. значительно превышает напряженности общего магнитного поля Галактики.

4. Относительная глубина „залегания“ магнитных полюсов у различных туманностей различна и, возможно, меняется с расширением туманности.

Наряду с этим, можно наметить ряд последствий, которые обусловлены магнитными полями планетарных туманностей и которые нуждаются в дальнейшем изучении. Укажем некоторые из них.

1. У реальной, расширяющейся с некоторой скоростью планетарной туманности дипольное магнитное поле должно вызывать магнитное торможение, величина которого различна в различных направлениях. В результате туманность должна принять вытянутую, т. е. сплюснутую форму, с длинной осью, расположенной на магнитной оси туманности. Степень сплюснутости, очевидно, должна зависеть как от величины напряженности поля, так и от относительной глу-

бины „залегания“ магнитных полюсов. При этом можно будет ожидать образование самых разнообразных форм планетарных туманностей, начиная от сферической, эллиптической и кончая почти „прямоугольной“ формой.

2. При значительном удалении некоторой части материи туманности в направлении магнитной оси, эта материя может отойти на большое расстояние от магнитных полюсов, где напряженность собственного магнитного поля мала и сравнима с напряженностью общего регулярного магнитного поля Галактики в данном месте. Взаимодействие собственного дипольного поля туманности с регулярным полем Галактики должно сказываться на структуре туманности в этих частях, т. е. на концах магнитной оси. При этом может оказаться возможным образование спиральных рукавов и, тем самым, спиралевидных туманностей.

3. Согласно выдвинутой в [3] концепции, ядра планетарных туманностей являются молодыми, еще не совсем сформировавшимися звездами. Поэтому не исключена возможность испускания ультрарелятивистских электронов со стороны центральной звезды. Взаимодействие этих электронов с магнитным полем туманности должно привести к появлению синхротронного излучения, непрерывного по своему спектру. Это излучение должно быть поляризовано. Максимальную степень поляризации, а также максимальную плотность синхротронного излучения следует ожидать в области „шапок“, т. е. в направлении, перпендикулярном магнитной оси туманности. Относительная доля энергии этого излучения среди общего непрерывного излучения туманности, по-видимому, должна быть очень мала. Тем не менее, при особых случаях ее можно будет выделить путем тонких, в частности поляризационных методов исследования (по этому вопросу см. также [8]).

4. Планетарная туманность, расширяясь, в конце концов должна рассеяться в межзвездном пространстве. Поскольку материя, составляющая планетарную туманность, уносит с собой магнитное поле, то последнее также будет рассеиваться в межзвездном пространстве. Магнитная ось каждой туманности ориентирована в пространстве произвольным

образом. Поэтому сумма полей рассеянных туманностей даст новое поле, уже *хаотическое* по своей структуре. Учитывая относительно высокую частоту рождения планетарных туманностей (порядка одной туманности в год) и малую продолжительность их жизни (порядка нескольких десятков тысяч лет), следовало бы изучить дальнейшую судьбу планетарных туманностей и их магнитных полей в сферической и промежуточной подсистемах Галактики.

Таким образом, уже полученные до некоторой степени предварительные результаты указывают на большое значение магнитных полей в вопросах динамики планетарных туманностей. Поэтому проведение дальнейших исследований в этом направлении следует считать желательным. Особое внимание при этом следует обратить, в первую очередь, на получение новых наблюдательных данных, относящихся к отдельным планетарным туманностям, путем применения фотометрических, спектрофотометрических и поляризационных методов исследования.

Январь, 1953

Գ. Ա. ԳՈՒՐԶԱԴՅԱՆ

ՄՈՂՈՐԱԿԱԶԵՎ ՄԻԳԱՄԱԾՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԱԳՆԻՍՏԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐԻ ԲՆՈՒՅԹԻ ՄԱՍԻՆ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Յույց է տրված, որ մոլորակաձև միգամածութիւններում պետք է գոյութիւն ունենան ոչ կետային տիպի դիպոլային մագնիսական դաշտեր, որոնք և պայմանավորում են նրանց ձևերի և կառուցվածքի դիտվող բազմազանութիւնը: Ստացված են համապատասխան բանաձևեր՝ միգամածութիւնում նյութի խտութիւնը որոշելու համար՝ կախված մագնիսական դաշտի ձևից և լարվածութիւն մեծութիւնից, ինչպես նաև միգամածութիւն չափերից ու նրա սկզբնական խտութիւնից:

Աշխատանքի հիմնական արդիւնքները հետևյալներն են.

1. Դիպոլային մագնիսական դաշտերը բերում են միգամածության իոնացված նյութի վերադասավորմանը, որի հետևանքով միգամածության մեջ առաջանում են միջուկի նկատմամբ սիմետրիկ կերպով դասավորված երկու պայծառ տիրույթներ—«զլ-խարկիկներ»։ «Գլխարկիկներն» իրար միացնող գիծը ուղղահայաց է միգամածության մագնիսական առանցքին։

2. Դիպոլային մագնիսական դաշտը կարող է մեգամածության կենտրոնում առաջ բերել «իուսափման» տարածություն, որտեղ գազի առկայությունն անհնար է։ «Պուսափման» տարածության չափերը մեծանում են մագնիսական դաշտի լարվածության մեծացմամբ։

3. Մագնիսական դաշտի լարվածության մեծությունը տարբեր է ինչպես տարբեր միգամածություններում, նույնպես և միևնույն միգամածության տարբեր մասերում։ Միջին հաշվով միգամածության պայծառ տիրույթներում նրա մեծությունը կազմում է 10^{-3} — 10^{-4} գաուս, որն զգալիորեն գերազանցում է Գալակտիկայի ընդհանուր մագնիսական դաշտի լարվածությանը։

4. Մագնիսական բևեռների «տեղադրվածության» հարաբերական խորությունը տարբեր միգամածությունների մոտ տարբեր է և հավանորեն փոխվում է միգամածության լայնացման ընթացքում։

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. А. Гурзadyн, ДАН СССР, 113, № 6, 1231, 1957.
2. Г. А. Гурзadyн, Вопросы космогонии, VI, 1958.
3. Г. А. Гурзadyн, ДАН СССР, 113, № 5, 1013, 1957.
4. L. Aller, Gaseous Nebulae, London, 1956.
5. L. Aller a. R. Minkowski, Ap. J. 120, 261, 1954.
6. D. Evans a. Thackeray A., M. N. 110, 429, 1950.
7. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Газовые туманности и Новые звезды, М.—Л., 1948.
8. Г. А. Гурзadyн, ДАН АрмССР, 24, 53, 1957.
9. O. Wilson, Ap. J. 111, 279, 1950.

Г. А. Гурздян

ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ПРИРОДЕ СПИРАЛЕВИДНЫХ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Спиралевидными мы называем те планетарные туманности, у которых наблюдаются два рукава, похожие на спиральные ветви, расположенные симметрично относительно туманности [1, 2]. Разновидностью спиралевидных туманностей являются зетобразные туманности, основная структура которых напоминает биполярные туманности с той лишь разницей, что „шапки“ в этом случае соединены друг с другом яркой перемычкой. Типичным представителем спиралевидной туманности является NGC 4361, новый снимок которой, полученный Минковским с помощью 200" телескопа, помещен в [3]. Представителями зетобразных туманностей являются NGC 6778, 2452 [4]. Как показал Н. А. Размадзе, зетобразную структуру имеет также планетарная туманность NGC 6853 [9]. На это указывает также снимок этой туманности, помещенный в [10].

Изучение структуры биполярных туманностей привело к выводу, что в планетарных туманностях вообще должны присутствовать магнитные поля [5]. Дальнейшее исследование этого вопроса привело к представлению о существовании в них самостоятельных *дипольных* магнитных полей, причем размер диполя соизмерим с размерами туманности [6]. Напряженность магнитного поля в различных частях туманности оказалась при этом различной и достигает до величин порядка 10^{-3} — 10^{-4} гаусс, т. е. значительно превышающих напряженность магнитного поля Галактики.

Представление о существовании в планетарных туманностях дипольных магнитных полей хорошо объясняет многие особенности их структуры, а также наблюдаемое разнообразие их форм. В частности, оно приводит к следующим двум важным следствиям:

1. При наличии дипольных магнитных полей туманность должна иметь биполярную структуру, т. е. иметь две яркие, расположенные симметрично в отношении ядра „шапки“.

2. Если туманность расширяется и вместе с тем обладает дипольным полем, то она должна принять вытянутую в направлении магнитной оси форму.

Остановимся на второй из этих особенностей. Вытянутость туманности в направлении ее магнитной оси означает, что она в этом направлении расширяется с большей скоростью, чем в направлении экваториальной плоскости. Впечатление будет такое, как будто из полюсов происходит истечение газовой материи в направлении магнитной оси, вроде широкой струи, образуя выступы с обеих сторон туманности. На самом же деле имеет место замедление расширения туманности в экваториальной плоскости, т. е. в направлении, перпендикулярном магнитным силовым линиям. Указанные струи или выступы особенно хорошо видны, например, у двухоболочной туманности NGC 7009; они расположены на длинной оси туманности, которая одновременно является и ее магнитной осью.

Дипольное магнитное поле в планетарных туманностях обычно бывает *неточечного* типа [6], когда размер диполя l (расстояние между „точечными“ зарядами) порядка диаметра туманности $2R$ (см. рис. 1, где через N и S обозначены северный и южный полюсы соответственно на центральном сечении туманности; последняя заштрихована). С удалением от туманности магнитное поле быстро затухает (напряженность поля уменьшается приблизительно обратно кубу расстояния).

Представим теперь, что упомянутые выступы настолько удалены от магнитных полюсов, что напряженность дипольного поля в них, уменьшаясь по величине, становится порядка напряженности общего магнитного поля Галактики в

данном месте, т. е. порядка 10^{-5} — 10^{-6} гаусс. Это общее поле Галактики может быть принято внутри рассматриваемых нами объемов однородным. В таком случае при рассмотрении строения туманности уже нельзя будет игнорировать это поле Галактики и, поэтому, структура туманности на концах ее магнитной оси, т. е. в области выступов, уже будет определяться комбинированным действием *дипольного* поля туманности и *однородного* (или почти однородного) поля Галактики.

В дальнейших рассуждениях ограничимся рассмотрением только одной

северной половины туманности, структура одной пары магнитных силовых линий которой, в увеличенном виде, изображена на рис. 2. В отношении ориентации магнитной оси туманности поставим условие, чтобы она не была параллельна магнитной линии Галактики в данном месте. Примем, для простоты, что она перпендикулярна этим силовым линиям.

Возьмем две точки в пределах рассмотренного выступа: А и В, расположенные симметрично в отношении магнитной оси, т. е. находящиеся на одинаковых расстояниях от полюса N. Магнитная силовая линия, проходящая через точку А, очевидно, представляет собой зеркальное изображение магнитной силовой линии, проходящей через точку В. Поэтому векторы напряженности от дипольного поля в точках А и В будут равны друг другу как по величине, так и по модулю, т. е. углы, составленные между этими векторами

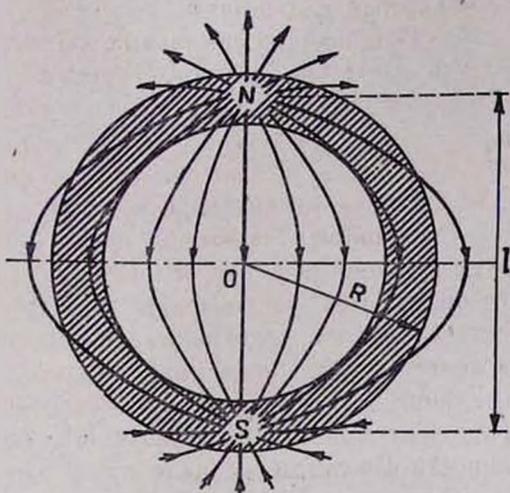


Рис. 1.

и радиус-векторами точек А и В, будут равны друг другу. Абсолютная величина этого вектора в случае неточечного диполя определяется по формуле:

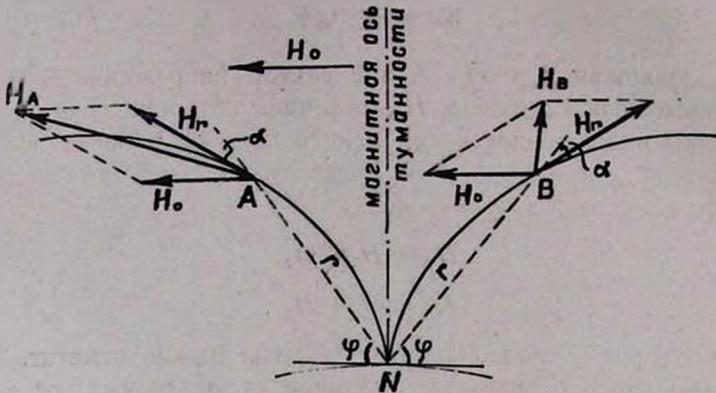


Рис. 2

$$H_A = H_B = a\eta_1(r, \varphi), \quad (1)$$

где a — магнитный момент диполя, а функция $\eta_1(r, \varphi)$ равна:

$$\eta_1(r, \varphi) = \frac{2^{1/2} x^2 \left\{ (1+x^2)^2 + 4x^2 \sin^2 \varphi - (1-x^2) \left[(1+x^2)^2 - 4x^2 \sin^2 \varphi \right]^{1/2} \right\}^{1/2}}{(1+x^2)^2 - 4x^2 \sin^2 \varphi} \quad (2)$$

где $x = l/2r$. Графики функции $\eta_1(r, \varphi)$ для различных значений l/r и φ приведены в [6].

В случае точечного диполя (когда $\frac{l}{r} \rightarrow 0$) выражение (1) примет более простую форму:

$$H_A = H_B = \frac{a}{r^3} \eta(\varphi), \quad (3)$$

где

$$\eta(\varphi) = \sqrt{1 + 3\sin^2 \varphi}. \quad (4)$$

Что же касается угла α , определяющего направление

вектора напряженности, то он, например для случая точечного диполя, определяется из соотношения:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \varphi. \quad (5)$$

Наложим в точках А и В вектор напряженности магнитного поля Галактики H_0 , величина которого порядка величины напряженности дипольного поля в области выступов, т. е. в точках А и В. Тогда будем иметь для полных напряженностей в этих точках:

$$H_A = H_r + H_0; \quad (6)$$

$$H_B = H_r + H_0. \quad (7)$$

Из рис. 2 очевидно, что $H_A > H_B$. Важно отметить, что степень этого неравенства различна на различных расстояниях от полюса. Так, при близких к полюсу расстояниях, где $H_r \gg H_0$, будем иметь: $H_A \sim H_B \sim H_r$. На больших расстояниях имеем: $H_r \ll H_0$ и поэтому $H_A \sim H_B \sim H_0$. Таким образом, справа и слева от магнитной оси имеются некоторые замкнутые области, в пределах которых сохраняется неравенство $H_A > H_B$; это, очевидно, будет соответствовать расстояниям, где $H_r \sim H_0$.

Плотность ионизованного газа, находящегося в состоянии теплового движения, в точке (r, φ) при наличии магнитного поля определяется из следующего условия стационарности:

$$\frac{H^2}{8\pi} + \frac{\rho v^2}{2} = C, \quad (8)$$

где v -термическая скорость ионов, одинаковая во всех точках рассмотренной области, C — некоторая постоянная; способы определения этой постоянной описаны в [6].

Из (8) имеем:

$$\rho = \frac{2C}{v^2} - \frac{H^2}{4\pi v^2}. \quad (9)$$

Воспользуясь этой формулой, найдем, что плотность газа в точке В должна быть больше, чем в точке А, т. е.

имеет место условие $\rho_b > \rho_a$ для некоторых замкнутых областей вокруг А и В.

Вывод, который можно сделать из приведенных качественных рассуждений, напрашивается сам собой. Если при отсутствии галактического магнитного поля распределение плотности было симметричным в отношении магнитной оси, то при наличии такого поля оно больше не будет таким: плотность в правой половине от оси (при принятой схеме) будет больше, чем в левой. Далее, коэффициент объемного излучения туманности пропорционален квадрату концентрации ионов или электронов, поэтому даже при незначительной разнице плотностей может образоваться значительная разница в яркостях между областями, расположенными в разных сторонах от магнитной оси. Нетрудно убедиться, что при этом впечатление будет такое, как будто выступы превратились в спиральные рукава. Поскольку вся картина повторяется (в зеркальном изображении) и в отношении южного

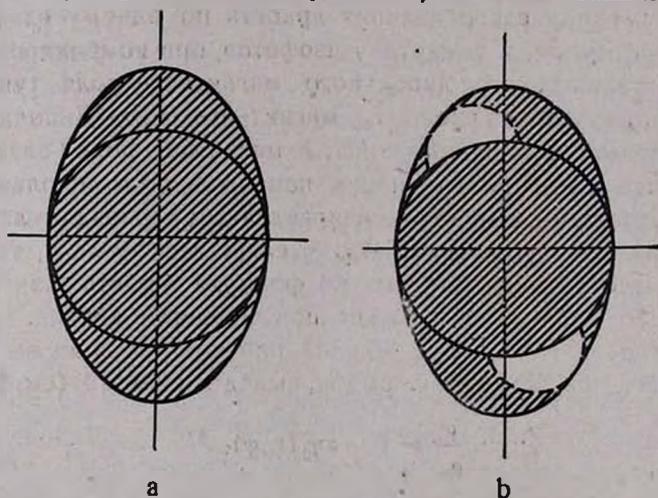


Рис. 3.

полюса, то в результате получим туманность с двумя спиральными рукавами, расположенными симметрично с обеих сторон; получим спиралевидную туманность. На рис. 3 схематически изображена форма продолговатой (с выступами)

туманности при отсутствии магнитного поля Галактики (а), и при комбинированном действии дипольного магнитного поля туманности и однородного магнитного поля Галактики (б).

В 1953 г. нами была выдвинута гипотеза, согласно которой происхождение формы спиралевидных туманностей может быть следствием истечения газовой материи из двух противоположных точек туманности и осевого вращения [1, 2,]. Теперь мы видим, что существование магнитных полей в туманностях естественным образом объясняет и появление спиральных ветвей. В отличие от прежней, гидродинамической теории возникновения спиральных рукавов здесь абсолютно не требуется вращение туманности. Спиральные ветви, таким образом, являются какими-то узорами, „украшающими“ туманность, но вместе с тем они лишены всякой „динамичности“, кажущейся на первый взгляд неизбежной.

Нами произведены конкретные вычисления с целью вывести картину распределения яркости по одному из полярных выступов, т. е. картину изофотов, при комбинированном действии на него дипольного магнитного поля туманности и однородного внешнего магнитного поля. Дипольное поле принято неточечного типа, а магнитное поле Галактики принято восемь раз меньшим напряженности дипольного поля туманности в ее центре и направленным перпендикулярно магнитной оси туманности. Что же касается угла α , то он определяется приблизительно по формуле (5), что, как было указано, справедливо только при точечном диполе.

Распределение относительной плотности газа по выступу вычисляется согласно формуле, выведенной из (9) (см. [6]):

$$\frac{\rho}{\rho_0} = 1 - \sigma \eta_2^2(r, \varphi), \quad (10)$$

где σ — некоторый коэффициент, зависящий, в частности, от величины магнитного момента диполя и средней плотности ионов (в наших вычислениях принято $\sigma = 5$), а через $\eta_2(r, \varphi)$ обозначено абсолютное значение вектора $\overline{\eta_2}$ в данной точке, где $\overline{\eta_2} = \overline{H_r} + \overline{H_\theta}$. Абсолютное значение вектора $\overline{\eta_2}$ опре-

делено графическим способом для ряда точек, расположенных на радиус-векторах, исходящих из полюса N по всем направлениям в интервале от $\varphi = 0$ до $\varphi = \pm 90^\circ$ и образующих между собою угол, равный 15° . Значения функции $\tau_1(r, \varphi)$, необходимые для определения величины вектора $\vec{\tau}_1$ в точке (r, φ) , взяты из рис. 3 и 4 работы [6].

Результаты вычислений в виде построенных изофотов на центральном сечении выступа приведены на рис. 4, где цифры означают интенсивности в произвольных единицах. Форма туманности указана пунктирной линией; нас интересует только структура выступа, поэтому приводить подробности формы и строения самой туманности нет необходи-

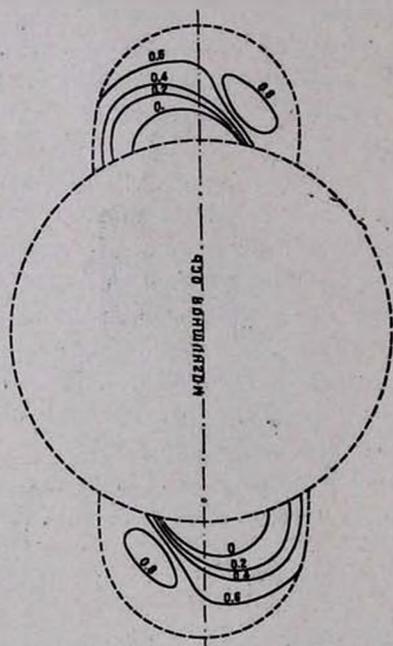


Рис. 4.

мости. Укажем лишь, что при данной структуре и форме выступа возможны самые различные формы и структуры туманности.

Как видно из приведенного рисунка, при комбинированном действии дипольного поля туманности и однородного поля Галактики в самом деле могут образоваться спиральные рукава на концах магнитной оси за счет перераспределения массы газа полярных выступов туманности.

Помимо упомянутой выше туманности NGC 4361, у которой наличие спиральных рукавов не вызывает сомнения, имеется ряд туманностей, также

обладающих спиральными рукавами. Сюда относится, в первую очередь, известная биполярная туманность NGC 7026, для которой фото, полученное с помощью 200" телескопа,

и изофоты приведены в книге Аллера [7]. Изофоты воспроизведены нами из [7] на рис. 5 в несколько сокращенном виде, а именно—мы отбросили последние два контура, соответствующие значению $\lg J$, равному 0,1 и 0,3 соответственно, и оставили, как определяющий внешнюю границу туманности, контур, соответствующий значению $\lg J$, равному 0,5.

Наличие спиральных рукавов у этой туманности, расположенных симметрично с ее обеих сторон, более чем очевидно. Что в этой туманности в самом деле имеется дипольное магнитное поле, необходимое для образования спиральных рукавов, можно убедиться, обратив внимание на следующие факты. Во-первых, эта туманность биполярная. во-вторых, она сильно сжата в направлении экваториального диаметра, в результате чего она и приняла почти прямоугольную форму (аналогично туманности IC 4406). Пунктирной линией на рис. 5 обозначено направление магнитной оси так, как это следует ожидать, исходя из структуры туманности, а черточками — направление плоскости экватора Галактики, по которой, как полагают, направлены силовые линии общего магнитного поля Галактики.

Другой пример спиралевидной туманности мы имеем в случае планетарной туманности CD—29° 13998, изофоты которой воспроизведены, опять-таки из книги Аллера, на рис.

6. Следует обратить внимание прежде всего на сильно сплюснутую, почти прямоугольную форму этой туманности, являющей собой убедительное доказательство существования магнитных полей в ней. Что же касается спиральных

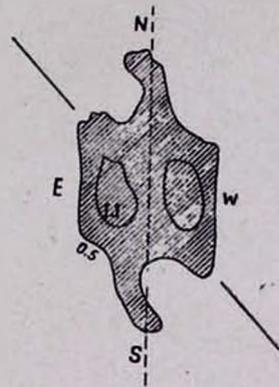


Рис. 5. Силуэтный снимок планетарной туманности NGC 7026. Цифры означают $\lg J$. Пунктирная линия—магнитная ось туманности, черточки — направление плоскости, параллельной галактическому экватору.

ветвей, расположенных на концах магнитной оси (пунктирная линия), то их форма, напоминающая клещи, как будто более близко подходит к тем, которые приведены на рис. 5 для одного частного случая расчетной схемы.

Довольно ясно выраженную спиралевидную структуру имеет также вторая оболочка одной из интересных биполярных туманностей: $\alpha = 16^{\circ}10'$, $\delta = -54^{\circ}50'$, фото которой помещено в статье Эванса и Текерея [6].

Возвращаясь к туманности NGC 7009, уже упомянутой выше, следует подчеркнуть, что в этом случае мы имеем также спиралевидную туманность, одновременно двухоболочочную, плоскость спиралей которой приблизительно перпендикулярна плоскости картины. Что же касается вектора напряженности магнитного поля Галактики, то он также находится в плоскости, перпендикулярной картине, но, судя

по симметрично расположенным темным пятнам на второй оболочке, слегка наклоненной (порядка 30°) в отношении магнитной оси туманности; последняя совпадает с линией, проходящей через центр туманности и обоих выступов.

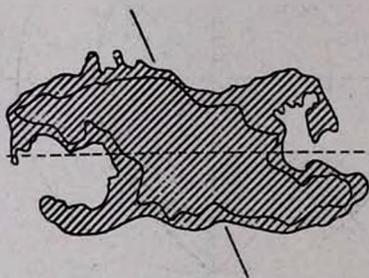


Рис. 6. Силуэтный снимок планетарной туманности CD—29° 1:998. Пунктирная линия— магнитная ось туманности, черточки—направление плоскости, параллельной галактическому экватору.

Теперь несколько слов о зетобразных туманностях. В отношении этих объектов также была развита в [1, 2] гидродинамическая теория образования перемычек и спиральных ветвей, на основе гипотезы об истечении газовой

материи из центральных областей туманности. Теперь от этого объяснения, по-видимому, следует отказаться, так как зетобразная форма некоторых туманностей, как увидим ниже, по всей вероятности, также может быть объяснена как результат частного случая проявления магнитных полей внутри туманности.

Допустим, что планетарная туманность имеет довольно большие линейные размеры, так, что напряженность поля, будучи наибольшей на ее наружных границах (размер диполя l порядка диаметра туманности $2R$), будет довольно мала в ее *центральных* частях, причем настолько мала, что она может быть сравнима по своей величине с напряженностью магнитного поля Галактики ($H_r \sim H_0$).

Проанализируем возникающую при этом картину подобно тому, как это было сделано выше, когда условие $H_r \sim H_0$ имело место в относительно *далеких* от центра туманности областях. Для этого обратимся к рис. 7, где схематически изображены магнитные полюсы туманности N и S

и пара магнитных силовых линий, расположенных симметрично относительно магнитной оси. Вектор напряженности магнитного поля Галактики H_0 принят перпендикулярным магнитной оси туманности. В точках A_1, A_2, B_1 и B_2 , находящихся на одинаковых линейных расстояниях от центра и одинаковых угловых расстояниях от магнитной оси, напряженности магнитного поля неточечного диполя туманности H_r одинаковы. Однако векторная сумма $H_r + H_0$ уже неодинакова во всех точках. Она одинакова в точках A_1 и A_2 с одной стороны ($H_{A_1} = H_{A_2}$), и в точках B_1 и B_2 с другой ($H_{B_1} = H_{B_2}$). Но $H_{A_1} > H_{B_1}$. Степень этого неравенства хотя может меняться при передвижении вдоль направлений aa и bb , но в среднем, следует думать, она будет сохранена в пределах некоторой величины.

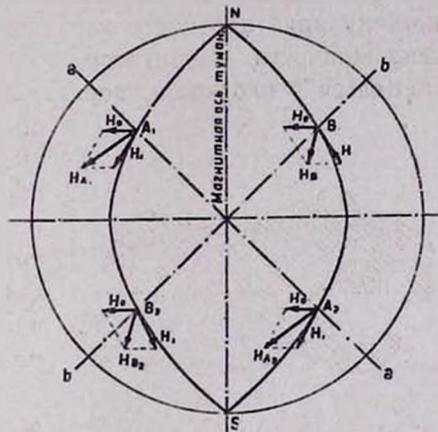


Рис. 7.

и пара магнитных силовых линий, расположенных симметрично относительно магнитной оси. Вектор напряженности магнитного поля Галактики H_0 принят перпендикулярным магнитной оси туманности. В точках A_1, A_2, B_1 и B_2 , находящихся на одинаковых линейных расстояниях от центра и одинаковых угловых расстояниях от магнитной оси, напряженности магнитного поля неточечного диполя туманности H_r одинаковы. Однако векторная сумма $H_r + H_0$ уже неодинакова во всех точках. Она одинакова в точках A_1 и A_2 с одной стороны ($H_{A_1} = H_{A_2}$), и в точках B_1 и B_2 с другой ($H_{B_1} = H_{B_2}$). Но $H_{A_1} > H_{B_1}$. Степень этого неравенства хотя может меняться при передвижении вдоль направлений aa и bb , но в среднем, следует думать, она будет сохранена в пределах некоторой величины.

Возникновение неравенства $H_{A_1} > H_{B_1}$ приводит к тому, что в направлении bb , как это следует из (9), плотность газа будет больше, чем в направлении aa . Это значит, что

если действие дипольного поля приводит к образованию биполярной туманности, с максимумом яркости в направлении ее экваториальной плоскости и симметричной в отношении магнитной оси, то при наличии дополнительного условия $H_r \sim H_\theta$, указанные максимумы больше не будут симметричны в отношении магнитной оси: в этом случае яркость, например, в направлении bb будет несколько больше, чем в направлении aa . А это уже есть зетобразная туманность.

Мы здесь описали качественную картину явления только для центрального сечения туманности. В действительности, для построения изофотов реальной туманности, прозрачной для собственного излучения, следует решить пространственную задачу. Эта задача труднее и поэтому мы пока ограничиваемся только что сделанным анализом, оставляя ее решение для дальнейшего.

Таким образом, основная структура и форма большинства планетарных туманностей хотя и обусловлены действием собственного неточечного дипольного поля, отдельные детали или элементы их структуры могут быть обязаны своим существованием или происхождением комбинированным действиям магнитного поля Галактики и дипольного поля самих туманностей. Необходимым условием подобного комбинированного действия является: $H_r \sim H_\theta$, т. е. одинаковый по величине порядок напряженности обоих типов полей в данной точке туманности. При выполнении этого условия в наружных областях туманности могут образоваться спиралевидные туманности; когда же оно выполняется в ее внутренних областях, могут образоваться зетобразные туманности.

В заключение следует отметить, что некоторое отношение к затронутым выше вопросам могут иметь экспериментальные работы Бостика [11], воспроизводящие астрофизические процессы в лабораторных условиях. В частности, при пропускании сгустка почти полностью ионизованного газа (плазмоид) по магнитному полю (в вакууме) он смог наблюдать процесс искажения формы плазмоида и, в частности, образование в результате этого спиральных рукавов с обеих сторон плазмоида.

Январь, 1958

Գ. Ա. ԳՐԻՂԱԴԾԱՆ.

ՍՊԻՐԱԼ ՄՈԼՈՐԱԿԱԶԵՎ ՄԻԳԱՄԱՇՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ
 ԷԼԵԿՏՐՈՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ ԲՆՈՒՅԹԻ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո փ ու մ

Թեպետ մոլորակաձև միգամածությունների հիմնական ձևը և կառուցվածքը պայմանավորված են սեփական դիպոլային դաշտերի ներգործությամբ, նրանցում դիտվող առանձին առաջացումներ և մասնավորապես սպիրալ ելուստները իրենց առաջացմամբ և կամ գոյությունը հետևանք են Գալակտիկայի կանոնավոր մագնիսական դաշտի և միգամածության դիպոլային դաշտի համատեղ ներգործության: Նման համատեղ ներգործության անհրաժեշտ պայմանն է՝ $H_r \sim H_0$, այսինքն, Գալակտիկայի կանոնավոր մագնիսական դաշտի լարվածությունը (H_0) և միգամածության դիպոլային մագնիսական դաշտի լարվածությունը տվյալ կետում (H_r) պետք է լինեն նույն կարգի մեծություններ: Երբ այդ պայմանը տեղի ունի միգամածության արտաքին մասերում, կարող են առաջանալ սպիրալ միգամածություններ, իսկ երբ այն տեղի ունի միգամածության ներքին մասերում, կարող են առաջանալ զվթաձև միգամածություններ:

Բնորոշ է այն հանգամանքը, որ սպիրալ թևերը մոլորակաձև միգամածություններում չունեն դինամիկ բնույթ. նրանք ներկայացնում են իրենցից երկրաչափական տեղը այն տիրույթների, որտեղ մագնիսական դաշտի լարվածության բացարձակ արժեքը ամենափոքրն է:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. А. Гурзadyн, Астроном. журнал, 30, № 5, 1953; 30, № 6, 1953.
2. Г. А. Гурзadyн, Вопросы динамики планетарных туманностей, Ереван, 1954.
3. O. Struve, Sky and Telescope, 16, № 6, 1957.
4. H. Curtis, Publ. Lick Obs. 13, 1917.
5. Г. А. Гурзadyн, ДАН СССР, 113, 1231, 1957.
6. Г. А. Гурзadyн, Сообщ. Бюраканской обсерв., 24, 1958.
7. L. Aller, Gaseous Nebulae, London, 1956.
8. D. Evans a. A. Thackeray, M. N. 110, 429, 1950.
9. H. A. Размадзе, Астроном. журнал, 33, 698, 1956.

10. J. Hall a. A. Hoag, *Sky and Telescope*. 16, № 1, 1956.
11. W. H. Bostik, *Trans. N. Y. Acad. Sci.*, 20, № 1, 79, 1957; *Phys. Rev.* 104, 292, 1956; 106, 404, 1957.

Р. А. Саакян

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД ПО СУММЕ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ РАДИУСОВ КОМПОНЕНТ

1. ВВЕДЕНИЕ

Обнаружение двойных звезд обычно происходит тремя путями: визуально, спектроскопически и фотометрически.

Визуально обнаруживаются сравнительно широкие пары. Спектроскопическим путем легко обнаруживаются тесные пары, состоящие из звезд, у которых орбитальная скорость велика. При этом вероятность открытия больше для тех звезд, у которых плоскость орбиты составляет малый угол с лучом зрения. Учитывая это, можно утверждать, что число пар (с расстояниями меньше 10 а. е.) гораздо больше, чем может быть обнаружено спектральным путем.

Фотометрическим способом обнаруживаются тесные двойные звезды, у которых плоскости орбит составляют очень малый угол с лучом зрения. Фотометрическим способом легко обнаруживаются те звезды, у которых i (угол между лучом зрения и нормалью к плоскости орбиты) больше, орбитальный период обращения меньше, размеры компонент больше и у которых поверхностные яркости компонент сильно отличаются друг от друга.

Таким образом, мы видим, что на число обнаруженных и внесенных в каталоги двойных, имеющих данные особенности, большое влияние может оказать избирательность наблюдений. Поэтому при обработке материала наблюдений со статистическими целями надо учитывать избирательность наблюдений. В противном случае часто можно прийти к неправильным заключениям.

Визуально-двойные звезды статистически изучены лучше, чем тесные двойные звезды. Для визуально-двойных звезд, из данных наблюдений, получено несколько функций распределения. Так, например, Эпиком [2] и Амбарцумяном [1] получена функция распределения визуально-двойных звезд по расстояниям между компонентами, а Валенквистом и автором [3] получена функция распределения визуально-двойных звезд по разностям звездных величин компонент и т. д.

Для тесных двойных звезд эти функции распределения до сих пор не получены и пока не ясно, можно ли закономерности, относящиеся к широким парам, распространить на тесные двойные или нет. Чтобы ответить на этот вопрос, надо изучать данные наблюдений, касающиеся тесных двойных. При этом получить прямые данные о некоторых характеристиках этих звезд непосредственно из наблюдений часто еще невозможно.

Однако можно попытаться получить законы распределения некоторых элементов тесных двойных звезд из данных наблюдений над спектральными двойными и фотометрическими двойными, используя знание вероятностей открытия и статистику величин, зависящих от этих элементов, т. е. используя косвенные данные.

Ниже делается такая попытка в отношении фотометрических двойных.

§ 1. О КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ АМПЛИТУДОЙ ЗВЕЗДНОЙ ВЕЛИЧИНЫ, ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТЬЮ ОБЩЕГО ЗАТМЕНИЯ И СУММОЙ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ РАДИУСОВ КОМПОНЕНТ

Допустим, что имеется затменная переменная с определенными элементами. Если оставить все элементы этой звезды постоянными, а наклонность орбиты менять, то будут изменяться амплитуда звездной величины и продолжительность затмения, так как они обе зависят от наклонности орбиты. Таким образом, должна существовать зависимость между амплитудой и продолжительностью затмения затменной переменной. В случае же, когда имеется много пар со

всевозможными физическими элементами звезд и элементами орбит, положение дел будет другим.

Данные наблюдений, взятые из каталога переменных звезд Кукаркина-Паренаго, показывают, что никакой корреляции между амплитудами и продолжительностями затмений нет и в среднем, как показывает таблица 1, различным значениям амплитуды A соответствует примерно одна

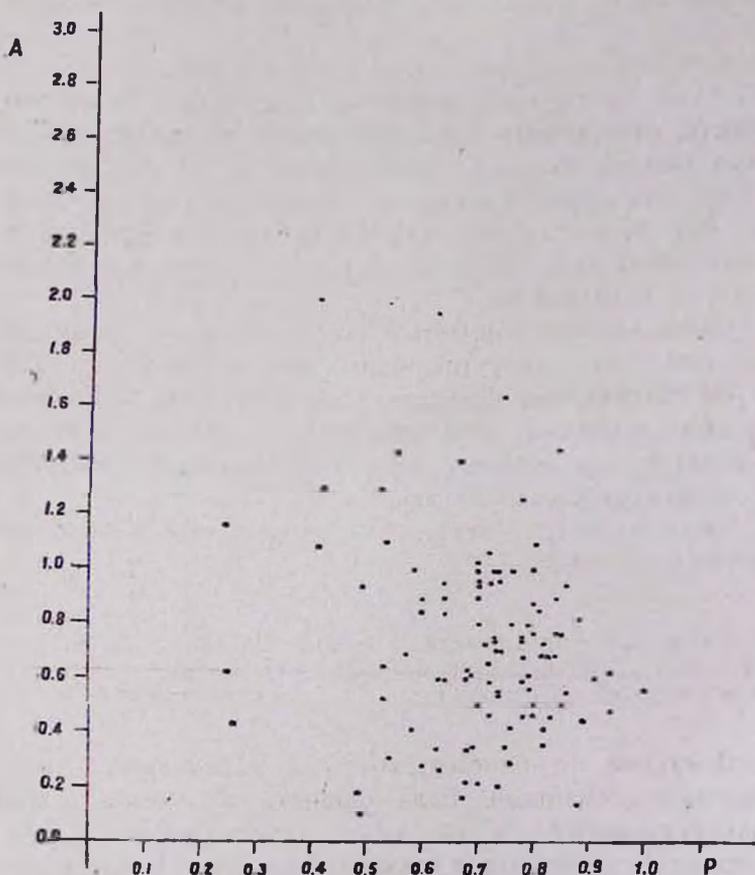


Рис. 1.

и та же средняя продолжительность затмения D , где D выражено периодом. График 1, составленный по данным ката-

лога зетменных переменных Казанской обсерватории, также показывает, что нет корреляции между A и p , где p —сумма радиусов компонент, выраженная в долях расстояния между компонентами.

То явление, что каждому A может соответствовать любое D и p и, наоборот, каждому D и p может соответствовать любое A , объясняется теоретически.

В самом деле $A = \text{const}$ (при $j' = \text{const}$, $k = \frac{a_2}{a_1}$, где a_1 и a_2 — радиусы компонент, а j' — отношение поверхностных яркостей компонент), соответственно $\alpha = \text{const}$, где α — фотометрическая фаза при соединении компонент (орбиты принимаются кругами).

α — определяется из формулы (7). Из формулы (7) и $\alpha = \text{const}$ следует, что

$$\frac{\cos i}{p} = \text{const}, \quad (1')$$

где i — наклонность орбиты, $p = \frac{a_1 + a_2}{a}$ и a — расстояние между компонентами.

Отсюда видно, что одному и тому же A соответствуют разные p , зависящие от i .

Из [4] имеем:

$$y^2 = \frac{p^2 - \cos^2 i}{\sin^2 i}, \quad (1)$$

где $y = \sin \pi D$

Из (1') и (1) получим:

$$y = c \operatorname{ctg} i \quad (2)$$

формула (2) показывает, что одному и тому же A соответствуют разные y , следовательно, и разные D , зависящие от i .

Теперь можем показать, что среднее y зависит, а среднее A не зависит от p .

В самом деле, в интервале $\frac{\pi}{2} > i > \arccos p$ среднее y определяется из формулы:

Таблица 1

A	0.31	0.64	1.04	1.41	1.83	2.17	2.67	3.05	3.47	Сред.
D	0.15	0.13	0.13	0.13	0.14	0.12	0.11	0.13	0.13	0.13
n	35	70	67	30	20	10	8	7	3	250

$$\bar{y} = \frac{c_1 \int \cos i \, di}{\int \sin i \, di} = c_1 \frac{1 - \sqrt{1 - c^2 p^2}}{cp},$$

откуда видно, что \bar{y} зависит от p .

Очевидно, что A при постоянном j' зависит только от α и $k = \frac{a_2}{a_1}$.

Среднее α определяется из соотношения:

$$\bar{\alpha} = \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \alpha \sin i \, di}{\int \sin i \, di} \quad (3)$$

Нижний предел интегралов определяется из формулы (1), при $D = 0$.

Следовательно получим:

$$i_1 = \arccos p$$

α определяется из формулы (4) [5]:

$$\alpha = \frac{1}{\pi} \left[\varphi_1 \frac{a_1^2}{a_2^2} + \varphi_2 - \frac{\Delta}{a_2^2} a_1 \sin \varphi_1 \right], \quad (4)$$

где

$$a_2^2 = a_1^2 + \Delta^2 - 2a_1 \Delta \cos \varphi_1, \quad (5)$$

$$a_1^2 = a_2^2 + \Delta^2 - 2a_2 \Delta \cos \varphi_2,$$

Δ — проекция расстояния между компонентами на небесной сфере.

При соединении компонент $\Delta = a \cos i$.

Из (4) и (5) получим:

$$\alpha = \frac{1}{\pi} \left[\frac{1}{k^2} \arccos \frac{k-1-\frac{\cos^2 i}{p^2}}{\frac{2 \cos i}{p}} + \arccos \frac{1-k-\frac{\cos^2 i}{p^2}}{\frac{2k \cos i}{p}} \right] - \frac{1}{\pi} \left[\frac{(1+k) \cos i}{kp} \sqrt{1 - \left(\frac{k-1-\frac{\cos^2 i}{p^2}}{\frac{2 \cos i}{p}} \right)^2} \right] \quad (6)$$

Вкратце эту зависимость α от k и i обозначим так:

$$\alpha = F \left(k, \frac{\cos i}{p} \right) \quad (7)$$

Из (3) и (7) получим:

$$\bar{\alpha} = \frac{\int_{\arccos p}^{\frac{\pi}{2}} F \left(k, \frac{\cos i}{p} \right) \sin i \, di}{\int_{\arccos p}^{\frac{\pi}{2}} \sin i \, di}$$

обозначим:

$$\frac{\cos i}{p} = x,$$

тогда получим:

$$\bar{\alpha} = \frac{\int_0^1 F(k, x) p \, dx}{\int_0^1 p \, dx} = \int_0^1 F(k, x) \, dx. \quad (8)$$

Как видно из (8), $\bar{\alpha}$ не зависит от p .

Таким образом, выясняется, что $\bar{\alpha}$ не зависит от p , в то время как α зависит от p .

§ 2. ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОБНАРУЖЕННЫХ ЗАТМЕННЫХ ПЕРЕМЕННЫХ ПО y

Для определения этой функции составлены табл. 2 и график 2. На графике 2 нанесены все обнаруженные затменные переменные, у которых известны D (продолжитель-

ность общего затмения). Из этих данных функцию $N(y)$ можно представить интерполяционной формулой:

$$N(y) = 643 y e^{-\frac{(y-0,23)^2}{0,06}} \quad (9a)$$

или интерполяционной формулой

$$N(y) = 2257 y^{1,5} e^{-\frac{(y-0,04)^2}{0,1}}, \quad (9b)$$

которые даны на графиках 3 и 4 соответственно.

Таблица 2

Функция распределения обнаруженных затменных переменных по y

y	0.031	0.094	0.156	0.218	0.279	0.337	0.397	0.454	0.510	0.561	0.611
$N(y)$	8	27	52	96	188	143	167	135	93	87	27
y	0.662	0.707	0.750	0.790	0.826	0.861	0.891	0.999			
$N(y)$	28	14	4	9	1	4	2	1			

§ 3. ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ ПО СУММЕ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ РАДИУСОВ

Обозначим эту функцию через $f(p)$, физическую вероятность открытия затменной-переменной через w , а „геометрическую вероятность открытия“ через $w_2 = p$ [6].

Тогда число затменных переменных, имеющих p в интервале $p, p + dp$, определится через

$$f(p) p dp.$$

Теперь если принять, что среднее число наблюдений, произведенных для обнаружения затменных переменных для всех участков неба, постоянно, то число обнаруженных затменных переменных выразится через

$$f(p) p w dp,$$

а из них число тех звезд, у которых l находится в интервале $l, l + dl$, будет

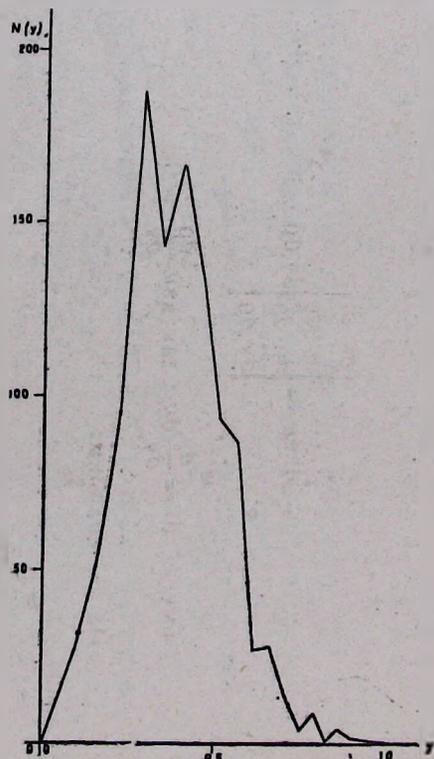


Рис. 2.

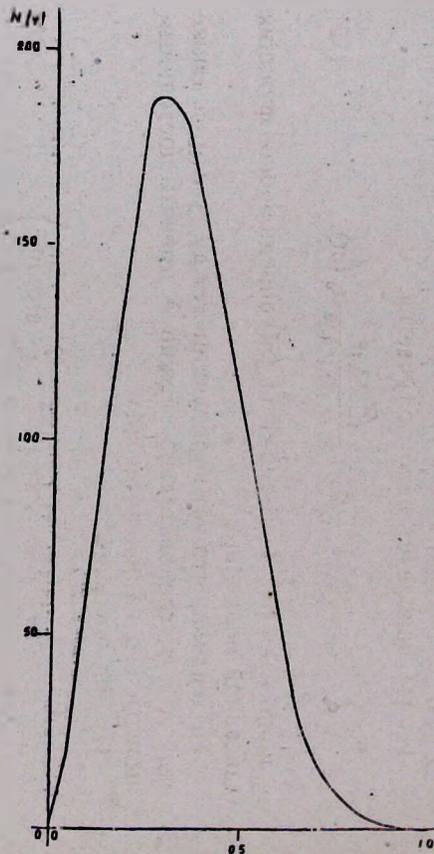


Рис. 3.

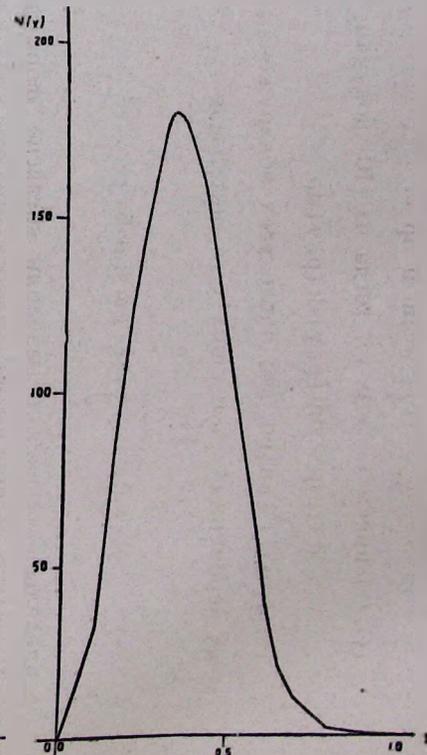


Рис. 4.

$$c f(p) p w \sin l \, dl \, dp \quad (10)$$

Из (1) имеем $l = l(p, y)$, тогда из (10) получим:

$$c f(p) p w \sin l(p, y) \, dl(p, y) \, dp. \quad (11')$$

Из (1) и (11') видно, что число всех обнаруженных затменных переменных, имеющих y в интервале $(y, y + dy)$, будет

$$N(y) dy = c \int_y^1 f(p) p w \sin l \, dl \, dp, \quad (11)$$

где пределы интеграла определили согласно формуле (1): при $l = 0$, $p = 1$, при $l = 90^\circ$, $p = y$.

Из [4] приблизительно получается

$$w = 2D(1 - 2D) \frac{(0.7A)^2}{1 + (0.7A)^2} \cdot f_0(m), \quad (12)$$

где принимаем $p = 1$ (период), а $f_0(m)$ определенная функция от звездной величины.

Мы видели, что нет корреляции между A и p , а также между A и y , следовательно, можно A принять постоянным и вывести его из-под интеграла.

Из (12) получим:

$$w = c \arcsin y \left(1 - \frac{2}{\pi} \arcsin y \right). \quad (13)$$

Согласно формуле

$$dl \, dp = \frac{\left| \frac{\partial l}{\partial y} \cdot \frac{\partial l}{\partial p} \right|}{\left| \frac{\partial p}{\partial y} \cdot \frac{\partial p}{\partial p} \right|} dy \, dp \quad (14)$$

$$\text{имеем } dl = \frac{\partial l}{\partial y} dy, \text{ так как } \frac{\partial p}{\partial y} = 0. \quad (15)$$

Из (1) находим:

$$\frac{\partial l}{\partial y} = \frac{y \sin^2 l}{\sin l \cos l (1 - y^2)} \quad (16)$$

а из (1), (15) и (16)

$$\sin l \, dl = \frac{(1 - p^2) y \, dy}{(1 - y^2)^{3/2} \sqrt{p^2 - y^2}} \quad (17)$$

Из (9а), (11), (13), (17) следует

$$H(y) = \int_y^1 \frac{\varphi(p) \, dp}{\sqrt{p^2 - y^2}} \quad (18)$$

где обозначены

$$\varphi(p) = f(p) (p - p^3) \quad (19)$$

$$H(y) = c_1 \frac{(1 - y^2)^{1/2} e^{-\frac{(y - 0.23)^2}{0.6}}}{\arcsin y \left(1 - \frac{2}{\pi} \arcsin y \right)} \quad (20)$$

Из (18), (19) и (20) получим:

$$f(p) = c \frac{1}{1 - p^3} \times \\ \times \frac{d}{dp} \int_0^1 \frac{y (1 - y^2)^{1/2} e^{-\frac{(y - 0.23)^2}{0.6}} \, dy}{\arcsin y \left(1 - \frac{2}{\pi} \arcsin y \right) \sqrt{y^2 - p^2}} \quad (21)$$

Легко видеть, что в подынтегральном выражении главное значение имеют те значения y , которые близки к p , поэтому можем написать:

$$\int_0^1 \frac{y (1 - y^2)^{1/2} e^{-\frac{(y - 0.23)^2}{0.6}} \, dy}{\arcsin y \left(1 - \frac{2}{\pi} \arcsin y \right) \sqrt{y^2 - p^2}} \approx$$

$$\approx \int_p^{p+\Delta p} \frac{y(1-y^2)^{1/2} e^{-\frac{(y-0.23)^2}{0.06}} dy}{\arcsin y \left(1 - \frac{2}{\pi} \arcsin y\right) \sqrt{y^2 - p^2}} \approx \frac{c_2 p (1-p^2)^{1/2} e^{-\frac{(p-0.23)^2}{0.06}}}{\arcsin p \left(1 - \frac{2}{\pi} \arcsin p\right) \sqrt{p}}, \quad (22)$$

где Δp — очень малая величина, c_2 — постоянная величина. Из (21) и (22) получим:

$$f(p) = \frac{ce^{-\frac{(p-0.23)^2}{0.06}}}{(1-p^2)} \left[\frac{p^{1/2} (1-p^2) \left(1 - \frac{4}{\pi} \arcsin p\right)}{\arcsin p \left(1 - \frac{2}{\pi} \arcsin p\right)} \right] - ce^{-\frac{(p-0.23)^2}{0.06}} \times \frac{\left(1 - \frac{2}{\pi} \arcsin p\right) \arcsin p}{(1-p^2)^{1/2} \left[\arcsin p \left(1 - \frac{2}{\pi} \arcsin p\right)\right]^2} \times \frac{\left[\frac{1}{2} p^{-1/2} - 3.5 p^{1/2} - 33.3 \sqrt{p} (1-p^2) (p-0.23)\right]}{(1-p^2)^{1/2} \left[\arcsin p \left(1 - \frac{2}{\pi} \arcsin p\right)\right]^2} \quad (23)$$

По формуле (23) мы вычисляли таблицу 6 и составили график 5.

Таблица 6

p	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.00
cf(p)	-3.67	-1.2	4.15	5.38	3.71	1.82	0.59	0.13	0.022	0.00

Теперь, если в интегральном уравнении вместо формулы (9a) взять формулу (9б), то вместо (23) будем иметь:

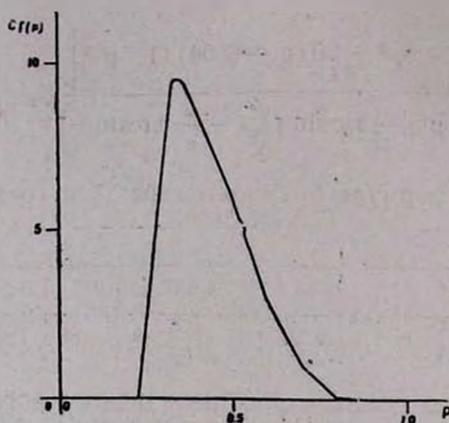


Рис. 5.

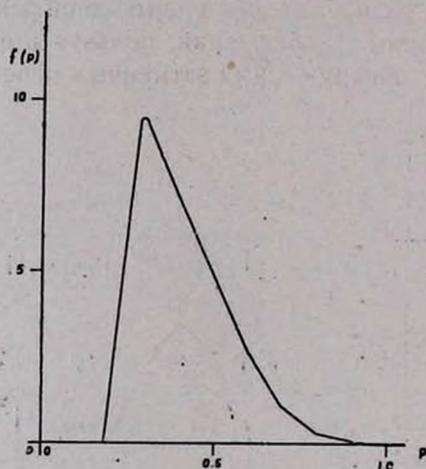


Рис. 6.

$$f(p) = ce^{-\frac{(p-0.04)^2}{0.1}} \frac{p^{1/2} \left(1 - \frac{4}{\pi} \operatorname{arcsin} p\right)}{\left[\operatorname{arcsin} p \left(1 - \frac{2}{\pi} \operatorname{arcsin} p\right)\right]^2}$$

$$- ce^{-\frac{(p-0.04)^2}{0.1}} \frac{\operatorname{arcsin} p \left(1 - \frac{2}{\pi} \operatorname{arcsin} p\right)}{(1-p^2)^{1/2} \left[\operatorname{arcsin} p \left(1 - \frac{2}{\pi} \operatorname{arcsin} p\right)\right]^2} \times$$

$$\times \frac{\left[1 - 4p^2 - 20(p - 0.04)(1-p)^2 \right]}{(1-p^2)^{1/2} \left[\arcsin \left(1 - \frac{2}{\pi} \arcsin p \right) \right]^2} \quad (24)$$

По этой формуле получены табл. 7 и график 6.

Таблица 7

p	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
$c_1 f(p)$	-7.11	1.27	9.38	7.12	4.88	2.58	1.05	0.32	0.09

4. ФУНКЦИЯ $f(p)$ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ ПО НЕПОСРЕДСТВЕННЫМ ОПРЕДЕЛЕНИЯМ ЗНАЧЕНИЙ p

Функцию распределения тесных двойных по p можно получить из данных наблюдений, пользуясь функцией распределения тех обнаруженных затменных переменных непо-

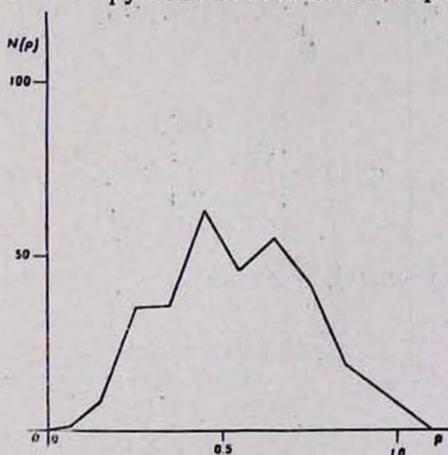


Рис. 7.

средственно по p , для которых известны элементы орбиты.

Из данных каталога Казанской обсерватории, для обнаружения затменных переменных, получены табл. 8 и график 7, где N —число звезд.

Таблица 8

P	0.00—0.10	0.11—0.20	0.21—0.30	0.31—0.40	0.41—0.50
N(p)	1	8	35	36	63
P	0.51—0.60	0.61—0.70	0.71—0.80	0.81—0.90	0.91—1.0
N(p)	46	55	42	19	4

Рассуждая таким же образом, каким рассуждали при выводе формулы (11), получим уравнение (25), откуда легко определяется функция распределения тесных двойных по p .

$$N(p) dp = c \int_0^p \sin l \, dl \, f(p) p \, dy. \quad (25)$$

Имеем:

$$dy \, dl = \begin{vmatrix} \frac{\partial y}{\partial y} & \frac{\partial y}{\partial p} \\ \frac{\partial l}{\partial y} & \frac{\partial l}{\partial p} \end{vmatrix} dp \, dy,$$

откуда, пользуясь (1), получим:

$$dl = \frac{\partial l}{\partial p} dp = - \frac{\frac{\partial \varphi}{\partial p}(l, p) dp}{\frac{\partial \varphi}{\partial l}} = - \frac{p dp}{(y^2 - 1) \sin l \cos l}. \quad (26)$$

Из (1), (25) и (26) получим:

$$N(p) = c f(p) p^2 \int_0^p \frac{\left[\arcsin y \left(1 - \frac{2}{\pi} \arcsin y \right) \right] dy}{\sqrt{1-p^2} \sqrt{p^2-y^2}}. \quad (27)$$

Учитывая, что главное значение подынтегральной величины получается при $y = p$, получим:

$$N(p) = c f(p) p^2 \frac{\arcsin p \left(1 - \frac{2}{\pi} \arcsin p \right)}{\sqrt{1-p^2}} \int_{p-\Delta p}^p \frac{dy}{\sqrt{p^2-y^2}},$$

откуда

$$f(p) = c_2 \frac{N(p) \sqrt{1-p^2} \sqrt{p}}{p^2 \arcsin p \left(1 - \frac{2}{\pi} \arcsin p \right)}. \quad (28)$$

Пользуясь формулой (28) и табл. 8 для функции $f(p)$ получаем табл. 9 и график 8.

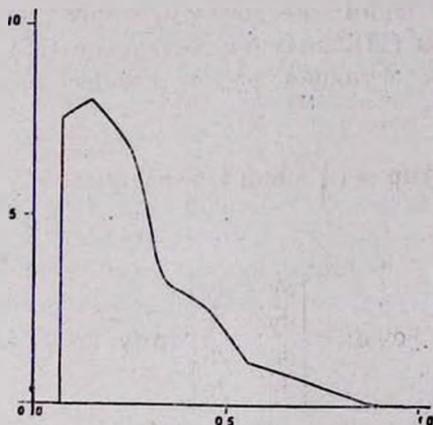


Рис. 8.

Таблица 9

p	0.07	0.15	0.25	0.35	0.45	0.55	0.65	0.75	0.85	0.95
cf(p)	7.46	8.00	6.72	3.20	2.54	1.16	0.84	0.40	0.12	0.01

Как видно, графики 5, 6, 8, полученные для функции $f(p)$, в общем похожи друг на друга и показывают, что функция $f(p)$ в некотором интервале $0 \leq p \leq p_1$ равна нулю, в интервале $p_1 \leq p \leq p_{\max}$ возрастающая, а в интервале $p_{\max} \leq p \leq 1$ — убывающая. Причем p_1 и p_{\max} на разных графиках имеют разные значения. Эти различия между первыми двумя

случаями малы и объясняются тем, что виды интерполяционных функций и u_{\max} были взяты разные, а в третьем случае наряду с другими причинами объясняется и тем, что в данные для $N(p)$ не вошла часть звезд, входящая в $N(y)$.

Исходя из этих трех графиков, функцию $f(p)$ для тесных пар можно представить в виде:

$$f(p) = c(p - 0.05) e^{-\frac{(p - 0.05)^2}{0.1}} \quad (p > 0.05), \quad (29)$$

$$f(p) = 0 \quad (p < 0.05).$$

Возрастающая часть этой функции, где $a_1 + a_2$ значительно меньше, чем a , представляет собой закон Эпика, который выражается формулой:

$$dN = c \frac{da}{a},$$

а убывающая часть этой функции противоречит закону Эпика и говорит о том, что функция распределения очень тесных двойных по расстояниям между компонентами выражается законом, резко отличающимся от закона Эпика. Об этой функции речь будет идти в следующий раз.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория АН АрмССР

Ռ. Հ. ՍԱՀԱԿՅԱՆ

ՆԵՂ ԿՐԿՆԱԿԻ ԱՍՏՂԵՐԻ ԲԱՇԽՄԱՆ ՅՈՒՆԿՅԻԱՆ, ԸՍՏ ՆՐԱՆՑ
ԿՈՄՊՈՆԵՆՏՆԵՐԻ ՀԱՐԱՔԵՐԱԿԱՆ ՇԱՌԱՎԻՂՆԵՐԻ ԳՈՒՄԱՐԻ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Վիզուալ կրկնակի աստղերի համար վիճակագրական տվյալներից ըստ նրանց ֆիզիկական էլեմենտների և օրրիտի էլեմենտների ստացված են մի շարք օրինաչափություններ: Այսպես, օրինակ, այդ աստղերի համար ստացված են բաշխման ֆունկցիաներ ըստ կոմպոնենտների միջև եղած հեռավորությունների, ըստ կոմպոնենտների աստղալին մեծությունների տարբերությունների և այլն:

Այդ ֆունկցիաները նեղ կրկնակի աստղերի համար դեռ չեն ստացված: Նրանց արտածումը կապված է որոշ դժվարությունների հետ, քանի որ նեղ կրկնակի աստղերի համար դիտումներից ստացված բաշխման այդ ֆունկցիաները, դիտողական տվյալների ընտրողականության հետևանքով, չեն տալիս իրական բաշխման ֆունկցիաները:

Մենք առաջին անգամ փորձ ենք կատարում նեղ կրկնակի աստղերի վիճակագրական տվյալների հիման վրա, օգտվելով հավանականությունների տեսությունից, արտածել այդ աստղերի բաշխման ֆունկցիան, ըստ նրանց կոմպոնենտների հարաբերական շառավիղների գումարի (ρ): Հարաբերական շառավիղի ասելով հասկանում ենք կոմպոնենտի շառավիղի հարաբերությունը կոմպոնենտների միջև եղած հեռավորությանը:

Մեր կողմից ստացված այդ ֆունկցիան ρ -ի փոքր արժեքների դեպքում նվազող է, ρ -ի որոշակի արժեքի դեպքում նա դառնում է մաքսիմում, ապա սկսում է նվազել և $\rho = 1$ դեպքում նա ձգտում է զերոյի:

Ֆունկցիայի առաջին աճող մասը իրենից ներկայացնում է էպիկի օրենքը, իսկ երկրորդ մասը ցույց է տալիս, որ շատ նեղ կրկնակի աստղերի բաշխման ֆունկցիան, ըստ կոմպոնենտների միջև եղած հեռավորությունների, հակասում է էպիկի օրենքին:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, К статистике двойных звезд А. Ж., 14, 3, 1937.
2. Tartu Observatory Publ., 25, 1924.
3. Р. А. Саакян, Функция распределения двойных звезд по разностям звездных величин компонент, полученная из статистических данных. Доклады АН АрмССР, XIX, 5, 1954.
4. Р. А. Саакян, Вероятность открытия затменных переменных. Сообщение Бюраканской обсерватории, X, 1952.
5. М. С. Зверев, В. П. Цесевич, и другие. «Методы изучения переменных звезд». 1947.
6. Д. О. Шеголев, О гсометрической вероятности открытия переменных звезд типа Алголя, А. Ж. 8, 214, 1931.

