ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ԲՅՈՒՐԱԿԱՆԻ ԱՍՏՂԱԴԻՏԱՐԱՆԻ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ
СООБЩЕНИЯ БЮРАКАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

XXVII

ԵՐԵՎԱՆ 1959 ЕРЕВАН

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

К. А. Саакян

БЕЛЫЕ КАРЛИКИ, ОБНАРУЖЕННЫЕ В СОЗВЕЗДИИ ЛЕБЕДЯ

В 1936 году В. Амбарцумяном и Г. Шайном был предложен новый метод обнаружения белых карликов [1]. Сущность этого метода заключается в следующем: в тех областях, где имеется значительное межзвездное селективное поглощение, разыскиваются звезды белого цвета. Относительно каждой такой звезды можно сделать два предположения: или она является обычной белой звездой, которая находится на расстоянии в несколько тысяч парсек, или она является сравнительно близким белым карликом. Однако первое предположение относительно слабой белой звезды, находящейся в области со значительным поглощением, не может быть верным, ибо поглощение должно было вызвать заметное покраснение далекой звезды. Таким образом, все подобные белые звезды должны быть белыми карликами.

Из-за отсутствия данных о цветах слабых звезд этот метод до сих пор не был применен. Имея возможность использовать копии фотографических карт, полученных на 48″-вом телескопе системы Шмидта Паломарской обсерватории в двух цветах совместно со снимками, полученными нами на 21″-вом телескопе такой же системы Бюраканской обсерватории в фотографических и оранжевых лучах, мы решили применить этот метод с целью открытия белых карликов.

Для исследования была выбрана область с координатами центра $\alpha = 20^h34^m$; $\delta = +40°$ (1950) в известной развилке Млечного Пути в Лебеде размерами $288' \times 288'$ (почти $5° \times 5°$).

При поисках белых карликов на картах Паломарского атласа были рассмотрены все звезды слабее 16-й величины. Изображения всех этих звезд сравнивались на красной и голубой картах и выбирались те из них, которые сравнительно ярче на голубой карте и, следовательно, могут быть белыми или голубыми. Фотографические и красные величины выбранных звезд оценены путем их сравнения на картах соответствующего цвета Паломарского атласа со звездами скопления М3. С этой целью были использованы фотографические и визуальные величины звезд М3 [2]. Красные величины были определены из них по формуле:

$$m_r = m_{pg} - 1.6\,(m_{pg} - m_{pv}).$$

Все сравнения и оценки производились с помощью лупы. В наш список вероятных белых карликов мы включили звезды с отрицательными показателями цвета $(m_{pg} - m_r)$.

При оценке яркостей звезд возможны ошибки, связанные с:

а) глазомерными оценками яркости путем сравнения звезд;

б) разностью цветового нуль-пункта между парами карт исследуемой области и тех, на которых находится скопление М3;

в) возможным изменением блеска между красной и голубой экспозициями при съемке данного участка неба для Паломарского атласа, в случае переменности рассматриваемой звезды. Причем на цвета могут действовать лишь кратковременные изменения, так как голубые и красные карты одной и той же области получены из снимков, полученных в течение одной ночи.

Ошибки в оценке показателей цвета могли достигнуть $0^m.2 - 0^m.3$, так как звездные величины обнаруженных звезд оценивались лупой. В связи с этим не принимались во внимание те звезды, которые по нашим оценкам имели положительные и нулевые показатели цвета. В результате этого, выбранные нами голубые или белые звезды являются надежными (за исключением случая переменности). Вследствие

нашего отбора некоторые белые звезды оказались вне наших списков. Среди них могут быть белые карлики с показателями цвета в пределах $0^m.0 - 0^m.1$.

В исследованной области поправку нуль-пункта цветов, определенных указанным выше способом по картам Паломорского атласа трудно было найти из-за отсутствия на картах соответствующих стандартов. Мы попытались оценить нуль-пункт по скоплению M29, находящемуся на исследованных картах. Голубые и визуальные величины звезд этого скопления были измерены Гаррисом и Морганом [3] Выбрав 8 звезд из скопления M29, мы оценили их звездные величины по звездам скопления M3 тем же методом, что и при оценке яркостей белых звезд. Разности между показателями цвета по Гаррису, Моргану и по нашим определениям получились меньше $0^m.1$, хотя сами полученные нами величины систематически значительно слабее. Эта оценка была получена из измерений сравнительно ярких звезд ($11^m - 13^m$). Если принять, что полученные нами показатели цвета слабых звезд отклоняются от интернациональных примерно на $0^m.1$, то ко всем полученным нами показателям цвета белых звезд мы должны прибавить приблизительно $0^m.1$. Но так как точная величина отклонения неизвестна, мы нашли целесообразным не вносить подобную поправку в полученные значения показателей цвета. В исследованной области было обнаружено всего 65 звезд, для которых были получены отрицательные показатели цвета. Так как наличие переменных звезд среди них не исключено, то нами были использованы бюраканские снимки для проверки постоянства их блеска.

Итак, звезды, для которых наши определения дали отрицательные показатели цвета, могут быть на самом деле звездами с быстрыми изменениями яркости, причем следует рассмотреть три возможности:

а. Звезды типа RR Лиры. Но если звезды этого типа будут находиться между наблюдателем и поглощающим облаком, они должны быть сравнительно яркими (не слабее 10^m). Следовательно, наши слабые белые объекты не могут быть звездами типа RR Лиры.

б. Звезды типа UV Кита, которые очень быстро меняют свою яркость. Возможно, что некоторые из наших звезд являются звездами этого типа. Для проверки этой возможности необходимо в течение некоторого времени пронаблюдать за яркостями этих звезд. Если они являются звездами типа UV Кита, т. е. звездами с кратковременными вспышками, то их голубой цвет на Паломарских картах может быть объяснен тем, что во время фотографирования в синих лучах произошла вспышка. Если это так, то с вероятностью, близкой к достоверности, на бюраканских голубых пластинках они должны быть слабее. Если же на бюраканских пластинках в фотографических лучах звезды имеют ту же яркость, что и на Паломарских картах, то это означает, что они не являются переменными звездами типа UV Кита.

в. Затменные переменные. Затменные переменные могли бы войти в наш список только в том случае, если при фотографировании в голубых лучах они были в максимуме, а при фотографировании в красных лучах—в минимуме. Но если на бюраканских пластинках повторяются соответственные яркости в двух цветах, то возможность того, что это затменные переменные, мало вероятна.

Таким образом, пользуясь снимками, полученными нами на 21″-вом телескопе Бюраканской обсерватории, мы для каждой звезды в отдельности могли рассмотреть вопрос о том, является ли она белым карликом, переменной звездой типа UV Кита или затменной переменной. С этой целью нами использованы пять пластинок нашей области (табл. 1).

Таблица 1

Список использованных негативов

№ пластинки	Дата	Эмульсия и фильтр	Экспозиция (в мин.)	Предельная звездная величина
				m
K 1	18.10.1958	OaO	70	19 3
K 2	19.10.1958	OaO	80	19.6
K 3	1·11.1958	OaO	77	19.7
K 4	12.12.1958	OaE+GG11	120	18.3
K 5	29. 5.1959	OaO	45	19.8

Координаты центра пластинок (1950): $\alpha = 20^h 33^m 52$; $\delta = +40°24'$. Проверка производилась следующим образом.

Каждая из этих звезд была отождествлена на всех пластинках и оценена ее яркость с целью проверки, изменяется ли она при переходе от одной пластинки к другой.

Результаты проверки следующие:

53 звезды из всех обнаруженных 65 звезд с отрицательными показателями цвета были найдены и отождествлены на всех тех пластинках, на которых предельная яркость слабее, чем яркость данной звезды на голубой карте Паломарского атласа, причем число таких пластинок было не менее двух. Оценка яркостей этих звезд, получаемая из сравнения изображений их с изображениями соседних звезд, показывает, что яркость этих звезд не изменилась. Можно считать, с большой уверенностью, что эти 53 звезды являются белыми карликами. 8 звезд из оставшихся 12 видны только на одной пластинке. Это слабые звезды и можно предположить, что они не видны на других снимках лишь из-за слабости своих яркостей. Об этих звездах можно сказать, что они вероятные белые карлики. Для окончательного выяснения характера этих объектов необходимы дополнительные оценки яркостей с помощью новых наблюдений.

Две звезды:

$$\alpha = 20^h\,40^m.3;\ \delta = +44°34'\ (1950);\ m_{pg} = 19^m.3,$$

$$\alpha = 20^h\,43^m.3;\ \delta = +42°16'\ (1950);\ m_{pg} = 19^m.6$$

ни на одной из пластинок не видны. Их мы не включили в первые группы, так как не исключена возможность того, что это переменные звезды. Оставшиеся две звезды на пластинках изменили свою яркость. Первая из них на голубой карте Паломарского атласа 15.8 величины. Ее координаты: $\alpha = 20^h33^m.8$; $\delta = +42°20'$ (1950). Эта звезда не видна на Паломарской красной карте, но присутствует на одной из наших пластинок. Изображение этой звезды, полученное на пластинке К3, соответствует $18^m.6$. Координаты этой звезды на карте и пластинке совпадают с точностью 2″. Вторая же звезда имеет на Паломарских картах величину 16.1 в голубых лучах. Ее координаты $\alpha = 20^h35^m.2$; $\delta = +40°05'$ (1950). На наших голубых снимках эта звезда имеет яркость $18^m.5$, т. е. на две величины слабее. Ее яркости на красной Пало-

Таблица 2

Звезды, которые с уверенностью можно считать белыми карликами

№	α (1950)	δ (1950)	m_{pg}	C_1	Число пластинок
	h m		m	m	
1	20 24.1	+38°55′	18.75	−0.25	4
2	24.7	38 08	18.75	0.30	3
3	24.7	38 41	18.6	0.30	4
4	25.1	39 00	18.0	0.25	4
5	26.2	38 55	18.9	0.25	4
6	27.3	42 40	19.0	0.25	3
7	27.5	38 36	18.5	0.35	4
8	28.2	38 58	18.75	0.20	3
9	28.5	39 30	18.3	0.30	4
10	28.6	38 52	19.3	0.15	3
11	28.9	39 22	18.1	0.30	4
12	29.0	38 58	18.9	0 25	3
13	29.0	40 06	19.0	0.20	4
14	29.1	38 08	18.75	0.15	3
15	29.2	40 19	18.5	0.30	3
16	29.4	39 48	18.6	0.25	4
17	30.6	39 27	18.95	0.20	4
18	30.8	41 04	19.1	0.20	4
19	31.3	39 41	18.5	0.40	4
20	32.0	38 53	18.1	0.35	4
21	32 1	40 46	18.1	0.30	4
22	32.9	39 11	19.0	0.25	3
23	33.1	40 16	19.0	0.25	3
24	33.4	40 00	18.6	0.30	3
25	33.6	39 39	19.3	0.10	2
26	33.9	41 11	17.9	0.25	4
27	35.5	39 34	19.0	0.30	2
28	35.6	39 42	18.4	0.10	4
29	35.8	40 05	19.15	0.25	2
30	36 2	40 27	18.75	0.25	4
31	36.4	40 07	18.1	0.37	4
32	37.0	40 09	18.75	0.25	3
33	37.2	41 37	18.75	0.20	4
34	37.3	42 06	18.9	0 25	4
35	37.5	39 54	18.9	0.30	3
36	37.9	41 51	18.1	0.30	4
37	38.0	40 24	18.1	0.40	3
38	38.7	38 24	19.0	0.25	3
39	39.0	41 42	19.1	0.15	3
40	39.2	40 32	19 0	0.15	2
41	39.5	39 47	18.5	0.10	4
42	40.3	38 01	18.6	0.30	2
43	40.4	40 16	18.5	0.30	4
44	41.0	38 55	19.3	0.10	2
45	41.2	39 37	18.1	0.40	4
46	42.1	40 35	19.15	0.25	2
47	42.1	40 19	15.7	0.25	5
48	42.5	41 12	18.75	0.35	4
49	42.9	39 19	18.5	0.25	4
50	43.1	40 12	18.6	0.30	4
51	43.3	38 28	18.6	0.25	4
52	44.5	38 40	19.3	0.10	2
53	45.5	40 03	18.75	0.30	4

марской карте и нашей пластинке, сфотографированной в оранжевых лучах, находятся в соответствии.

Возможно, что последние две звезды являются красными карликами типа UV Кита, вспыхнувшими во время фотографирования в синих лучах. Однако это предположение должно быть проверено (другая возможность заключается

Таблица 3

Вероятные белые карлики

№№	α (1950)	δ (1950)	m_{pg}	C_1
	h m		m	m
1	20 28.2	+39°26′	19.55	−0.03
2	28.9	41 23	19.45	0.10
3	30.8	39 51	19.3	0.15
4	32.4	40 36	19.4	0.10
5	33.2	39 12	19.15	0.25
6	34.6	41 11	19.4	0.10
7	39.1	39 46	19.4	0.10
8	41.4	41 47	19.3	0.20

в том, что изображения этих последних звезд, или одной из них, на Паломарской синей карте являются звездоподобными дефектами. Если это не так, то остается единственная возможность—что это звезды типа UV Кита).

Данные о достоверных и вероятных белых карликах соответственно приведены в табл. 2 и 3. В этих таблицах в четвертом столбце даны величины, определенные на голубых Паломарских картах. В пятом столбце даны показатели цвета в интернациональной системе. В шестом дано число пластинок, на которых были отождествлены звезды. В конце работы приведены карты для отождествления всех звезд, внесенных в списки уверенных и вероятных белых карликов.

Կ. Ա. ՍԱՀԱԿՅԱՆ

ԿԱՐԱՊ ՀԱՄԱՍՏԵՂՈՒԹՅԱՆ ՄԵՋ ՀԱՅՏՆԱԲԵՐՎԱԾ ՍՊԻՏԱԿ ԹԶՈՒԿՆԵՐ

Ամփոփում

Օգտագործելով Պալոմարի աստղադիտարանի 48-դյույմանոց աստղադիտակով ստացված երկգույն քարտեզների լուսանկար-

չական պատճենները և Բյուրականի աստղադիտարանի 21-դյույմանոց աստղադիտակով հեղինակի կողմից ստացված թիթեղները՝ լուսանկարչական և նարնջագույն ճառագայթներում կատարվել են սպիտակ թզուկների որոնումներ՝ Վ. Համբարձումյանի և Գ. Շայնի առաջարկած եղանակով [1]։ Ուսումնասիրվել է կարապ համաստեղության մեջ գտնվող կլանման մեկ տիրույթ՝ $5^\circ \times 5^\circ$ չափերով։ Տիրույթի կենտրոնի կոորդինատներն են՝ $\alpha = 20^h34^m$; $\delta = 40^\circ$ (1950)։

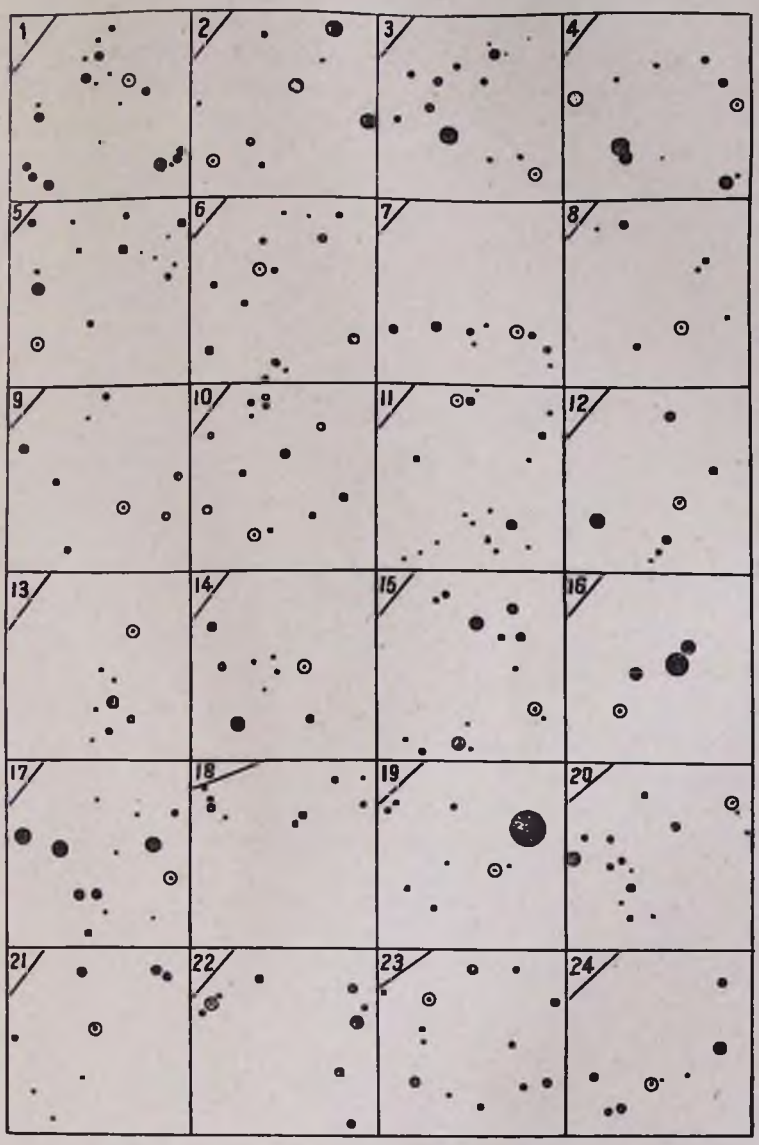
Հետազոտված տիրույթում գտնվել են ընդամենը 65 աստղ, որոնց համար չափումներից ստացվել է բացասական գույնի ցուցիչ։ Բանի որ փոփոխականների առկայությունը նրանց մեջ բացառված չէ, սակայն կատարվել են բացասական գույնի ցուցիչ ունեցող աստղերի պայծառության չափումներ՝ նրանց բնույթը պարզելու համար։

Չափումները հանգեցրել են հետևյալ արդյունքներին՝ 53 աստղ ($15^m.7$—$19^m.3$) իրենց պայծառությունը չեն փոխում քարտեզների և թիթեղների վրա։ Այդ 53 աստղերը որոշակիորեն կարելի է համարել սպիտակ թզուկներ։ 8 աստղ նույնացվել են միայն մեկ թիթեղի վրա։ Նրանք հավանաբար սպիտակ թզուկներ են։ Այս աստղերը ավելի թույլ են ($19^m.15$—$19^m.55$)։ Որոշակի և հավանական թզուկների վերաբերյալ տվյալները բերված են № 2 և № 3 աղյուսակներում։ Բերված են նաև նույնացման քարտեզներ։ 2 աստղ մեր թիթեղներից ոչ մեկի վրա չեն երևում։ Հնարավոր է, որ նրանք լինեն փոփոխական աստղեր։ Մյուս 2 աստղերը փոփոխել են իրենց պայծառությունը քարտեզների և թիթեղների վրա։ Հավանաբար նրանք UV կետի տիպի փոփոխական աստղեր են։

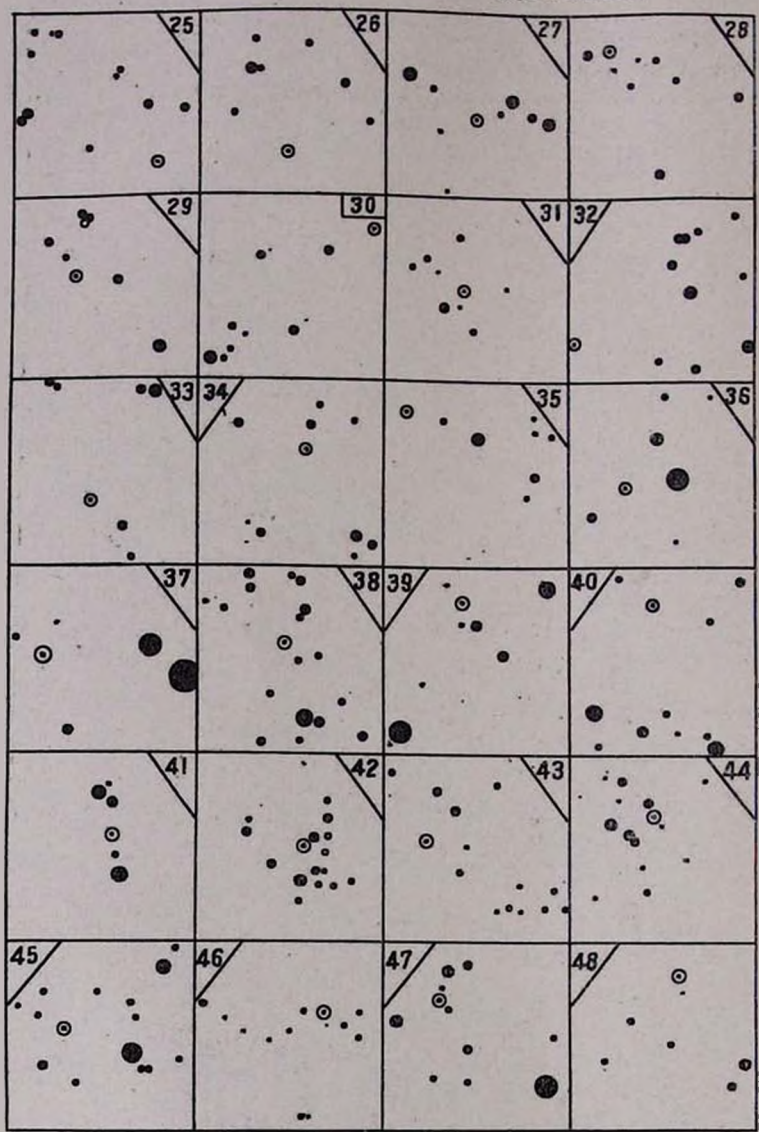
ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Амбарцумян* и *Г. Шайн*, АЖ, 13, 1, 1936.
2. *A. Sandage*, A. J. 58, 61, 1953.
3. *W. Morgan* and *D. Harris*, Vistas in Astronomy, 2, 1128, 1956.

Карты отождествления к табл. 2.

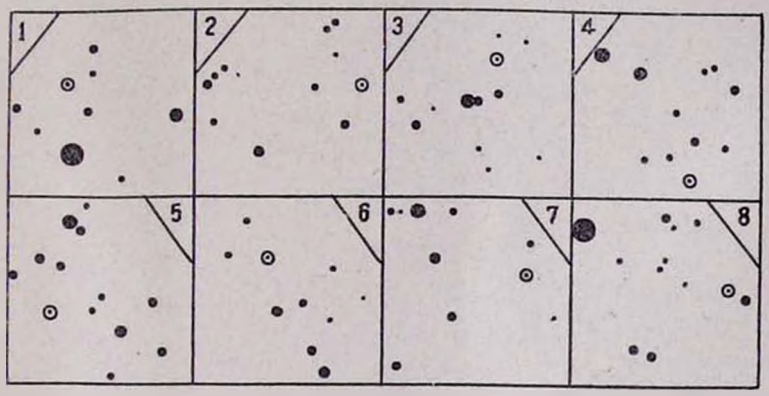


Карты отождествления к табл. 2 (продолжение).



Карты отождествления к табл. 2 (продолжение).

Карты отождествления к табл. 3.



Л. В. Мирзоян и Э. Е. Хачикян

ИССЛЕДОВАНИЕ КОМЕТЫ МРКОСА (1957d). II

ФОТОМЕТРИЯ СВЕЧЕНИЯ КОМЕТЫ

В нашем предыдущем сообщении [1] были приведены некоторые результаты поляриметрического исследования кометы Мркоса по фотографическим наблюдениям, выполненным на 8—12″-вой камере Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории в августе 1957 г. В период этих наблюдений, как уже сообщалось [2], тем же прибором был получен ряд прямых фотографий этой кометы для ее фотометрического исследования с целью вывода распределения яркости на изображениях кометы в различные дни.

Настоящее сообщение содержит результаты фотометрического исследования специально подобранных по качеству пяти снимков кометы Мркоса из этого материала.

Наблюдательный материал. Все фотографии получены на пластинках „Кодак ОаО" без светофильтра. Данные об использованном в настоящей работе наблюдательном материале представлены в первых трех столбцах табл. 1: средний момент наблюдения (всемирное время), номер пластинки, продолжительность фотографирования в минутах—t. В последнем столбце этой таблицы приведена продолжительность фотографирования в минутах внефокальных изображений звезд Северной полярной последовательности—NPS (см. ниже).

Калибровка и стандартизация негативов. Все снимки прокалиброваны с помощью шкал, отпечатанных на трубочном фотометре. Для четырех из пяти использованных негативов с целью их стандартизации были получены снимки

области NPS. Эти снимки сняты при выдвинутом фокусе на пластинках „Кодак ОаО" непосредственно после фотографирования кометы и проявлены вместе с соответствующими снимками кометы. Для этих четырех случаев, с помощью внефокальных изображений звезд NPS оценена абсолютная яркость разных частей кометы в звездных величинах с квадратной секунды дуги.

Таблица 1

Дата (август 1957)	№ пластинки	Время (в мин.)	Время для снимков NPS (в мин.)
17.726	11	3	—
21.719	17	10	10
22.731	21	15	10
23.738	25	25	20
24.737	28	20	23

Фотометрическая обработка негативов. Фотографии кометы и внефокальных изображений звезд NPS были обработаны на микрофотометре „Шнелл". Через каждое изображение кометы были проведены, параллельные друг другу и ориентированные по близлежащим от кометы звездам фона, фотометрические разрезы. Вследствие движения кометы по небесной сфере, разрезы на разных фотографиях ориентированы по-разному относительно соответствующего радиуса вектора комета—Солнце. Вдоль каждого разреза производились сплошные измерения почернения на негативе таким образом, что соседние области перекрывали друг друга. Расстояние между фотометрическими разрезами определялось в соответствии с градиентом плотности почернения негатива и было равно 0,1 *мм* в областях, близких от ядра, а затем увеличивалось до 0,2, 0,3 *мм* и т. д. к хвосту.

Во время измерений пластинок № 11, 17, 21 была использована круглая диафрагма диаметром 0,5 *мм*. Остальные две пластинки (№ 25 и 28) были измерены квадратной диафрагмой со стороной, равной 0,3 *мм*. Эти диафрагмы вырезали на негативах круг диаметром 51″.4 в первом случае и квадрат со стороной 30″.9—в другом. Следует от-

метить, что увеличение размеров диафрагмы должно привести только к сглаживанию локальных флюктуаций, в смысле потери отдельных деталей, и не может заметно сказаться на среднем ходе изменения яркости с удалением от центра ядра.

Построение изофот. После перехода от плотностей почернений к логарифмам интенсивностей были построены изофоты кометы с интервалом 0.2 в шкале логарифмов интенсивностей. Ближайшая к ядру, наиболее яркая, изофота соответствовала плотности почернения около 0.8. В некоторых случаях интенсивности в точках, расположенных между центрами областей, измеренных непосредственно, определялись интерполированием. Последняя, наиболее слабая, изофота соответствовала крайней, достаточно уверенно отличимой, изофоте в этой шкале. Поскольку во всех случаях почернение в центре ядра* попадало в область передержек, то мы не имели возможности провести непосредственное сравнение интенсивностей изофот с интенсивностью в центре ядра кометы. Карты изофот для всех негативов представлены на рис. 1—5. На этих рисунках указаны направление радиуса вектора комета—Солнце, масштаб и размер диафрагмы.

Как было указано выше, для четырех из обработанных негативов имелись стандартизационные снимки внефокальных изображений звезд NPS. Они были использованы для оценки абсолютных интенсивностей изофот в звездных величинах с квадратной секунды дуги.

Учет различий в длительности фотографирования кометы и NPS. Данные, приведенные в табл. 1, показывают, что длительность фотографирования кометы и NPS одинакова для негативов № 17 и 25 и различна для негативов № 21 и 28. Поэтому при стандартизации двух последних негативов было необходимо учесть возможное влияние этого различия в длительности фотографирования. Для оценки указанного влияния мы сочли возможным использовать приближенную формулу Шварцшильда [3]:

$$Et^p = \text{const}.$$

* За центр ядра принималась область с максимальной плотностью почернения.

И.4 ... 1960

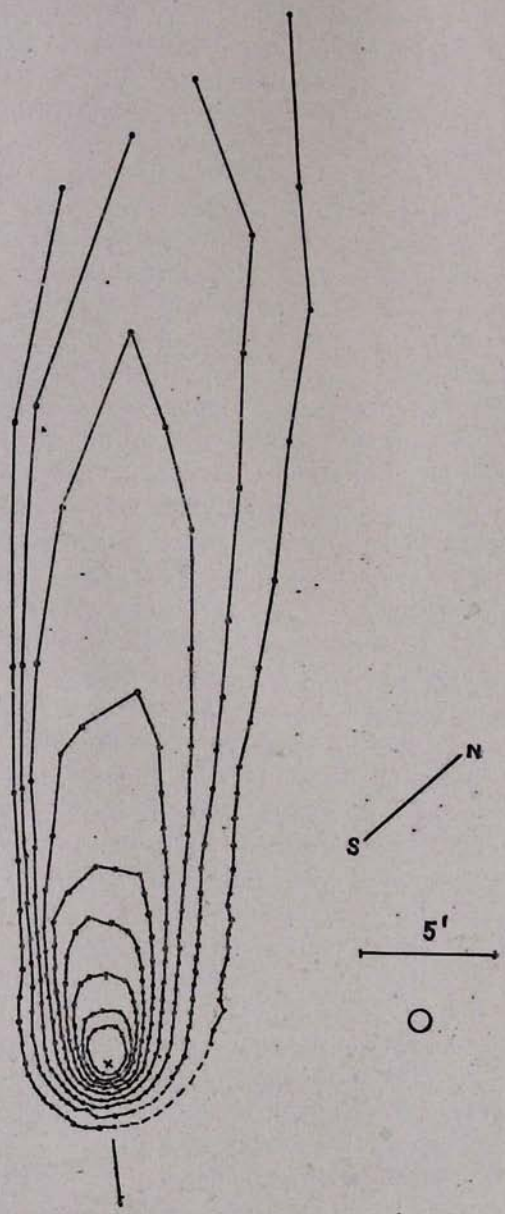


Рис. 1. 17 августа.

Так как различие в обоих случаях небольшое, это приближение следует считать удовлетворительным. Требуемая поправка оказалось равной $0^m.35$ для пластинки № 21 и $0^m.12$ для пластинки № 28, при постоянной $p = 0.8$. Эти поправки нами были учтены при оценке абсолютных яркостей изофот.

Учет атмосферного поглощения. Учет дифференциального атмосферного поглощения для пары снимков комета—NPS был произведен обычным методом, описанным в [1]. Поправка за дифференциальное поглощение для каждой пары негативов комета—NPS была принята постоянной и равной поправке для центра ядра изображения кометы. Как показали соответствующие расчеты, такое пренебрежение протяженностью кометы в каждом отдельном случае фактически приводило к некоторому уменьшению градиента яркости по высоте (или по зенитному расстоянию), т. е. к сжатию изофот по этому направлению. Поправки за дифференциальное атмосферное поглощение в рассматриваемых нами случаях оказались равными $0^m.6$ — $1^m.0$ и были учтены при вычислениях. Абсолютные яркости наиболее ярких изофот, для различных дней наблюдений, выраженные в звездных величинах с квадратной секунды дуги (с учетом поправок за атмосферное поглощение) помещены во втором столбце табл. 2.

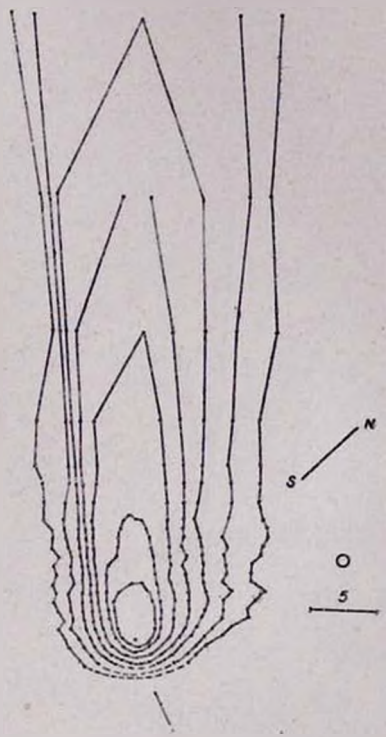


Рис. 2. 21 августа.

Следует указать, что поправки за атмосферное поглощение вычислены по средним коэффициентам прозрачности

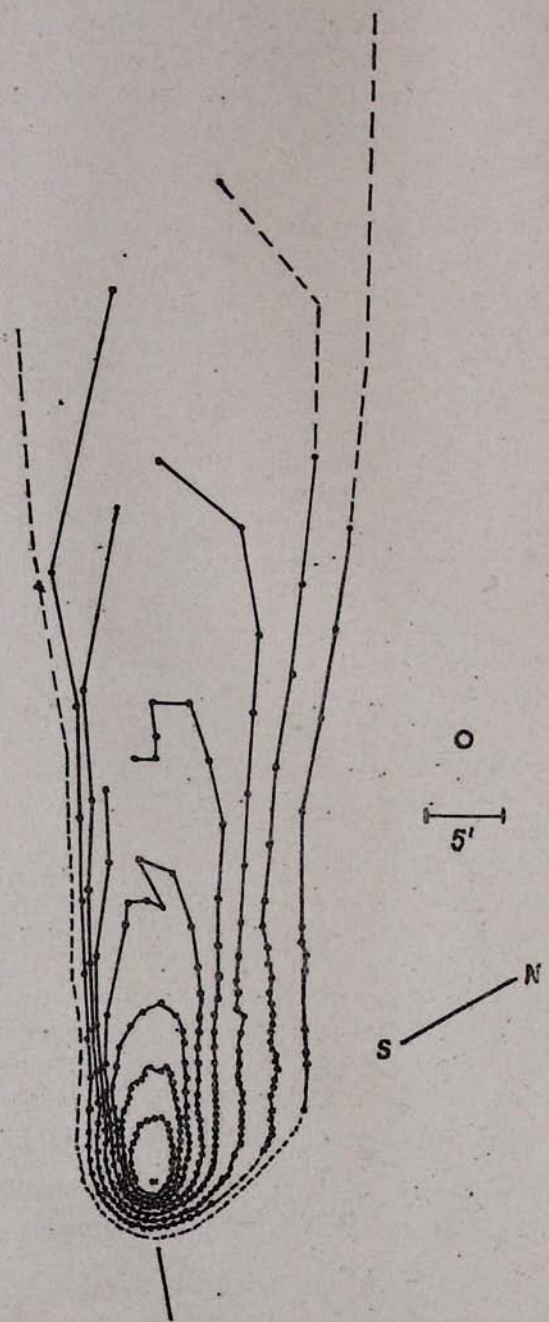


Рис. 3. 22 августа.

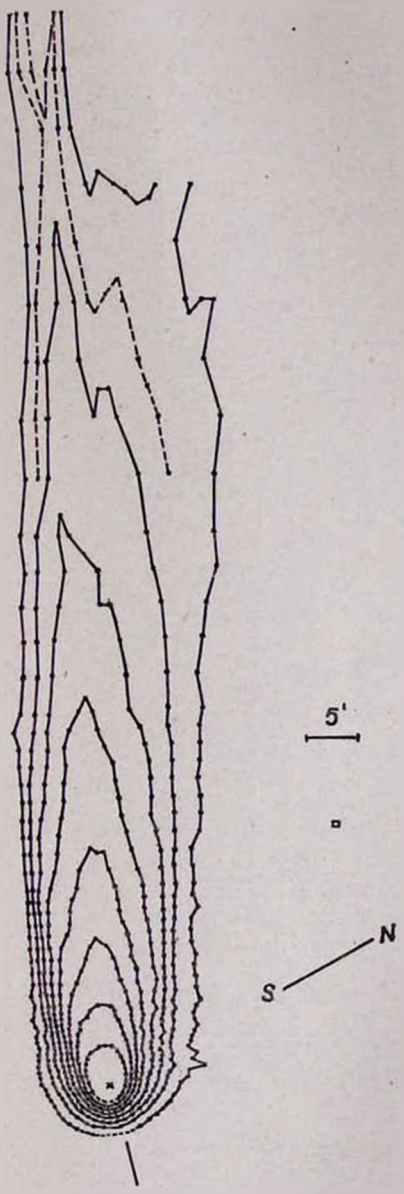


Рис. 4. 23 августа.

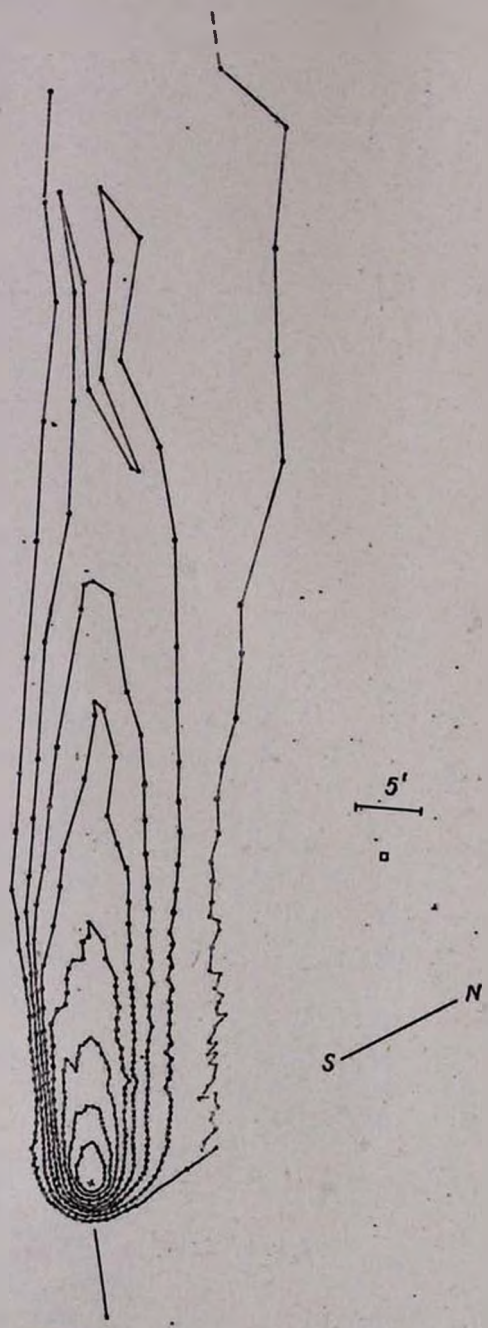


Рис. 5. 24 августа.

атмосферы в предположении об их постоянстве в период наблюдений, что является лишь первым приближением.

Градиенты поверхностной яркости. По полученным выше данным нетрудно вывести среднее падение поверхностной яркости кометы (градиента яркости) по мере удаления от центра ядра. Этот градиент определялся вдоль направлений, проходящих через ядро и составляющих между собой угол в 30°. Градиенты яркости вдоль этих направлений представлены на рисунках 6—10. На этих рисунках на оси абсцисс отложены расстояния от центра ядра в минутах дуги—r', а на оси ординат логарифмы интенсивностей—$\lg I$ (I в центре ядра принята равной единице). Числа у ломаных соответствуют позиционным углам по отношению к радиусу вектору комета—Солнце. Пунктирная ломаная относится к направлению хвоста.

Таблица 2

№ пластинки	M''	$M^*_{ядра}$
	m	m
17	17.3	15.4
21	16.9	15.4
25	16·6	15.3
28	16.2	15.0

Бросается в глаза сильная асимметрия в этих градиентах вдоль различных направлений. Это означает, что скорость падения поверхностной яркости кометы с удалением от центра ядра, как и следовало ожидать, находится в прямой зависимости от ориентации рассматриваемого направления относительно радиуса вектора комета—Солнце. Для направлений внутри довольно широкого угла, с вершиной в центре ядра кометы и содержащего Солнце, градиент яркости резкий и почти одинаковый. Для этих направлений приведены только граничные градиенты, остальные представляются ломаными, заключенными между граничными. Яркость в центре ядра кометы вычислена экстраполированием этих кривых и принята равной 1. Это, естественно, вводит некоторую неопределенность в положение нуль-пункта, однако не может изменить хода падения поверхностной яркости. В направлении хвоста во всех случаях градиент яркости с удалением от ядра становится все глаже.

Оценка интегральной яркости кометы. Интегральная яркость областей кометы, лежащих между изофотами, оценена с помощью формулы $I = S \cdot i$, где I—интегральная яркость, S—площадь области в квадратных секундах дуги*, а i—яркость с единицы площади, причем i берется как среднее

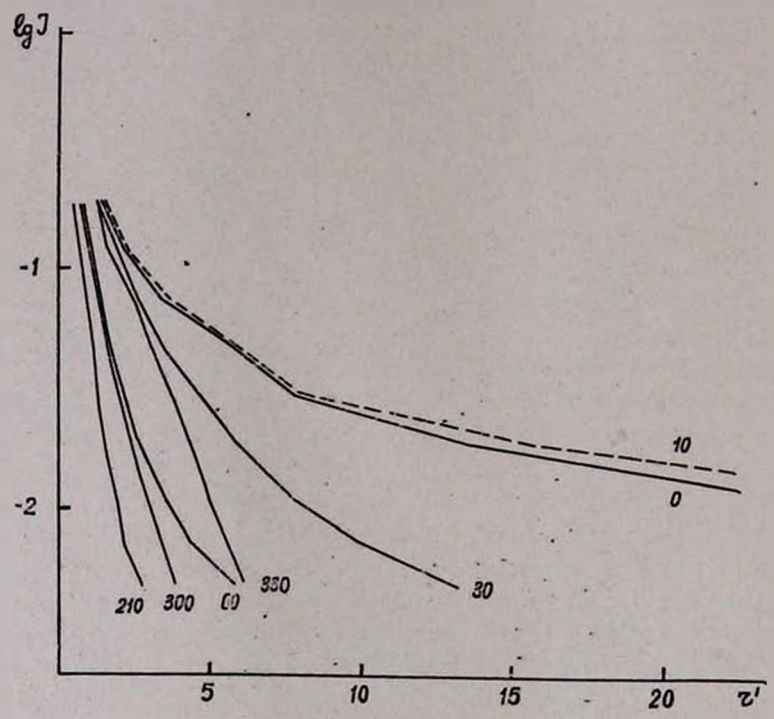


Рис. 6. 17 августа.

от яркостей, соответствующих двум граничным для данной области изофотам. Используя экстраполированное значение яркости в центре ядра (см. третий столбец табл. 2), мы определили также приближенную интегральную яркость области внутри наиболее яркой изофоты и, тем самым, имели возможность оценить общую интегральную яркость измеренной части кометы. Интегральные яркости отдельных областей, выра-

* Здесь, в отличие от графиков, учтена поправка за склонение—cosδ.

Таблица 3

№ кольца	21.8				22.8				23.8				24.8			
	$S \cdot 10^{-5}$	$\overline{M}''$	$M_к$	M_Σ	$S \cdot 10^{-5}$	$\overline{M}''$	$M_к$	M_Σ	$S \cdot 10^{-5}$	$\overline{M}''$	$M_к$	M_Σ	$S \cdot 10^{-5}$	$\overline{M}''$	$M_к$	M_Σ
0	0·34	16·0	4.6	4·6	0·33	15·9	4.6	4·6	0·20	15·9	5·2	5.2	0·20	15.4	4.7	4·7
1	0·56	17·5	5.6	4·3	0·46	17·1	5·4	4.2	0·35	16.8	5·4	4·6	0·25	16.4	5·4	4.2
2	2·30	18.0	4·6	3·7	0·76	17·6	5·4	3·9	0·75	17·3	5·1	4.1	0.44	16.9	5·3	3.9
3	3·67	18·5	4·6	3·3	1·78	18·1	5.0	3·5	1·58	17·8	4·8	3·6	0.86	17·4	5·1	3·6
4	5·62	19·0	4·6	3·0	4·07	18·6	4.6	3.2	3·08	18·3	4·6	3·2	1.58	17·9	4·9	3·3
5	(7·44)	19·5	4·8	2·8	(7·08)	19·1	4.5	2·9	4·52	18·8	4·7	3·0	2.40	18·4	5·0	3·1
6	(5·68)	20·0	5·6	2·7	(11.88)	19·6	4·4	2.7	9.73	19·3	4·4	2·7	4·10	18·9	4·9	2·9
7	—	—	—	—	(9·53)	20·1	5·2	2.6	(26·63)	19·8	3·8	2.4	(8·57)	19.4	4.6	2.7

Примечание. Цифры в скобках соответствуют площадям тех частей незамкнутых колец, которые приведены на соответствующих рисунках.

женные в звездных величинах, для каждого дня наблюдения помещены в табл. 3. В этой таблице в первом столбце помещен номер кольца (нулевой номер соответствует центральной области), в последующих столбцах приведены соответственно: площадь (в квадратных секундах дуги)—S, среднее от яркостей двух граничных изофот—$\overline{M''}$ и интегральная звездная величина кольца—$M_к$. В последнем столб-

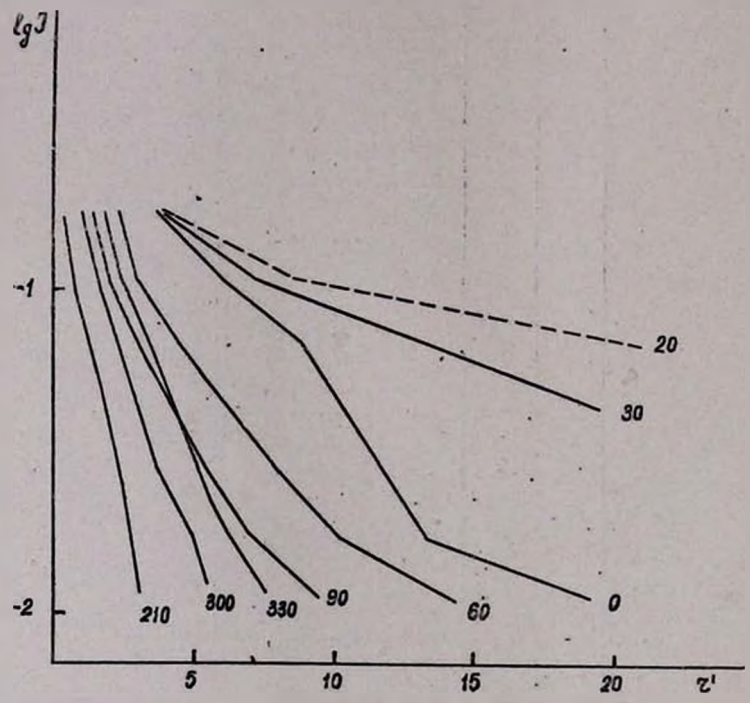


Рис. 7. 21 августа.

це дается интегральная звездная величина кометы внутри данной изофоты—$M_в$. Очевидно, что яркость внутри самой внешней изофоты близка к интегральной яркости всей кометы. Соответствующие расчеты показали, что отклонения от вычисленных значений интегральной яркости кометы, не превышают $0^m.15$, если допустить, что яркость в центре кометы была оценена с ошибкой в два раза.

Изменение изофот во времени. Даже беглое рассмо-

трение карт изофот кометы для различных дней наблюдений приводит к выводу, что распределение поверхностной яркости кометы довольно быстро меняется во времени. Особенно сильные изменения претерпевает хвост кометы. Для наглядности в конце статьи на рис. 11—20 приведены фотографии кометы, полученные в период с 17 по 26 августа 1957 г. Из них только половина лежит в основе настоящей работы.

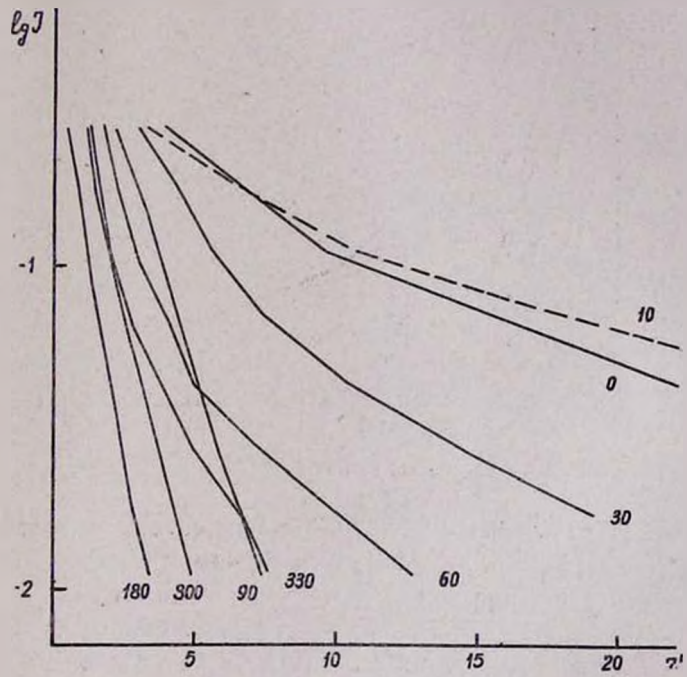


Рис. 8. 22 августа.

Остальные снимки были получены при неблагоприятных для фотометрии атмосферных условиях и не пригодны для фотометрической обработки. Тем не менее, они представляют определенный интерес, так как по ним можно проследить за изменениями формы кометы, иногда весьма значительными. Так, например, хорошо заметен сильный выброс на фотографии от 19 августа (рис. 12). Эта весьма мощная струя совершенно отсутствует на фотографиях последующих дней.

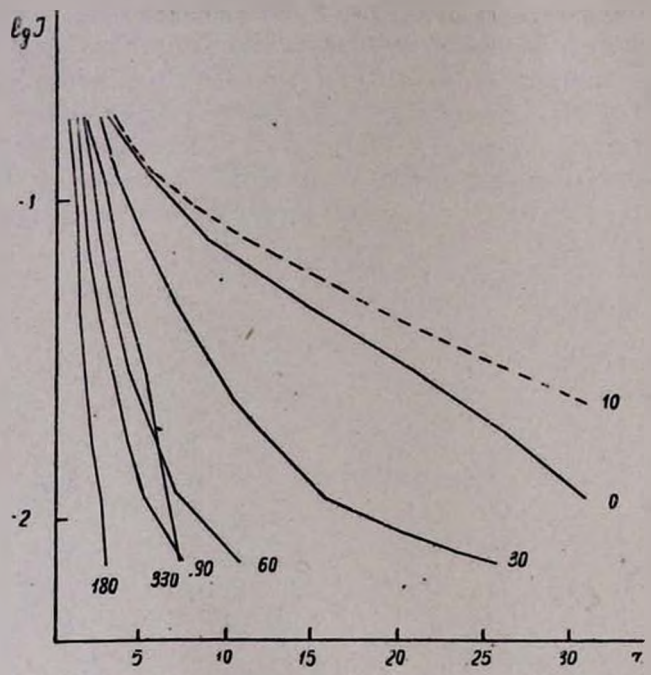


Рис. 9. 23 августа.

Следует отметить некоторую асимметрию в голове кометы в направлении, перпендикулярном к хвосту. Голова более протяженна в северо-восточном направлении.

Таблица 4

Дата	NE	SW
21.8	4.8	4.1
22.8	6.1	3.8
23.8	5.3	3.6
24.8	7.0	6.5

В табл. 4 приведены расстояния в минутах дуги к северо-востоку (NE) и к юго-западу (SW) от центра ядра кометы до изофоты, имеющей поверхностную яркость $19^m.7$ с квадратной секунды дуги для различных дней наблюдений.

Во всех случаях протяженность кометы к северо-востоку больше, чем к юго-западу, однако разность между ними подвергается изменениям.

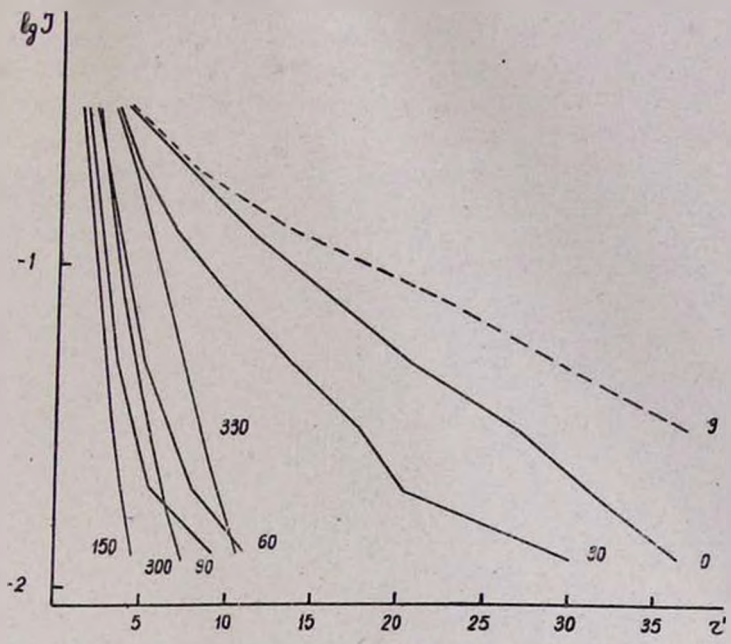


Рис. 10. 27 августа.

Լ. Վ. ՄԻՐԶՈՅԱՆ ԵՎ Է. Ն. ԽԱՉԻԿՅԱՆ

ՄՐԿՈՍԻ (1957 d) ԳԻՍԱՎՈՐԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆ. II

ԳԻՍԱՎՈՐԻ ԼՈՒՍԱՐՁԱԿՄԱՆ ԼՈՒՍԱՁԱՓՈՒԹՅՈՒՆ

Ամփոփում

1957 թ. օգոստոսին կատարված լուսանկարչական դիտումներ-ի (աղյուսակ 1) հիման վրա կատարված է Մրկոսի գիսավորի պատկերում պայծառության բաշխման և նրա փոփոխությունների ուսումնասիրություն: Ստացված արդյունքները ներկայացված են իզոֆոտների քարտեզների (գծ. գծ. 1—5) և միջուկի նկատմամբ պայծառության գրադիենտների գրաֆիկների (գծ. գծ. 6—10) ձևով: Գիսավորի իզոֆոտների և միջուկի կենտրոնի պայծառություններն օգտագործված են իզոֆոտների միջև ընկած օղակներում և կեն-

տրոնական տիրույթում գիսավորի ինտեգրալ պայծառության գնահատման համար։ Գնահատված է նաև գիսավորի ինտեգրալ պայծառությունը նրա դիտված պատկերում։ Հիշյալ արդյունքները բերված են Ա 3 աղյուսակում։ Աշխատանքում հրապարակված գիսավորի մի շարք լուսանկարները՝ նրա լուսաչափության տվյալների հետ միասին վկայում են գիսավորի ձևի և պայծառության բաշխման զգալի փոփոխությունների մասին։ Սակայն չնայած այդ փոփոխություններին գիսավորի ինտեգրալ պայծառությունը որոշակի պայծառություն ունեցող իզոֆոտի ներսում չի կրել զգալի փոփոխություններ (աղյուսակ 3)։ Գիսավորի գլխամասում դիտվում է որոշակի ասիմետրիա գեսին ուղղահայաց ուղղությամբ՝ այն ավելի ձգված է հյուսիս-արևելյան ուղղությամբ։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Л. В. Мирзоян, Э. Е. Хачикян*, Сообщения Бюраканской обсерватории, вып. 26, 35, 1959.
2. *Л. В. Мирзоян, Э. Е. Хачикян*, Астрономический циркуляр, № 186, 3, 1957.
3. *В. А. Альбицкий* и др., Курс астрофизики и звездной астрономии, стр. 141, М.—Л., 1951.

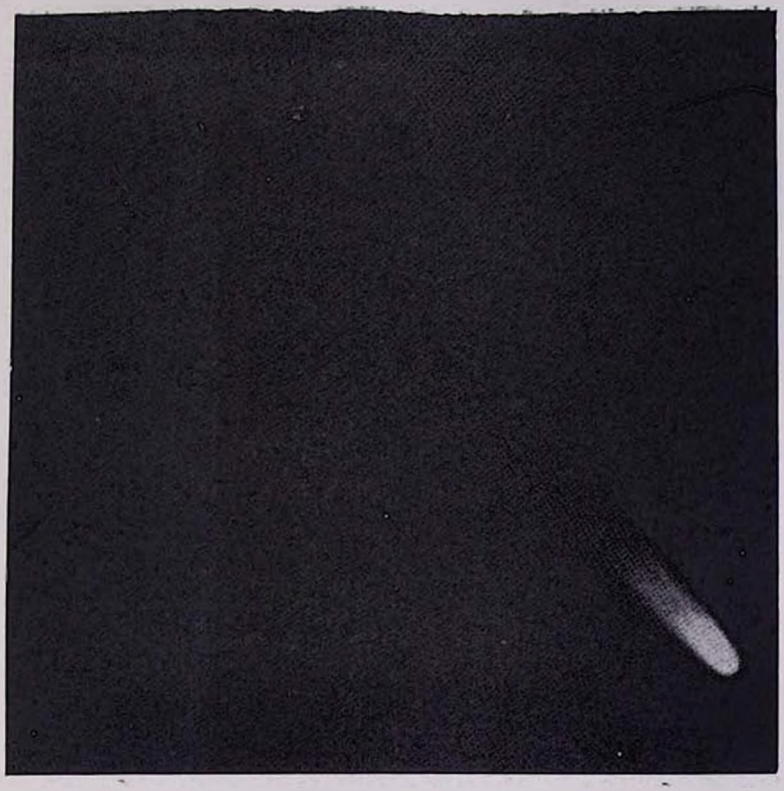


Рис. 11. 17 августа, $17^h 25^m$.

Рис. 12. 19 августа, $17^h\ 49^m$.

Рис. 13. 20 августа, $17^h 30^m$.

Рис. 14. 21 августа, $17^h\ 15^m$.

Рис. 15. 22 августа, $17^h 33^m$.

Рис. 16. 23 августа, $17^h\ 43^m$.

Рис. 17. 23 августа, $18^h 09^m$.

Рис. 18. 24 августа, $17^h 42^m$.

Рис. 19. 24 августа, $18^h\ 07^m$.

Рис. 20. 26 августа, $18^h\ 10^m$.

Э. Г. Мирзабекян

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ С ВЫСОКОЙ ТОЧНОСТЬЮ КООРДИНАТ КОСМИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

Описанный в [1] эффект диаграммной модуляции позволяет значительно повысить угловую разрешающую силу поляризационного радиометра. При использовании в поляризационном радиометре симметричного кольцевого волноводного облучателя [2] диаграмма направленности антенны в Е-плоскости оказывается несколько шире диаграммы в Н-плоскости. Величина сигнала диаграммной модуляции зависит от разницы в ширине диаграмм направленности в Е- и Н-плоскостях. Изменив размеры кольцевой щели облучателя так, чтобы диаграммы направленности антенны значительно отличались в Е- и Н-плоскостях, можно усилить эффект диаграммной модуляции и тем самым увеличить чувствительность поляризационного радиометра к отклонению наблюдаемого источника радиоизлучения от электрической оси антенны. При этом можно предложить новый метод точного определения координат исследуемого космического источника радиоизлучения.

Предположим, нам известны определенные обычными методами координаты какого-либо исследуемого источника космического радиоизлучения. Зададимся целью определить координаты этого источника при помощи поляризационного радиометра с точностью, значительно превосходящей точность определения координат обычными методами.

В [1] отмечалось, что фаза диаграммной модуляции определяется направлением отклонения наблюдаемого источника радиоизлучения от электрической оси антенны. Выберем

положение фазовращателя-статора мотора-модулятора так, чтобы разность между фазой опорного напряжения и фазой диаграммной модуляции для отклонения источника от электрической оси антенны в горизонтальном направлении была бы равна 0°. Далее, будем перемещать направление электрической оси антенны по вертикали 1—1, отстоящей на α угловых минут от вертикали 2—2, проходящей через наблюдаемый источник S (рис. 1). На рис. 1 и 2 схематически показаны различные положения электрической оси антенны относительно наблюдаемого источника радиоизлучения. На этих рисунках 0_1, 0_2, 0_3— суть точки пересечения электрической оси антенны с небесной сферой при трех различных последовательных положениях антенны.

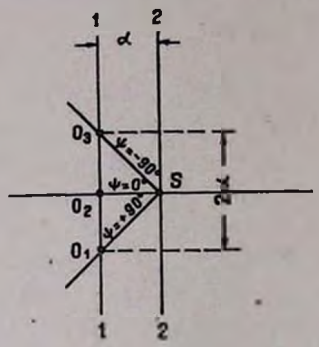


Рис. 1.

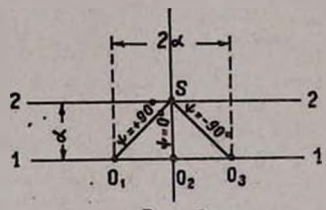


Рис. 2.

Пусть перемещение электрической оси антенны производится так, что она пересекает небесную сферу по прямой $0_1 0_3$ рис. 1. При этом, по мере движения оси антенны, вследствие изменения направления отклонения наблюдаемого источника, будет изменяться фаза диаграммной модуляции, что, в свою очередь, приведет к изменению разности фаз $\psi = (\varphi - \Phi)$, где φ есть фаза опорного напряжения, а Φ — фаза диаграммной модуляции. Так, например, если электрическая ось антенны направлена в точку 0_1, 0_2 или 0_3, будем иметь соответственно: $\psi = +90°$, $\psi = 0°$ и $\psi = -90°$. Таким образом, достаточно переместить направление электрической оси антенны от 0_1 до 0_3, т. е. на угловое расстояние, равное 2α, чтобы разность фаз изменилась на 180°. Пусть на выходе радиометра, после узкополосного RC-усилителя,

настроенного на частоту диаграммной модуляции, имеется низкочастотный фазометр, позволяющий измерять разность между фазой диаграммной модуляции и фазой синхронного опорного напряжения. Не представляет особого труда измерение, при помощи такого фазометра, разности фаз с точностью до 2°. Если изменению положения электрической оси антенны на угол 2α соответствует изменение разности фаз на 180° и мы в состоянии зафиксировать изменение этой разности фаз, равное 2°, то тем самым мы в состоянии будем определить положение точки 0_2, когда разность фаз $\psi = 0$, с точностью

$$\Delta' = 2\alpha \cdot \frac{2}{180} = \frac{\alpha}{45} \approx 0{,}02\ \alpha. \qquad (1)$$

Точка же 0_2 соответствует такому положению электрической оси антенны, когда она направлена в точку неба, зенитное расстояние которой равно зенитному расстоянию наблюдаемого источника.

Иными словами, мы в состоянии будем определить зенитное расстояние источника с точностью, равной 0,02 α.

Аналогичным образом определяется и вторая координата источника (рис. 2). В этом случае перемещение электрической оси антенны производится в горизонтальном направлении 1 — 1 последовательным прохождением точек небосвода 0_1, 0_2 и 0_3. Точность определения этой координаты источника та же, что и первой координаты.

В обоих случаях α — то минимальное угловое смещение источника радиоизлучения от электрической оси антенны, при котором настолько уверенно наблюдается эффект диаграммной модуляции, что возможно определение ее фазы с точностью до 2°. Это минимальное смещение, конечно, зависит от степени различия диаграммы направленности антенны в Е- и Н- плоскостях. При использовании симметричного кольцевого облучателя угловое расстояние α лежит в пределах

$$0{,}1\ \theta < \alpha < 0{,}5\ \theta, \qquad (2)$$

где θ — ширина диаграммы направленности антенны по половинной мощности. При этом, чем интенсивнее наблюдаемый

источник радиоизлучения, тем меньше угол α, т. е. тем ближе он к левому пределу.

Таким образом, если связать точность определения координат наблюдаемого космического источника радиоизлучения (Δ) с шириной диаграммы направленности используемой антенны (θ), то эта точность, учитывая (1) и (2), лежит примерно в следующих пределах:

$$0{,}002\ \theta < \Delta < 0{,}01\ \theta. \qquad (3)$$

Как известно, при использовании одиночной параболической антенны для определения координат источников космического радиоизлучения обычными методами удается определить эти координаты с точностью порядка 0,1 θ. Предложенный нами метод позволяет определить эти координаты при помощи поляризационного радиометра с точностью, превосходящей, по крайней мере, на один порядок точность определения координат обычным методом антенной таких же размеров.

Է. Հ. ՄԻՐԶԱԲԵԿՅԱՆ

ՌԱԴԻՈՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԿՈՍՄԻԿԱԿԱՆ ԱՂԲՅՈՒՐՆԵՐԻ ԿՈՈՐԴԻՆԱՏՆԵՐԻ ՄԵԾ ՃՇՏՈՒԹՅԱՄԲ ՈՐՈՇՄԱՆ ՄԵԹՈԴ

Ամփոփում

Նկարագրվում է մեկ առանձին պարաբոլիկ անտենայի օգնությամբ ռադիոճառագայթման կոսմիկական աղբյուրների կոորդինատների որոշման մի նոր մեթոդ, որը հիմնված է հեղինակի կողմից նախկինում քննարկված դիագրամային մոդուլացիայի երևույթի օգտագործման վրա։ Ինչպես ցույց են տալիս հոդվածում բերված հաշվումները, նոր մեթոդը հնարավորություն է տալիս միևնույն չափերի անտենայի դեպքում ռադիոճառագայթման կոսմիկական աղբյուրների կոորդինատները որոշել զգալիորեն ավելի մեծ ճշտությամբ, քան այն, որ տալիս է սովորական մեթոդը։ Այսպես, օրինակ, նոր մեթոդով կոորդինատների որոշման ճշտությունը առնվազն տասանգամ, իսկ առանձին դեպքերում հիսուն անգամ գերազանցում է սովորական մեթոդով կոորդինատների որոշման ճշտությանը։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Э. Г. Мирзабекян*, Сообщ. Бюраканской обсерв., вып. XXIII, 1957.
2. *Э. Г. Мирзабекян*, Сообщ. Бюраканской обсерв., вып. XX, 1956.

В. А. Санамян и Г. С. Минасян

БОЛЬШОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ РАДИОТЕЛЕСКОП БЮРАКАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Севернее Бюракана, на плато Сараванд, где расположена новая радиоастрономическая база Бюраканской астрофизической обсерватории, завершено сооружение четырех антенн нового большого интерференционного радиотелескопа.

Этот радиотелескоп предназначен для точного измерения интенсивности радиоизлучения большого количества слабых дискретных источников радиоизлучения, а также для определения их распределения по небу. Он должен работать в метровом диапазоне длин волн, начиная с одного метра и выше, до длин волн, для которых ионосфера земли еще прозрачна. Первая серия наблюдений будет произведена на длине волны около 3 метров.

Каждое из зеркал этого радиотелескопа имеет форму параболического цилиндра. Их отражающая поверхность образуется из ряда параллельно установленных секций, выполненных в виде плоских ферм, имеющих форму параболы.

Каждая секция смонтирована на металлической стойке и вращается вокруг своей горизонтальной оси. Стойки представляют из себя пространственные фермы, отдельно закрепленные на бетонных фундаментах, через каждые 9 метров. Отражающая поверхность рефлектора образована параллельно натянутыми тонкими стальными омедненными проволоками, идущими вдоль оси восток—запад через равные расстояния по внутренней параболической части секции. Для получения равномерного натяжения рабочей поверхности рефлектора каждая проволока с двух концов крепится к концевой пространственной параболической секции посред-

ством спиральных пружин. Отклонение отражающей поверхности рефлектора от параболического цилиндра, без учета температурных деформаций от одностороннего нагрева, составляет не более ± 5 *см*. Такая точность позволяет в будущем, после небольших изменений, использовать радиотелескоп для более коротких волн, вплоть до длин волн 50—60 *см*.

Вдоль фокальной линии параболического цилиндра размещается система облучения, состоящая из ряда синфазных полуволновых вибраторов и из контр-рефлектора. Они закреплены на трубчатых стойках, расчлененных двумя проволочными расчалками. Внешний вид одной из антенн радиотелескопа приведен на рис. 1.

Фокальные линии всех антенн радиоинтерферометра (оси параболических цилиндров) направлены по оси восток-запад, а антенны сами расположены в двух взаимно-перпендикулярных направлениях: восток—запад и север—юг (рис. 2). Таким образом, эти антенны образуют как бы разнесенный крест. Такое расположение антенн дает возможность в известной степени использовать одновременно преимущества радиоинтерферометра и крестообразной антенны, т. е. не очень большими антеннами обеспечить высокую разрешающую силу радиотелескопа по прямому восхождению и по склонению.

Общая площадь антенн радиотелескопа будет составлять около 8000 *кв. м*. В настоящее время закончена первая очередь строительства радиотелескопа, состоящая из четырех зеркал, расположенных по форме разнесенной буквы Т и имеющих общую площадь около 4400 *кв. м*. Расположение и схема соединения этих антенн приведены на рис. 3.

Все антенны сбалансированы и свободно вращаются от руки вокруг горизонтальной оси на 160° от южного горизонта к северу, при этом имеется возможность их фиксировать через каждые 2,5°.

Силами двух человек одну антенну можно повернуть на любой угол и зафиксировать в течение 5—10 минут.

Более точная наводка осуществляется путем электрического управления интерференционной диаграммой антенн,

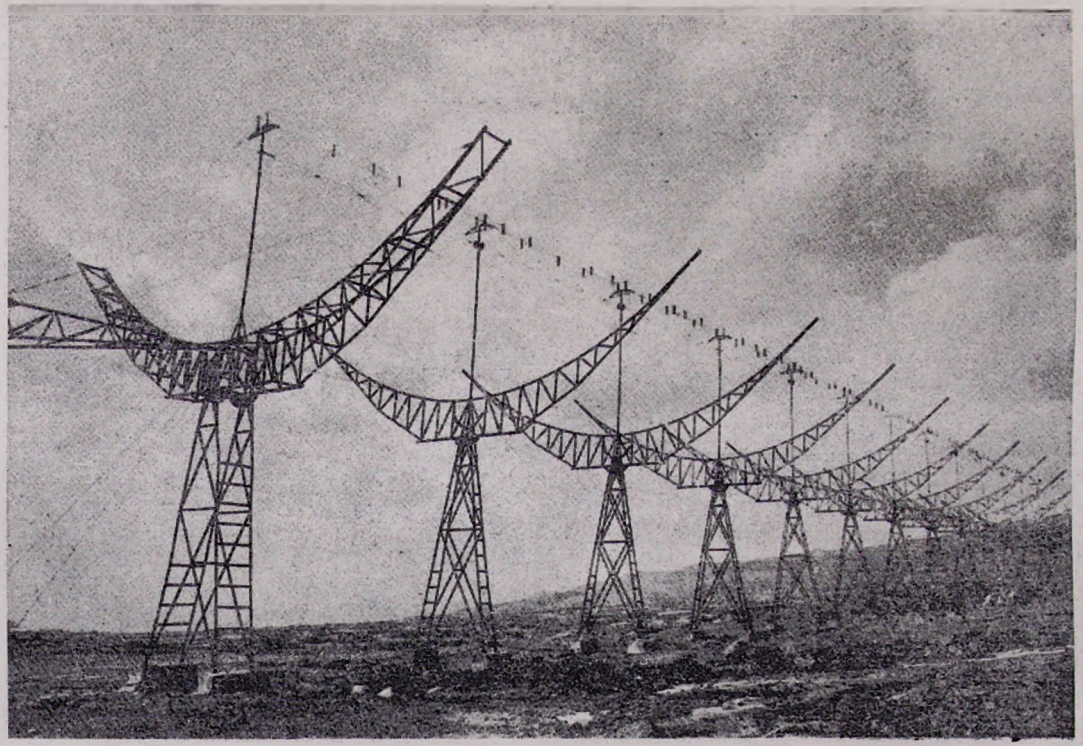


Рис. 1. Одна из антенн радиотелескопа.

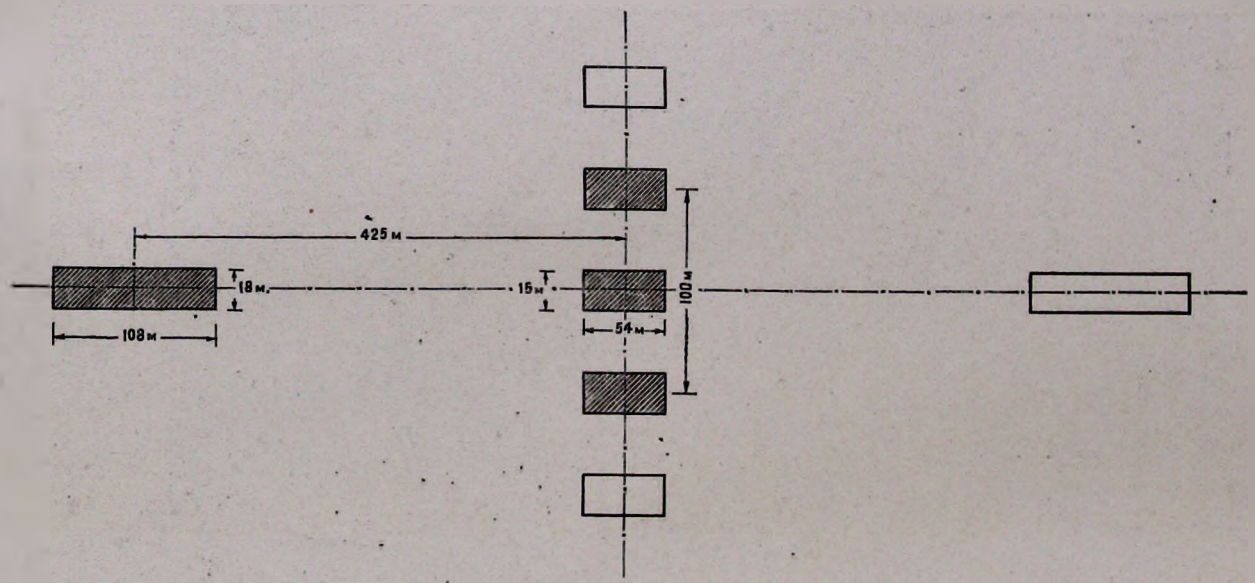


Рис. 2. Схема расположения антенн радиотелескопа (заштрихованными прямоугольниками изображены уже сооруженные антенны).

т. е. путем электрического перемещения направления лепестков интерференционной диаграммы по склонению.

Переход от одной длины волны к другой будет осуществляться путем смены системы облучения. Кроме того

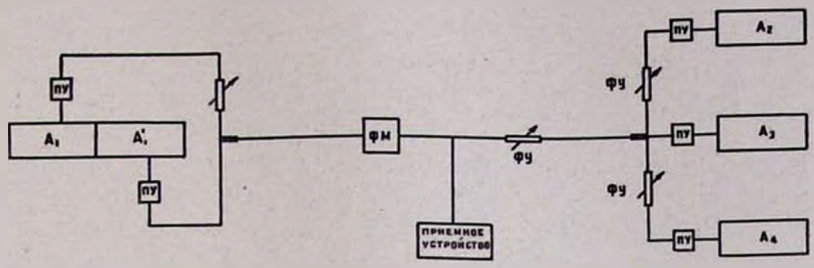


Рис. 3. Схема соединения антенн и основных узлов радиотелескопа. А—антенна, ПУ—предварительный усилитель, ФУ—фазирующее устройство.

специальным соединением вибраторов и настройки фидерных устройств предполагается получить широкополосную частотную характеристику антенн, что даст возможность без смены облучателей и фидеров производить прием в сравнительно широком интервале спектра. Предварительные подсчеты показывают, что при тщательной настройке антенн можно добиться полутора-, двухкратного перекрытия диапазона по отношению к основной волне.

При проектировании больших интерференционных радиотелескопов особо важное место занимает вопрос подавления влияния боковых лепестков диаграммы направленности антенны. В рассматриваемом радиоинтерферометре, в его плечах использованы антенны разных размеров, что значительно уменьшает влияние боковых лепестков. Максимумы боковых лепестков одной антенны совпадают с минимумами лепестков другой антенны, вследствие чего при работе методом фазового переключения, при котором происходит умножение диаграмм направленностей антенн обоих плеч, влияние этих лепестков резко уменьшается.

Кроме этого, предусматривается возможность, путем использования различных частей антенн и различных баз, пе-

ремещать места боковых лепестков, что даст возможность путем сравнения полученных при этом записей судить о реальности фиксированного на ленте источника радиоизлучения.

Приемная аппаратура радиотелескопа обычная. Она состоит из чувствительного фазопереключающего приемника и автоматически записывающего устройства.

Несколько слов относительно применения радиотелескопа. Он, как указывалось выше, предназначен для точного определения координат слабых источников радиоизлучения и для измерения интенсивностей их излучения в метровом диапазоне длин волн. Большие размеры антенн в направлении восток—запад и крестообразное распределение отдельных антенн радиотелескопа вместе с возможностью плавного электрического перемещения главного лепестка по склонению обеспечат высокую разрешающую силу по обоим координатам. Ошибка определения координат не должна превышать 2—3 угловых минуты по обоим координатам.

Описанный радиотелескоп, безусловно, можно успешно применять также для исследования общего радиоизлучения Галактики, радиоизлучения Солнца и планет, а также для решения разнообразных задач в области радиоастрономии и распространения радиоволн.

В настоящее время производятся работы по настройке и согласованию отдельных узлов радиоинтерферометра.

Одновременно производятся пробные наблюдения интенсивных дискретных источников радиоизлучения для экспериментальной проверки частотной характеристики и направленности отдельных антенн и радиоинтерферометра в целом.

Проектирование и постройка радиотелескопа целиком выполнены в Бюракане силами сотрудников Лаборатории радиоастрономии и Лаборатории приборостроения. Авторы выражают благодарность всем сотрудникам этих лабораторий, которые в той или иной мере приняли участие в создании этого радиотелескопа.

Վ. Ա. ՍԱՆԱՄՅԱՆ և Գ. Ս. ՄԻՆԱՍՅԱՆ

ԲՅՈՒՐԱԿԱՆԻ ԱՍՏՂԱԴԻՏԱՐԱՆԻ ՄԵԾ ԻՆՏԵՐՖԵՐԵՆՑԻՈՆ ՌԱԴԻՈԴԻՏԱԿԸ

Ամփոփում

Նախնական հաղորդում է արվում Բյուրականի աստղադիտարանի մեծ ռադիոդիտակի մասին, որը կառուցված է ռադիոճառագայթման թույլ աղբյուրների ինտենսիվությունների և նրանց կոորդինատների որոշման համար։ Տեղակայված են առաջին հերթի 4 անտենան, որոնց ընդհանուր բացվածքը կազմում է մոտ 4400 ք. մ։ Նրանց չափերը, դասավորությունը և միացումների սխեման բերված են համապատասխան նկարներում։

Ռադիոդիտակը պետք է աշխատի մետրանոց ալիքներում։ Առաջին սերիալի դիտումները նախատեսված են կատարել մոտ 3 մ երկարության ալիքներում։

К. А. Григорян

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ μ ЦЕФЕЯ

В течение 1954—1957 гг. было сделано 48 поляризационных наблюдений μ Цефея с помощью фотоэлектрического фотометра Бюраканской обсерватории [1]. Эти наблюдения показали значительные изменения степени поляризации δ и угла преимущественных колебаний ϑ. Согласно результатам этих наблюдений между величинами δ и ϑ существует некоторая корреляция. Результаты наблюдений 1954 и 1957 гг. приведены в статье [2].

Летом 1958 г. было получено еще 202 поляризационных наблюдения звезды μ Цефея и 99 наблюдений стандартных звезд новым фотоэлектрическим фотометром Бюраканской обсерватории [3]. Результаты наблюдений μ Цефея в течение этого сезона приведены в табл. 1. Наблюдения стандартных звезд приведены в табл 2 и 3.

Средние отклонения одного наблюдения δ и ϑ от этих средних значений для стандартных звезд соответственно меньше, чем 0,2% и 4°.

Изменения степени поляризации и угла преимущественных колебаний рассматриваемой звезды вновь подтверждаются. Между параметрами μ Цефея наблюдается такая же корреляция, как и в случае наблюдений 1954—1957 гг. На рис. 1 приведены результаты наблюдений μ Цефея, выполненных летом 1958 г.

Зависимость между значениями δ и ϑ в пределах от 40 до 120° почти линейная, если не считать ряда случаев сильного отклонения от линейности при угле $\vartheta=80°$. Природа указанного отклонения неясна и подлежит дальнейшему исследованию. Стандартными звездами служили HD 209339 и HD 204827. Результаты наблюдений этих звезд

Таблица 1

μ Цефея

Юлианские дни	δ %	δ°	Юлианские дни	δ %	δ°
1	2	3	1	2	3
2436 368.357	2.0	58	378.417	2.4	68
368.360	1.8	58	379.368	3.1	75
368.363	2.0	49	379.375	2.7	74
368.366	1.9	63	379,379	1.9	62
368.369	2.4	61	379.383	1.3	81
368.372	2.1	44	379.390	1.7	71
368.384	2.5	58	379.397	1.8	62
368.387	2.5	75	379.431	2.0	78
368.390	2.1	63	379.434	1.6	74
368 393	2.2	66	379.437	1.6	83
368.396	2.6	51	379.440	2.0	76
368.410	2.7	78	379.443	1.8	90
368.414	2.9	78	379.446	1.3	83
368 419	2.6	61	379.449	1.8	72
368.423	3.0	77	379.452	1.6	79
368.427	2.2	69	379.455	1.6	80
368.431	2.5	66	379.458	2.0	84
368.434	2.5	80	379.461	2.1	88
370.291	2.8	69	379.464	1.8	81
370.295	2.5	77	379,466	2.0	95
370.299	3.0	78	379.469	1.6	91
370.303	2.3	74	379.483	1.6	84
370 307	2.1	73	379.487	1.3	79
370.313	1.9	73	379.491	1.6	88
372.362	2.0	71	379.497	2.2	81
372.366	2.2	76	380.428	2.4	64
372.370	2.7	77	380.431	2.4	58
372.374	2.4	71	380.434	2.4	65
373.319	2.5	77	380.437	3 0	56
373.322	1.8	81	380.440	3.0	76
373.325	2.0	88	380 443	2.7	64
373.328	1,6	88	380.446	2.5	62
373.331	3.7	80	380.449	1.9	61
373.337	3.3	78	380.452	2.8	60
377.305	1.9	88	380.458	1.8	56
377.433	4.0	79	380.467	2.1	58
377.436	3.2	83	380.473	1.5	85
377.439	2.3	87	380.479	1.9	89
377.442	2.3	93	380.482	1.5	87
377.447	3.0	89	380.486	1.6	86
377.451	2.9	95	380.490	1.5	94
377 455	3.7	85	380.494	1.6	85
377.472	4 0	85	399.333	2.0	85
377.476	2.8	75	399.336	3.0	80
378.385	2.6	72	399.339	2.5	77
378.387	2.2	69	399.342	2.8	73
378.389	0.0	—	399.345	2.3	63
378.391	2.1	57	399.348	2.5	69
378,393	1.6	69	399.351	2.6	55
378.397	2.5	62	399.354	2.1	72

Продолжение таблицы 1

1	2	3
399.357	2.6	91
399.360	2.3	95
399.366	1.8	105
399.391	1.7	87
399.394	1.6	87
399.397	0.9	99
399.400	1.6	98
399.403	2.1	97
399.406	1.8	105
399.409	1.6	98
399.412	1.6	95
399.415	1.6	105
399.419	1.5	107
399.423	1.3	98
400.333	1.4	99
400.336	1.7	106
400.339	1.2	122
400.342	1.4	115
400.345	1.4	102
400.348	1.5	95
400.351	1.3	110
400.354	1.7	118
400.357	1.7	93
400.360	1.4	106
400.363	1.3	112
400.366	1.6	118
400.451	1.8	118
400.454	1.6	119
400.457	1.6	119
400.460	1.4	117
400.466	1.1	116
401.496	1.2	92
401.500	1.5	91
401.503	1.2	96
401.506	1.1	84
401.509	1.3	86
401.512	1.4	80
404.292	2.0	73
404.295	2.2	69
404.298	2.0	69
409.388	2.3	72
409.391	1.8	76
409.394	2.6	76
409.397	1.9	72
409.400	1.6	79
409.403	1.9	79
409.406	1.8	79
409.409	1.8	73
409.412	1.8	79
409.415	1.9	76
409.465	1.9	72
409.469	1.9	72
410.417	2.0	69
410.421	1.8	79
410.425	1.7	79
410.429	1.9	76
410.435	1.5	79
410.445	1.6	79
410.476	2.1	72
410.480	1.9	72
410.484	1.9	76
410.488	1.9	79
421.264	1.6	72
421.268	1.6	83
421.272	1.8	72
421.276	1.8	80
421.280	1.8	72
462.283	1.3	81
462.286	1.3	69
462.289	1.3	87
462.292	2.4	65
462.296	1.9	63
462.337	1.3	70
462.341	1.3	70
462.345	1.3	70
462.349	1.3	72
462.353	1.5	74
462.403	1.7	71
462.407	1.5	71
462.411	1.5	70
462.415	1.3	78
462.419	1.8	69
463.293	1.8	85
463.296	1.6	85
463.299	3.4	82
463.302	3.1	81
463.305	3.8	83
463.308	2.1	80
463.311	1.3	83
463.314	2.2	75
463.317	1.8	72
463.320	1.8	74
463.323	2.0	74
463.326	1.5	83
463.333	1.8	74
463.354	2.0	74
463.358	2.0	72
463.362	1.7	77
463.366	1.5	83
463.370	1.5	81
463.374	2.9	72

Таблица 2

HD 209339

Юлианские дни	δ %	ϑ°	Юлианские дни	δ %	ϑ°
2436 368.349	2.6	65	379.478	2.2	66
368.352	2.5	65	380.409	2.1	65
368,376	2.3	63	380.413	2.6	65
368.379	2.4	65	380.462	2.7	72
368.400	2.3	63	380.465	2.7	68
368.407	2.1	65	380.500	2.1	68
368.423	2.6	63	380.503	2.3	65
370.271	2.6	63	399.333	2.4	66
370.336	3.0	63	399.336	2.2	66
370.339	2.9	63	401.486	2.5	75
372.347	3.0	67	401.490	2.1	71
372.351	2.9	67	401.514	2.5	56
372.354	2.6	67	404.281	2.1	62
372.357	2.5	69	404.285	2.3	66
373.298	2.6	63	404.302	2.4	71
373.301	2.9	65	409.371	2.0	65
373.425	2.5	67	409.374	2.1	69
373.428	2.6	69	409.378	2.2	65
373.458	2.7	67	409.381	2.0	65
373.462	2.6	68	409.419	2.0	65
373.465	2.6	69	409.422	2.0	65
373.468	2 6	75	410.403	1.9	—
377.375	2.6	62	410.407	2.0	68
377.403	2.5	70	410.410	2.0	69
377.407	2.7	66	462.270	2.3	63
378.351	2.0	68	462.273	2.1	63
378.354	2.0	66	462.319	2.1	68
378.357	2.4	65	462.323	2.2	67
378.361	2.4	68	462.382	1.9	71
379.420	2.3	65	462.385	2.1	69
379.423	2.3	67	462,391	2.1	65
379.426	2.4	67	462.394	2.1	67
379.428	2.2	67	463.270	2.2	67
379.471	2.2	68	463 273	2.1	67
379.474	2.8	66	463.336	2.3	67
			463.340	2.3	65

Таблица 3

HD 204827

Юлианские дни	δ%	θ°	Юлианские дни	δ%	θ°
2436 409.382	6.0	58	462.277	5.2	55
409.385	5.6	58	462.280	5.2	55
409.419	5.4	58	462.326	5.7	55
409.422	6.0	58	462.329	6.0	55
409.457	6.2	55	462.393	5.7	55
409.460	6.0	55	462.396	5.7	55
410.410	6.0	58	462.422	5.8	59
410.413	6.0	58	462.425	5.8	58
410.419	5.6	58	463 283	5.7	57
410.465	5.6	58	463.286	5.5	55
421.250	5.3	62	463.343	5.6	55
421.253	5.3	62	463.347	5.7	55
421.291	5.8	58	463.389	5.6	55
421.294	5.7	58	463.393	5.8	51

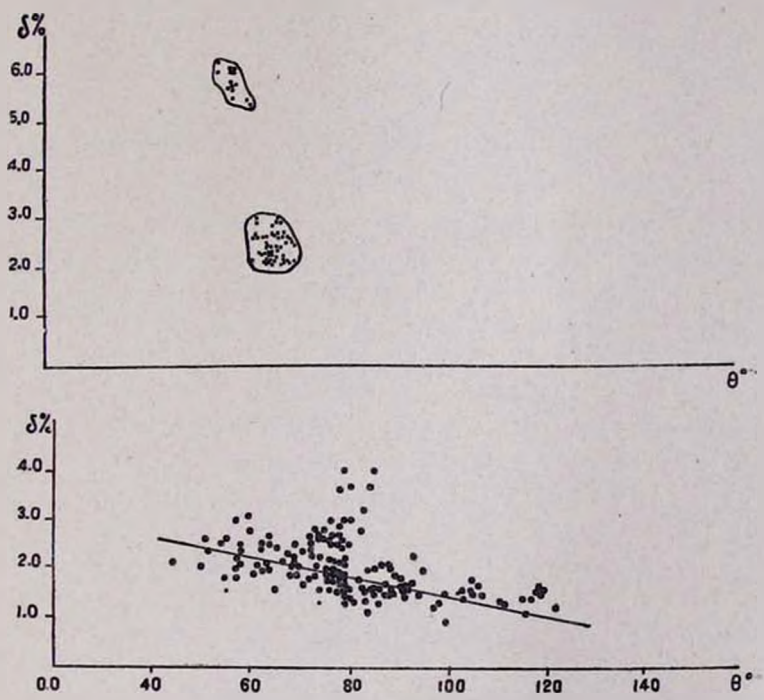


Рис. 1. Зависимость степени поляризации от угла плоскости преимущественных колебаний.

приведены на том же рисунке. В случае этих звезд все точки, изображающие наблюдения на плоскости δ, θ скучиваются в небольших областях. Исходя из этого, можно, повидимому, считать, что наблюденные нами изменения параметров поляризации для μ Цефея реальны.

Параллельно с поляризационными наблюдениями были получены и относительные звездные величины в синих лучах $\lambda = 4500$ A для μ Цефея. В качестве звезды сравнения была выбрана HD 209339. Результаты этих наблюдений печатаются в отдельной статье.

Из этих наблюдений получается, что изменения параметров поляризации сильно не зависят от изменений блеска звезды.

Выражаю благодарность В. С. Осканяну и Р. А. Варданяну, которые помогли мне в наблюдениях и в обработке настоящего материала.

Կ. Հ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

μ ՑԵՖԵՅԻ ԱՍՏՂԻ ԲԵՎԵՌԱՉԱՓԱԿԱՆ ԴԻՏՈՒՄՆԵՐԸ

Ամփոփում

Ներկա աշխատանքը հանդիսանում է 1954—1957 թթ. μ Ցեֆեյի բևեռաչափական ուսումնասիրության շարունակությունը, որը կատարված է նոր չափողական սարքավորումով։ μ Ցեֆեյի աստղի դիտման արդյունքները խմբավորված են № 1 աղյուսակում, իսկ համեմատման աստղերինը՝ № 2 և № 3 աղյուսակներում։ Գծագրի վրա պատկերված է բևեռացման աստիճանի՝ δ և բևեռացման հարթության դիրքային անկյան θ կապը, որտեղից երևում է, որ μ Ցեֆեյի աստղի համար նշված մեծությունները, հաստատուն չեն։

Այս լրացուցիչ դիտողական արդյունքները կրկին անգամ հաստատում են 1954—1957 թթ. դիտումներից ստացված եզրակացությունը [1]։

ЛИТЕРАТУРА

1. *К. А. Григорян.* Сообщения Бюраканской обсерватории, XXII, 34, 1957.
2. *К. А. Григорян.* Сообщения Бюраканской обсерватории, XXV, 45, 1958.
3. *К. А. Григорян.* Сообщения Бюраканской обсерватории, XXVII, 1959.

К. А. Григорян, Р. А. Варданян

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ μ ЦЕФЕЯ 1957—1958 гг.

Как известно [1], [2], изменения блеска звезды μ Цефея являются весьма сложными. Были попытки представить наблюденную кривую как сумму трех и более колебаний с различными периодами и амплитудами. Не исключена также возможность того, что спектр периодов колебаний блеска является непрерывным и что кривую блеска нельзя представить точно в виде суммы небольшого числа колебаний с дискретными частотами.

В 1957 и 1958 гг. в Бюраканской обсерватории параллельно с поляризационными наблюдениями звезды μ Цефея нами проводились также определения относительных звездных величин этой звезды в голубых лучах. Поскольку наши наблюдения могут оказаться полезными при составлении кривой блеска этой звезды, мы решили их опубликовать.

Аппаратура и методика наблюдения были описаны в [3], [4]. Относительные звездные величины μ Цефея были получены в голубых лучах, эффективная длина волны— 4500 А. В качестве звезд сравнения нами были выбраны HD 209339 и HD 201827.

Результаты поляризационных наблюдений μ Цефея уже опубликованы [5], [6]. Ниже, в табл. 1, приводятся результаты определений относительных звездных величин μ Цефея, полученные в 1957 и 1958 гг.

Из таблицы видно, что наблюдаемые медленные изменения блеска μ Цефея в течение одной или нескольких последовательных ночей незначительные и находятся в пре-

делах точности измерения. При этом средняя квадратичная ошибка одного наблюдения составляет $\pm 0^m.016$.

Последняя величина была получена из определений относительных звездных величин одной стандартной звезды HD 209339 по отношению к другой HD 204827. Результаты этих наблюдений приведены в табл. 2.

Изменения блеска μ Цефея за более длительный промежуток времени показаны на рис. 1, где каждая точка представляет осредненное значение блеска за одну ночь. Из рисунка видно, что в пределах двух наблюдательных сезонов разность между максимальным и минимальным значениями усредненных за ночь блесков составляет $0^m.16$.

Представляет определенный интерес сравнение результатов поляризационных наблюдений μ Цефея с относительными звездными величинами. Известно [5], [6], что параметры поляризации этой звезды с течением времени не остаются постоянными, а меняются так, что между степенью поляризации и углом преимущественных колебаний наблюдается некоторая корреляция. С целью выяснения того, как указанные изменения связаны с изменением яркости звезды, нами были составлены диаграммы связи степени поляризации и угла преимущественных колебаний с относительными звездными величинами. Эти диаграммы изображены на рис. 2. Из диаграмм видно, что между этими величинами не наблюдается заметной корреляции. Таким образом, можно считать, что изменения параметров поляризации слабо связаны с изменением блеска данной звезды. По-видимому изменение параметров поляризации звезды μ Цефея имеет довольно сложную природу. Поэтому более детальное рассмотрение этого вопроса представляет большой интерес.

Выражаем благодарность В. С. Осканяну за помощь в наблюдениях и их обработке.

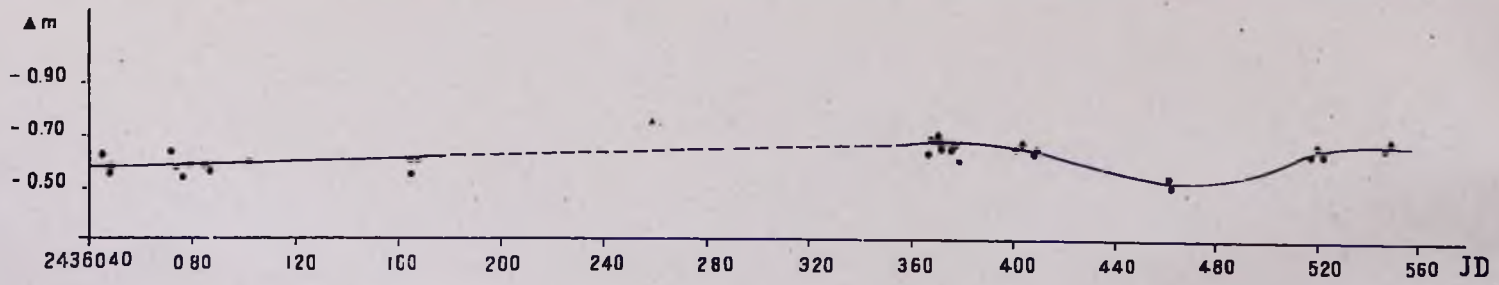


Рис. 1. Изменения блеска μ Цефея.

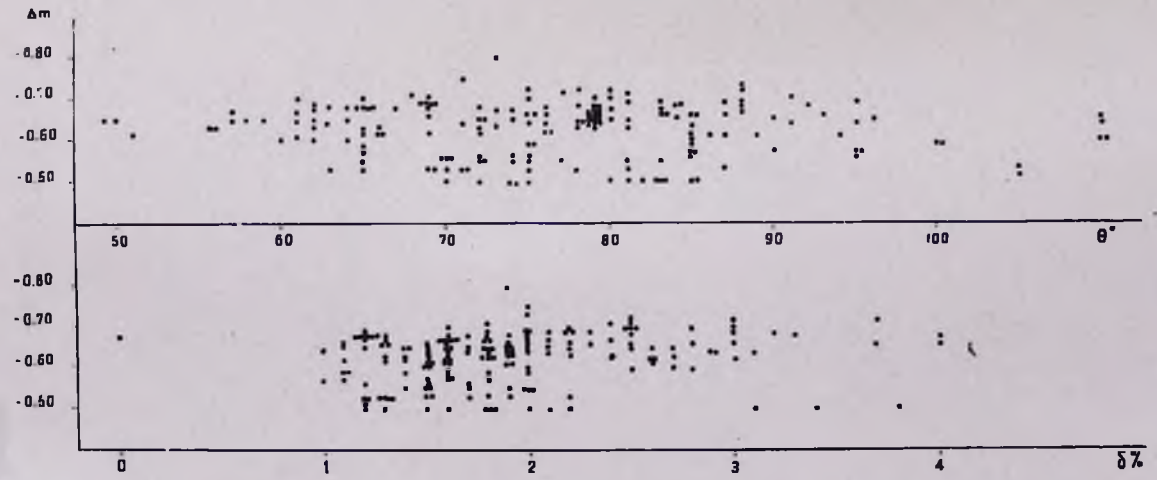


Рис. 2. Зависимость параметров поляризации от относительных звездных величин μ Цефея

Таблица 1

Наблюденные значения $\Delta m = m(\mu$ Цефея$)-$
$-m(HD\ 209339)$

Юлианские дни	Δm	Юлианские дни	Δm
2436 044.278	−0.63	370.296	−0.68
047.291	−0.55	372.360	−0.68
048.374	−0.57	372.363	−0.68
048.463	−0.56	372.366	−0.69
072.365	−0.63	372.369	−0.69
073.397	−0.57	373.491	−0.66
075.269	−0.55	373.433	−0.66
075.333	−0.59	373.436	−0.64
075.365	−0.53	373.439	−0.66
075.465	−0.50	373.442	−0.66
079.284	−0.59	373.445	−0.66
079.336	−0.57	377.433	−0.62
079.343	−0.57	377.437	−0.66
079.363	−0.57	377.410	−0.67
079.373	−0.58	377.443	−0.67
085.484	−0.59	377.447	−0.65
085.494	−0.59	377.460	−0.69
086.487	−0.57	377.463	−0.71
086.497	−0.56	377.367	−0.64
102.360	−0.59	378.370	−0.65
102.421	−0.59	378.373	−0.63
164.287	−0.53	378.376	−0.63
165.229	−0.64	378.378	−0.64
165.283	−0.66	378.381	−0.64
165.339	−0.51	378.427	−0.67
166.246	−0.60	378.430	−0.67
166.249	−0.60	378.433	−0.66
367.333	−0.66	378.436	−0.65
367.335	−0.65	378.439	−0.66
367.338	−0.67	378.441	−0.68
367.341	−0.65	378.443	−0.67
367.347	−0.64	378.445	−0.67
367.350	−0.63	378.448	−0.68
368.353	−0.61	378.451	−0.69
368.354	−0.80	378.457	−0.69
368.364	−0.75	378.460	−0.69
368.388	−0.63	378.463	−0.70
368.391	−0.64	378.476	−0.68
368.394	−0.65	378.479	−0.67
368.407	−0,64	378.483	−0.67
368.410	−0.64	378.486	−0.65
368.413	−0.70	379.433	−0.62
368.416	−0.70	379.436	−0.60
368.419	−0.71	379.440	−0.60
368.432	−0.72	379.443	−0.61
370.281	−0.72	379.446	−0.60
370.284	−0.71	379.462	−0.68
370,287	−0.73	379.464	−0.63
370.291	−0.72	379.473	−0.60
370.293	−0.72	379.476	−0.61

Продолжение табл. 1

Юлианские дни	Δm	Юлианские дни	Δm
379.479	—0.61	462.407	—0.53
379.483	—0.61	462.410	—0.53
379.486	—0.61	462.414	—0.53
379.489	—0.61	462.417	—0.53
401.491	—0.68	463.293	—0.50
401.493	—0.64	463.296	—0.50
401.496	—0.65	463.299	—0.50
401.499	—0.65	463.302	—0.50
401.502	—0.66	463.305	—0.50
401.504	—0.65	463.308	—0.50
402.333	—0.67	463.311	—0.50
402.336	—0.69	463.314	—0.50
402.339	—0.69	463.317	—0,50
409.389	—0.67	463.320	—0.50
409.392	—0.62	463.323	—0.50
409.395	—0.63	463.331	—0.50
409.398	—0.64	463.348	—0.55
409 401	—0.64	463.350	—0.55
409.404	—0.64	463.353	—0.55
409.408	—0.63	463.356	—0.55
409.411	—0.63	463.359	—0.55
409.412	—0.64	463.362	—0.55
409.475	—0.65	519.208	—0.68
409.479	—0.65	519.211	—0.68
409 482	—0.65	519.215	—0.68
410.414	—0.67	519.219	—0.68
410.417	—0.65	519.377	—0.62
410.420	—0.65	519.380	—0.62
410.423	—0.66	519.383	—0.62
410.427	—0 65	519.387	—0.62
410.430	—0.66	520.253	—0.68
462.285	—0.53	520.256	—0.68
462.287	—0.53	520.260	—0.68
462.290	—0.53	521.337	—0.65
962.294	—0.53	521.340	—0.65
462.296	—0.53	521.343	—0.65
462.334	—0.56	548.293	—0.68
462.337	—0.56	548.296	—0.68
462.341	—0.56	540.313	—0.70
462.343	—0.56	540.316	—0.70
462.347	—0.56	540.320	—0.70
462.403	—0.53	540.323	—0.70

Таблица 2

Наблюденные значения $\Delta m = m$ (HD 209339) — — m (HD 204827)

Юлианские дни	Δm	Юлианские дни	Δm
2436 409.37	0.07	460.38	0.05
409.42	0.06	460.44	0.10
409.45	0.06	460.27	0.08
400.40	0.06	463.33	0.08
400.45	0.06	463.39	0.10
460.32	0.06		

Կ. Հ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ ԵՎ Ռ. Ա. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

μ ՑԵՖԵՅԻ ՖՈՏՈԷԼԵԿՏՐԻԿ ԴԻՏՈՒՄՆԵՐԸ 1957—1959 թթ.

Ամփոփում

Աշխատանքում բերված են μ Ցեֆեյի պայծառության փոփոխությունները կապույտ ճառագայթներում՝ HD 209339 համեմատության աստղի նկատմամբ, որոշված 1957—1958 թթ. դիտումներից։

Մեկ դիտման ճշտությունը գնահատելու համար, որոշվել է HD 209339 համեմատության աստղի պայծառության փոփոխությունը HD 204827 աստղի պայծառության նկատմամբ, որը բերված է աղյուսակ № 2-ում։

Աղյուսակ № 1-ում բերված արդյունքներից երևում է, որ μ Ցեֆեյի դիտվող պայծառության փոփոխությունը մեկ կամ իրար հաջորդող մի քանի դիշերվա ընթացքում աննշան է և գտնվում է չափման ճշտության սահմաններում։ Չնայած դրան, ժամանակի երկար ինտերվալում (1957—1958 թթ.) μ Ցեֆեյի պայծառության փոփոխությունը կազմում է $0^m.16$։

Կատարված է համեմատություն μ Ցեֆեյի պայծառության և լույսի բևեռացման պարամետրերի՝ η ու θ մեծությունների միջև։ Համեմատությունից պարզվել է, որ աստղի պայծառության ու նրա լույսի բևեռացման պարամետրերի միջև կապը թույլ է։

ЛИТЕРАТУРА

1. *B. Mc. Laughlin*. Ap. J. **103**, 35, 1946.
2. *В. П. Цесевич*. Переменные звезды, 1, № 1—12, 1928.
3. *К. А. Григорян*. Сообщения Бюраканской обсерватории, XXII, 34, 1957.
4. *К. А. Григорян*. Сообщения Бюраканской обсерватории, XXVII, 1959.
5. *К. А. Григорян*. Сообщения Бюраканской обсерватории, XXV, 45, 1958.
6. *К. А. Григорян*. Сообщения Бюраканской обсерватории, XXVII, 1959.

К. А. Григорян

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ХОЛОДНЫХ СВЕРХГИГАНТОВ АССОЦИАЦИИ ЦЕФЕЙ II

Как было указано В. А. Амбарцумяном [1], в состав О-ассоциаций могут входить наряду с горячими гигантами также холодные сверхгиганты. В программу наших наблюдений с 1956 г. вошли две группы таких звезд, которые входят в состав двух звездных ассоциаций—Цефей II и Персей II. Первая группа μ, VV, ST и RW Цефея (ассоциация Цефей II) интересна тем, что, как оказалось, у большинства звезд этой группы степень поляризации и углы преимущественных колебаний с течением времени не остаются постоянными. В настоящей работе приводятся предварительные результаты поляризационных наблюдений VV, ST и RW Цефея. В отношении μ Цефея они были опубликованы [2, 3]. Аппаратура и методика наблюдений 1956 и 1957 гг. описаны в предыдущих работах. Что касается наблюдений 1958 г., то они были проведены при помощи новой измерительной аппаратуры и фотометра, обеспечивающих, в частности, возможность автоматической записи поляризационных наблюдений.

Описание системы приводится ниже.

1. Измерительная аппаратура. Возможность всякой измерительной аппаратуры определяется не абсолютной ее чувствительностью, а отношением сигнала к шуму на выходе. В электрофотометрии решающую роль играет также полезная чувствительность фотометра. Поэтому при определении выигрыша чувствительности новой установки нами было использовано понятие полезной чувствительности, данное в [4].

Оказалось, что выигрыш в чувствительности, выраженный в звездных величинах, для новой установки составляет четыре звездних величины. Со старым электрофотометром на том же 16″-вом телескопе Бюраканской обсерватории возможно было наблюдать звезды до 10^m, а с новым—до 14^m. Это достигнуто путем использования хорошего фотоумножителя в комбинации с весьма хорошим усилителем постоянного тока. Был использован фотоумножитель типа EMI 6094, а в качестве усилителя—установка „Кактус", которая представляет собой стационарный сетевой прибор.

Усилитель выполнен по балансной схеме на двух сдвоенных лампах. В качестве входной лампы применена сдвоенная электрометрическая лампа 2Э2П, обладающая сеточным током порядка 10^{-14} *а*. Переключение высокомегоомных сопротивлений в цепи управляющей сетки входной лампы производится дистанционно с пульта управления при помощи релейного блока. Каждому диапазону измерений соответствует свое реле. Сопротивление 100 *мгом* для измерения включено в цепи сетки постоянно. Питание всех электродов первой лампы осуществляется с общего делителя, который питается напряжением 150 *в* от электронного стабилизатора. В качестве второй лампы использован двойной триод 6Н15П с общим катодом. Аноды первой лампы непосредственно подключены к сеткам второй лампы. Напряжение анод—земля первой лампы несколько меньше напряжения катод—земля второй лампы. Питание анодов второй лампы производится также от электронного стабилизатора. Питание накала производится переменным током. Между анодами второй лампы включен самопишущий прибор. В нашем случае использован самопишущий прибор типа ЭПП-09.

Стабильность работы усилителя достаточно хороша, однако недостатком такого усилителя является то, что при переходе от одного входного сопротивления к ближайшему другому его значение меняется на весьма большой множитель. При наблюдении звезд различной яркости чувствительность усилителя регулировалась входными сопротивлениями и подбором шунтов самопишущего прибора. В рабочем диапазоне входных потенциалов усилитель в целом удовле-

творяет условию пропорциональности. Определение линейности усилителя было произведено при двух чувствительностях, которые покрывают весь рабочий диапазон входных потенциалов. Результаты измерения приведены на рис. 1. Эти измерения показывают, что имеет место как линейность усилителя во всем рабочем диапазоне входных потенциалов, так и линейность примененного потенциометра (ЭПП-09) в пределах отбросов 0—250 *мм*.

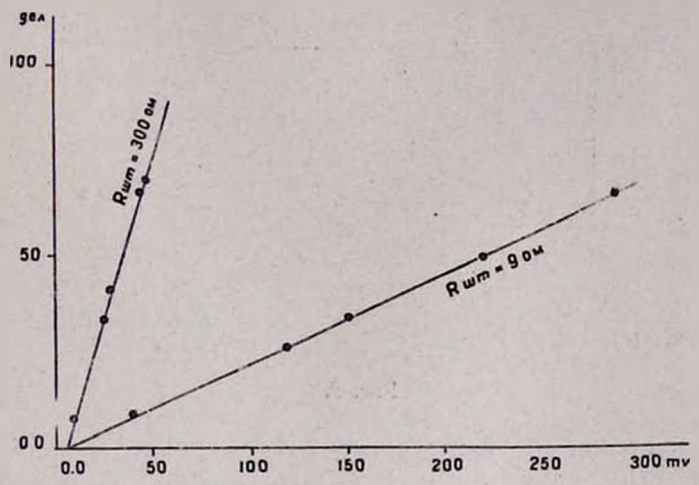


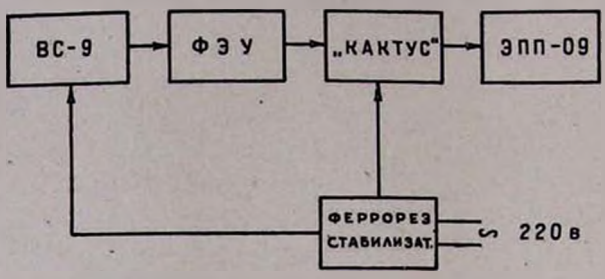
Рис. 1. Линейность усилителя.

На входе усилителя включается анод фотоэлектронного умножителя (типа EMI-6094) через тщательно экранированный кабель. Питание фотоумножителя производится стабилизированным выпрямителем типа ВС-9.

Результаты проверки выпрямителя показали, что амплитуда пульсаций напряжения на выходе выпрямителя не более 0,002% от величины выходного напряжения при токе нагрузки 0,1 *ма*. Нестабильность выходного напряжения при одновременном изменении напряжения питающей сети на ±10% и изменении тока нагрузки в пределах от 1 до 0,1 *ма* не превышает ±0,05% от выходного напряжения, при условии, что напряжение сети предварительно стабили-

зуется феррорезонансным стабилизатором. Общая схема нашей измерительной аппаратуры приведена на рис. 2.

2. Автоматическая запись поляризационных наблюдений. Вторым существенным изменением в электрофотометре является автоматическая запись поляризационных наблюдений. Это устройство состоит из двух частей: механической и электрической. Сначала рассмотрим первую часть.



БЛОК-СХЕМА ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ

Рис. 2.

а) Время, необходимое для одного полного наблюдения в старом электрофотометре [2] длилось 15—25 *мин.* Оно зависело в основном от скорости вращения поляроида наблюдателем. В новом способе наблюдения указанное время удалось сократить в 4—6 раз. Ниже приводится описание этого способа. Поляроид при помощи мотора вращается от $\varphi = 0$ до $\varphi = 225°$, со скоростью 5° за 4 *сек.* Следовательно, полная запись одного поляризационного наблюдения производится за 3 *мин.* Выбор указанной скорости поворота обусловлен тем, что постоянная времени измерительной аппаратуры не превышает $\tau = 4$ *сек.*

Общая схема механизма вращающего поляроида показана на рис. 3. Необходимые детали были изготовлены механиком А. Аствацатуряном в механической лаборатории Бюраканской обсерватории. Большая окружность на рис. 3 соответствует фотометру, в центре которого надписью „Стекло" обозначен выдвижной поляроид, который автома-

тически „включается“ и „выключается“, т. е. приводится к оптической оси и выводится из нее при помощи рычага 15. Цифры 13 и 14 обозначают оправу и основание поляроида. Вращение поляроида (направление указано на рис. 3 стрелкой) производится зубчатыми колесами 11, которые с помощью вала 3 соединяются с переходными зубчатыми колесами 4 и 7 к

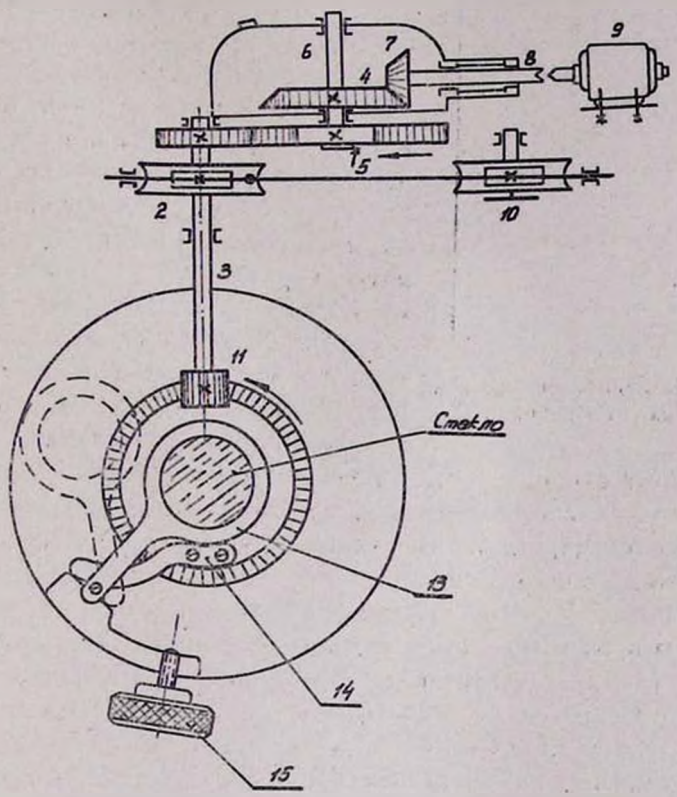


Рис. 3. Схема механизма вращающего поляроида.

мотору 9. Таким образом, общая система зубчатых колес уменьшает скорость вращения мотора приблизительно в 4 раза, что и соответствует повороту поляроида на 5° за 4 *сек*. Пример полной записи одного такого наблюдения (для звезды HD 204827) приведен на рис. 4. Как видно из

этого рисунка, запись начинается с темноты (нуль-пункт) и завершается также темнотой. Запись темноты, в свою очередь, производится согласованно с вращением поляроида с помощью особой электрической схемы. Переходим к описанию этой системы.

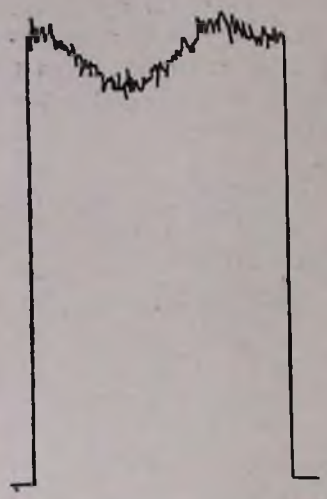
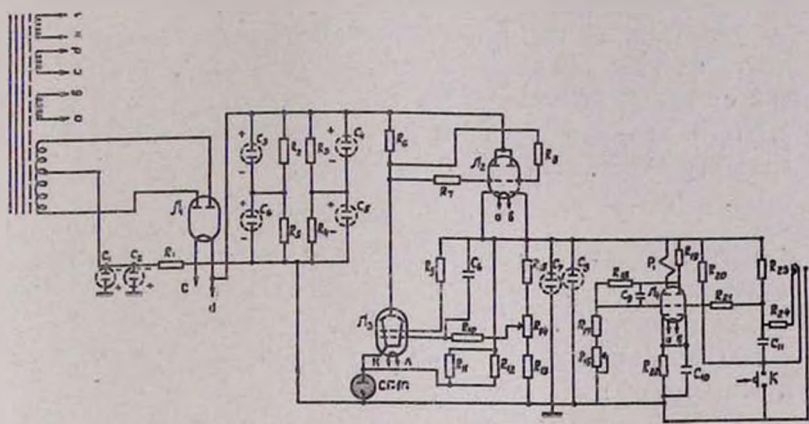


Рис. 4. Запись поляризации звезды HD 204827.

б) Был собран отдельный блок автоматического закрытия и открытия фотокатода фотоумножителя. Этот блок состоит из электромагнитов с открывающим и закрывающим затвором и отдельного электронного блока. Электромагниты, которые находятся внутри фотометра, параллельно связаны с электронным блоком, который собран на лампе 6Н15П и реле типа ТЛ. Общая схема системы показана на рис. 5. На лампе 6Н15П собрана пороговая схема сравнения напряжений. В аноде левого триода включена обмотка реле Р. В исходном состоянии левая половина триода закрыта (и, следовательно, открыт электромагнитный затвор), а правая — открыта, и обмотка реле Р обесточена. Контакты реле Р, включенные в сетки электронного коммутатора, удерживают его в состоянии открытой правой лампы и закрытой левой, т. е. на регулятор разрешающего времени подается запирающий потенциал и на обмотки электромагнитного затвора через реле подается такое напряжение, что электромагнит срабатывается и путь остается открытым для прохождения света звезды до фотокатода фотоумножителя. Контакты реле Р находятся в разомкнутом состоянии. Чтобы лампу привести во второе крайнее положение и записать темноту, необходимо закоротить контакты К. Последняя операция производится уже автоматически вращающими колесами (контакты находятся на колесе 5, рис. 3). Таким образом, между двумя такими записями темноты можно провести одно поляризационное наблюдение. При соприкос-

новении контактов на зубчатом колесе правая половина лампы 6Н15П запирается, а левая открывается. Реле Р, заключенное в анод этой лампы, срабатывает, своими контактами блокирует конденсатор и он начинает заряжаться через зарядное сопротивление R. Указанные контакты приводят электронный коммутатор в состояние открытой левой и закрытой правой ламп таким образом, что реле Р отключает ток, проходящий через первую катушку, и вклю-



БЛОК АВТОМАТИЧЕСКОГО ЗАКРЫТИЯ ОТБРОСА

Рис. 5.

чает во вторую катушку. Фактически электромагнитный затвор закрывает путь прохождения светового потока. Продолжительность времени зарядки, а следовательно и выдержка темноты определяется величиной емкости С и зарядного сопротивления. Как только напряжение на правой сетке лампы 6Н15П сравняется с величиной напряжения на левой сетке 6Н15П, лампа и реле Р перейдут к своим исходным положениям, так что электромагнитный затвор сразу откроет путь для прохождения света от звезды. Таким образом, вся схема переходит в исходное состояние и продолжает оставаться в этом положении до следующего замыка-

ния контактов вращающего колеса 5 (последние контакты на рис. 5 не показаны).

Выдержка для записи темноты составлет 10 *сек*, а для записи поляризационных наблюдений—3 *мин*.

Анодное питание указанного блока производилось обычными методами. Блок автоматического включения и выключения звезды и его питания были собраны в электрофотометрической лаборатории Бюраканской обсерватории.

3. *Методика наблюдений*. Поскольку свет от звезды поляризован, то интенсивность излучения звезды в зависимости от угла поворота поляроида может рассматриваться как сумма двух компонентов: переменного, т. е. поляризованного, и постоянного, т. е. неполяризованного. В общем виде эту зависимость можно записать в виде:

$$I_\varphi = A + Bf(\varphi), \tag{1}$$

где A и B постоянные, а $f(\varphi)$ функция, показывающая изменения второй компоненты в зависимости от угла φ вращения поляроида.

В нашем случае формулу (1) можно написать в следующем виде:

$$I_\varphi = A + B\cos^2(\varphi - \varphi_0), \tag{2}$$

где φ_0 — угол плоскости преимущественных колебаний.

Степень поляризации δ определяется следующим образом. Так как в каждом наблюдении записывается зависимость между I_φ и φ, то прямо из записи самописца определяются максимальное и минимальное значения I_φ, т. е. $I_{\varphi_{max}} - I_{\varphi_{max}+90}$, после чего степень поляризации определяется следующим образом:

$$\delta = \frac{B}{2A + B} = \frac{I_{\varphi_{max}} - I_{\varphi_{max}+90}}{I_{\varphi_{max}} + I_{\varphi_{max}+90} - 2I_{фон}}, \tag{3}$$

Для определения углов преимущественных колебаний электрических векторов использовались стандартные звезды. Если для стандартных звезд они известны, то, наблюдая их вместе с программными звездами, сразу можно определить поправку $\Delta\theta$ и, следовательно, можно определить позицион-

ные углы для программных звезд. Учет поляризации фона производится так, как это описано в [2]. Все наблюдения были проведены в ясные и безлунные ночи. Всего для стандартных и программных звезд было сделано приблизительно 200 наблюдений. Стандартные звезды HD 209339 и HD 204827 были выбраны из ассоциации Цефей II. Программными звездами являются, как было указано выше, звезды VV, ST и RW Цефея. Максимальные и минимальные яркости в звездных величинах, а также спектральные типы этих звезд приведены в табл. 1.

Таблица 1

Звезда	m_{max}	m_{min}	Sp.
RW Цефея	6.8	7.5	M01a
ST Цефея	7.7	8.9	M01b
VV Цефея	4.9	5.9	M01p

Результаты наблюдений стандартных и программных звезд приведены в таблицах 2, 3, 4, 5 и 6. Из рассмотрения данных табл. 2 и 3 можно заключить, что для стандартных звезд среднее отклонение степени поляризации от среднего значения не превышает 0,2%, а отклонение угла преимущественных колебаний не больше, чем $\pm 5°$. Указанные отклонения значительно больше для звезд VV, ST и RW Цефея (табл. 4, 5 и 6).

Полученные результаты позволяют сделать предварительный вывод о том, что степени поляризации звезд RW и ST Цефея, по-видимому, меняются в течение времени. Что касается направления плоскости поляризации, то заметное изменение позиционного угла этой плоскости пока наблюдается только у RW Цефея. У остальных двух звезд эти изменения незаметны.

Выражаю благодарность Р. А. Вартаняну за помощь в наблюдениях и в их обработке и Ж. В. Хачатряну за помощь при сборке необходимых электрических схем.

Таблица 2

HD 204827

Юлианские дни	$\delta^{o}/_{o}$	ϑ^{o}	Юлианские дни	$\delta^{o}/_{o}$	ϑ^{o}
2436 409.382	6.0	58	462.277	5.2	55
409.385	5.6	58	462.280	5.2	55
409.419	5.4	58	462.326	5.7	55
409.422	6.0	58	462.329	6.0	55
409.457	6.0	55	462.393	5.7	55
409.460	6.0	55	462.396	5.7	55
410.410	6.0	58	462.422	5.8	59
410.413	6.0	58	462.425	5.8	58
410.419	5.6	58	463.283	5.7	57
410.465	5.6	58	463 286	5.5	55
421.250	5.3	62	463.343	5.6	55
421.253	5.3	62	463.347	5.7	55
421.291	5.8	58	463.389	5.6	55
421.294	5.7	58	463.393	5.8	51

Таблица 3

HD 209339

Юлианские дни	$\delta^{o}/_{o}$	ϑ^{o}	Юлианские дни	$\delta^{o}/_{o}$	ϑ^{o}
1	2	3	1	2	3
2436 368.349	2.6	65	378.361	2.4	68
368.352	2.5	65	379.420	2.3	65
368.376	2.3	63	379.423	2.3	67
368.379	2.4	65	379.426	2.4	67
368.400	2.3	63	379.428	2.2	67
368.407	2.1	65	379.471	2.2	68
368.423	2.6	63	379.474	2.8	66
370.271	2.6	63	379.478	2.2	66
370.336	3.0	63	380.409	2.1	65
370.339	2.9	63	380.413	2.6	65
372.347	3.0	67	380.462	2.7	72
372.351	2.9	67	380.465	2.7	68
372.354	2.6	67	380.500	2.1	68
372.357	2.5	69	380.503	2.3	65
373.298	2.6	63	399.212	2.4	66
373.301	2.9	65	399.330	2.2	66
373.425	2.5	67	401.486	2.5	75
373.428	2.6	69	401.490	2.1	71
373.458	2.7	67	401.514	2.5	56
373.462	2.6	68	404.281	2.1	62
373.465	2.6	69	404.285	2.3	66
373.468	2.6	75	404.302	2.4	71
377.375	2.6	62	409.371	2.0	65
377.403	2.5	70	409.374	2.1	69
377.407	2.7	66	409.378	2.2	65
378.351	2.0	68	409.381	2.0	65
378.354	2.0	66	409.419	2.0	65
378.357	2.4	65	409.422	2.0	65

Продолжение таблицы 3

1	2	3	1	2	3
410.403	1.9	—	462.382	1.9	71
410.407	2.0	68	462.385	2.5	69
410.410	2.0	69	462.391	2.1	65
462.270	2.3	63	462.394	2.1	67
462.273	2.1	63	463.270	2.2	67
462.319	2.1	68	463.273	2.1	67
462.323	2.2	67	463.336	2.3	67
			463.340	2.3	65

Таблица 4

RW Цефея

Юлианские дни	δ%	$\theta°$	Юлианские дни	δ%	$\theta°$
2435 041.385	4.4	55	401.383	2.0	130
....390	3.3	47	401.387	2.1	122
.....	2.6	53	401.391	2.3	131
.....	3.6	45	401.394	2.3	130
043.361	1.2	110	410.434	2.8	80
043.366	3.5	55	410.437	2.3	83
047.462	2.4	105	410.440	2.4	75
048.472	3.8	58	410.443	3.3	79
074.441	3.2	40	410.446	2.0	88
075.299	2.5	50	410.449	2.8	85
075.344	3.8	45	410.452	2.0	87
075.382	3.0	45	410.455	2.1	82
080.279	3.4	55	411.441	2.8	79
080.407	3.2	50	411.444	3.2	78
080.424	4.0	55	411.447	3.2	79
087.514	3.9	55	411.450	2.6	80
104.392	4.2	45	411.453	2.2	93
105.240	3.6	50	411.456	3.2	85
105.313	2.9	53	422.278	2.4	83
399.392	2.0	120	422.282	1.9	90
399.396	3.3	120	422.286	2.8	83
399.400	2.1	122	463.351	2.4	82
399.404	2.9	132	463.355	3.1	82
399.408	2.8	134	463.359	3.2	84
399.412	2.6	130	463.363	3.2	87
399.416	2.8	129	463.367	3.1	82
399.420	3.3	130	463.433	2.7	84
399.424	2.8	130	463.436	2.9	81
389.431	2.2	119	463.439	3.7	83
401.375	2.2	126	464.380	4.0	83
401.379	1.8	126	464.383	3.5	85
			464.386	3.5	85

Таблица 5

VV Цефея

Юлианские дни	δ°/₀	θ°	Юлианские дни	δ°/₀	θ°
2435 041....	2.1	47	462.299	1.6	72
.....	1.9	46	462.303	1.6	69
.....	1.4	30	462.307	1.6	69
047.285	2.0	45	462.311	1.7	69
047.406	2.0	45	462.315	1.7	71
048.312	2.0	45	463.422	1.7	69
048.406	2.1	45	464.368	1.6	72
.....	2.4	40	464.371	1.6	72
.....	2.1	50			
.....	2.0	40			

Таблица 6

ST Цефея

Юлианские дни	δ°/₀	θ°	Юлианские дни	δ°/₀	θ°
2435 043.344	0.8	130	401.427	3.5	71
044.427	3.4	65	401.431	2.9	81
048.424	3.4	60	401.435	3.6	74
072.340	4.9	60	401.442	4.0	76
072.392	3.8	60	463.368	3.2	70
073.417	3.6	50	463.372	3.5	70
073.472	3.6	52	463.376	3.5	70
401.403	1.8	72	463.380	3,2	70
401.407	3.8	70	463.441	3.8	70
401.411	3.6	74	463.444	2.8	67
401.415	3.1	76	463.447	2.8	67
401.419	2.9	72	463.450	3.3	75
401.423	3.7	75			

Կ. Հ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

ՑԵՖԵՅ II ԱՍՏՂԱՍՓՅՈՒՌԻ ՄԻ ՔԱՆԻ ՍԱՌԸ ԳԵՐՀՍԿԱ ԱՍՏՂԵՐԻ ԲԵՎԵՌԱՁԱՓԱԿԱՆ ԴԻՏՈՒՄՆԵՐԸ

Ամփոփում

Ինչպես ցույց է տվել Վ. Համբարձումյանը, ջերմ հսկաներ պարունակող աստղասփյուռներում անդամ կարող են հանդիսանալ նաև սառը գերհսկաները։

Ներկա աշխատանքում բերված են Ցեֆեյ II աստղասփյուռի մեջ մտնող VV, ST *և* RW *Ցեֆեյի սառը գերհսկա աստղերի նը-*

կատմամբ տարված բևեռաչափական հետազոտությունների նախնական արդյունքները, որոնք վկայում են այդ աստղերի լույսի բևեռացման փոփոխությունների մասին։ Դիտումները կատարված են նոր չափողական սարքավորումների օգնությամբ։ Հիմնական փոփոխությունները այդ չափողական սարքավորումների մեջ կատարվել են երկու ուղղությամբ՝ էլեկտրական և մեխանիկական։ Այդ փոփոխությունները հնարավորություն են տվել լրիվ ավտոմատ կերպով գրանցել աստղի լույսի բևեռաչափական դիտումները։

Մեկ բևեռաչափական դիտման համար պահանջվող ժամանակը ներկա չափողական սիստեմում 4—6 անգամ փոքրացված է նախորդ սիստեմի համեմատ [2]։ Մթության (զերո կետի) գրանցումը կատարվում է նույնպես ավտոմատ կերպով համապատասխան էլեկտրամագնիսական փակիչի և թռիչքի «ավտոմատ բլոկ փակիչի» (նկար 5) օգնությամբ։

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. А. Амбарцумян*, ДАН АрмССР, XVI, № 3, 1953.
2. *К. А. Григорян*, Сообщения Бюраканской обсерватории, XXII, 49, 1957.
3. *К. А. Григорян*, Сообщения Бюраканской обсерватории, XXVII, 1959.
4. *В. Б. Никонов*, Бюллетень Абастуманской обсерватории, 14, 1954.

К. А. Григорян

ЭЛЕКТРОКОЛОРИМЕТРИЯ И ЭЛЕКТРОПОЛЯРИМЕТРИЯ ГРУППЫ ЗВЕЗД λ ОРИОНА

В 1956 г. мы выполнили электроколориметрические и в 1958 г. электрополяриметрические наблюдения группы звезд, находящихся около звезды λ Ориона. Для этой цели из этой группы было выбрано пять звезд (λ и ξ Ориона, BD +9°881, +9°882, +9°883).

Указанная группа представляет собой весьма интересную систему, по-видимому, связанных между собой звезд.

Наблюдения были выполнены электрофотометром Бюраканской обсерватории. Описание аппаратуры и методики наблюдения даны в работах [1]. Результаты электроколориметрических наблюдений, которые приведены в системе U, B, V Джонсона-Моргана, собраны в следующей таблице. В ней приведены номера BD, цветовые эквиваленты в системе U, B, V и число наблюдений.

Средняя точность одного наблюдения цветовых эквивалентов составляет $\pm 0^m.01$. Как видно из этой таблицы, цветовые эквиваленты этих звезд мало отличаются друг от друга. Это в большей степени относится к первым трем звездам табл. 1.

Таблица 1

Звезда	B—V	U—B	n
BD + 9°881	—0.20	—0.71	3
BD + 9°882	—0.17	—0.63	2
BD + 9°883	—0.16	—0.68	3
ξ Ориона	—0.23	—0,92	2
λ Ориона	—0.21	—1.04	2

Это значит, что распределения энергии в спектрах этих трех звезд, а следовательно и их спектральные типы, не должны заметно отличаться друг от друга. Действительно

полученные по методу Q [2] спектральные типы этих трех звезд, на основе наших колориметрических данных, оказались одинаковыми—B3. Спектральные типы всех пяти звезд, определенные вышеуказанными методами и по HD, приведены в табл. 2.

Таблица 2

Звезда	Q	Sp (Q)	Sp (HD)	E_{B-V} (Q)	E_{U-B} (Q)
BD+9°881	—0.57	B3	B3	0.03	0.03
BD+9°882	—0.51	B3	B8	0.01	0.01
BD+9°883	—0.55	B3	B9	0.00	0.00
φ Ориона	—0.69	B2	B0	0.01	0.01
λ Ориона	—0.89	O—B0	O8	0.10	0.10

По-видимому, в Гарвардские определения спектральных типов некоторых из этих звезд вкралась ошибка.

Представляет интерес также оценка общего поглощения в направлении этих звезд. Для этой цели нами были определены избытки цвета этих звезд по методу Q [2], которые приведены в последних столбцах табл. 2. Как видно из этой таблицы, кроме λ Ориона рассматриваемые звезды имеют небольшие избытки цвета.

Результаты наблюдений показывают, что члены этой группы близки по своим цветовым и спектральным характеристикам.

Результаты поляризационных наблюдений приведены в табл. 3, где прямо даны выполненные нами отдельные наблюдения. Средняя точность одного поляризационного наблюдения составляет 0,2% (для степени поляризации) и ±5° (для углов преимущественных колебаний). Как видно из этой таблицы, параметры поляризации этих звезд также одинаковы.

Приведенные в табл. 3 данные, по-видимому, свидетельствует о том, что в данном случае доминирующую роль в поляризации звездного света играет межзвездное пространство.

Таблица 3

Звезда	Дата		ζ°/₀	θ°
BD+9°883	13·XI	58	1.5	175
	13.XI	58	1.1	184
	11·XII	58	1.1	181
	11.XII	58	1.1	181
BD+9°882	12.XI	58	0.9	189
	12.XI	58	0.6	188
	11.XII	58	1.2	177
BD+9°881	12.XI	58	1.1	188
	12.XI	58	1.2	190
	12.XI	58	0.7	192
	11.XI	58	1.0	193
	11.XII	58	1.4	193
ξ Ориона	12.XI	58	1.3	189
	12.XI	58	1.4	194
	11.XII	58	1.5	181
	11.XII	58	1.5	177
λ Ориона	12.XI	58	1.0	190
	12.XI	58	0.9	196
	12.XI	58	0.7	191
	13 XI	58	0.8	195
	13.XI	58	0.9	195
	13.XI	58	1.0	195
	11.XII	58	1.1	183
	11.XII	58	1·1	193

Կ. Հ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

λ ՕՐԻՈՆԻ ԽՄԲԻ ԷԼԵԿՏՐԱԳՈՒՆԱՁԱՓԱԿԱՆ ԵՎ ԷԼԵԿՏՐԱԲԵՎԵՌԱՁԱՓԱԿԱՆ ԴԻՏՈՒՄՆԵՐԸ

Ամփոփում

Ներկա աշխատանքում բերված է λ Օրիոնի խմբի հինգ աստղերի գունաչափական և բևեռաչափական դիտումների արդյունքները։ Այդ դիտումները կատարված են եղել Բյուրականի աստղադիտարանի էլեկտրաֆոտոմետրով [1]։

ЛИТЕРАТУРА

1. *К. А. Григорян*, Сообщения Бюраканской обсерватории, XXII, 34, 1957.
2. *H. Johnson, W. Morgan*, Ap. J. **117**, 313, 1953.

Г. А. Гурзадян

О СВЕЧЕНИИ КОМЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Кометарные туманности по своей природе существенно отличаются от планетарных и диффузных туманностей. Впервые В. А. Амбарцумян обратил внимание на то, что, в отличие от свечения обычных газовых туманностей, свечение кометарных туманностей не имеет тепловой природы [1]. В. А. Амбарцумян считает, что свечение этих туманностей вызывается путем непосредственного освобождения внутризвездной энергии, которая выносится далеко за пределы звезды, выбрасываемой наружу внутризвездной материей.

Новые наблюдательные данные, полученные в последнее время по фотометрии и поляриметрии, в основном известной кометарной туманности NGC 2261, свидетельствуют о том, что указанным агентом или носителем внутризвездной энергии могут быть релятивистские электроны, о которых также упомянуто в [1]. В настоящей статье делается попытка показать, что гипотеза о релятивистских электронах не противоречит большому числу известных фактов, касающихся формы, структуры и свечения кометарных туманностей.

§ 1. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА КОМЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Ниже перечисляются основные свойства кометарных туманностей. Они относятся, главным образом, к туманности NGC 2261, в отношении которой имеется наибольшее количество наблюдательных данных.

1. Кометарные туманности имеют форму, близкую к форме конуса, на вершине которого расположена ответст-

венная за свечение туманности звезда. Последняя обычно переменная, с эмиссионными линиями и в большинстве случаев типа Т Тельца. В случае NGC 2261 связанная с ней звезда R Mon принадлежит к спектральному типу Aep. Во всяком случае, до сих пор не отмечена связь кометарной туманности с очень горячей звездой типа, скажем, О. Важность этого факта заключается в том, что связанные с кометарными туманностями звезды, будучи относительно низкотемпературными, не могли бы обеспечить достаточно высокую степень ионизации, необходимую для возбуждения эмиссионных линий водорода, если допустить что эти линии возникают в самой туманности.

2. Иногда по другую сторону ядра кометарной туманности наблюдается выступ такой же кометарной формы. Этот выступ едва заметен у туманности NGC 2261*, но он хорошо заметен у кометарной туманности NGC 2245. Этот любопытный факт свидетельствует о том, что существуют какие-то строгие закономерности в образовании и расположении (в отношении ядра) конусов кометарных туманностей и, в частности, об их биполярной структуре, часто наблюдавшейся у некоторых планетарных туманностей [2].

3. Кометарные туманности принадлежат в большинстве случаев к числу переменных туманностей. Переменность выражается как в изменении общей (интегральной) яркости самой туманности, так и в изменении распределения яркости по туманности. Иногда это явление сопровождается исчезновением или появлением отдельных ярких деталей или сгустков в разных частях туманности. В некоторых случаях отмечается прохождение по туманности какой-то тени, которую некоторые исследователи приписывали прохождению темного облака перед туманностью [3]. Подобное объяснение следует считать мало вероятным, так как относительная скорость темного облака при этом получается очень большой—порядка нескольких десятков и сот тысяч километров в секунду. Предположение о том, что темные экранирующие облака проходят

---

* Указанный выступ хорошо виден на снимках этой туманности, полученных на телескопах обсерватории Моунт Вилсон и Паломар.

вблизи звезды-ядра и заслоняют туманность, не меняет положения.

4. В некоторых случаях спектр кометарной туманности сходен со спектром связанной с ней звезды. Это имеет место, например, у NGC 2261, когда линии H_α и H_β как в туманности, так и у звезды (R Mon) наблюдаются в эмиссии, а остальные линии бальмеровской серии водорода—в поглощении. Однако в упомянутом случае есть разница, на которую следовало бы обратить внимание: эквивалентные ширины поглощения в спектре NGC 2261 заметно больше, в особенности для линии H_γ, чем в спектре звезды R Mon [4].

5. Интегральная яркость туманности сравнима, а в некоторых случаях даже превышает яркость связанной с ней звезды. Так, например, согласно [5], интегральная яркость NGC 2261 в синих лучах порядка $10^m.4$, причем эта оценка относится к области туманности, находящейся дальше 1′ от звезды, то есть без учета наиболее яркой части туманности. Между тем яркость ядра изменяется в пределах от 10^m до 14^m [6]. На этот факт следует обратить особое внимание, так как он прямо говорит против гипотезы отражения, согласно которой свечение кометарных туманностей, в частности NGC 2261, вызвано отражением света ядра со стороны туманности.

6. Согласно поляриметрическим исследованиям Э. Е. Хачикяна [5] и Н. А Размадзе [7], свет туманности NGC 2261 поляризован. Интересно отметить, что по характеру поляризация оказалась радиальной (в отношении ядра), что как будто говорит в пользу гипотезы отражения. Однако, как увидим в § 15, радиальная поляризация может получиться и без гипотезы отражения. Что же касается степени поляризации, то она оказалась довольно высокой—порядка 15% по [5] и 19% по [7]. В отдельных точках туманности степень поляризации оказалась даже очень высокой—порядка 30% по [5] и 50—60% по [7]. Эти значения заметно превышают значения степени поляризации типичных отражающих диффузных туманностей.

7. В спектре NGC 2261 отсутствуют запрещенные линии небулярной группы (кроме, по-видимому, линии λ 3727). В

спектрах других кометарных туманностей отсутствуют как линии поглощения, так и яркие линии. У них имеется только непрерывный спектр.

§ 2. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ТУМАННОСТИ

Большинство из перечисленных в предыдущем параграфе фактов говорит о том, что свечение кометарных туманностей, в частности NGC 2261, не может быть вызвано простым отражением света ядра со стороны пылевых частиц туманности [4, 8]. Кроме того, сама идея о том, что туманность NGC 2261 состоит в основном из пылевых частиц, во всяком случае в таком количестве, чтобы дать подавляющую часть излучения (около 95%) в непрерывном спектре, кажется нам мало вероятной. Хотя туманность NGC 2261 находится в соседстве с известной газо-пылевой туманностью NGC 2264, но она, судя по паломарским картам, явно расположена вне пределов более или менее плотных пылевых образований. Поскольку форма и общая структура туманности исключают возможность случайной связи R Mon с каким-нибудь пылевым облаком продолговатой формы (и, главное, точно на одном конце этой продолговатости), то приходится допустить возможность истечения пылевой материи (!) из ядра, что столь же неправдоподобно.

Ниже будет показано, что перечисленные в § 1 основные факты могут найти удовлетворительное объяснение при гипотезе тормозного излучения релятивистских электронов, испускаемых ядром, в магнитных полях туманности. Сама форма туманности, а также характер поляризации ее света указывают на какую-то особую форму магнитных полей в ней. Поэтому попытаемся сначала разгадать природу этих полей.

Как было указано выше, у некоторых кометарных туманностей наблюдается более или менее заметный „зеркальный" выступ, симметрично расположенный в отношении ядра. Благодаря этому, туманность приобретает своего рода характер биполярности, которую не следует отождествлять с биполярностью структуры некоторых планетарных туманностей, но вместе с тем нельзя считать и случайным явлением. Из этого, на первый взгляд незначительного факта

можно заключить, что кометарная туманность может „упираться“ своей осью не куда угодно на поверхности звезды-ядра, а в определенные области ее поверхности. Скорее всего, этими областями являются магнитные полюсы ядра. Это предположение становится особенно правдоподобным, если иметь в виду следующее соображение. Внешняя форма туманности и характер ее связи со звездой указывают на наличие процесса истечения возбуждающего свечения туманности агента и возможно, газовой материи из ядра. И только в одном случае, а именно, когда это истечение происходит из областей, лежащих над или около оси вращения звезды, оно может иметь направленный характер. Но обычно магнитная ось отклоняется от оси вращения немного—по крайней мере в отношении тех небесных объектов, для которых имеются сведения об их магнитных полях и вращениях.

Нам известно много звезд, которые обладают магнитными полями, иногда достаточно сильными. В некоторых случаях напряженность их магнитных полей измеряется несколькими тысячами гаусс и доходит до десяти тысяч гаусс. Что же касается характера этих полей, то об этом мы пока ничего не знаем. Можно допустить, что характер магнитного поля для большинства звезд сходен с магнитным полем, предполагаемым у Солнца, то есть оно является дипольным. Заметим также, что в этом случае длина диполя, то есть расстояние между полюсами, меньше диаметра звезды. Выражаясь иначе, можно сказать, что в этом случае оба конца диполя находятся внутри звезды. Равным образом мы ничего не знаем и о том, как возникли эти магнитные поля; возможно, как это предполагает Альвен [9], они являются следствием каких-то магнито-гидродинамических явлений внутри звезды.

Не входя пока в подробности процесса тормозного излучения релятивистских электронов (синхротронное излучение), заметим лишь, что интенсивность синхронтронного излучения тем больше, чем больше концентрация релятивистских электронов на внешних границах атмосферы звезды и чем больше напряженность магнитного поля в тех же

слоях. Тогда, даже при равномерном испускании релятивистских электронов по всем направлениям из поверхности звезды, интенсивность синхротронного излучения будет больше в областях магнитных полюсов звезды-ядра.

Если звезды обладают дипольным магнитным полем с одинаковым значением напряженности в областях обоих полюсов (на уровне поверхности звезды), то яркость синхротронного излучения будет одинаковой в направлениях обоих полюсов. В этом случае мы должны были иметь во всех отношениях симметричную кометарную туманность— два конусообразных выступа одинаковой длины и одинаковой яркости с обеих сторон ядра. Этого, однако, не наблюдается, по крайней мере, в отношении большинства кометарных туманностей. Приходится допустить, что напряженность магнитного поля на обоих полюсах неодинакова. Это допущение равносильно предположению, например, о несимметричной расположенности магнитного диполя в отношении центра звезды: с одного конца магнитный полюс расположен ближе к поверхности звезды. В этом случае мы будем иметь неодинаковую интенсивность синхротронного излучения в направлениях обоих полюсов; получим несимметричную кометообразную туманность.

Здесь возникает трудность, связанная с очень быстрым затуханием напряженности дипольного магнитного поля с расстоянием (в данном направлении). Если закон изменения напряженности магнитного поля в зависимости от расстояния представить в виде

$$H_{(r)} = H_p \left(\frac{r_0}{r}\right)^n, \qquad (1)$$

где H_p — напряженность поля на полюсе, то в случае классического (точечного) диполя $n = 3$. Это значит, что на сравнительно близких к звезде расстояниях (не говоря уже о тех расстояниях, где туманность еще достаточно ярка, то есть на расстояниях $r \sim 10^{17} - 10^{18}$ *см*) напряженность магнитного поля будет порядка напряженности общего магнитного поля Галактики ($\sim 10^{-6}$ гаусс), при допущении, что напряженность поля на полюсе порядка $H_p \sim 10^4$ гаусс.

Таким образом, классический диполь длиною меньше диаметра звезды не может объяснить наблюдаемую протяженность кометарных туманностей; размер туманности в этом случае не мог бы превышать тысячи радиусов звезды, что значительно—на два-три порядка уступает наблюдаемым размерам кометарных туманностей.

Для объяснения наблюдаемых протяженностей кометарных туманностей необходимо, чтобы напряженность в отдаленных частях туманности заметно превышала напряженность общего магнитного поля Галактики, то есть надо иметь более слабый градиент напряженности от расстояния, чем тот, который получается при $n = 3$. Удовлетворить это требование можно, если прибегнуть к следующим предположениям.

1. Мы откажемся от классического диполя и взамен примем некий фиктивный диполь, длина которого значительно превышает диаметр звезды и сравнима с размерами туманности. В этом случае один из полюсов по-прежнему находится около поверхности звезды, а второй полюс—вне звезды (со стороны, противоположной туманности).

В случае, когда длина диполя l соизмерима с размерами туманности, то есть когда $r \sim l$, напряженность в точке (r, φ) определяется согласно формуле (10):

$$H(r, \varphi) = 2^{1/2} a \varkappa^2 \times$$
$$\times \frac{\{(1+\varkappa^2)^2 + 4\varkappa^2 \sin^2\varphi - (1-\varkappa^2)\,[(1+\varkappa^2)^2 - 4\varkappa^2 \sin^2\varphi]^{1/2}\}^{1/2}}{(1+\varkappa^2)^2 - 4\varkappa^2 \sin^2\varphi}, \quad (2)$$

где $\varkappa = l/2r$, a магнитный момент диполя; начало измерения расстояния точки (r, φ) находится на середине отрезка l, а $\pi/2 - \varphi$ есть угол, составленный между $\vec{r}$ и магнитной осью.

Асимптотические выражения формулы (2) легко представить (для данного направления) формой (1). В случае, когда $r > 2l$, будем иметь $n = 3/2$. В случае же, когда $r < 2l$, имеем $n = 2$. И только при $r \gg 2l$ получается классический (точечный) диполь с $n = 3$.

Таким образом, когда длина диполя соизмерима с размерами туманности, градиент напряженности магнитного поля в пределах туманности может быть значительно, на один-полтора порядка слабее, чем в случае, когда его длина существенно меньше размеров туманности.

Один из полюсов фиктивного диполя в самом деле фиктивен—он находится вне пределов звезды. Следовательно, при сделанных предположениях звезда должна иметь только один магнитный полюс. Мы приходим к несколько неожиданному выводу: кометарные туманности связаны со звездами, обладающими *униполярными* магнитными полями.

Подобный вывод—вывод о существовании в Галактике звезд с униполярными магнитными полями—как будто трудно совместить с нашими, хотя и неуверенными, но все-таки более или менее правдоподобными представлениями о магнитных свойствах звезд. Этот вывод противоречит также известным фактам из физики—до сих пор не было установлено существование магнитного заряда. Вместе с тем, не следует забывать, что мы пока ничего не знаем о причинах возникновения магнитных полей в звездах и поэтому нам трудно судить о том, не содержится ли в природе звезд возможностей возникновения общих магнитных полей только с одной полярностью? Заметим, кстати, что в отношении объектов сравнительно малых размеров (в сравнении с размерами звезд) существование униполярных магнитных полей в какой-то мере доказано наблюдениями. Речь идет о некоторых типах солнечных пятен, обладающих одним знаком полярности магнитного поля.

Возможно, что возникновение униполярных магнитных полей в звездах связано с существованием в их недрах определенных физических условий, отличных от условий, определяющих внутреннее строение обычных звезд, обладающих биполярными магнитными полями. Если это так, то на ядра кометарных туманностей следует смотреть как на звезды, существенно отличающиеся от обычных звезд по своей природе, по внутреннему строению и, возможно, по механизму выделения внутризвездной энергии.

2. Известно, что в определенных случаях выброшенная из звезд ионизованная материя (плазма) может унести с собой магнитное поле. Аналогичное явление, по-видимому, имеет место в солнечной короне, а также при вспышках Новых [11]. Тогда, возвращаясь к предположению о существовании обычного дипольного поля внутри звезды, но расположенного несимметрично относительно ее центра, мы будем иметь магнитное поле в туманности со значительно меньшим градиентом (в направлении магнитной оси), чем тот, который получается при $n = 3$. Таким образом, предполагается, что явление переноса магнитного поля с дрейфующей материей приводит к своего рода вытягиванию всей системы магнитных силовых линий в направлении дрейфа, сохраняя вместе с тем общую структуру дипольного магнитного поля.

С точками зрения дальнейшего изложения не существенно, которое из этих предположений соответствует действительности. Но второе предположение, по-видимому, ближе к современным представлениям о природе магнетизма космических объектов.

Единственный полюс—в случае униполярного поля, или один из полюсов—в случае несимметричного дипольного поля, как было указано выше, находится очень близко к поверхности звезды. Сама область магнитного полюса представляет собой нечто вроде гигантского пятна, откуда происходит истечение релятивистских электронов и, вполне возможно, также газовой материи. Последнее является причиной возникновения эмиссионных линий в спектре туманности, в то время как первые—причиной возникновения непрерывного спектра.

§ 3. ГИПОТЕЗА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

Релятивистские электроны, распространяющиеся вдоль магнитных силовых линий, не могут испытывать торможение, а, следовательно, дать синхротронное излучение. Только электроны, движения которых образуют значительные углы с магнитными силовыми линиями и которые вслед-

ствие этого описывают спиральные траектории, навивающиеся на силовые линии поля, могут дать синхротронное излучение. Это излучение будет крайне неизотропным; излучение релятивистского электрона в основном сосредоточено в пределах конуса с очень маленьким углом раствора.

В отношении же спектрального распределения это излучение непрерывно, но имеет максимум около частоты ν_{max}, причем ν_{max} определяется из соотношения [12]:

$$\nu_{max} = \frac{1}{4\pi}\frac{eH}{mc}\left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 = 1{,}4 \cdot 10^6 H \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 сек^{-1}, \qquad (3)$$

где H есть компонента магнитного поля, перпендикулярная направлению движения, то есть вектору скорости электрона.

Если энергетический спектр релятивистских электронов непрерывен, то, как следует из (3), всегда найдутся электроны с некоторой энергией E, которые при данном значении напряженности магнитного поля H, то есть на данном расстоянии от ядра, будут излучать как частоты видимого диапазона, так и ультрафиолетового. Спектр этого излучения также будет непрерывным. Интенсивность же излучения будет зависеть, в частности, от концентрации релятивистских электронов, а также от протяженности области, где напряженность магнитного поля придерживается данного значения.

Важно отметить, что в пределах самой туманности, наряду с видимым светом, вырабатывается также синхротронное ультрафиолетовое излучение, за счет которого атомы газа, в частности водорода, могут ионизоваться.

В последующих параграфах будет дано количественное обоснование всему сказанному, а также ряд последствий, вытекающих из выдвинутой гипотезы.

§ 4. КОНЦЕНТРАЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

Примем для простоты, что туманность имеет конусообразную форму, с осью, расположенной перпендикулярно к лучу зрения, и углом раствора на вершине, равным ψ.

На этой же вершине находится испускающая релятивистские электроны звезда (ядро).

Обозначим через N_e концентрацию релятивистских электронов на расстоянии r от ядра, напряженность магнитного поля через $H = H(r)$, а протяженность туманности по лучу зрения—через s. При $\psi \sim 60^\circ$ имеем приблизительно $s \sim r$. Примем далее, что N_e и H постоянны вдоль s.

Интенсивность синхротронного излучения I_ν в частоте ν, отнесенная к единичному спектральному интервалу и единичной площади туманности, перпендикулярной направлению распространения излучения (наблюдателя), дается соотношением (см., например, [13]):

$$I_\nu = \frac{3}{2}(2\pi)^{\frac{1-\gamma}{2}} \frac{e^3 H}{mc^2} \left[\frac{2eH}{m^3c^3}\right]^{\frac{\gamma-1}{2}} U(\gamma) K s \nu^{\frac{1-\gamma}{2}} \qquad (4)$$

для того случая, когда энергетический спектр релятивистских электронов представлен в виде:

$$N_e(E, r) = KE^{-\gamma}. \qquad (5)$$

Соотношение (4) написано для случая хаотического магнитного поля, а следовательно, при допущении, что излучение релятивистских электронов изотропно. В нашем же случае предполагается существование регулярного магнитного поля в туманности и поэтому излучение электронов с заданной энергией будет, строго говоря, неизотропным и сосредоточенным в пределах очень узкого угла (порядка mc^2/E) в направлении плоскости движения электронов. Однако если энергетический спектр электронов непрерывен, то всегда найдутся электроны, которые хотя и движутся на разных плоскостях, составляющих самые разные углы с магнитной силовой линией H, но имеют одинаковую компоненту энергии в направлении, перпендикулярном к H, а следовательно, все они излучают одну и ту же частоту ν. Таким образом, и в случае регулярного магнитного поля можно иметь изотропное или почти изотропное поле излучения при условии, что энергетический спектр релятивистских электронов непрерывен.

Напишем (4) в виде:

$$I_\nu = C(\gamma) K H^{\frac{\gamma+1}{2}} s\nu^{\frac{1-\gamma}{2}}, \tag{6}$$

где

$$C(\gamma) = \frac{3}{\pi}\left(\frac{e^3}{mc}\right)\left(\frac{2e}{2\pi m^3 c^5}\right)^{\frac{\gamma-1}{2}} U(\gamma) \simeq$$

$$\simeq 1{,}3\cdot 10^{-22}(5{,}4\cdot 10^{18})^{\frac{\gamma-1}{2}} U(\gamma). \tag{7}$$

Величина функции $C(\gamma)$ для некоторых значений γ приведена в табл. 1 [функция $U(\gamma)$ при $\gamma = 1$, 2, 3 и 7 равна соответственно: 0,37; 0,125; 0,087 и 0,153].

Таблица 1

Величина функции $C(\gamma)$

γ	2	3	4	5
$C(\gamma)$	$0{,}47.10^{-13}$	$0{,}95.10^{-4}$	$2{,}85.10^{5}$	$8{,}70.10^{14}$

Заметим, что соотношение (6) справедливо для всех частот, кроме спектральных линий, видимого и фотографического диапазона непрерывного излучения независимо от концентрации нейтральных водородных атомов, то есть независимо от оптической толщи туманности в частотах L_c излучения, при условии, что в туманности отсутствует пыль.

Зависимость концентрации релятивистских электронов от расстояния при конусообразной форме туманности, очевидно, будет иметь вид:

$$N_e(E, r) \sim (r_0/r)^2, \tag{8}$$

где r_0 есть радиус звезды или расстояние от центра звезды до того слоя на внешних слоях звезды, откуда происходит истечение релятивистских электронов. Что же касается закона изменения напряженности магнитного поля, то об этом пока трудно сказать больше того, что было сказано выше, в § 2. Поэтому дальнейший количественный анализ целесо-

образно провести для некоторых осредненных величин как в отношении N_e, так и H для основного объема туманности средний размер которой примем равным R.

Яркость кометарных туманностей, как было указано выше, не постоянна и меняется с течением времени. Обозначим через m_{pg} среднее значение интегральной фотографической звездной величины туманности. Тогда на Земле мы будем иметь приблизительно для потока излучения туманности F_γ (без внесения болометрической поправки):

$$F_\gamma = F_\odot 10^{-0.4(m_{pg} - m_\odot)}, \qquad (9)$$

где $m_\odot$ и $F_\odot$—болометрическая видимая величина и полный поток излучения Солнца. Поскольку нам неизвестна величина отношения болометрического потока излучения туманности к ее потоку в фотографическом интервале, то примем приблизительно, что (9) есть поток излучения туманности в фотографическом диапазоне.

Если видимая поверхность туманности в стерадианах равна Ω, то для наблюдаемой интенсивности излучения туманности в фотографических лучах будем иметь из (9):

$$I_\nu = \frac{F_\odot}{\Omega \cdot \Delta\nu_{pg}} 10^{-0.4(m_{pg} - m_\odot)} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{гц} \cdot \text{стерадиан}, \qquad (10)$$

где $\Delta\nu_{pg}$ – ширина спектрального диапазона фотографической области спектра в единицах частот.

Из (6) и (10) найдем:

$$C(\gamma) K H^{\frac{\gamma+1}{2}} = \frac{F_\odot}{\Omega \cdot \Delta\nu_{pg}} \frac{1}{R} 10^{-0.4(m_{pg} - m_\odot)} \nu^{-\frac{1-\gamma}{2}}, \qquad (11)$$

где ν—средняя частота фотографической области. Это соотношение позволяет определить численную величину K при данном значении H, нужную для определения средней концентрации релятивистских электронов, обладающих энергией больше E_0, в туманности, с помощью следующего выражения:

$$N_e(E > E_0) = \int_{E_0}^{\infty} N_e(E)\, dE = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{K}{E_0^{\gamma-1}}. \qquad (12)$$

Наконец, подставляя найденное из (11) значение K в (6), мы можем определить численное значение интенсивности выходящего из туманности синхротронного излучения для любой частоты видимой и фотографической области спектра при любых значениях оптической толщи туманности τ_c (в частотах L_c-излучения). Этой же формулой (6), впрочем, мы можем вычислить интенсивность L_c-излучения, если τ_c меньше единицы. Однако присутствие линий поглощения водорода в спектрах некоторых кометарных туманностей указывает на то, что оптическая толща этих туманностей в частотах бальмеровской серии водорода порядка единицы, а, следовательно, τ_c значительно больше единицы. Иначе говоря, кометарные туманности, в спектрах которых присутствуют линии поглощения, являются непрозрачными в частотах ультрафиолетового излучения ($\tau_c \gg 1$), будучи прозрачными в частотах непрерывного излучения видимой области спектра.

Для определения интенсивности L_c-излучения синхротронного происхождения в некоторой точке туманности мы имеем:

$$I_c = \frac{\varepsilon_\nu}{\alpha_c}\left(1 - e^{-\tau_c}\right), \tag{13}$$

где α_c — объемный коэффициент поглощения в частотах L_c-излучения; ε_ν — объемный коэффициент излучения, который равен:

$$\varepsilon_\nu = C(\gamma)\, K H^{\frac{\gamma+1}{2}} \nu^{\frac{1-\gamma}{2}}. \tag{14}$$

Подставляя в (13) $\alpha_c = n_1 \varkappa_c$, где n_1 — концентрация нейтральных водородных атомов, $\varkappa_c$ — средний коэффициент поглощения L_c-квантов, рассчитанный на один водородный атом, а также имея в виду, что $\tau_c \gg 1$, найдем:

$$I_c = \frac{A(\gamma)}{n_1 \varkappa_c} \nu^{\frac{1-\gamma}{2}}, \tag{15}$$

где обозначено через $A(\gamma)$:

$$A(\gamma) = C(\gamma)\, K H^{\frac{\gamma+1}{2}}. \tag{16}$$

Выражение (15) отличается от (6) только тем, что во

втором случае, то есть для частот видимой области спектра, интенсивность излучения в данной точке туманности зависит от линейной протяженности туманности R, в то время как интенсивность L_c-излучения в той же точке не зависит от размеров туманности.

Вычислим потерю энергии релятивистских электронов на излучение в пределах туманности.

Для потери энергии, обусловленной тормозным излучением релятивистских электронов в магнитном поле туманности, имеем (для случая $E^2 \gg mc^2$) [14]:

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{2e^4H^2}{3m^4c^7}E^2 \text{ эрг/сек.}$$

Отсюда

$$\frac{1}{E} - \frac{1}{E_0} = \frac{2e^4H^2}{3m^4c^7}t,$$

где E_0 — начальная энергия электронов (в момент $t=0$).

Время t_0, необходимое для уменьшения первоначальной энергии в два раза, будет:

$$t_0 = \frac{3m^4c^7}{2e^4H^2}\frac{1}{E_0}. \qquad (17)$$

При $E_0 \sim 10^{11}$ *эв* и $H \sim 10^{-3}$ *гаусс* t_0 получается ста лет.

Для того, чтобы релятивистские электроны покидали туманность, потребуется, следует думать, значительно меньше, в сравнении с t_0, времени. Отсюда можно заключить, что релятивистский электрон теряет, вследствие тормозного излучения в магнитных полях туманности, совсем небольшую долю своей энергии, и что электрон попадает в межзвездное пространство, практически не теряя своей первоначальной огромной энергии. Если это так, то кометарные туманности, вернее их ядра, должны являться своеобразными источниками космических лучей.

В приведенных рассуждениях не учтен факт наличия градиента напряженности магнитного поля в туманности. На близких расстояниях—ближе к ядру, напряженность магнитного поля высока и поэтому электроны в этих областях

могут терять, путем излучения, существенную часть своей энергии (потеря энергии пропорциональна квадрату напряженности магнитного поля).

Однако подобная экстраполяция нам кажется несколько необоснованной, хотя бы потому, что в настоящее время трудно описать, даже качественно, поведение электрона в сильных магнитных полях в области полюса. Мы также ничего не можем сказать о структуре магнитного поля в области полюса.

Что же касается остальных типов потерь, в частности ионизационных потерь релятивистских электронов в пределах туманности, то, следует думать, они незначительны.

§ 5. КОНЦЕНТРАЦИЯ ТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Атомы водорода на больших расстояниях от ядра (звезды) могут ионизоваться под влиянием ультрафиолетового синхротронного излучения, которое вырабатывается тут же, в туманности. С течением времени ионы водорода должны рекомбинироваться и получившиеся атомы должны возвращаться в нормальное состояние путем самопроизвольных каскадных переходов, давая эмиссионный спектр.

Однако присутствие линий поглощения в спектре некоторых кометарных туманностей указывает на то, что, начиная с некоторой линии бальмеровской серии водорода, переходы с нижнего уровня на верхний под влиянием излучения преобладают над рекомбинациями с того же верхнего уровня на данный нижний уровень. При значительном преобладании каскадных переходов над переходами снизу вверх мы будем иметь эмиссионную линию, но ее интенсивность будет уже меньше того значения, которое мы имеем в случае полной флуоресценции (планетарные туманности). В обратном случае будем иметь линию поглощения.

Судя по спектрограмме, например кометарной туманности NGC 2261, полученной Гринстейном [4], бальмеровская серия водорода наблюдается в эмиссии только в двух линиях—H_α и H_β; в остальных линиях, начиная с H_γ, она наблюдается в поглощении. Отношение интенсивностей

H_α/H_β для NGC 2261 порядка десяти (весьма грубая оценка), то есть более чем в три раза больше, чем то значение, которое мы имеем в случае полной флуоресценции. Это свидетельствует о том, что указанная кометарная туманность непрозрачна в линиях бальмеровской серии водорода. Допустив теперь, что H_α представляет собой чистую эмиссионную линию, мы тем самым получим возможность определить концентрацию обычных (тепловых) электронов в туманности.

В действительности картина будет осложнена тем, что оптическая толщина туманности в частотах бальмеровской серии водорода есть величина порядка единицы. Нетрудно понять, что в этом случае интенсивность H_α линии будет больше той, что мы имеем в оптически прозрачной туманности, так как H_α-кванты не могут в условиях туманности превращаться в кванты других частот, между тем кванты H_β, H_γ и др. после каждого акта поглощения будут возвращаться в исходное положение путем каскадных переходов, давая тем самым по одному дополнительному кванту в частоте линии H_α. Поэтому определенная указанным ниже способом концентрация тепловых электронов будет скорее верхней границей ее значения.

Энергия, излучаемая туманностью в единицу времени в частоте линии H_α внутри столба с основанием в 1 *см*^{2} и длиною R (вдоль луча зрения), равна, при отсутствии поглощения:

$$z_3 A_{32} h\nu_\alpha n^+ n_e R, \tag{18}$$

где $z_3 = n_3/n^+ n_e$, n^+ и n_e — концентрация ионов водорода и свободных электронов в туманности соответственно.

Пусть нам известна из наблюдений эквивалентная ширина рассматриваемой линии W_α, то есть ширина области в непрерывном спектре синхротронного излучения около линии H_α, интенсивность которой равна интенсивности линии H_α. Тогда мы можем написать для наблюдаемой интенсивности линии H_α:

$$I_\nu W_\alpha = C(\gamma) K H^{\frac{\gamma+1}{2}} \nu_\alpha^{\frac{1-\gamma}{2}} R W_\alpha. \tag{19}$$

В предельном случае имеем:

$$z_3 A_{32} h \nu_\alpha n^+ n_e = C(\gamma) K H^{\frac{\gamma+1}{2}} \nu_\alpha^{\frac{1-\gamma}{2}} W_\alpha. \tag{20}$$

Приняв $n_e \approx n^+$, найдем, имея в виду также (17):

$$n_e^2 = \frac{W_\alpha A(\gamma)}{z_3 A_{32} h} \nu_\alpha^{-\frac{1+\gamma}{2}}, \tag{21}$$

где ν_α есть частота линии H_α.

§ 6. ИОНИЗАЦИЯ ВОДОРОДНЫХ АТОМОВ

Ионизация водородных атомов вызывается под влиянием ультрафиолетового излучения релятивистских электронов, выработанного в туманности, а не под влиянием разреженного излучения связанной с ней звезды (ядра). Выведем формулу ионизации для этого случая.

Считая, что ионизация водорода в туманности происходит только из основного состояния, будем иметь для числа ионизаций в единице объема за единицу времени:

$$n_1 \int_{\nu_0}^{\infty} k_{1\nu} \frac{I_c}{h\nu} d\nu, \tag{22}$$

где I_c — интенсивность L_c-излучения в данной точке туманности и определяется формулой (15) (для случая $\tau_c \gg 1$). Поэтому будем иметь вместо (22):

$$\frac{A(\gamma)}{\varkappa_c h} \int_{\nu_0}^{\infty} k_{1\nu} \nu^{-\frac{1+\gamma}{2}} d\nu, \tag{23}$$

где n_1 — число атомов водорода, находящихся в основном состоянии в единице объема, $k_{1\nu}$ — коэффициент непрерывного поглощения, рассчитанный на один атом, ν_0 — частота ионизации.

Рекомбинации из ионизованного состояния происходят на все уровни, причем их общее число в единицу времени равно:

$$n^+ n_e \sum_1^\infty C_i(T_e) = \frac{n^+ n_e}{\delta} C_1(T_e), \tag{24}$$

где δ—отношение числа рекомбинаций на первый уровень к полному числу рекомбинаций.

В стационарном случае число актов ионизации должно равняться числу рекомбинаций. Поэтому, приравнив (23) к (24), подставляя также значение $C_1(T_e)$ (см., например, [15]),

$$C_1(T_e) = 4\pi \frac{g_1}{g^+} \frac{\mu h^2}{c^2 (2\pi\mu k T_e)^{3/2}} \int_0^\infty k_{1\nu} \nu^2 e^{-\frac{m v^2}{2kT_e}} v dv, \tag{25}$$

получим:

$$\frac{A(\gamma)}{h\varkappa_c} \int_{\nu_0}^\infty k_{1\nu} \nu^{-\frac{1+\gamma}{2}} d\nu = 4\pi \cdot n^+ n_e \frac{g_1}{g^+} \times$$

$$\times \frac{\mu h^2}{c^2 (2\pi\mu k T_e)^{3/2}} \int_0^\infty k_{1\nu} \nu^2 e^{-\frac{m v^2}{2kT_e}} v dv. \tag{26}$$

Выражение в левой части этого равенства легко интегрируется, но интеграл в правой части берется в конечном виде лишь при допущении $k_{1\nu} \simeq \nu^{-2}$. Приняв в обоих интегралах $k_{1\nu} \sim \nu^{-2}$, найдем:

$$\frac{n^+}{n_1} n_e = \frac{2\delta}{4\pi} \frac{g^+}{g_1} \frac{A(\gamma)}{\gamma+3} \frac{c^2 (2\pi\mu)^{3/2} (kT_e)^{1/2}}{n_1 \varkappa_c h^3} \nu_0^{-\frac{\gamma+3}{2}}.$$

Имея в виду, что $2\delta \simeq 1$ и $g^+/g_1 \sim 1$, можем написать окончательно:

$$\frac{n^+}{n_1} n_e = \frac{1}{4\pi} \frac{A(\gamma)}{\gamma+3} \frac{c^2 (2\pi\mu)^{3/2} (kT_e)^{1/2}}{n_1 h^3 \varkappa_c} \nu^{-\frac{\gamma+3}{2}}. \tag{27}$$

Это формула ионизации при синхротронном излучении, когда $\tau_c \gg 1$. Степень ионизации, как следует из этой формулы, обратно пропорциональна концентрации нейтральных атомов в ней. Последнее обстоятельство делает фор-

мулу (27) тождественной с формулой (21), то есть обе они дают возможность определить только электронную (ионную) концентрацию в туманности.

Формула ионизации в случае $\tau_c \ll 1$ имеет следующий вид:

$$\frac{n^+}{n_1} n_e = \frac{R}{4\pi} \frac{A(\gamma)}{\gamma + 3} \frac{c^2 (2\pi\mu)^{1/2} (kT_e)^{1/2}}{h^3} \nu_0^{-\frac{\gamma-3}{2}}. \qquad (28)$$

Эта формула отличается от (27) в частности тем, что в ее правой части отсутствует n_1.

§ 7. ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОДОРОДНЫХ АТОМОВ

В условиях кометарных туманностей, вообще говоря, следует ожидать такую же малую степень возбуждения водородных атомов в субординатных уровнях, какую мы имеем в планетарных туманностях. Однако в отношении резонансного уровня дело обстоит несколько иначе.

Как известно, в планетарных туманностях населенность атомов во втором энергетическом состоянии относительно велика, так как она определяется плотностью L_α-излучения ρ_α, которая, в свою очередь, определяется плотностью L_c-излучения ρ_c. В общем случае зависимость ρ_α от ρ_c можно представить в виде:

$$\rho_\alpha \simeq 3\omega\tau_1\rho_c, \qquad (29)$$

где ω—отношение коэффициента поглощения в линии L_α-к коэффициенту непрерывного поглощения в частотах L_c-излучения; τ_1 — полная оптическая толща кометарной туманности в частотах L_c-излучения. Примем соотношение (29) и в нашем случае с той лишь разницей, что ω в этом случае будет определяться специфическими условиями переноса лучистой энергии синхротронного происхождения в кометарных туманностях.

Однако есть одна существенная разница, которая с точки зрения задачи переноса излучения отличает планетарные туманности от кометарных. Дело в том, что в первом случае L_c-излучение падает (от центральной звезды) на туманность только с ее одной, внутренней стороны, и в об-

ласти, где $\tau_c \geqslant 1$, мы L_c-квантов практически не имеем, в то время как во втором случае L_c-излучение возникает *во всех* точках туманности независимо от величины τ_c. Иначе говоря, в случае кометарных туманностей „источников" L_c-излучения имеется в большем, а именно в τ_1 раз большем количестве, чем в случае планетарных туманностей. Поэтому, с учетом эффекта „источников" L_c-излучения, выражение (29) перепишется в виде:

$$\rho_\alpha = 3\omega\tau_1^2\rho_c, \tag{30}$$

где ρ_c — плотность L_c-излучения в данной точке внутри туманности, соответствующая интенсивность которой дается формулой (15).

Для определения плотности L_c-излучения сначала определим число L_c-квантов, N_c, из (15). Имеем:

$$N_c = \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{I_\nu}{h\nu}\, d\nu = \frac{2}{hn_1\varkappa_c}\,\frac{A(\gamma)}{\gamma - 1}\,\nu_0^{-\frac{\gamma-1}{2}}. \tag{31}$$

Отсюда имеем для ρ_c:

$$\rho_c = \frac{2\nu_c}{n_1\varkappa_c}\,\frac{A(\gamma)}{\gamma - 1}\,\nu_0^{-\frac{\gamma-1}{2}}, \tag{32}$$

где ν_c — средняя частота L_c-квантов*.

Число переходов атомов водорода в единицу времени в единице объема из основного состояния во второе под влиянием L_α-излучения, очевидно, будет:

$$n_1 s_1 \frac{\rho_\alpha c}{h\nu_\alpha},$$

---

* Собственно говоря, мы могли бы написать проще:

$$\rho_c = \frac{1}{c}\int_{\nu_0}^{\infty} I_\nu\, d\nu.$$

Но получаемое отсюда выражение для ρ_c будет обладать тем неудобством, что его нельзя будет применять для значений γ меньше трех.

где s_1 — коэффициент селективного поглощения в центре линии L_α, ρ_α — плотность излучения внутри линии L_α.

Число же самопроизвольных переходов со второго уровня на первый в единицу времени в единице объема будет $n_2 A_{21}$, где n_2 — число водородных атомов в единице объема во втором уровне.

В стационарном состоянии должно быть, учитывая также (30):

$$3\omega\tau_1^2 n_1 s_1 \frac{\rho_c s}{h\nu_\alpha} = n_2 A_{21}. \tag{33}$$

Отсюда найдем, подставляя значение ρ_c из (32), а также $\tau_1 = n_1 \varkappa_c R$:

$$\frac{n_2}{n_1^2} = 6\omega R^3 \frac{\varkappa_c s_1}{hA_{21}} \frac{\nu_c}{\nu_\alpha} \frac{A(\gamma)}{\gamma - 1} \nu_0^{-\frac{\gamma-1}{2}}, \tag{34}$$

или, после постановки значений универсальных постоянных, получим окончательно из (34):

$$\frac{n_2}{n_1^2} = 8{,}7 \cdot \omega s_1 R^3 \frac{A(\gamma)}{\gamma - 1} \nu_0^{-\frac{\gamma-1}{2}}. \tag{35}$$

Это фактически наша формула степени возбуждения резонансного уровня в условиях кометарных туманностей. Особенность этой формулы заключается в том, что n_1 присутствует (в знаменателе) в квадрате.

Что же касается s_1, входящего в (35), то в дальнейших вычислениях мы будем пользоваться его выражением, соответствующим случаю допплеровского уширения спектральных линий.

При пользовании формулой (35) следует знать величину ω. В случае стационарных планетарных туманностей обычно $\omega = 10^4 \div 10^5$. Однако учет градиента скорости движения между отдельными поглощающими слоями, а также учет перераспределения излучения по частотам приводит к уменьшению ω. В нашем случае указанную величину следует определить путем решения уравнения переноса синхротронного излучения для той или другой модели туманности.

Есть основание полагать, однако, что найденная таким путем величина ω будет мало отличаться от того, что имеем в планетарных туманностях.

§ 8. КОНЦЕНТРАЦИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМОВ ВОДОРОДА

Как было указано выше, в некоторых случаях кометарная туманность может быть непрозрачной в частотах линий бальмеровской серии водорода; на это указывает присутствие линий поглощения водорода в их спектрах. Вместе с тем туманность должна дать эмиссионные линии в частотах той же серии водорода. Поэтому наблюдаемые линии поглощения не будут „чистыми"; они будут „залиты" эмиссионными линиями. То обстоятельство, что первые линии серии наблюдаются в эмиссии, а остальные — в поглощении, указывает, что эффект „заливания" уменьшается по мере перехода от первых линий серии к последним. Если, теперь, допустить, что последняя линия поглощения, которую еще можно наблюдать в спектре данной кометарной туманности, не искажена эффектом „заливания", то есть является чистой линией поглощения, то тем самым мы получим возможность определить концентрацию, вернее, нижнее значение концентрации водородных атомов во втором уровне. Далее, воспользуясь формулой (35) мы можем определить концентрацию нейтральных атомов водорода в туманности.

Чтобы решить первую часть задачи — определение концентрации водородных атомов во втором уровне, n_2, нужно иметь зависимость n_2 от эквивалентной ширины линии поглощения W_λ. В интересующем нас случае эту зависимость следует вывести путем решения уравнения переноса излучения в частотах линий, учитывая специфические условия возникновения непрерывного спектра в условиях кометарной туманности. Однако можно задачу упростить, уподобив в первом приближении кометарную туманность с обращающим слоем Солнца (звезд). Тогда мы можем воспользоваться уже готовыми выражениями для упомянутой зависимости между n_2 и W_λ. Так, например, в случае элементарной теории кривой роста имеем (см., например [15], стр. 172):

$$\frac{W_\lambda}{\lambda} = 2X_0 \frac{\Delta\nu_D}{\lambda} \int_0^\infty (e^{p^2} + X_0)^{-1} dp. \tag{36}$$

где

$$X_0 = n_2 s_2 R, \tag{37}$$

а s_2 есть коэффициент селективного поглощения в центре данной линии бальмеровской серии водорода.

Наблюдения обычно дают величину W_λ в ангстремах. Тогда из (36) можно определить X_0, а затем из (37) — n_2 при данном R. Концентрацию же нейтральных атомов n_1 можно определить непосредственно из (35) и (37):

$$n_1^2 = 0{,}115 \frac{X_0}{R^2 \omega s_1 s_2} \frac{\gamma - 1}{RA(\gamma)} \nu_0^{\frac{\gamma-1}{2}}. \tag{38}$$

§ 9. ПРИМЕНЕНИЕ К ТУМАННОСТИ NGC 2261

Яркость переменной кометарной туманности NGC 2261 меняется в довольно широких пределах. Поэтому в дальнейших вычислениях мы будем исходить из приблизительной оценки средней величины потока излучения туманности в фотографических лучах.

Приняв для интегральной яркости этой туманности $m_{pg} \approx 10^m$, найдем из (11) приблизительно:

$$I_\nu \approx 0{,}4 \cdot 10^{-17} \text{ эрг/см}^2 \text{ сек гц стерадиан},$$

причем было принято для ширины спектрального диапазона $\Delta\nu_{pg} = 2{,}4 \cdot 10^{14}$ *гц* (от 3600 до 5000 Å).

Далее, имея в виду (12) и (17), найдем величину функции $A(\gamma) = C(\gamma) KH^{\frac{\gamma+1}{2}}$. Что же касается среднего размера туманности R, то, не имея определенных данных на этот счет, примем ориентировочно $R = 10^{18}$ *см*. В табл. 2 приведены значения $A(\gamma)$, а также $KH^{\frac{\gamma+1}{2}}$ для ряда значений γ ($C(\gamma)$ берется из табл. 1).

Определим среднюю концентрацию релятивистских электронов в пределах туманности в случае $\gamma = 3$. Для этого

нужно сначала определить, воспользуясь табл. 2, величину K для данного значения напряженности магнитного поля в туманности H, а затем $N_e(E > E_0)$ из (13). Результаты приведены в табл. 3 (N_e вычислено для значений E_0, равных 10^{11} и 10^{12} *эв*).

Таблица 2

Значения функции $A(\gamma)$ и $KH^{\frac{\gamma+1}{2}}$ ($R = 10^{18}$ *см*)

γ	2	3	4	5
$A(\gamma)$	$1{,}06.10^{-28}$	$2{,}80.10^{-21}$	$7{,}42.10^{-14}$	$1{,}96.10^{-6}$
$KH^{\frac{\gamma+1}{2}}$	$2{,}25.10^{-15}$	$2{,}94.10^{-17}$	$2{,}60.10^{-19}$	$2{,}25.10^{-21}$

Как следует из данных этой таблицы, концентрация релятивистских электронов в туманности в среднем порядка 10^{-10} *см*^{3}, если считать, что напряженность магнитного поля порядка $H \sim 10^{-3}$ *гаусс*. Приведенное значение N_e заметно превышает предполагаемую концентрацию релятивистских электронов в межзвездном пространстве.

Таблица 3

Концентрация релятивистских электронов (*см*$^{-3}$)

H	10^{-2}	10^{-3}	10^{-4}
K	3.10^{-13}	3.10^{-11}	3.10^{-9}
$N_e(>10^{11})$	6.10^{-12}	6.10^{-10}	6.10^{-8}
$N_e(>10^{12})$	6.10^{-14}	6.10^{-12}	$6\ 10^{-10}$

Приняв для радиуса ядра (звезды) $r_0 = 10^{12}$ *см*, найдем для концентрации инжектирующего потока электронов $N_e(r_0) \approx 10^2$ *см*$^{-3}$ сравнительно высокое значение, если иметь в виду, что эта оценка относится не к какой-нибудь локальной области, а ко всей поверхности ядра. Этот результат свидетельствует о достаточно высокой мощности ядра кометарной туманности NGC 2261 в отношении испускания релятивистских электронов.

Концентрацию обычных (тепловых) электронов можно определить с помощью формулы (21). Подставляя в ней $z_3 = 0{,}23.10^{-20}$ [16], $A_{32} = 4{,}39.10^7$ *сек*$^{-1}$ [14], а также $W_\alpha = 126$ Å $= 0{,}88.10^{13}$ *сек*$^{-1}$ [4], найдем:

$$n_e^2 = 1{,}32 \cdot 10^{52} \cdot A(\gamma)\, \nu_\alpha^{-\frac{1+\gamma}{2}}. \qquad (39)$$

Беря значения $A(\gamma)$ из табл. 2, были определены этой формулой величины n_e для ряда значений γ. Результаты приведены в табл. 4.

Таблица 4

Электронная концентрация n_e (*см*$^{-3}$) в NGC 2261

γ	2	3	4	5
n_e	12	13	15	17

Из приведенных в табл. 4 данных следует, что, во-первых, электронная концентрация почти не зависит от γ и, во-вторых, она значительно — на один два порядка — меньше электронной концентрации планетарных туманностей.

Такие же по порядку величины результаты получаются и при использовании для определения электронной концентрации формулы (27).

По измерениям Гринстейна [4], эквивалентная ширина линии поглощения Hγ порядка 3 Å. Приняв эту линию за чистую линию поглощения, то есть не искаженную эффектом заливания эмиссионной линии Hγ, можно определить из (36) и (37) концентрацию водородных атомов во втором уровне.

Имеем для s_2:

$$s_2 = \frac{\sqrt{\pi}\, e^2}{\mu c} \frac{f_{ik}}{\Delta\nu_D}. \qquad (40)$$

Приняв для линии Hγ: $\Delta\nu_D \simeq 10^{11}$ *сек*$^{-1}$ (при $T_e = 10000°$), $f_{ik} = 0{,}0221$, найдем: $s_2 = 0{,}33 \cdot 10^{-14}$ *см*^{2}. Из решения (36) найдем ($W_\lambda/\lambda = 0{,}73 \cdot 10^{-3}$): $X_0 \simeq 10$. Поэтому имеем из (37), при $R = 10^{18}$ *см*:

$$n_2 = 6{,}6 \cdot 10^{-4}\ см^{-3}. \qquad (41)$$

Совершенно так же найдем концентрацию нейтральных атомов из (36) для некоторых значений γ. Результаты приведены в табл. 5 ($\omega = 5 \cdot 10^4$, $s_1 = 6{,}2 \cdot 10^{-14}\ см^2$). Там же приведены отношения n_2/n_1, то есть степень возбуждения резонансного уровня.

Таблица 5

Концентрация нейтральных атомов n_1 ($см^{-3}$) и степень возбуждения n_2/n_1 в NGC 2261

γ	2	3	4	5
n_1	114	170	250	360
n_2/n_1	6.10^{-6}	4.10^{-6}	3.10^{-6}	2.10^{-6}

Сравнение данных, приведенных в табл. 5 и 4, позволяет сделать весьма интересный вывод о том, что в отличие от обычных газовых туманностей, в туманности NGC 2261 подавляющая часть водородных атомов находится в нейтральном состоянии; степень ионизации, n^+/n_1, порядка 0,1. Хотя этот вывод относится к туманности NGC 2261, он, по-видимому, верен и для остальных кометарных туманностей, свечение которых имеет синхротронное происхождение.

Оптическая толща туманности в частотах ультрафиолетового излучения при этих условиях получается, как и следовало ожидать, очень высокой — порядка 10^3 (при $R = 10^{18}$ *см*).

Оптическая толща туманности в частотах бальмеровской серии волорода, вычисленная по формуле

$$t_l = n_2 s_l R = 1{,}5 \cdot 10^{-2} \frac{f_{lk}}{\Delta\nu_l} n_2 R, \qquad (42)$$

для различных линий (при $R = 10^{18}$ *см*) приведена в табл. 6.

То обстоятельство, что для H_α получается очень высокое значение t_α, нас не должно смущать; это лишь указывает на то, что H_α-кванты перед тем, как выйти из туманности, должны испытывать многократное рассеяние. Поток же H_α-излучения остается таким же, как если бы туман-

ность была прозрачной в этой частоте, так как в условиях туманностей кванты H_α не могут превращаться в кванты других частот (см. § 10).

Таблица 6

Оптическая толща NGC 2261 в частотах бальмеровской серии водорода ($R=10^{18}$ *см*)

	t_i
H_α	28
H_β	4
H_γ	1.3
H_δ	0.6
H_ε	0.3

В остальных же линиях бальмеровской серии водорода оптическая толща туманности NGC 2261 порядка единицы.

§ 10. ВОЗНИКНОВЕНИЕ КОМБИНИРОВАННОГО СПЕКТРА

В предыдущем параграфе был сделан важный вывод о том, что оптическая толща кометарной туманности NGC 2261 в частотах линий бальмеровской серии водорода порядка единицы и, следовательно, туманность в значительной своей части непрозрачна в частотах этих линий.

Последствия, вытекающие из этого вывода, напрашиваются сами собой. Если кометарная туманность, излучая относительно сильный непрерывный спектр, прозрачна в частотах непрерывного излучения, но непрозрачна в частотах линий, то этим она до некоторой степени отождествляется с обращающим слоем звезд: в этом случае неизбежно будет появление линий поглощения.

Но поскольку мы имеем дело с туманностью, то наряду с процессами рассеяния квантов непрерывного спектра в частотах линий в ней должны идти также процессы флуоресценции, при которых возбуждаются эмиссионные линии в тех же частотах. Крутизна бальмеровского декремента линий поглощения в общем случае будет отличаться от крутизны бальмеровского декремента эмиссионных линий.

Поэтому результирующий спектр в своем одном конце должен состоять из эмиссионных линий, а в другом конце — из линий поглощения. Так может возникнуть комбинированный спектр у некоторых кометарных туманностей. Например, у NGC 2261 линии H_α и H_β наблюдаются в эмиссии, а остальные — в поглощении.

В настоящем параграфе мы попытаемся проанализировать задачу возникновения комбинированного спектра кометарных туманностей пока в качественном отношении.

Начинаем с эмиссионных линий. Классическая теория бальмеровского декремента эмиссионных линий предполагает, что туманность прозрачна для всех линий бальмеровской серии водорода. В нашем же случае туманность непрозрачна к этим линиям, причем оптическая толща t_i быстро падает с переходом от первых линий серии к последним (табл. 6). Вследствие этого обычный декремент (выведенный для случая $t_i = 0$) будет сильно искажен из-за эффекта самопоглощения. Нетрудно понять, что этот эффект должен привести к возрастанию относительных интенсивностей всех бальмеровских линий вследствие того, что наибольшее поглощение испытывает линия H_β. Можно, впрочем, дать приблизительную количественную оценку влияния указанного эффекта.

Обозначая через E_i энергию, выходящую из кометарной туманности в i-й линии бальмеровской серии, можем написать, аналогично (13), для всех линий этой серии, кроме H_α;

$$E_i = E_i^0 \frac{1 - e^{-t_i}}{\alpha_i}, \tag{43}$$

где E_i^0 — энергия, излучаемая единицей объема туманности в линии, α_i — объемный коэффициент селективного поглощения.

Для линии H_α выходящая энергия просто пропорциональна линейной протяженности туманности R:

$$E_\alpha = E_\alpha^0 R. \tag{44}$$

Из (43) можно написать для *наблюдаемого* бальмеровского декремента:

$$D_i = \frac{E_i}{E_\beta} = D_i^0 \frac{1 - e^{-t_i}}{1 - e^{-t_\beta}} \frac{t_\beta}{t_i}, \tag{45}$$

где $D_i^0 = E_i^0/E_\beta^0$ есть, очевидно, теоретический бальмеровский декремент прозрачной туманности ($t_\beta = 0$).

Для относительной интенсивности линии H_α имеем из (44) и (43):

$$D_\alpha = D_\alpha^0 \frac{t_\beta}{1 - e^{-t_\beta}}. \tag{46}$$

В табл. 7 приведены вычисленные по (45) и (46) значения наблюдаемых бальмеровских декрементов для случаев $t_\beta = 2$ и $t_\beta = 4$.

Как видно из приведенных в табл. 7 данных, эффект самопоглощения приводит к сильному возрастанию относительной интенсивности линии H_α. Это возрастание будет еще сильнее, если учесть, что часть энергии линии H_β, H_γ и т. д. идет, при процессах поглощения и излучения энергии из непрерывного спектра, на образование новых H_α-квантов. По измерениям Гринстейна [4], эквивалентные ширины линий H_α и H_β в спектре NGC 2261 равны 126 и 13 Å соответственно. Хотя эти данные не исправлены за спектральную чувствительность фотопластинки, тем не менее они свидетельствуют о высокой относительной интенсивности линии H_α.

Таблица 7

Наблюдаемый бальмеровский декремент D_i при различных значениях t_β

	D_i		
	$t_\beta=0$	$t_\beta=2$	$t_\beta=4$
H_α	2,78	6,5	11
H_β	1	1	1
H_γ	0,50	0,85	1,30
H_δ	0,29	0,58	0,89
H_ε	0,18	0,39	0,64

При достаточно больших значениях t_β может наступить такой момент, когда в спектре туманности будет присутствовать только одна эмиссионная линия — H_α.

Что же касается остальных линий серии, то, как следует из табл. 7, самопоглощение приводит к уменьшению крутизны бальмеровского декремента (начиная с H_β).

Переходим к линиям поглощения. Они возникают, как обычно, в результате рассеяния квантов непрерывного спектра в частотах линий. Крутизна бальмеровского декремента линий поглощения обычно значительно меньше крутизны декремента эмиссионных линий. В частности, относительная интенсивность линии H_α даже не доходит до двух. Эта разница в декрементах приводит к тому, что линии поглощения в начале серии будут залиты эмиссионными линиями с избытком, а в конце — с недостатком. В результате получим спектр, первые линии которого будут присутствовать в эмиссии, остальные — в поглощении. Подобная картина наблюдается, как было указано выше, в отношении туманности NGC 2261.

При выводе теоретического декремента линий поглощения следует учесть следующее обстоятельство. Дело в том, что если при трактовке задачи возникновения линий поглощения в условиях звездных атмосфер принимается, например, что количество поглощенных квантов в линиях равно количеству излученных квантов, то в условиях туманностей такое равенство больше не может иметь места. В этом случае из поглощенных квантов, например, в частоте линии H_β, только некоторая часть ε_3, опять переизлучается в частоте линии H_β при переходах $4 \to 2$. Остальная же часть, $1-\varepsilon_3$, в условиях туманностей должна идти каскадным путем $4 \to 3 \to 2$, излучая линии P_α и H_α. Таким образом, в условиях кометарных туманностей может иметь место своеобразное „истинное" поглощение, когда в результате флуоресценции часть энергии квантов H_β превращается в энергию других квантов.

Величину коэффициента ε_i для некоторой бальмеровской линии, очевидно, можно определить из соотношения:

$$\varepsilon_i = \frac{A_{i2}}{\sum\limits_{j=2}^{i-1} A_{ij}}. \qquad (47)$$

Строго говоря, при написании условия лучистого равновесия следовало бы учесть также ту энергию, которая излучается дополнительно в частоте рассматриваемой линии за счет переходов, осуществляемых из вышележащих

уровней в данный уровень. При этом ε_i будет несколько больше того, что дает (47). Однако вычисления по точной формуле, которую нетрудно написать, показывают, что эта поправка незначительна; для линии H_α разница составляет всего 6% (получается 1,06 вместо 1).

В табл. 8 приведены значения ε_i, вычисленные по (47) для некоторых линий. Как следует из данных этой таблицы, только в линии H_α количество излучаемой энергии равно количеству поглощенной энергии (чистое рассеяние), в то время как в линии, например, H_ϵ излучается только около одной четвертой части первоначально поглощенной энергии.

Таблица 8

	ε_i
H_α	1
H_β	0,483
H_γ	0,340
H_δ	0,274
H_ϵ	0,236

Учет указанного эффекта, очевидно, приводит к тому, что относительная интенсивность линии поглощения будет увеличиваться—по сравнению с тем, что имеем в случае чистого рассеяния, и тем больше увеличивается, чем дальше уходим от начала серии. Иначе говоря, при этом еще слабее будет крутизна бальмеровского декремента линий поглощения и еще больше будет вероятность того, что после слияния с эмиссионными линиями, результирующий спектр в своем конце будет содержать только линии поглощения.

§ 11. О ПРИЧИНАХ ОТСУТСТВИЯ ЗАПРЕЩЕННЫХ ЛИНИЙ

В спектре туманности NGC 2261 и, по-видимому, у большинства кометарных туманностей отсутствуют запрещенные линии N_1, N_2. В отношении фиолетового дублета λ 3727 нам не удалось в литературе найти каких-нибудь сведений.

Если химический состав планетарных туманностей такой же, что и химический состав планетарных туманностей, то независимо от природы ионизирующего излучения отношение концентрации ионов водорода к концентрации однажды ионизованных атомов кислорода должно быть в обоих случаях одним и тем же, так как потенциалы ионизации водорода и нейтрального кислорода практически одинаковы.

Поэтому в спектрах кометарных туманностей линия λ 3727 должна присутствовать наряду с линией H_α, H_β.

Иначе обстоит дело с линиями N_1 и N_2, а также λ 4363 [OIII]. Здесь уже может играть роль распределение ионизирующего излучения по частоте. В данном случае, оказывается, могут быть разные варианты. Например, если энергетический спектр релятивистских электронов непрерывен, то есть закон $J_\nu \sim \nu^{\frac{1-\gamma}{2}}$ нигде не прерывается, доля энергии (при $\gamma = 4$), идущая на ионизацию водорода, $E(H^+)$, равна по порядку величине энергии, идущей на вторую ионизацию кислорода, $E(O^{++})$. Между тем в случае планетарных туманностей это отношение порядка 0,1, то есть $E(H^+)/E(O^{++}) \sim 0{,}1$ (при температуре ядра $T_* = 50000$). Отсюда следует, что в случае синхротронного излучения по закону $J_\nu \sim \nu^{\frac{1-\gamma}{2}}$ относительное число дважды ионизованных атомов кислорода должно быть значительно больше по сравнению с тем, что мы имеем в случае планетарных туманностей. Следовательно, в этом случае линии N_1 и N_2 не только должны присутствовать в кометарных туманностях, но и обладать большой яркостью. Но ничего подобного не наблюдается.

Совсем другой результат получается, когда рассматриваем монохроматический пучок релятивистских электронов. В этом случае, как известно, интенсивность излучения в сторону ультрафиолетовых частот падает значительно сильнее (по экспоненциальному закону). Вычисления показывают, что в этом случае отношение $E(H^+)/E(O^{++})$ может быть на один-два порядка больше, чем в случае планетарных туманностей. Ясно, что при таких условиях линии N_1, N_2, в равной мере и λ 4365, не могли быть наблюдены в кометарных туманностях.

Однако есть другое обстоятельство, которое, по-видимому, также препятствует появлению указанных линий в кометарных туманностях. Дело в том, что относительное количество нейтральных водородных атомов (n_1/n^+) в кометарных туманностях значительно — в несколько десятков

тысяч раз—больше, чем в планетарных туманностях. Это значит, что в кометарных туманностях имеются в достаточном количестве нейтральные водородные атомы, которые могли бы поглощать не только волны короче 912 Å, но и волны короче 352 Å (граница ионизации O^+). Если это так, то дважды ионизованные атомы в кометарных туманностях практически не должны присутствовать.

§ 12. ВОЗМОЖНОСТЬ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

До сих пор ни у одной кометарной туманности, в том числе и у NGC 2261, не был установлен факт радиоизлучения. Представляет поэтому интерес обсуждение вопроса о радиоизлучательной способности кометарной туманности, в особенности после того, когда ее свечение в оптическом диапазоне целиком связывается с релятивистскими электронами.

В настоящее время мы имеем по крайней мере один пример — Крабовидная туманность, свечение которой, как показал И. С. Шкловский [17], в оптическом и радиодиапазонах обусловлено излучением релятивистских электронов. Однако тут есть одно обстоятельство, на которое следовало бы обратить внимание. Ответственными за радиоизлучение являются электроны с энергией $E < 10^9$ *эв* (при $H \sim 10^{-4}$ *гаусс*), в то время как ответственными за оптическое излучение являются более жесткие электроны с энергией $E \sim 10^{11}-10^{12}$ *эв*. И хотя при определении концентрации релятивистских электронов для последних применяется спектр типа $N_e = KE^{-\gamma}$, но отнюдь не предполагается, что значения K и γ остаются постоянными во всем диапазоне от $E = 10^9$ *эв* до $E = 10^{12}$ *эв*. Как раз наоборот, считается, что спектр типа $N_e = KE^{-\gamma}$ справедлив только в пределах данного диапазона (оптического или радио) и что параметры этого спектра — K и γ, имеют разные значения в этих диапазонах. Так, например, согласно [17], имеем для оптического диапазона: $N_e(E > 3 \cdot 10^{11}) = 2{,}4 \cdot 10^{-9}$ *см*$^{-3}$, а для радиодиапазона: $N_e(E > 2 \cdot 10^7) \approx 2 \cdot 10^{-6}$ *см*$^{-3}$. Между тем, допустив, что излучение в обоих диапазонах обусловлено электронами,

имеющими единый спектр, мы должны были бы иметь $N_e(E > 2 \cdot 10^7) \approx 1$ *см*$^{-3}$(!).

Для того, чтобы кометарная туманность излучала радиоволны, нужно, чтобы в ее средних частях существовали релятивистские электроны с энергией порядка $10^8 - 10^9$ *эв*, а в близких к ядру областях, где напряженность магнитного поля больше, энергия электронов должна быть еще меньше. Поэтому отсутствие заметного радиоизлучения у кометарных туманностей следует объяснить просто отсутствием или недостаточным количеством электронов с энергией $E \sim 10^9$ *эв*.

Релятивистские электроны в Крабовидной туманности, как предполагают, появились в основном в результате взрыва в центральной звезде, хотя есть признаки, говорящие о том, что ее ядро и сейчас испускает их. В кометарных же туманностях они непрерывно пополняются за счет инжекции из полярных областей ядра. По-видимому, условия в близких к полюсу областях таковы, что электроны со сравнительно низкой энергией не могут вырываться и добираться до средних частей туманности, где они могли бы генерировать радиоволны.

§ 13. КОЛЕБАНИЯ ЯРКОСТИ ТУМАННОСТИ

Одной из характерных особенностей туманности NGC 2261 является неравномерность распределения яркости по ее видимой поверхности и неравномерность изменения блеска и структуры. Чаще всего туманность имеет пятнистую структуру, когда яркие области различных размеров чередуются с более или менее темными прогалинами. Иногда области максимальной яркости расположены непосредственно около ядра, иногда они находятся далеко от ядра, где-то в центральных частях туманности. Отмечается также независимость изменения блеска туманности от изменений блеска звезды; нет определенной корреляции между амплитудой изменения яркости звезды и амплитудой изменения яркости туманности. Хорошее представление об изменениях формы, структуры и яркости этой туманности дают известные фотографии Лампланда [3].

В рамках гипотезы о синхротронной природе свечения кометарных туманностей эти особенности распределения и поведения яркости, а также изменчивости их формы, получают простое объяснение.

Для большей наглядности допустим, что из области магнитного полюса ядра выбрасывается строго однородный пучок релятивистских электронов, то есть все электроны этого пучка имеют одинаковую энергию . Тогда, согласно (3), интенсивное излучение указанных электронов в оптическом диапазоне возможно только в определенном интервале напряженности магнитного поля H. Так, например, при $E = 10^{11}$ *эв* оптический диапазон от $\lambda = 3200$ Å до $\lambda = 7000$ Å будет излучаться в интервале напряженности от $H = 2{,}2 \cdot 10^{-2}$ *гаусс* до $H = 5 \cdot 10^{-3}$ *гаусс*. Но напряженность магнитного поля неодинакова во всех точках туманности; она уменьшается с удалением от ядра. Поэтому до расстояния r_1, где $H = 2{,}2 \cdot 10^{-2}$ *гаусс*, туманность должна выглядеть темной. В действительности она излучает волны более короткие, чем λ 3200 Å (вакуумный ультрафиолет и ультракороткие волны). Начиная с расстояния r_1 до расстояния r_2, где $H = 5 \cdot 10^{-3}$ *гаусс*, туманность должна быть светлой, переходя от синего цвета около границы r_1, до красного около границы r_2. Дальше r_2 туманность опять должна быть темной; в действительности она излучает волны длиннее λ 7000 Å (инфракрасные и радиоволны).

На рис. 1 приведен график зависимости H от λ для различных значений E. Пунктирными линиями обозначены границы оптического диапазона. Приведенный график одновременно дает зависимость E от H

Таким образом, в зависимости от состава и однородности пучка релятивистских электронов, максимум яркости может получиться на любом расстоянии от ядра. При наличии сразу нескольких пучков, более или менее однородных, но с различными значениями E, мы будем иметь сразу несколько максимумов различной яркости и на различных расстояниях от ядра; получается то, что выше было названо

„пятнистой структурой" туманности. Теперь достаточно небольшого колебания в составе пучков, чтобы пятна перемещались с одного места на другое (дрейф пятен), а то и совсем исчезли. Если, наконец, энергетический спектр релятивистских электронов будет непрерывным, то вместо пятен мы будем иметь сплошную туманность с монотонно падающей яркостью с удалением от ядра.

Динамичность структуры туманности, в частности изменчивость распределения ее яркости, еще больше уси-

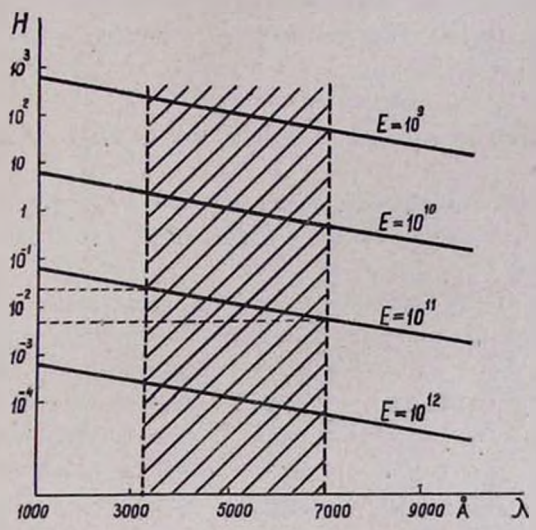


Рис. 1.

лится, если ко всему этому прибавить эффект вращения звезды. В этом случае сами пучки релятивистских электронов должны производить колебательные движения (в проекции на небесной сфере) с периодом, равным периоду вращения звезды вокруг оси, и с угловой амплитудой, равной удвоенной величине угла, составленного магнитной осью и осью вращения. При этом можно ожидать перемещения (дрейф) ярких или темных пятен не только вдоль, но и поперек туманности. Это относится также к движению известных „теней", о которых говорилось выше, в § 1. Вычисления показывают, что при продолжительности периода обращения

звезды вокруг своей оси, равной 30 дням, и при угле между магнитной осью и осью вращения, равном 15°, скорость перемещения „теней", проходящих по туманности на расстоянии от ядра, равном $5 \cdot 10^{16}$ *см*, будет порядка 200000 *км/сек*, или 1/4″ в день, то есть такой, какой получен из наблюдений в некоторых случаях (при расстоянии NGC 2261 от нас порядка 500 парсек).

Таким образом, в настоящее время можно указать, по крайней мере, три причины, вызывающие изменение в свечениях кометарных туманностей:

1. Колебание энергетического спектра релятивистских электронов.

2. Вращение звезды.

3. Колебания напряженности магнитного поля в туманности.

Роль последнего фактора будет особо эффективной в том случае, когда связанная с туманностью звезда обладает переменным магнитным полем.

Указанные выше причины, вызывающие изменения блеска кометарной туманности, могут действовать одновременно в одни моменты жизни туманности и неодновременно—в другие моменты. Наряду с этим, не все из перечисленных факторов могут влиять на блеск звезды-ядра. Отсюда становится понятным, почему колебания блеска звезды и туманности происходят в общем случае независимо друг от друга

§ 14. ПОКАЗАТЕЛЬ ЦВЕТА

Посмотрим теперь, каким будет цвет туманности, свечение которой имеет синхротронную природу?

Переходя от шкалы частот к шкале длин волн, можем написать вместо (6):

$$I_\lambda = C'\lambda^{\frac{\gamma-5}{2}}. \qquad (48)$$

Для определения теоретического значения показателя цвета (в интернациональной системе) имеем следующее выражение, с учетом (48):

$$CI = -2.5\lg \frac{\int P_\lambda \lambda^{\frac{\gamma-5}{2}} d\lambda}{\int V_\lambda \lambda^{\frac{\gamma-5}{2}} d\lambda} + 1.04, \qquad (49)$$

где P_λ и V_λ — коэффициенты спектральной чувствительности приемника в фотографических и фотовизуальных лучах соответственно и берутся из [18].

В табл. 9 приведены величины CI, вычисленные по (49), для ряда значений γ.

Таблица 9

Теоретические значения показателя цвета при синхротронном излучении

γ	2	3	4	5
CI	+0.29	+0.38	+0.52	+0.64

Как следует из приведенных данных, туманность должна иметь красный цвет, если ее свечение имеет синхротронное происхождение. Как нам любезно сообщил Д. А. Рожковский, туманность NGC 2261 имеет, по предварительным определениям, положительный показатель цвета*.

Теоретические возможности спектра синхротронного излучения, однако, не исчерпываются приведенными результатами. Как показано М. Тер-Микаэляном [19], в определенных случаях, а именно, когда выполняется условие

$$\nu < \sqrt{\frac{4\pi e^2 N}{m_e}} \cdot \frac{E}{mc^2}, \qquad (50)$$

N - концентрация тепловых электронов в среде, где происходит торможение релятивистских электронов, излучение последних будет обладать спектром с более сильным (экспоненциальным) падением интенсивности излучения в сторону длинных волн, чем то, которое мы имели выше (степенная зависимость от ν). В этом случае общее излуче-

* Приведенную в [5] оценку показателя цвета, основанную на одном наблюдении этой туманности, следует считать неправильной.

ние может характеризоваться также отрицательным показателем цвета. Но, как показывают конкретные вычисления, отрицательный показатель цвета может дать электрон с энергией порядка 10^{18} — 10^{19} *эв* при его движении в магнитном поле с напряженностью 10^{-9} — 10^{-10} *гаусс* (!).

Однородный пучок релятивистских электронов в близких к ядру областях должен излучать более короткие волны, а на далеких — более длинные. Отсюда следует, что с удалением от ядра туманность, вообще говоря, должна краснеть. Поскольку иметь строго однородный пучок мало вероятно, то в действительности указанная закономерность должна быть выявлена не очень сильно. Тем не менее, эффект покраснения туманности NGC 2261 с удалением от ядра, по-видимому, был обнаружен в [7]. Вообще было бы интересно провести детальное колориметрическое исследование отдельных кометарных туманностей при различных фазах их переменности.

Свечение кометарной туманности, а также ее цвет, согласно изложенной концепции, обусловлены исключительно релятивистскими электронами. Свечение же ядра-звезды, а также ее цвет, обусловлены совсем другими причинами, хотя в данном случае роль релятивистских электронов и очевидна (см. § 16). Отсюда вытекает, что в общем случае не следует ожидать существования строгой корреляции между цветом туманности и колебаниями цвета звезды. Этот вывод подкрепляется наблюдениями [4], согласно которым цвет туманности не следует за изменениями цвета звезды.

§ 15. ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Убедительное доказательство в пользу синхротронной природы свечения кометарных туманностей могут дать результаты их поляриметрических исследований.

Почти все излучение релятивистского электрона, как известно, сосредоточено в пределах очень узкого угла около плоскости движения электрона. Поэтому синхротронное излучение должно быть поляризовано, причем плоскость поляризации должна быть перпендикулярна магнитной силовой линии в данной точке. Что же касается степени поляризации, то она обычно очень высокая и зависит от показателя

γ энергетического спектра релятивистских электронов. Однако эта зависимость слаба; при $\gamma = 2$, например, степень поляризации равна 71%, а при $\gamma = 3$ — 76% [20].

Магнитные силовые линии униполярного поля в области кометарной туманности в первом приближении можно представить в виде прямых лучей, исходящих из ядра. Поэтому по своему характеру синхротронное излучение должно показать радиальную поляризацию, то есть такую же, какую мы имели бы, если свечение туманности было обусловлено простым отражением света ядра пылевыми частицами туманности. Однако магнитные силовые линии униполярного поля не представляют собой идеальных прямых лучей и поэтому следовало бы ожидать некоторое отклонение от чисто радиальной поляризации, в особенности на краях туманности.

Уже в полученной в [5] картине поляризации света туманности NGC 2261 такое отклонение замечено. Нанося на одну из карт распределения поляризации по этой туманности силовые линии униполярного поля (ориентировочно), увидим, что направления плоскости поляризации лучше согласуются с униполярными силовыми линиями, чем с прямыми лучами. Иначе говоря, условие перпендикулярности плоскости поляризации (магнитного вектора) к магнитной силовой линии выполняется лучше в случае униполярного поля, чем условие перпендикулярности той же плоскости к прямым лучам в случае отражения.

Что же касается степени поляризации света в данной точке изображения туманности, то тут сказывается эффект проекции, приводящий к уменьшению абсолютного значения степени поляризации в сравнении с ее теоретической величиной. Влияние этого эффекта должно быть относительно малым на краях туманности, вследствие чего в этих частях туманности степень поляризации должна быть несколько больше, чем ее среднее по всей туманности значение. Полученные Э. Е. Хачикяном и, в особенности, Н. А. Размадзе [7], результаты, по-видимому, подтверждают этот вывод.

В особо благоприятных случаях влияние эффекта проекции может быть незначительным для отдельных ярких, локализованных частей туманности, вследствие чего в этих местах можно ожидать очень высокую степень поляризации, сравнимую с ее теоретическим значением. Этот вывод также подтверждается наблюдениями, согласно которым степень поляризации в отдельных точках туманности NGC 2261 достигает 30% [5], а в некоторых случаях до 50 — 60% [7] (во втором случае диафрагма в микрофотометре, вырезающая на фотопластинке область для фотометрирования, имела в три раза меньшие размеры, чем в случае [5]).

§ 16. ЯДРО КОМЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Звезда R Mon, являющаяся ядром туманности NGC 2261, безусловно обладает газовой оболочкой. Мы полагаем, что условия свечения этой оболочки аналогичны с условиями, определяющими свечение самой туманности. Ионизирующее излучение, необходимое для возбуждения эмиссионных линий водорода, имеет синхротронное происхождение и поступает в оболочку или из верхних слоев атмосферы звезды, или же генерируется непосредственно в оболочке.

Не исключена возможность того, что релятивистские электроны выбрасываются не только из активного полюса (в сторону туманности), но и со всех сторон радиально от звезды, в том числе и из ее экваториальных областей. Однако, в отличие от релятивистских электронов, вылетающих из полярных областей, которые, навиваясь вокруг магнитных силовых линий, могут уйти от ядра очень далеко, релятивистские электроны, вылетающие радиально из экваториальных областей звезды, пересекают магнитные силовые линии почти под прямым углом и поэтому будут захвачены этими полями, образуя вокруг звезды облако из релятивистских электронов.

Более вероятно, однако, что указанное светящееся облако состоит в основном не из таких радиально-вылетающих электронов, а из „эвакуированных" из главного очага, то есть из полюса релятивистских электронов; в этом случае электроны будут навиваться вокруг силовых линий, кото-

рые проходят почти параллельно поверхности звезды из областей полюса до экватора. Форма этого облака, а следовательно ядра туманности, определится в основном структурой магнитных силовых линий на внешних границах звезды и в общем случае она может отличаться от сферической.

Интересно заметить, что в случае звезды с униполярным полем или с эксцентрично расположенным дипольным полем второй, но небольшой максимум напряженности магнитного поля мы будем иметь в противоположной стороне, в отношении полюса звезды. Поэтому попавшие туда электроны будут, при всех равных условиях, светиться несколько сильнее, чем в остальных частях ядра; получится небольшой светлый выступ с противоположной стороны кометарной туманности, симметрично ядру, что и наблюдается у некоторых кометарных туманностей, в том числе и у NGC 2261.

Если униполярность поля или эксцентричность в расположенности диполя будут выражены не слишком резко, то напряженность магнитного поля с противоположной стороны ядра (условно — „южный полюс") может достигнуть заметных значений; в этом случае противоположный выступ будет развит более сильно. По-видимому, этот случай имеет место у кометарной туманности NGC 2245, а также IC 446.

Что же касается природы эмиссионных линий и линий поглощения в оболочке, то они имеют такое же происхождение, что и в самой туманности. Некоторые отличия в условиях туманности и оболочки вокруг звезды могут привести к некоторой разнице в их интенсивностях и ширине, что и наблюдается в действительности.

§ 17. ДРУГИЕ ТИПЫ КОМЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Обычно кометарными называют только те диффузные туманности, у которых внешняя форма имеет вид кометарных хвостов Между тем из всего вышеизложенного следует, что кометарные туманности отличаются от обычных диффузных и планетарных туманностей не одним своим видом, а прежде всего физической природой протекающих в

них процессов. Поэтому вопрос о том, будет ли данная, в самом деле кометарная, туманность иметь для наблюдателя вид кометы, является делом пространственной ориентации в отношении наблюдателя. В тех случаях, когда ось вращения звезды или магнитная ось туманности будет направлена в сторону наблюдателя, никакой кометарной формы мы, конечно, не увидим. Приведем несколько примеров.

Недалеко от туманности NGC 2261 имеются три интересных диффузных объекта: NGC 2245, IC 446 и NGC 2247. Н. А. Размадзе любезно представил нам снимки, а также спектрограммы этих туманностей, полученные им на 70-сантиметровом менисковом телескопе Абастуманской астрофизической обсерватории. Судя по этим снимкам, NGC 2245 является типичной кометарной туманностью, с хорошо развитым противоположным выступом („южный" выступ). IC446 также является кометарной туманностью, но уже не такой типичной — у нее почти одинаково хорошо развиты (правда, не в длину, а вширь) оба выступа. Что же касается NGC 2247, то этот объект совершенно не имеет вида кометарной туманности: он имеет вид довольно симметричного диска, в центре которого расположено ядро. Между тем, все эти три объекта имеют, в фотовизуальной области, спектры (полученные с помощью объективной призмы), почти идентичные во всех отношениях друг с другом (данных о фотографической области пока не имеется). Отсюда можно заключить, что NGC 2247 также, по всей вероятности, является кометарной туманностью, с той лишь разницей, что ее магнитная ось направлена в сторону наблюдателя. Было бы интересно провести специальное колориметрическое и поляриметрическое исследования в отношении этой туманности. В частности, поляризация для нее должна быть радиальной, а степень поляризации должна возрастать с удалением от ядра.

Судя по интенсивности линии H_α (в сравнении с интенсивностью непрерывного спектра), относительная обильность водорода в указанных трех туманностях такая же, что и в

NGC 2261; в этом отношении все они идентичны друг с другом.

Во многих отношениях, и прежде всего по своей внешней форме, кометарная туманность NGC 6729 сходна с NGC 2261. Данными о цвете этой туманности мы не располагаем, но о поляризации имеется исследование Уитнея и Уэстона [21]. Свет от этой туманности оказывается радиально поляризованным (в отношении ядра-звезды RGrA) со средним значением степени поляризации, равным 15%. В некоторых точках туманности степень поляризации доходит до 35% Интересна структура этой туманности; некоторые детали в ней могут являться признаком присутствия в туманности регулярных полей с криволинейными траекториями (см. фотоснимок этой туманности в [21]).

Наряду с перечисленными объектами, имеются также кометарные туманности с чисто непрерывным спектром (NGC 1555), или с присутствием очень слабой, в сравнении с интенсивностью непрерывного спектра, эмиссионной линией H_α (туманность B10[22]). Отсутствие или крайнюю слабость водородных линий в спектрах этих туманностей следует объяснить просто незначительностью количества водорода в них.

Заключение

В настоящей работе сделана попытка показать, что многие факты, относящиеся к кометарным туманностям, могут получить удовлетворительное объяснение при гипотезе, что в кометарных туманностях имеются магнитные поля, а их ядра испускают релятивистские электроны. Кометарные туманности отличаются от обычных диффузных туманностей, по всей вероятности, не только одной своей формой, а прежде всего самой природой протекающих в них физических процессов и особым характером их связи со звездами. Ниже перечисляются основные результаты, полученные в рамках упомянутой гипотезы:

1. Свечение в непрерывном спектре кометарных туманностей и, в частности NGC 2261, обусловлено синхротрон-

ным излучением релятивистских электронов в магнитных полях туманности. Структура магнитного поля и величина его напряженности контролируются магнитным полем звезды-ядра. Появление же релятивистских электронов в туманности является следствием их инжекции из области магнитного полюса звезды.

2. Ядро кометарной туманности представляет собой звезду или с униполярным общим магнитным полем, или же с эксцентрично расположенным дипольным полем. Отмечается роль переноса магнитного поля вместе с дрейфующей материей

3. Ионизация водородных атомов осуществляется за счет ультрафиолетового синхротронного излучения, генерируемого в пределах самой туманности. Кометарные туманности, по-видимому, характеризуются малой степенью ионизации: степень ионизации порядка 0,1 (то есть $\frac{n^+}{n_1} \sim 0{,}1$).

4. Электронная концентрация в туманности NGC 2261 порядка $n_e \approx 15$ *см*$^{-3}$. Концентрация нейтральных атомов порядка $n_1 \approx 200$ *см*$^{-3}$.

5. Кометарные туманности в некоторых случаях могут быть непрозрачными в линиях бальмеровской серии водорода, в результате чего в их спектрах могут появляться линии поглощения.

6. В спектрах кометарных туманностей должна наблюдаться линия λ 3727 [OIII], наряду с эмиссионными линиями водорода.

7. Колебания яркости, дрейф ярких пятен по туманности, распределение яркости и цвета по туманности и пр. вызваны несколькими причинами; а) колебаниями энергетического спектра релятивистских электронов; б) вращением звезды-ядра; в) возможными колебаниями напряженности магнитного поля в туманности (а также звезды).

8. Теоретический показатель цвета туманности при синхротронном излучении имеет положительный знак и порядка $+0^m.50$.

9. Непрерывное излучение кометарных туманностей должно быть радиально поляризованным. Максимальная степень поляризации должна наблюдаться на краях туманности. В отдельных локализованных областях туманности степень поляризации может быть очень высокой, до 50—60%.

10. Ядро кометарных туманностей представляет собой звезду с газовой оболочкой, где одновременно вырабатывается синхротронное излучение исходящими из полюса релятивистскими электронами. Условия возникновения эмиссионных линий и линий поглощения как в ядре, так и в туманности сходны.

11. Некоторые из кометарных туманностей, из-за неблагоприятной ориентации в отношении наблюдателя, могут казаться не кометарными. Поэтому следует искать такие туманности и среди некоторых диффузных туманностей, далеко не имеющих кометарную форму (например, NGC 2245).

Выражаю глубокую благодарность акад. В. А. Амбарцумяну за обсуждение настоящей работы и за ряд ценных критических замечаний.

Գ. Ա. ԳՈՒՐԶԱԴՅԱՆ

ԿՈՄԵՏԱՐ ՄԻԳԱՄԱԾՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԼՈՒՍԱՐՁԱԿՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ամփոփում

Կոմետար միգամածությունների հետ կապված շատ երևույթներ և փաստեր կարող են ստանալ իրենց բացատրությունը եթե ընդունենք, որ նրանցում առկա են մագնիսական դաշտեր և որ նրանց միջուկներն արձակում են ռելյատիվիստական էլեկտրոններ։ Կոմետար միգամածությունները տարբերվում են սովորական դիֆֆուզ միգամածություններից ոչ միայն իրենց ձևով, այլ ամենից առաջ նրանցում տեղի ունեցող ֆիզիկական երևույթներով, ինչպես նաև աստղերի հետ ունեցած իրենց կապի առանձնահատուկ բնույթով։ Ստորև բերվում են այն արդյունքները, որոնք ստացվել են ներկա աշխատանքում՝ վերը հիշված հիպոթեզի շրջանակներում։

1. Կոմետար միգամածությունների և առանձնապես NGC *2261-ի լուսավորվածությունը անընդհատ սպեկտրում պայմանա-*

լորված է ռելյատիվիստական էլեկտրոնների սինխրոտրոն ճառագայթմամբ՝ միգամածության մագնիսական դաշտում։ Մագնիսական դաշտի բնույթը և լարվածության մեծությունը կոնտրոլավորվում է կենտրոնական աստղի կողմից։ Այդ նույն աստղը հանդիսանում է միևնույն ժամանակ ռելյատիվիստական էլեկտրոնների առաքման աղբյուր։

2. Կոմետար միգամածությունների միջուկը հավանորեն իրենից ներկայացնում է կամ այն է մեկ բևեռանի մագնիսական դաշտով աստղ և կամ արտակենտրոն տեղակայված դիպոլային դաշտով աստղ։ Մագնիսական դաշտը կարող է տեղափոխվել նաև դրեյֆող գազային նյութի միջոցով։

3. Ջրածնային ատոմների իոնացումը կատարվում է սինխրոտրոն կարճալիք ճառագայթման հաշվին, որը գեներացվում է հենց միգամածության ներսում։ Կոմետար միգամածություններին հատուկ է իոնացման շատ ցածր աստիճանը ($n^+/n_1 \sim 0,1$)։

4. Ազատ էլեկտրոնների քանակը NGC 2261 միգամածությունում կազմում է մոտ 15 էլեկտրոն մեկ սմ^3-ում, իսկ չեզոք ատոմների քանակը՝ մոտ 200 ատոմ մեկ սմ^3-ում։

5. Կոմետար միգամածությունները որոշ դեպքերում կարող են լինել անթափանց ջրածնի բալմերյան սերիայի գծերում, որի հետևանքով նրանց սպեկտրներում կարող են երևալ կլանման գծեր։

6. Կոմետար միգամածություններում պետք է դիտվի λ 3727 [OII] արգելված գիծը՝ ջրածնի առաքման գծերի հետ համահաջորդաբար։

7. Միգամածության պայծառության տատանումները, պայծառ տիրույթների դրեյֆը միգամածությունով, պայծառության և գույնի բաշխումը և այլն պայմանավորված են մի շարք գործոններով. ա) ռելյատիվիստական էլեկտրոնների էներգետիկ սպեկտրների տատանումներով, բ) կենտրոնական աստղի առանցքային պտտմամբ, գ) մագնիսական դաշտի լարվածության հնարավոր տատանումներով։

8. Կոմետար միգամածությունների գույնի ցուցիչը, եթե նրա ճառագայթումը իրոք ունի սինխրոտրոն բնույթ, պետք է լինի դրական և ունենա $+0^m.50$ կարգի մեծություն։

9. Կոմետար միգամածությունների ճառագայթումը անընդհատ սպեկտրում պետք է լինի բևեռացված։ Առանձին կետերում բևեռացման աստիճանը կարող է կազմել 50—60%։ Այս հանգամանքը հաստատվում է դիտողական տվյալներով։

10. Կոմետար միգամածությունների միջուկները իրենցից ներկայացնում են դազային թաղանթ ունեցող աստղեր, որտեղ նույնպես տեղի կարող է ունենալ սինխրոտրոն բնույթի ճառագայթման առաջացում։ Առաքման և կլանման գծերի առաջացման պայմաններն ինչպես միջուկում, այնպես էլ միգամածություններում նման են իրար։

11. Որոշ կոմետար միգամածություններ՝ դիտողի կողմից ունեցած անբարենպաստ կողմնորոշման հետևանքով՝ կարող են թվալ ոչ կոմետար։ Ուստի անհրաժեշտ է փնտրել այդպիսիք նաև սովորական դիֆֆուզ միգամածությունների մեջ, որոնք բնավ չունենալով հանդերձ կոմետար տեսք, կարող են լինել կոմետար միգամածություններ (օրինակ NGC 2245 միգամածությունը)։

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. А. Амбарцумян*, Сообщ. Бюраканской обсерв., **13**, 1954; Труды пятого совещания по вопросам космогонии.
2. *Г. А. Гурзадян*, ДАН СССР, **120**, 4, 734, 1958.
3. I. *Duncan*, PASP, **68**, 517, 1956.
4. I. *Greenstein*, Ap. J., **107**, 375, 1948.
5. *Э. Е. Хачикян*. Сообщ. Бюраканской обсерв., **25**, 1958.
6. *Б. В. Кукаркин* и *П. П. Паренаго*, Общий каталог переменных звезд, М. (1948).
7. *Н. А. Размадзе*, Бюлл. Абастуманской обсерв., **25**, 1959.
8. Сборник „Нестационарные звезды", стр. 86, Ереван (1958).
9. *Х. Альвен*, Вопросы космогонии, VI, стр. 78, 1958.
10. *Г. А. Гурзадян*. Сообщ. Бюраканской обсерв., **24**, 1958.
11. *Э. Р. Мустель*, Астрономический журнал, **32**, 5, 1955.
12. *В. В. Владимирский*, ЖЭТФ, **18**, 393, 1948.
13. *В. Л. Гинзбург*, УФН, **62**, 393, 1948.
14. *Л. Ландау* и *Е. Лифшиц*, Теория поля, стр. 230, М.—Л. (1948).
15. *В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный* и *В. В. Соболев*, Теоретическая астрофизика, стр. 431, М.—Л. (1952).
16. *G. Cillie, M. N.*, **96**, 771, 1936.
17. *И. С. Шкловский*, Космическое радиоизлучение, М.—Л. (1956).
18. *L. Johnson* a *W. Morgan*, Ap. J., **114**, 522, 1951.
19. *М. Тер-Микаелян*, „Изв. АН АрмССР", сер. физ.-мат. наук, XII, № 3, 95, 1959.
20. *Г. М. Гарибян* и *И. И. Гольдман*, „Изв. АН АрмССР", серия ФМЕТ наук, VII, 31, 1954.
21. *W. Whitney* a *E. Weston*, Ap. J., **107**, 371, 1948.
22. *O. Struve* a *P. Swings*, PASP, **60**, 61, 1948.