ΖԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ ΑΚΑΖΕΜИЯ НАУК <u>АРМЯНСКОЙ СС</u>Р

ባቦዚፋ XX

ԵԲԵՎԱՆ

1956

EPEBAH

Аптиниринания рариарр' Ц. 2. 200 р. С. Отастственный редактор В. А. АМБАРЦУМЯН

all in the second

The state of the state

The second s

Э. Г. Мирзабекян

and the second sec

and and I

and have a

СИММЕТРИЧНЫЙ КОЛЬЦЕВОЙ ВОЛНОВОДНЫЙ ОБЛУЧАТЕЛЬ

Описанный в нашей статье [1] новый метод исследования поляризации радиоизлучения в трехсантиметровом диапазоне длин волн был использован для измерения степени поляризации радиоизлучения Солнца.

Для этой цели поляризационный радиометр был дополнен зеркалом-отражателем и облучателем. Отражатель поляризационного радиометра должен быть параболоидом вращения.

В настоящей статье описывается новый облучатель, предназначенный для поляризационного радкометра.

Конструируемый облучатель должен был удовлетворять следующим общим требованиям: 1) ширина диаграммы направленности облучателя по 1/10 мощности должна быть примерно равна аппертуре зеркала; 2) вся поверхность излучающих щелей должна быть в зоне фокального пятна; 3) облучатель должен хорошо согласовываться в широкой полосе (~ 500 мггц) частот и иметь ничтожное собственное поглощение. Помимо этих общих требований, разработанный метод поляризационных измерений накладывал специальные требования к конструкции облучателя. Облучатель должен. во-первых, обладать осевой симметрией для того, чтобы одинаково принимать излучение любой поляризации с любой орнентацией вектора напряженности электрического поля принимаемого излучения; во-вторых, запитываться цилиндрическим волноводом со стороны отражателя. Кроме этого, облучатель должен быть заднего облучения, при котором исключается необходимость иметь коленчатые участки цилиндрического волновода — высокочастотный цилиндрический тракт до анализатора должен быть строго прямолинейным для

исключения возможности искажения характера поляризации принимаемого радноизлучения.

Все описанные в литературе конструкции облучателей не удовлетворяют этим требованиям. Используемая в радиолокации [2] в дианазоне сантиметровых воли антениа с циркулирной поляризацией имеет или спиральный облучатель, запитываемый коаксиалом, или же квадратный рупор, со

нставленной внутрь "пластинкой 🔏 *, запятываемый прямо-

угольным волноволом. Их использование лишило бы нас существенного преимущества метода поляризационной модуляции, при которой модулируется только поляризованная компонента и тем самым устраняется неполяризованный фон. Мы лишились бы также возможности производить поляый анализ принимаемого поляризованного излучения.

При конструировании облучателя, запитываемого пилиндрическим волноводом, нами отбрасывались все те варианты конструкции, которые требовали применения изогнутых цилиплрических йолноводов. При наличии изгибов в цилипдрическом волноводе неизбежно появление высших типов воли и искажение характера поляризации принимаемого излучения, что весьма сильно ограничило бы возможности поляризационного радиометра.

В литературе нет описаний конструкции щелевого облучателя, запитываемого цилиндрическим волноводом. Сконструированный нами новый облучатель с кольцевой щелью имсет вид, показанный на рис. 1.

Диаметр и ширина кольцевой щели подобраны так, чтобы удовлетворились гребования, накладываемые величиной дифракционного фокального пятна и величиной аппертуры зеркала. Фокальное пятно примененного зеркала имеет лиаметр = 25 мм. Для получения нужной диаграммы направленности облучателя, обеспечивающей облучение всего зеркала, расстояние между серединамя щелей должно быть около 21 мм.

Цилиндрический волновод, запитывающий облучатель, имеет внутренний диаметр Ф = 23,4 мм.

СИММЕТРИЧНЫЙ ВОЛНОВОДНЫЙ ОБЛУЧАТЕЛЬ

Для удовлетворения вышеуказанных требований к размерам щели необходимо было сузить цилиндрический волновод. запитывающий облучатель. Был сужен только малый участок (длиной ~ 100 мм), непосредственно запитывающий кольцевую щель. Этог D-участок волновода (рис. 1) сделан в виде плавно суживающегося конуса. Но, как известно,



Рис. 1. Облучатель.

изменение диаметра цилиндрического волновода влечет за собой изменение его волнового сопротивления. В самом деле, волновое сопротивление цилиндрического волновода выражается формулой [3]

$$u = \frac{754}{1/1 - v^2} \,. \tag{1}$$

где $r = \frac{\lambda}{\lambda_{kp}}$ — отношение длины волны в волноводе к критической длине волны.

Выражая л н л_{кр.} через соответствующие параметры. получим для у зависимость:

$$=\frac{\lambda_0 k}{2\pi r \sqrt{\mu s}}$$
(2)

Здесь k — корень функции Бесселя, получающийся при решении задачи распространения воли в круглых волноводах; λ_0 — длина волны в свободном пространстве; r — радиус цилиндрического волновода; µ и s — соответственно магнитная и диэлектрическая проницаемости среды, заполняющей волновод.

Так как значение корня k функции Бесселя зависит от типа волн, распространяющихся в волноводе, то и величина волнового сопротивления z, как это видно из формул (1) и (2), также зависит от типа волн. В частности, для нашего

э. г. мирзабекян

случая, когда в волноволе распространяется волна типа Н₁₁, будем иметь: К_{ип} = 1,84.

Подставляя это значение к в формулу (2), а затем полученное выражение в формулу (1), будем иметь

$$x_{m_{0}} = \frac{754}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{0} + 1.84}{2\pi r \sqrt{\mu s}}\right)^{3}}}.$$

Из этой формулы сдедует, что два цилиидрических полновола, один волновод раднуса г₁, заполненный диэлекгриком, имеющим диэлектрическую проницаемость є₁, другой волновод раднуса г₂, заполненный другим диэлектриком, имеющим диэлектрическую проницаемость имеют. при всех прочих одинаковых условиях, равные волновые сопротивлення, если выполняется соотношение:

$\mathbf{r}_1 \mid \mathbf{s}_1 = \mathbf{r}_2 \mid \mathbf{s}_2.$

Для выполнения этого соотношения в конический волновод D (рис. 1) вставлен полистироловый конус C с острием, направленным в сторону; широкой части волновода. Этот полистироловый конус, имея лиэлектрическую проницаемость, огличную от лиэлектрической проницаемости воздуха, компенсируст изменение колнового сопротивления волновода, ны вашное изменение колнового сопротивления волновода, как по неличине диэлектрической проницаемости (t = 2,54), так и по инчтожной величине поглощения на частоте $w_{0} = 10^{10}$ внолне полходящий для этих целей диэлектрик.

Принцип работы облучателя заключается в следующем. Собственно облучатель — это резонансный объем В с излучающей кольценой щелью. Резонансный объем настранвается единственным настроечным элементом — винтом А. Размеры резонатора и способ возбуждения таковы, что в нем возбуждается только волна типа Н_{ин}. схематически изображенная на рис. 2. Расстояние d межлу щелями влияет на ширину диаграммы направленности облучателя в Е-плоскости, в некоторая эффективная длина 1 — на ширину диаграммы в Н-плоскости.

Полное ноле кольцевой щели, работающей в приемном режиме, есть сумма палающей волны, отраженной волны

СИММЕТРИЧНЫЙ ВОЛНОВОДНЫЙ ОБЛУЧАТЕЛЬ

и расходящейся сферической волны, излучаемой в пространство возбужденной щелью. Кроме того, внутри резонатора будут возбуждаться щелью и распространяться в цилиндрическом волноводе типы волн, у которых критические длины волн больше рабочей. Размеры резонатора и цилиндрического волновода, как мы уже отмечали, таковы, что могут возбуждаться и распространяться только волны типа H₁₁.

Мощность, уносимая волной Н₁₁ в волноводе, равна [4]

$$W_{H_{11}} = \frac{c B^2}{8\pi} \cdot 0,35 \lambda^2 Q_{H_{11}}$$

где Q_{и11} — коэффициент излучения волны H₁₁; с — скорость света. В — вектор напряженности магнитного поля.



Рис. 2. Схематическое изображение электрического поля в кольцевой щели облучателя.

Так как величина $\frac{c B^2}{8\pi}$ — есть плотность потока энергии в падающей волне, то эффективный поперечник возбуждения волны H_{11} , обозначаемый через $S_{H_{11}}$, равен:

$$S_{H_{11}} = 0,35 \lambda^{9} Q_{H_{11}}$$

г. поедарьными.

Расчет и эксперимент показывают, что Q_{и11} ~ 1 в ши. роком интервале частот. Следовательно

$$S_{0.1} \simeq 0.35 h^2$$
.

Следует отметить, для сравнения, что у металлического диноля в свободном пространстве, работающего в оптимальном приемном режиме (сопротивление нагрузки равно сопротивлению излучения), эффективный поперечник возбуждения равен 0, 13 л².

Таким образом, кольцевой облучатель с резонансным объемом является эффективной налучающей системой.

Испытания облучатотя даля следующие результаты: 1) к. с. в. н. на средней частоте (ЭЗСО мггц) равен 1,05; на краях полосы в 50% мггц — 1,3 2) аппертура облучения по ¹/₁₀ мощности в Е-плоскости равна 135, в Н-плоскости — 125.

По всем своим данным новый симметричный волноводный облучатель вполне подходет для использования его в поляризационном раднометре, предназначенном для исследования поляризации радноизлучения космических источников.

Этот облучатель может быть рекомендован также для применения во всех разноустановках, которыс должны иметь возможность излучения и приема радноволи сантиметрового лианазона с любым характером поляризации, с любым направлением вектора напряженности электрического поля.

I. 1. ГРОЗЦАНИНИ

ՍԻՄԵՏԲԻԿ ԱԼԻՔԱՄՈՒՂ ՃԱՌԱԳԱՅԹԻՉ

Ամփոփում

ՈՒՄԵՏՐԻԿ ԱԼԻՔԱՄՈՒՂ ՃԱՌԱԳԱՑԹԻՉ

ման ռադիոմնարի համար պիտանի նոր ճառադայµիչի նկարադիրը։ Այդ ճառադայµիչը կարող է առաջարկվել նաև սովորական ամպլիտուդային ռադիոմնարևըում օդտադործվելու համար նոր ճառադայµիչը (նկ. 1) իրենից ներկայացնում է մի կոնական այիքամուղ, որը վերջանում է օդակաձև ճեղք (հայելուն ուղղված) ունեցող գլանական ծավալային ռեղոնատորով, 8ույց է տրված, որ այդպիսի ճառադայµիչը հանդիսանում է էֆեկտիվ ճառադայµող մի սիստեմ, Ճառադայµիչի փորձարկունները այիքի դործակիցը միջին հաճախականուµյան համար հանդնած այիքի դործակիցը միջին հաճախականուµյան համար հանդնած այիքի դործակիցը միջին հաճախականուµյան համար հանդնած այիքի դործակիցը միջին հաճախականուµյան չամար հանդնած այիքի դործակիցը միջին հաճախականուµյան չամար հանդնած այիքի դործակիցը միջին հաճախականուµյան չամար հանդնած ե 1.05, իսկ 5.10[×] հերց լայնուµյամը շնրար եղրերում՝ 1.3, 2) ճառադայµման րապվածըս (аппертура) լոտ 1₁₀ հզորուµյան, է հարµուµյան մեջ կապմում է 135[×], իսկ Η հարµուµյան մեջ՝ 125[×],

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Г. Мирзабекян, Сообщения Бюраканской астрофизической обсерватории. вып. XIX (1956).

 Техника сверхвысоких частот. Изд-во "Советское радно" (1952).
 Дж. К. Соусворт, "Принцины и применения волноводной передачи", Издательство "Советское рядно", стр. 137 (1955).

4. М. Л. Левин, Докторская диссертация (1954).



Н. Л. Иванова

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ С ВОЗНИЧЕГО

ВЕДЕНИЕ

Затменная переменная ζ Возничего, состоящая из сверхгиганта К5 и звезды В8, вращающихся вокруг общего центра тяжести с периодом около 972 дней, представляет собой ночти идеальную систему для всестороннего изучения атмосферы звезды К5. Яркости обеих компонент у λ 4300 Å почти равны друг другу и вполне достаточны для получения спектров с небольшими выдержками. Абсолютные ралиусы компонент системы, согласно фотоэлектрическим исследованиям' Копала [1], равны приблизительно 200 и 2.8 радиусам Солнца, что позволяет, в первом приближения, рассматривать звезду В8 как точечный источник света. Последнее особенно важно, когда звезда В8 видна через атмосферу звезды К5. Массы звезд К5 и В8 равны 22 и 10 массам Солнца [1] соответственно.

Вне затмення спектр системы является сложным. В длинноволновой части основную долю вносит звездя K5, а в фиолетовой и ультрафиолетовой — звезда B8 (рис. 1, а) Когда звезда B8 приближается или выходит из состояния полной фазы затмения, то в фотографической и ультрафиолетовой областях спектра появляются многочисленные резкие линии поглощения, производимые атомами звезды K5 в ее обширной атмосфере при прохождении через нее непрерывного излучения звезды B8.

На записях спектров (рис. 1. b и с), полученных для двух моментов частной фазы при выходе звезды из полной фазы, в частности, видны интересные изменения вида спектра в ультрафиолетовой области. В момент минимума спектр

н. л. иванова

зисады (рис. 1. d) является типичным для сверхгигантов типа Кб.

Впервые люйственность С Возвичего была отмечена Кампосллом [2] в 1908 г. В 1917-1924 гг. Харпер [3] ясследонал элементы ее снектроскопической орбиты. Наблюдения Гутника и Шиеллера [4] минимума 1932 г. еще раз полтверлили визменный характер этой звезды. Начиная с 1934 г. Возинчего исследовалась в каждый удобный для наблюленны минимум. Средя работ, посвященных этой звезде, следует осооенно отметить фотоэлектрические инблюдения Хаффера [5], Конала [1] и Роуча [6], а также интересные спектросконические исследовалия Вильсона и Кристя [7]. Изучение распределения илотностей в атмосфере К5, произвеленное ими посредством использования теоретических криных роста и определения эдиниказентных инирии линий различных элементов, ноказало, что градиент илотности вещества во много раз меньше, чем при гидростатическом равповесии. Те же явторы показали, что технература возбуждення атомов, а также турбулентная скорость увеличиваются с высотон в атмосфере звезды К5. В своей последнен работе, посвященной исследованню атмосферной структуры компоненты К5. Вильсон и Абт [8] привели подробное сравнение и обсуждение результатов наблюдений минимумов 1939-40 и 1947 - 15 гг.

В настоящен работе исследуется распределение энергии в аспрерывном сисктре обсих компонент системы, включая ультрафиолетовую часть спектра. Из полученных наблюдений была определена глубива затмения для разных длин воли на участке за 3200—4800 Å, а также отношение аркостей компонентов и оптическая глубина т для разных гочек атмосферы К5 влодь линии наблюдатель-звезда В8.

В соответствии с имевшимися в нашем распоряжения позможностями спектрофотометрические измерения произволились фотографическим методом. При этом было обращено внимание на то. чтобы добиться большей точности, придав наблюдениям в возможной степени лифференциальный характер. С этой целью мы решили исследуемую звезду



н. л. иванова

принязать к соседним звездам, фотографируя спектры звезд сравнения систематически и с теми же выдержками в промежутках между снимками спектров . Возничего. Для устранения возможных систематических оннибок были выбраны звезды сравнения, имеющие примерно тот же порядок блеска, что и сама переменная. Кроме того, мы выбрали звезды сравнения таким образом, чтобы одна из лих по спектральному типу была близка к одной составляющей, а другая к другой. Такое планирование наблюдений дало возможность получить более точные и уверсиные результаты.

Исследование непрерывного снектра

В течение декабря 1955 и января 1956 гг. на 10" телескопе АСН-5 было получено свыше 50 спектров Возничего и такое же число снимков спектров звезд сравнения (габл. 1) которые были выбращы вблизи исследуемой звезды.

Ta	GAULIA	1

		1			
_	Звезда		4	Спектр	Величина
8.0	Возничего	4 ^h 55 ^m 28"	+ 10 50'	KS - BR	1 5-56
4	Волинчего	, 1 52 25	+ 37 44	AOV	4.99
1	Возничего	5 12 6	+40 1	ко	4.85

Отметим, что затмение 1955—1956 гг. было весьма благоприятным в том отношения, что прохождение звезды : Возничего через мериднан приходилось в середине ночи, когда, в основном и произволились наблюдения.

Калибровка пластинок осуществлялась при помощи сетчатых днафраты, употреблявшихся ранее. Для этой цели фотографировались 2 Большого Пса я : Орнона. Спектры обрабатывались на микрофотометре с увеличением в 20 раз. Использовались пластинки трех сортов: "Ильфорд зенит". "Кодак" и "НРЗ".

а) Определение глубины затмения. Из всего наблюдательного материала были отобраны спектры и 4 Возничего (равных звездных величин), снятые с одинаковыми выдержками: спектр расширялся за счет расстройства часо-

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕД. СВОЗНИЧЕГО 15

вого механизма, при этом обе звезды проходили через нити в окуляре одинаковое число раз и с одной и той же скоростью.

При обработке строилась зависимость lg $\frac{1}{1_4}$ от 1/л. для максимума и минимума Возничего (рис. 2). Эта зависимость дает возможность сразу же определить глубину затмения Δm (табл. 2). Как видно из рис. 2 и табл. 2, глубина





затмения для разных длин волн меняется в значительных пределах: от 0^{,10} около ×4800 А до двух звездных величии в далеком ультрафиолете. Значение глубины затмения, равное 0^{,10}46 у × 4480 А, согласуется с результатами других наблюдателей. Так, например, из фотоэлектрических наблюдений в области × 4500 Хаффер [5] получил значение 0^{,10}50 и .Роуч [6] — 0^{,10}47. Н. Л. ИВАНОВА

							and the second second
1/2	1 9 100	2,123	2.145	2.169	2.202	2.232	2.288
Am	0.175	0.248	0,280	0.325	0.365	0,463	0.675
1/1.	2.316	2.369	2,450	2.541	2.590	2.617	2.668
Am	0,738	0,925	1.033	1 - 228	1.295	1,488	1.415
1/1	2.703	2.741	2.762	2.793	2.803	2.832	2.857
Am	1,400	1.375	1,400	1.188	1.538	1.613	1.675
1,0	2,881	2,905	2.928	2.944	2.967	2,966	3.0!2
3m	1.738	1 829	1.913	1,975	2.063	2 116	2.225

Значение глубним затмения, полученное Остерхофом [11] из фотографических наблюлений, равно 0. 15. Однако в области более длинных воли ⁴-наши значения Ат несколько меньше значений, полученных другими авторами [12] из фотоэлектрических паблюлений. Вполие возможно, что значения глубним затмения, определенные из наблюдения на нашем инструменте, имеющем в области длинных воли мадую дисперсию (порядка 210 A mm), менее очны.



Приняв полученные значения глубины затмения и считая в минимуме затмение полным. можно определить зависимость отношения $\frac{L_B}{L_b}$ от длины волны. Из рис. З видно,

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕД. С ВОЗНИЧЕГО 17

что спутник В8, яркость которого в длинноволновой части составляет лишь незначительную долю (0.175) от яркости сверхгиганта К5 в длинноволновой части, в далеком ультрафиолете становится ярче в 7 раз. Резкое понижение яркости у звезды К8 в области около л 3600—3800 А в результате наличия у нее значительного Бальмеровского скачка (0^m7) приводит к парушению монотонного хода зависимости $\frac{L_B}{L_b}$ ог длины волны 4.



6) Определение спектрофотометрических температур компонент системы Возничего. Относительный спектрофотометрический градиент $\Delta \Phi = 0.921 \frac{d(\Delta m_{\lambda})}{d(1/\lambda)}$ определялся для двух областей спектра: от 3200 A до 3647 и от 3647 до 4800 A. Интенсивности спектра измерялись в 20 точках. Абсолютный градиент звезды сравнения 4 Возничего (табл. 3) был взят из работы Диван и Меннерта [13]. Абсолютный градиент звезды сравнения λ Возничего был определен путем привязки к 4 Возничего.

293-2

Измерення величин $\lg \frac{I_{2}(\lambda)}{I_{1}(\lambda)}$ в минимуме для 12 спектров

дало возможность непосредственно определить градиенты для двух областей спектра звезды К5 (табл. 3). Отдельные наблюдения удовлетворительно согласуются друг с другом.

Разница

$$L_{max} - L_{min} = \frac{L_B(\lambda)}{L_4},$$

т. с. разница между отношением интенсивности исследуемой звезды к интенсивности звезды сравнения для максимума L_{max} и подобным же отнощением для минимума L_{max} в подобным же отнощением для минимума L_{max} дает нам непосредственно распределение энергии в непрерывном снектре звезды В8 (рис. 4).

	Tadauna 3			
Знезда	Φ_1	¢12		
4 Возничето	0.98 .	1.46		
/ Возничето	4,50	3.00		
K5 Bommero	5,62	4.15		
P8 Boomsero	0,89	0-91		

Если принять спектрофотометрическую температуру звезлы 4 Возничего равной 16500 в фотографической области и 11000 — в ультрафиолстовой, то спектрофотомстрические температуры лля звезлы К5 оказываются равными 2600 и 3600° соответственно.

Абсолютные градненты звезды В8, приведенные в табл. 3, соответствуют спектрофотометричсской температуре, близкой к 20000° для обеих областей спектра. Бальмеровский скачок в спектре звезды В8, определенный по отношению к звезде 4 Возничего, для которой, по определению Диван [13]. D = 0.50, оказался равным 0.28.

с) Оптическая глубина атмосферы злезоы К5. Оптическую глубниу вдоль линии наблюдатель — звезда В8 для разных высот атмосферы К5 можно определить, если измерить изменение яркости звезды В6 при входе и выходе ее из полного затмения, т. е. для промежутков времени прохождения ее за атмосферой сверхгиганта К5. Для решения этой задачи использовались спектры исследуемой звезды и звезды сравнения, полученные на одной в той же пластинке с одинаковой выдержкой.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕД. С ВОЗНИЧЕГО 19

В этом случае, как уже было сказано выше, получим:

$$\underline{L}_{\max} - \underline{L}_{\min} = \frac{\underline{L}_{B}(\lambda)}{\underline{L}_{4}(\lambda)} \cdot$$

Обозначим через $L' = \frac{I_z(\lambda)}{I_z(\lambda)}$ интенсивность Возничего для некоторого момента прохождения звезды В8 за атмосферой К5. Тогда

$$\frac{L_{\max}-L'}{L_{\max}-L_{\min}}=1-e^{-\tau_{\lambda}}$$

К сожалению, небольшая продолжительность времени прохождения звезды В8 за атмосферой звезды К5 не позволяет получить непрерывный ряд значений та. Ниже приведена указанная продолжительность времени прохождения по данным разных исследователей:

Вследствие неблагоприятной погоды во ъремя захода звезды В8 удалось получить негативы спектров лишь в момент перехода системы к состоянию минимума, т. е. к полной фазе. В момент же выхода звезды В8 погода была благоприятной, однако начало этого выхода пришлось. повидимому, на дневное время. Поэтому

Автор	t в днях
Хаффер.	1.0
Остерхоф	1.5
Вильсон .	1.7

первое же наблюдение в фотографической области, полученное вечером 16 января 1956 г., дало совпадение интенсивностей со значениями, полученными для максимума. В ультрафиолетовой же области замечалось некоторое поглощение.

Величина та в этой области спектра для трех разных моментов (в юлианских днях) двется в таблице 4.

Небольшие значения с (даже для самых коротких длин волн) свидетельствуют о крайней разряженности атмосферы сверхгиганта, что отмечалось неоднократно.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

К группе затменных переменных звезд типа С Возничего, у которых одна компонента гигант или сверхгигант

н. л. иванова

Taffana,a 4

and a second	J. D		-					L n A						
падетинки	2435,000	3647	3620	3550	354.0	3530	3500	3470	31.0	3415	3400	3370	33.18	33.20
279 261 261	450,252 490,310 491,279	0,428	0.385 0.281 0.195	0.374 0.289 0.207	0.400	0.108 0.326 0.229	0.105	0.453 0.342 0.175	0.510 0.355 0.161	0.585 0.361 0.153	0.583 0.372 0.500	0.6H6	0.677 0.390	0.40

больших рязмеров, по с низкой поверхностной температурой, а другая карликовая звезда, но с высокой поверхностной температурой, т. е. раннего типа, относятся также затменные звезды 31, 32 Лебедя и VV Цефея. Из этой группы звезд наиболее изучена "Возничего. Однако наблюдения этой звезды, выполненные ранее, в основном были сделаны в фотографической обласчи сисктра. Кварцевая и аллюминированная оптика телескопа-спектрографа АСИ-5 (9), а также большая высота места Бюраканской обсерватории нал уровнем моря (h = 1500 м), позволнан выполнить наблюдения в области далекого ультрафиолета.

Из наблюдений выяснилось следующее:

1) Яркость звезды В3, составляющая совсем незначительную долю от яркости К5 в области 4800 А, становится больше в 7 раз у λ 3200 А. Глубина затмения меняется в пределах от 0^m2 звездной величины ($\lambda = 4800$) до 2^m2 — в далеком ультрафиолете.

2) Определение спектрофотометрических градиентов показало, что звезда K5 имеет в фотографяческой области температуру $T_1 =$ = 2600, а в ультрафиолете более высокую — $T_2 = 3600^\circ$. Повышение

спектрофотометрической температуры в ультрафнолете – характерно для звезд позднего класса. Например, для

4ԱՌԱՎԱԲԻ ՍՊԵԿSPASASARUSPP4 ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻԲՈՒԹՅՈՒՆԸ 21

² Тельца (gK5) Шалонж [14] получил Т₁ = 2650° н Т₂=3730°. Эти значения весьма близки к нашим.

Исследование спектрограмм звезды К5 системы : Возничего в течение минимума не показало каких-либо колебаний в распределении энергии.

Для звезды типа В8 фотографической области спектрофотометрическая температура оказалась обычной для нормальных звезд этого класса (19000). В ультрафиолетовой области спектрофотометрическая температура не сильно отличается от температуры в фотографической области (18000). Распределение энергии в спектре звезды В8 на участке $\lambda\lambda$ 3200—4800 λ подобно распределению в таких звездах класса В8, как э Андромеды и . Тельца [15].

3) Небольшая продолжительность прохождения звезды В8 за атмосферой сверхгиганта не позволила получить непрерывный ход изменения оптической глубины. Однако значения , определенные для слоев, близких к внешним слоям атмосферы сверхгиганта, и их изменения с длиной волны подтверждают правильность заключения Менцела о том, что затмение в системе Возничего носит характер атмосферного ослабления.

В заключение следует отметить, что метод дифференциального исследования . Возничего по отношению к звездам, расположенным рядом с ней, примененный в настоящей работе, оказывается весьма удобным для поставленной задачи и дает значительно более высокую точность.

Полученные в работе результаты являются предварительными и будут проверены после наблюдения будущих минимумов Возничего.

Считаю своим приятным долгом выразить глубокую благодарность В. А. Амбарцумяну за систематические консультации и ценные советы.

է. Ն. ԻՎԱՆՈՎԱ

Հ ԿԱՌԱՎԱՐԻ ՍՊԵԿՏՐՈՖՈՏՈՄԵՏՐԻԿ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ամփոփում

Աշխատան թում տրված են ՝ Կառավարի սպևկտրալ գիոուքների արդյուն ըները։ Դիտուքները կատարված են 1955 –

ъ, է, ԹԼԱՆՈՒԼԱ

1956 P. aprepared ACU-5 10" Shamphonulp digagad, fijne pos-

Smith to mature manyles I to i to manyless for a fire of the array of the second secon

Ստացված գիտումներից սրոչված է խավարման խորու-ԱյուՆը 11.3200–1800 A տիրույքի տարրեր ալիսների տմար, րաղագրիչների պայծառուն յունների տարարերուն յունը և օպտիկական իսորուն յունը է 5-ի մի՞նոլսրտի տարրեր կետերի տ մար գիտվող 18° ասագի այգուն յումը։

Պարդվում է, որ BB ասադի պայծառութեյունը, որը կառմում է K5 ասադի պայծառութեյան արին ասկոսը 1800 A-ում, 7 անդամ գերապանդում է այն է 1300 A-ում,

Munfunpatin's property sector deschafadard 1, 6, 2- by (r. 1800 A) a filish 2, 2, 1-hanudan manunana haufangar strand):

ЛИТЕРАТУРА

I. Z. Kopal, Ap. J., 103. 310, 1944.

2, L. Campbell, Lick. Obs. Bull., 5, 62, 1508.

3. Harper, Pub. Dom Ap. Ob., 3. 151, 1925.

1. P. Guthnick and H. Schneller, Sitzungsverichte Preuss. Acad. der Wissen in ften, P. 1, 1932.

5. C. Huffer, Ap. J., 81, 292 1935.

6. F. Roach, Ap. J. 93, 1., 1941.

7. O. Wilson and W. Christie, Ap. J. 81, 420, 1935.

S. O. Wilson and H. Abt, Ap. J. Suppl., 1, 1951.

9. O. MEADMUNON II D. Ноаммисиями, 1130. ГАО. 147. 1951.

10 И. Л. Изачоза, "Сробщения Бюракан кой обсерватории", ман. 16, 1955.

11. P. Oosterhoff, Ap. J. 81, 461, 1935.

12. J. Hall, Ap. J., 90. 317, 1939.

13. L. Divan et C. Mennert, Journal des Obs., 28, N 12, 1955.

14. . Mycm. ab, Venexa acrp. Bayr. 3, 170, 1947.

15. D. Barbler et D. Chalonge, Ann. d'Astr., 4. Nr 1, 1911.

Г. А. Гурзадян

ОПЫТ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ СПЕКТРОФОТОМЕТРИИ ТУМАННОСТИ ОРИОНА

§ І. ВВЕДЕНИЕ

Знание оптических и физических свойств, размеров, форм и других характеристик пылевых частиц, входящих в состав газо-пылевых лиффузных туманностей, представляет значительный интерес. Получить эти сведения на основании одних колориметрических измерений невозможно. Однако в комбинации последних с поляризационными исследованиями мы сможем получить определенное представление о природе космической пыли. В этом отношении особую ценность должны представить результаты поляризационной спектрофотометрии, дающей возможность определить стенень поляризации света исследуемого объекта для различных волн. Зависит ли степень поляризации от длины волны или нет-оба результата будут одинаково интересными, так как каждый из них соответствует определенным физическим условиям. Поскольку эмиссионная составляющая излучения газо-пылевых туманностей и, в частности, эмиссионные линии не должны быть поляризованы, то поставленная выше задача должна относиться только к излучению туманности в непрерывном снектре.

Насколько нам известно, в литературе нет определенных данных о существовании какой-нибудь зависимости между степенью поляризации света туманностей и длиной волны. Имеющиеся данные говорят скорее всего об отсутствии такой зависимости. Однако здесь же надо отметить, что подобные задачи до сих пор пытались решить только с помощью фильтров, которые в силу ряда обстоятельств и, в частности, большой ширины полосы проиускания, могут дать лишь ограниченные результаты. Весьма существенное

г. А. ГУРЗАДЯН

значение имеет также то обстоятельство, что в полосе пропускания фильтра могут оказаться также эмиссионные линии, доля которых в общем поличестве излучения различна в разных участнах спектра, и в силу этого результаты должны сильно искажаться.

Поставленную задачу лучше всего разреннять нутем анализа таких спектрограмм исследуемого объекта, иня получении которых свет пропускается через внализатор (поляронд). Здесь возвикает одно-весь на существенное затруднение, заключающееся в том, что всякий диспертирующий или лифрагирующий аппарат, каким является спектрограф, сам обладает некоторой йнстручентальной поляризанией. Поэтому вознашает дополнительная задача разработки методов для учета того эффекта. Само собой разумеется, что какими бы совершенными ин были эти метолы, сам факт инструментальной поляризации является нежелательным фактором и он не может так или яначе не повлиять на точность окончательных результатов. Тем не менес, небезынтересно будет попытаться применить спектрографы в сочетании с поляровлами для определения зависимости степени поляризации от длины волны, хотя бы для одной диффузной туманности. Нами предпринята такая попытка в отношения большой туманности Орнова. Поскольку эта понытка является первым опытом, следует полученные результаты счигать сугубо предварительными.

8 2. АНПАРАТУРА И МЕТОЛИКА НАБЛЮДЕНИЙ

Для решения поставленной задачи нами использован светосильный небулярный спектрограф Бюраканской астрофизической обсерватории. В качестве анализатора был использован геранатитовый поляройл, который в виде тонкой иленки вклеен между двумя стеклянными пластинками. Днаметр поляройда — 150 м.ч. Исследование, проведенное в спектрофотометрической даборатории Бюраканской обсерватории, показало хорошие качества поляройда. В частности степень коляризации снета, пропущенного через этот поляройл, достаточно велика (поря ка 99°, для фотографических лучей).

ОПЫТ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ СПЕКТРОФОТОМЕТРИИ

25

Поляроид устанавливается с помощью специально построенного для этой цели штатива перед зеркальной щелью спектрографа, которая, как известно [1]. имеет большие размеры – длина около 850 мм, а ширина может быть регулирована по желанию (об этом речь будет идти ниже). Поляроид дожен быть наклонен в отношении плоскости щел и так, чтобы он был перпендикулярен к палающему от исследуемого объекта свету. На рис. 1 изображена оптическая схема



Рис. І.

всей установки. Здесь Р — поляроид. III — щелевое зеркало, А — полярное зеркало, II₁ и П₂ — призмы (первая сделана из флинта. вторая — из крона), М — мениск. З — параболическое зеркало, К — кассетный трюм, ОО₁ — полярная ось.

Поляроид может вращаться вокруг оси, перпендикулярной к его плоскости. В результате меняется направление вектора преимущественных колебаний. Позиционный угол этого направления отсчитывается на специальном лимбе. Кроме того, поляроид может перемещаться параллельно щели, тем самым пропуская свет то одной, то другой части туманности.

Г. А. ГУРЗАДЯН

При таком расположении поляровда полученный сисктр булет разделяться на три части, причем центральная часть. в виде узкой полосы, будет соответствовать лучам, прошелшим через поляроид и спектрограф, а крайние части - лучам, прошедния только через спектрограф. Длине шели в 850 им соответствует ширина спектрограммы на плостинке около 2,4 м.м. Масштаб пластники равен 22' на одном мм. При лиаметре поляронда, равном 150 мм, ширина спектральной полосы, созданной излучением, прошеднимя через поляронд, получается равной около 0,30 мм, что более чем достаточно для пормального фотометрирования.

Общая схема изаниного расположения поляронда и щели в горизонтальной проекции изображена на рис. 2.



На рис. З изображен схематический вид спектрограмм, полученных без поляро-HAR (B) H C HOARD-11.203 (b).

.Іля определения степени поляри-

зации в различных длинах воли необходихо получить серию спектрограмм, состоящую по крайней мере из трех пластинок. Каждая пластинка (по одной сисктрограмме) получается лля определенного направления электрического вектора. В нашем случае эти направления отличаются друг от друга на 60. Поскольку эмисснонные линии не поляризованы, а непрерывный спектр поляризован. то в илеальном случае, при отсутствии инструшентальной поляризьции, почернения эмиссионных ли-



ний на всех трех пластинках при одинаковой экспозиции и одинаковых атмосферных условиях должны быть одинаковыми, а кочернения испрерывного спектра — различными. Приняв

ОПЫТ ПОЛЯРИЗАЦИОННОМ СПЕКТРОФОТОМЕТРИИ 27

полную или центральную интенсивность какой-нибудь эмиссионной линии за стандарт (для данной пластинки) мы смогли бы исправить почернения непрерывного спектра в данной линии за эффект дифференциального атмосферного поглощения. После этого определение степени поляризации в любом участке непрерывного спектра уже не представляет труда. Но наличие инструментальной поляризации приводиг к тому, что сама линия, служащая стандартом, оказывается поляризованной после прохождения всех элементов отражающей и диспергирующей системы. Это приводит к необходимости учета данного эффекта каким-нибудь способом. Ниже приводится описание этого способа.

Для большей ясности проанализируем процессы прохождения света через поляронд и отражение от щелевого зеркала. На рис. 4 приведена схема расположения поляронда (Р) и щелево-

го зеркала (III) и векторная диаграмма изучаемого явления.

Пусть интенсивность Ј падающего на поляронд Р света состонтиз двух компонентов — поляризованной Ј_ри неполяризованной Ј_о, т. е.:

 $\mathbf{J} = \mathbf{J}_{\mathbf{p}} + \mathbf{J}_{\mathbf{0}}.$



Рис. 4.

Амплитуды же колебаний соответствующих компонент обозначим через l_p и l_o. Положение вектора l_p на плоскости, перпендикулярной направлению луча и в отношении направления электрического вектора определяется углом α . Наша задача заключается в определении величины l_p, l_o и α для различных длии волн, после чего — степень поляризапии p:

$$p = \frac{J_p}{J_0 + J_p} \quad (1)$$

г. А. ГУРЗАДЯН

Амилитуды колебаний компонент I_p и I_0 , после прохожления через поляронд, будут соответственно $I_p \cos z$ и $I_0 \frac{1}{\sqrt{2}}$. Эти векторы составляют некоторый угол с направлением подения на щель. Обозначим этот угол через 3. Тогла амилитуды колебаний на плоскости подения E_p и перпендикулярно этой плоскости Е для компоненты I_p соответственно будут равны:

$$E_p = I_p \cos \alpha \cos \beta$$
, $E_n = I_p \cos \alpha \sin \beta$.

Аналогичным образом имеем для компоненты 1.

$$E_{p}^{*} = \frac{1}{1/2} I_{0} \cos \beta, \quad E_{s}^{*} = \frac{1}{1/2} I_{0} \sin \beta.$$

Компоненты векторов I_P и J_n от щелевого зеркала отражаются в разных пропорциях. Они определяются соотношениями:

$$R_{p} = \int R I_{p} \cos z \cos \beta; \quad R_{s} = -\int R I_{p} \cos z \sin \beta \frac{\cos (\gamma - Z)}{\cos (\gamma + Z)}$$
(2)

для компоненты . и

$$R_{p} = \int \bar{R} \frac{1}{\sqrt{2}} I_{u} \cos \beta; \quad R_{s} = -\int \bar{R} \frac{1}{\sqrt{2}} I_{u} \sin \beta \frac{\cos(\gamma - X)}{\cos(\gamma + X)}$$
(3)

для компоненты J., В этих выражениях R есть коэффициент огражения, который представляется через показатель преломления и и показатель поглощения « слелующим образом:

$$R = \frac{n^2(1+z^2) + 1 - 2n}{n^2(1+z^2) - 1 - 2n}.$$
 (4)

стери угол наления луча в отношении плоскости надения (т. е. угол между плоскостью поляризации и плоскостью наления). У — комплекская величина, связанная с з и комллексной дизлектрической постоянной г соотношением:

$$\sin \chi = \frac{\sin \varphi}{1}$$
.

ОПЫТ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ СПЕКТРОФОТОМЕТРИИ

Таким образом, интенсивность отряженного от зеркала Щ света при данном положении поляроида будет:

$$F_{0} = J_{p} \cos^{2} \alpha \left[\cos^{2} \beta + \sin^{2} \beta \frac{\cos^{2}(\varphi - \chi)}{\cos^{2}(\varphi + \chi)} \right] R + \frac{1}{2} J_{0} \left[\cos^{2} \beta + \sin^{2} \beta \frac{\cos^{2}(\varphi - \chi)}{\cos^{2}(\varphi + \chi)} \right] R.$$

$$5)$$

При повороте поляроида, например, на угол 60°, будем иметь:

$$F_{40} = J_{p} \cos^{2}(\alpha + 60) \left[\cos^{2}(\beta + 60) + \sin^{2}(\beta + 60) \frac{\cos^{2}(\phi - X)}{\cos^{2}(\phi + X)} \right] R + J_{0} \frac{1}{2} \left[\cos^{2}(\beta + 60) + \sin^{2}(\beta - 60) \frac{\cos^{2}(\phi - X)}{\cos^{2}(\phi + X)} \right] R.$$
(6)

Аналогичное выражение можно написать и для других положений поляронда.

Таким образом, интенсивность отраженного от щели Щ луча при положении поляроида, определяющимся углом 0, имеет вид:

$$F_0 = J_p \cos^2(\alpha + \theta) K (\beta + \theta, \varphi, X, R) + J_0 \frac{1}{2} K (\beta + \theta, \varphi, X, R).$$
(7)

Затем луч падает на полярное зеркало А и отражается от него практически перпендикулярно (под углом 89° 40'), по уже с другим коэффициентом отражения R₁. Поэтому вид выражения (7) не будет меняться. Применяя эти рассуждения и в отношении двух призм, где происходит уже преломление с различными углами падения и выхода и с различными показателями преломления, будем иметь в итоге следующее выражение для интенсивности света, дошедшего до фотопластинки:

$$F_{\theta} = J_{p} \cos^{2}(\alpha + \theta) K_{\theta} + J_{0} \frac{1}{2} K_{\theta}, \qquad (8)$$

где

 $K_{\theta} = K(\beta + \theta, \varphi, \varphi_1, \varphi_2, \dots, Z, Z_1, Z_2, \dots, R, R_1, R_2, \dots).$ (9)

Приняв Ко известным, будем иметь для трех положений поляронда, соответствующих углам 0, равным 0°, 60° и 120°:

г. А. Гурзадян

где через а, K₁, b, K₃, c, K₃ обозначены соответствующие величник I₆ и K₆ для углов $\theta = 0^{\circ}, \theta = 60^{\circ}$ и $\theta = 120^{\circ}$.

Решия систему (10) относительно J_р , J₄ и ж, найдем:

$$J_{p} = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{a}{K_{1}} \left(\frac{a}{K_{1}} - \frac{b}{K_{2}}\right) + \frac{b}{K_{2}} \left(\frac{b}{K_{2}} - \frac{c}{K_{n}}\right) + \frac{c}{K_{n}} \left(\frac{c}{K_{n}} - \frac{a}{K_{1}}\right)};$$
(11)

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_{\mathrm{p}} + \mathbf{J}_{\mathrm{s}} = \frac{1}{3} \left(\frac{\mathbf{a}}{\mathbf{K}_{1}} + \frac{\mathbf{b}}{\mathbf{K}_{2}} + \frac{\mathbf{c}}{\mathbf{K}_{3}} \right). \tag{12}$$

$$\lg 2z = 1^{-3} \frac{\frac{b}{K_s} - \frac{c}{K_s}}{\frac{b}{K_s} + \frac{c}{K_s} - 2\frac{a}{K_1}}.$$
 (13)

Для степени поляризации падающего на поляроид р света имеем:

$$p = \frac{2 \int \frac{a}{K_1} \left(\frac{a}{K_1} - \frac{b}{K_2} \right) + \frac{b}{K_2} \left(\frac{b}{K_2} - \frac{c}{K_3} \right) + \frac{c}{K_3} \left(\frac{c}{K_3} - \frac{a}{K_1} \right)}{\frac{a}{K_1} + \frac{b}{K_2} + \frac{c}{K_3}}$$
(14)

Величины а, b, c для различных воли нам известны из измерения трех спектрограмм. Что же касается величины К, К₂ и К₃, то они нам еще неизвестны и их необходимо определить каким-инбуль способом. О теоретическом способе их определения не может быть и речи, так как, помимо того, что этог путь весьма труден и практически почти неосуществим, в этом случае требуется знать величины всех коэффициентов отражения, преломления, главные углы падения э и главные взимуты отражения э и т. д. всех составных

частей оптической системы для различных длии волн. Не говоря уже о практической невозможности определения этих величин, укажем лишь на нецелесообразность такой попытки по той простой причине, что в реальных условиях эксплуатации аппаратуры эти величины сами могут изменяться с течением времени.

Выход можно найти следующим образом. Можно получить новую серию спектрограмм, также состоящую из трех пластинок, в условиях, совершенно тождественных с теми, когда были получены спектрограммы исследуемого объекта, но теперь от другого источника света, в отношении которого нам точно известно, что он не поляризован. В качестве такого источника можно взять, например, какуюнибудь яркую звезду, свет от которой не обнаруживает поляризации и которая имеет зенитное расстояние, равное или мало отличающееся от зенитного расстояния исследуемого объекта. Эгот способ представляет некоторое неудобство в практическом отношении, так как, помимо того, что не всегла можно найти звезду, удовлетворяющую поставленным условиям, он требует много времени. Гораздо удобнее использовать искусственный источник неполяризованного света, установленный неподвижно на высоте исследуемого объекта.

Итак, пропустив через аппаратуру неполяризованный свет, мы получим при одинаковых условиях экспозиции разные интенсивности на пластинке a₀, b₀, c₀, причем разницы в эгом случае возникают только по причине инструментальной поляризации. Тогда легко найдем из (10), подставляя J_p = 0,

$$\frac{a_0}{K_1} = \frac{b_0}{K_2} = \frac{c_0}{K_3} = \frac{J_0}{2} = \text{const.}$$
(15)

Подставляя отсюда значения K₁, K₂ и K₃ в (14), (12) и (13), получим окончательно для определения степени и направления поляризации, а также для полной интенсивности падающего из исследуемого объекта света, следующие выражения: I. A. LYP SALSH

$$p = \frac{2\sqrt{\frac{a}{a_0}\left(\frac{a}{a_0} - \frac{b}{b_0}\right) + \frac{b}{b_0}\left(\frac{b}{b_0} - \frac{c}{c_0}\right) + \frac{c}{c_0}\left(\frac{c}{c_0} - \frac{a}{a_0}\right)}{\frac{a}{a_0} + \frac{b}{b_0} + \frac{c}{c_0}}$$
(16)

$$tg2 x = \frac{1}{3} \frac{\frac{b_{0}}{b_{0}} - \frac{c_{0}}{c_{0}}}{\frac{b}{b_{0}} + \frac{c}{c_{0}} - 2\frac{a}{s_{0}}}.$$
 (17)

$$\mathbf{J} = \frac{1}{3} \left(\frac{\mathbf{a}}{\mathbf{a}_0} + \frac{\mathbf{b}}{\mathbf{b}_0} + \frac{\mathbf{c}}{\mathbf{c}_0} \right). \tag{18}$$

8 3. INHCIPYMENTAJIGHAR IIO, ISPRIJAHIS

Как мы видели, в описанном выше методе исследования не требуется знание абсолютной величины инструментальной поляризации для различных воли. Тем не менее. изучение поляризационных свойств небулярного спектрографа представляет самостоятельный интерез, ноэтому и слелуст специально изучить этот воярос. Это тем более необхолимо сделять, носкольку, как выяснилось вноследствии (к сожалению довольно поздно - после получених серии снимков спектра туманности Орнона с полярондом), эти свойства поднергаются изменению с течением времени в завилямости от многочисленных, порою не подлающихся учету, причин. както: изменение температуры и влажности воздуха, степень заныленности оптики и т. д. Ус. овит, в которых работает наш небулярныя спектрограф, в последнем отношении особенно неблагоприятны. Все это вызывает наменение физико-химического характера в тонких пленках, покрывающих зеркала, призмы и прочее, которое в свою очерель вызывает изхенение оптических констант отлельных элементов системы. Если к этому прибавить еще, что эти изменения происхолят для всех воли в неодинаковой степени, то необходимость изучения поляризационных свойств нашего инструмента становится более чем понятной.

Ю. Н. Линским разработачы методы исследования поляризационных свойств спектрографов с помощью двух и

ОПЫТ ПОЛЯРИЗАЦИОННОП СПЕКТРОФОТЭМСТРИИ 33

трех полярондов [2, 3]. Эти методы позволяют решить также задачу об определении истичного распределения энергии в спектре исследуемого источника поляризованного света. Поскольку мы ставим целью определить только поляризационные свойства спектрографа, то для этого достаточно воспользонаться одним полярондом и искусственным источником неполяризованного света.

Искусственный исгочник неполяризованного света в нашем случае представляет собой ящик с ллинной щелью, шириной около двух сантиметров, экранированной двумя слоями матового стекла. В ящике имеются две электрические лампы. питаемые от общей сети через стабилизатор напряжения. Постоянство накала контролируется амперметром. С помощью фотоэлемента и гальванометра проверяется практическое отсутствие поляризации вышедшего в нормальном направлении из матовых стекол света.

После получения ряда пробных серий на разных пластинках, чувствительных к фотографическим лучам, и при разных режимах работы, в разное время осенью 1955 г. были сняты четыре рабочие серии, вплоть до периода ухудшения атмосферных условий и появления снега. В табл. 1 приведены даты получения этих серий и сорт использованных пластинок.

Таблица 1

І Серия	9—10/X1	1955	Agfa Photo
Ii 🔹	7—S/XII	1955	Kodak
ш.	8—9/XII	1955	Kodak
IV .	13-14/XII	1955	Ilford Zenith

Каждая серия состоит из 10-15 спектрограмм (в среднем 3-5 спектрограмм для каждого положения поляроида), полученных с экспозициями от 20 сек. до 1 мин. Особое внимание было уделено соблюдению равных экспозиций в пределах данной серии. На каждой пластинке были одновременно получены шкалы длин волн (ртутная лампа). Стандартизация пластинок осуществлялась с помощью маленького трубочного фотометра, работающего в сочетании с синим фильтром.

298-3

I. A. LYP3AJISHI

Намерення снектрограмм произволились на нервом саморегистрирующем микрофотометре Бюраканской обсёрвагории [4]. Была использована визуальная система получения отсчетов этого микрофотометра. Измерения интенсивностей непрерывного снектра произволились через каждые 0,4 мм. Всего обыло измёрено 10 точек на каждой спектрограмме. В результате этих измерений мы нашли величины а₀, b₀, c₀, которые представляют собой интенсивности непрерывного спектра в произвольных единицах в двиной волне при трех положениях поляроида.

На четырех полученных серий вторая оказалась передержанной. Остальные были обработаны. На рис. 5 для иллюстрации привелены кривые распределения энергия в произвольных единицах в непрерывном спектре искусственного источника, г. с. шачения a_{0} , b_{u} , c_{u} для трех положений поляронда (b = 0, b = 60, b = 120). Внутренния разброс точен вокруг средней кривой распределения энергии при каждом положении поляровда, как видно из этих крявых, невелия.

Интенсивность палающего исполяризованного света от искусственного источника постояниа при всех положениях поляроида. После прохождения через поляроил и спектрограф эти интенсивности оказались разными. Представия величниу окончательной интенсивности формулой:

$$I = A + B\cos 2(y - y_0), \qquad (15)$$

где А и В постоянные, а 9° можно назвать азимутом результирующего колебания электрического вектора системы.

Имеем из (19) для трех положений поляронда:

$$a_{o} = A + B \cos 2 \vartheta_{o},$$

$$b_{o} = A - B \cos 2(60 - \vartheta_{o}),$$

$$c_{o} = A + B \cos 2(120 - \vartheta_{o}).$$
(20)

Решая эту систему относительно А, В и и и имея в виду, что степень поляризации р равна:

$$p = \frac{I_{\theta_n} - I_{\theta_n + 90}}{I_{\theta_n} + I_{\theta_n + 90}},$$
 (21)

найдем

$$p = \frac{2 \int_{a_0} (a_0 - b_0) + b_0 (b_0 - c_0) + c_0 (c_0 - a_0)}{a_0 + b_0 - c_0}, \quad (22)$$

$$tg 2 \alpha_0 = V \overline{3} \frac{b_0 - c_0}{2a_0 - b_0 - c_0}$$
 (23)



Рис. 5.

Г. А. ГУРЗАДЯН

Степень инструментальной поляризация, вычисленная с помощью формулы (22) для разных длин воли, представлена в табл. 2 (1 серия). Там же приведены предельные абсолютные опноки Др, вычисленные с номощью соответствующей формулы на основе значений ошибок величии а, b и с. которые в свою очередь найдены из от-

1	Таблица 2 серия
, Л	р <u>_</u> ^р "/о
1150	17 ± 1.3
4240	58 0.8
4345	69 0.9
4145	59 1.4
4570	57 - 1.3
1700	62 1.2
18.0	61-1.3
4980	65 2.2
5150	66 - 0,4

клонений отлельных значений этих ведичин от средних значений, по обычным формулам. Суля по данным табл. 2, предельные ошибки Др арифметического среднего р довольно малые. Однако они характеризуют лишь внутреннюю сходимость измерений и представляют собой формальные оценки точности. Кроме того, средняя квадратическая ошнбка одного измерения, которая, по нашему мнению, и характеризует точность определения степени поляризации света исследуемого объекта, ког, а имеется только одна единственная серия наблюдений, порядка 4-5%.

Данные габл. 2 представлены в виде кривой на рис. 6.



Рис. б.

ОПЫТ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ СПЕКТРОФОТСМЕТРИИ

Как видно из этих данных, инструментальная поляризация ловольно высока (для рассматриваемого интервала длин волн), около 60°/0. и медлению возрастает с увеличением длин воли.

Приведенные результаты соответствуют состоянию спектрографа 9—10/ХІ—1955 г. (І серия). Через месяц после получения І серии была получена ІІІ серия спектрограмм (8—9/ХІІ—1955 г.).

Мы вычисляли инструментальную поляризацию спектрографа и для этого периода. Результаты представлены на рис. 7. Сравнивая это с рис. 6, убеждаемся, что за этот



Рис. 7.

период произошло некоторое изменение в поляризационных свойствах спектрографа: степень поляризации в среднем уменьшилась на 10—15⁰/₀ и оказалась порядка 45⁰/₀. Характер зависимости р от λ претерпел незначительное изменение.

Но вызывает удивление полученная через несколько дней (13—14/XII—1955) новая поляризационная кривая (IV—серия). Эта кривая представлена на рис. 8. Степень инструментальной поляризации уменьшилась за несколько дней более чем на 30°/о. Заметно также некоторое изменение в характере поляризационной кривой*. Следует отметить, что за этот

 Следует указать, что предельная абсолютная ошибка измерения др в III и IV сериях оказалась значительно больше, чем в I серии.

г. А. ГУРЗАДЯН

нернод произонило заметное изменение погоды — вынал сиени повысилась влажность воздуха. Повидимому это и вызвало существенное изменение в оптических свойствах тонких пленок оптики, а также оседающей на них ныли. Возможность изменения поляризационных свойств спектрографов с течением времени отмечается также Ю. Н. Линским [2].



Тем не менес, такое сильное изменение в такой короткий срок следует считать не вполие понятным, а установление самого факта недостаточно убедительным. Весьма желательно поэтому продолжение исследований в этом маправлении.

Основные выволы, которые можно сделать из приведенных результатов, следующие:

а) поляризационные свойства небулярного спектрографа не олинаковы для разных длин воли и могут меняться с течением времени;

6) при исследовании поляризации непрерывного спектра туманности или других объектов необходимо учитывать поляризационные свойства спектрографа, соответствующие данной почи. Ниаче говоря, наряду со стандаютами, которые обычно получают при спектрофотометрических работах для учета дифференциальных эффектов поглощения атмосферы и оптики. чувствительности фотопластинки и т. д., необходимо также получить "поляризационные" стандарты от источника неполяризованного света;

опыт поляризационной спектрофотометрии

в) при исследовании распределения энергии в непрерывном спектре туманностей, свет которых мог быть поляризованным (а также других объектов), необходимо учесть, в согласни с [2, 3], дифференциальный эффект пиструментальной поляризации для различных длин воли. В свете этого заключения, между прочим, становятся до некоторой степени понятными расхождения, которые обнаруживаются в результатах измерений распределения энергии в непрерывном спектре туманности Ориона, полученных Гринштейном и Хиней, Домбровским и нами [1]. Указанное расхождение отчасти следует объяснить тем, что во всех трех работах не было учтено влияние дифференциального эффекта инструментальной поляризации.

§ 4. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Нами получены три серии спектрограмм с поляроидом для туманности Ориона, одна на пластинке Ilford Zenith осенью 1954 г. (шесть спектрограмм), II и III— на пластинке Kodak осенью 1955 г. (шесть и четыре спектрограмм). При I серии снималась область туманности, находящаяся около Трапеции, при II и III— область, приблизительно 10' западнее от Транеции. Экспозиция для всех пластинок (за некогорым исключением)— 2 час. 30 мин. К сожалению. при отличных качествах спектрограмм III се рии, их не удалось использовать из-за смещения призмы спектрографа во время фотографирования туманности при одном положении поляроида.

При наличии поляризационных стандартов остальные две серии следовало бы обрабатывать следующим образом.

После получения записей спектрограмы на саморегистрирующей системе универсального микрофотометра определяются интенсивности непрерывного спектра в произвольных единицах в определенных, заранее зафиксированных длинах волн. Здесь возникает одно весьма существенное затруднение, заключающееся в том, что каждая спектрограмма данной серин получена в разные ночи, в разных условиях и поэтому нельзя будет их обрабатывать совместно, без учета дифф эренциального эффекта атмосферного поглощения. При-

F. A. LYP'SAASHI

визка обычным способом (с каким-вибудь небесным источником света) в данном случае неприемлема. Выход можно найти следующим образом. Как было упомянуто выше, эмиссионные линин в спектре туманности неполяризованы. Тогда мы можем одну из этих ливий (например ее "высоту", т. с. центральную интенсивность) использовать в качестве эталона. Тенерь, достаточно вычислить витенсявность жепрерывного слектра на некоторой длине волны по отношению в центральной интенсивности, наход вщейся на той же спектрограные вакойнибуль эмиссионкой линии (например линия Н3), этим фактически исключая лифференционный эффект атмосферного поглощения. Точность, этого способя, очевидно, зависит от того, васколько точно зафиксирована при автоматической записи высота эталонной линии. Для обеспечения необходимой точности достаточно удовлетворить двум условиям: а) выбрать возможно меньшую скорость записи и б) сделать возможно меньшей ширину щели микрофотометра и большей ширину щели сисктрографа. В течение всего периола проведения этой ряботы эти условия были соблюдены".

Указанным способом мы определили величины a, b и c, т. с. интенсивности в данной волне, соответствующие трем положениям поляроида (отличающимся друг от друга на 60). Измерением на тех же длинах воли поляризационных стандартов мы будем иметь величины a_n, b_n, c_n, после чего можно приступить к вычислению степени поляризации с помощью формулы (16).

Однако, как уже было указано выше, поляризационные стандарты в ночь получения основных спектров не были сняты, поэтому полученные нами спектрограммы не могут быть обработаны разработанным в § 2 методом. Однако, поскольку нашей целью является не определение абсолютного значения степени поляризации в данной волне, а определение зависимости степени поляризации от ллины волиы. то мы можем поставить задачу определения лифферициаль-

Например, ширину щели спектрографа мы брали равной 60 мм, что дало дая толщины дишии на спектрограмме значение, равное окодо 0,2 мм.

опыт поляризационной спектрофотометрии

ной поляризации по отношению какой-нибудь длины волны. Решение этой задачи становится возможным благодаря тому обстоятельству, что инструментальная поляризация, хотя и изменяется со временем, но сама зависимость инструментальной поляризации от длины волны, как это видно из рис. 8. выражена относительно слабо, по крайней мере, в рассмотренном нами диапазоне длин воли (*і*. 4861—4100 A) и для начальных дней ноября, г. е. для периода. приблизительно совпадающего с периодом получения второй серии основных спектрограмм (вторая половина ноября).

Таким образом, приняв степень инструментальной поляризации постоянной для указанного интервала длин воли, мы можем определить дифференциальную поляризацию непрерывного спектра исследуемого нами объекта, исхоля только из наблюдаемого распределения энергии в непрерывном спектре, т. е. фактически из градиентов непрерывного спектра. Если эти градиенты при трех положениях поляронда окажутся одинаковыми, то дифференциальная поляризация будет равна нулю, и, наоборот, при несовпадении этих градиентов друг с другом, будем иметь некоторую дифференциальную поляризацию.

На рис. 9 приведены кривые а, b, с распределения непрерывного спектра туманности Ориона в произвольных единицах, соответствующие трем положениям поляронда (60°, 120 и 180°; угол. равный нулю. соответствует направлению электрического вектора поляронда по линии Восток-Запад). Чтобы убедиться в том, отличаются ли градиенты этих трех кривых друг от друга, достаточно эти кривые переместить параллельно до пересечения их в одной точке. Полученный результат представлен на нижней части рис. 9; кривые не совпадают, следовательно дифференциальная поляризация существует. Однако конкретные вычисления показывают (см. табл. 3), что дифференциальная поляризация в отношеини длин воли λ = 4861 A едва составляет несколько процентов, что находится в пределах ошибок измерения. Аналогичный результат получается и при обработке первой серии спектрограмм. Отсюда сделаем вывод: степень поля-

ризации непрерывного спектря диффузной туманности Ориона в интервале из 4861—4100 А повидимому не зависит от длины волны.



Рис. 9.

Таблица 3

λ	1861	1410	4700	41,00	1500	4403	4300	4200	4100
۵p %/0	0	1	2	4	.5	6	6,5	6,5	6,5

Приведенные в последнем параграфе результаты, как оговорено в первом параграфе, следует считать предварительными, поскольку предпринятый нами опыт является первым. Мы надеемся продолжить исследования в этом направлении с несколько улучшенной методикой. В частности.

ՓՈՐՉ՝ ԲԵՎԵՌԱՉԱՓԱԿԱՆ ՍԳԵԿՏՐՈՖՈՏՈՄԵՏՐԻԱՑԻ

представляет интерес проведение поляризационных исследований туманности Ориона с установкой поляроида не перед зеркальной щелью, а перед камерой спектрографа. Этим можно достигнуть увеличения снимаемой через поляроид области туманности более чем в пять раз.

Январь, 1956.

Գ. Ա. ԴՈՒՐՉԱԴՑԱՆ

ՓՈՐՉ՝ ՕՐԻՈՆԻ ՄԻԳԱՄԱԾՈՒԹՅԱՆ ԲԵՎԵՌԱՉԱՓԱԿԱՆ ՍՊԵԿՏՐՈՖՈՏՈՄԵՏՐԻԱՑԻ

Ամփոփում

Մինչև այժմ ստույդ ճայտնի չէ, թե միդամածություններ թի լույսի բևսոսցման տստիճանը կախված է ալիրային ևրկաթությունից թե ոչ. Մինչդեռ այդ ճարցի պատասխանը ունի կարևոր նշանակություն միդամածությունները, մեջ խառնված փոշային նյութի ֆիզիկական ճատկությունները, ստերը, եր, և այլն որոշելու խնդրում։ Ֆիլտըների մեթոդը, որ սովորարար կիրառվել է նման խնդիրներ լուծելիս, չեն կարող ճամարվել վստաճելի և ճիշտ։

Ներկա աշխատան չում փորձ է արված որոշել Օրիոնի միդամածության անդնդնատ սպեկտրի թեևռացման աստիճանը տարբեր ալիջների նամար՝ ներուլյար սպեկտրորգրաֆի օգնությամը։ Մշակված է դիտուքների մեթոդիկան և արտածված են նամապատասխան բանաձենը՝ թեևռացման աստիճանը նաշվելու նամապատասխան բանաձենը՝ թեևռացման աստիճանը նաշվելու նամար։ Առանձին ուշադրություն է դարձված դործիջային բեևռացման ուսուքնասիրություն վրա։ Պարդվում է, որ դործիջային թեևռացման աստիճանը կախված է ալիջային երկարությունից և խիստ կերպով փոփոխվում է ժամանակի ընթացջում, կախված տելեսկոպի նայելիների և սպեկտրդրաֆի պրիդմաների մակերեույթների (փառի) վիճակից։ Այստեղից արվում է այն կարեռը եղրակացությունը, որ բոլոր դեպչերում, երբ կատարվում են կոսմիկական սպեկտըների լույսի անընդնատ սպեկտըների սպեկտըֆոտոմետրիկ չափուքներ, դործիջային

Դործիքային բևեռացման հնարավոր չեզոքացման և էքըսպերիմենտալ սխալների նվաղեցման նպատակով, որոշված է

4. U. 901090.480.5

Ophinih dipandinistic finite intervalue and hupp as fill parameteristic (4) the program and hupp as fill parameteristic (4) the program (4) parameteristic (4) the program (4) parameteristic (4) the program (4) parameteristic (4) parameter

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Гурзадин, Сообщения Бюраканской встрофиз. обсерв., XVI, 1955.

2. Ю. Н. Липский, Астр. пиркуляр, № 115, 9, 1954; № 163, 29, 1955.

3. KJ. H. Junckult, Bectner MIN, No 2, 41, 1954; M 9, 41, 1955.

4. Г. А. Гурзадян, Сообщения Бюраканской астрофиз. обсерв. XIV, 1955.

46 650

Rep offert

ADVERTON NO.