<mark>ХЦЗЧЦЧЦЪ ООА ЧЕЗПЕВЗПЕЪЪЕГЕ ЦЧЦЧЕОЕЦ</mark> АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

РВЛИСИ.ЧИЛИ И.ИЗА, И.А.Р. SU.СИ. В. 20. АГСАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

ФРИЧ XVIII ВЫПУСК

Читтији авиана јобрадрр' Ч. 2. 2000 годертви и Ответственны редактор В. А. АМБАРЦУМЯН

БАЛЬМЕРОВСКИЙ ДЕКРЕМЕНТ НЕКОТОРЫХ ДИФФУЗНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Г. А. Гурзадян

С помощью небулярного спектрографа Бюраканской астрофизической обсерватории были получены спектрограммы ряда диффузных туманностей с целью определения относительных интенсивностей водородных эмиссионных линий.

Известно, что относительные интенсивности эмиссионных водородных линий (бальмеровский декремент) у диффузных туманностей значительно отличаются от относительных интенсивностей тех же линий у планетарных туманностей и еще больше отличаются от теоретически вычисленных величин. Как правило, бальмеровский декремент у диффузных туманностей круче, чем у планетарных туманностей. Это следует считать одной из основных особенностей диффузных туманностей, что, безусловно, имеет непосредственную связь с их строением, а также с физическими процессами, идущими в них. Однако перед тем как приступить к обсуждению причин указанного отклонения от теории, желательно накопить достаточный наблюдательный материал, касающийся бальмеровского декремента отдельных диффузных туманностей.

В настоящей заметке приводятся результаты, полученные для диффузных туманностей — NGC 6523 (М 8), NGC 6618 (М 17), NGC 7000. а также NGC 1976 (Орион). Методика получения и обработка спектрограмм в основном такая же, что и в [1]. Желая получить относительные интенсивности в основном для сильнейших водородных линий — H_{α}/H_{β} , мы на этот раз использовали пластинки типа East-103 а - Е.

F. A. LYPBAJISH

Для каждой туманности было получено по носколько спектрограмм. Однако мы считали целесообразным обрабанывать не все полученные пластинки, а только самые доброкачественные. Таким образом. было обработано по одноя иластичке для туманностей М8 и М17 и по две для NGC 7000 и NGC 1976. Одна спектрограмма, полученная для M8, оказаллсь особенно улачной и для нее удалось получить фотометрические разрезы (см. няже).

В табл. І приведены относительные интенсивности (H₁=1) водородных эмиссионных линий для центральных областей указанных туманностей. Там же приведены относительные интенсивности зеленого (N₁+N₃) в фиолетового (λ 3727 Å) дублетов дважды и однажды нояизованного кислорода, а также красной (λ 6300 Å) и зеленой (λ 5577 Å) диний неба. Здесь и в дальнейшем оценку относительной интенсивности дублета λ 3727 Å следует считать очень неуверенной; сильное поглощение нашей стеклянной оптики в этой области спектра делает стандартизацию спектроговы и весьма пенадежной.

Липин	NGC 6523	NGC 6618	NGC 7000	NGC 1976-
H	~15	8.5	4.5	5
/ 6300	0.2	0.7	0.5	
λ 5577	0,6	1.2	1.6	0.4
$N_1 + N_2$	1.2	2.1	2.5	3.78
Ha	1	-1	1	1
HT	0.48	-	0.35	0.41
HL	0.22	-		0.19
Hi	0.12	-	- 1	0.13
1 3727	0.43	-	-	1.75

Tabauna

• Относительные интенсивности для / < 2000 А взяты на [1].

В дальнейшем, во всех наших рассуждениях. касающихся отклонения наблюдаемого бальмеровского декремента от теоретического, мы будем базироваться в основном на

БАЛЬМЕРОВСКИЙ ДЕКРЕМЕНТ ДИФФУЗНЫХ ТУМАННОСТЕЙ 5

относительной интенсивности линии H_a, т. е. на величине H_a/H₃.

Эти линий, будучи самыми сильными в серии, измеряются с гораздо меньшей относительной ошибкой, чем остальные линии. Кроме того, для очень слабых диффузных туманностей они фактически являются единственно видимыми и поддающимися измерению линиями.

Приведенные в табл. 1 значения H_z/H_β не являются истипными величинами. Их следует исправить за эффект межзвездного селективного поглощения, а также за блендирование H_x дублетом [NII] 6584 Å и [NII] 6548 Å. Но, прежде чем приступить к этому, желательно сравнить полученные нами результаты с другими. В табл. 2 приведена сводка результатов различных авторов.

Таблица 2

Автор	NGC 6523	NGC 6618	NGC 7000	NGC 1976
Пласкетт [2]	_	_	-	4
Гринштейн и Хи- ней [3]	_	-		5
Пикельнер [5]	_	-	3.5	
Слонимская [6]		_	_	>4
Гурзадян	~6	8.5	4.5	5

Измерения Пласкетта для NGC 1976 относятся к чистой линии H_{α} (с учетом блендирования линий $\lambda\lambda$ 6584 и 6548), но без учета межзвездного селективного поглощения. В табл. 2 не приведены результаты измерений Джонсона [4], который использует другую шкалу относительных интенсивностей. Перейти от нее к нашей шкале нам не удалось. Без учета дифференциального эффекта атмосферного поглощения Джонсон дает H_{α}/H_{β} , равное для NGC 6523 и NGC 1976 4 и 3 соответственно. Эти числа очевидно являются нижней границей для истинных величин H_{α}/H_{β} .

Переходим к исправлению средних по табл. 2 значений H_{π}/H_{β} за межзвездное селективное поглощение. Будем исходить из следующего соотношения:

Г. А. ГУРЗАДЯН

$$\mathbf{a}_{i} = \mathbf{u}_{py} \left(\frac{4400}{\lambda}\right)^{n_{i}} \tag{1}$$

где а_{вя} поглощение в звездных величинах на 1 кис в фотографических лучах. Для закона межзвездного поглощения в настоящее время, повилимому, считяется более приемлемым значение n = 1 (для фотографических лучей).

Обозначия индексом "н" наблюдаемое значение H, H, и пидексом "ни" исправленное за межзвездное поглощение, будем иметь:

$$\left(\frac{\mathbf{H}_{\alpha}}{\mathbf{H}_{\beta}}\right)_{\mathbf{n}} = \left(\frac{\mathbf{H}_{\alpha}}{\mathbf{H}_{\beta}}\right)_{\mathbf{n}} \mathbf{e}^{-\left(\tau_{\alpha} - \tau_{\beta}\right)} = \left(\frac{\mathbf{H}_{\alpha}}{\mathbf{H}_{\beta}}\right)_{\mathbf{n}} \mathbf{e}^{-\mathbf{0}, 2\mathbf{J}_{\beta}, \mathbf{s}_{\beta, \alpha}, \tau}, \quad (2)$$

где г расстояние туманности в килонарсеках. Его можно взять или из каталога Садерблата, или, в случае МGC 6583 и NGC 6618, исходя из расстояний ассоциации Стредец I и Стредец II. Что же касается а_{рк}, то то значение можно приблизительно определить по величине повраснения окружающих туманности звезд [7]. Все необходимые данные координаты и расстояния туманностей, покраснение а_{рк}, а также количество звезд N, с помощью которых оценена величина а_{рк}, приведены в табл. З. Этими данными и с помощью (2) и производится исправление H, H за эффект межзвездного селективного поглощения.

Таблица :

NGC		2	r ne,	396	N
6523	17 ^b 57 ^m .6	-21 23	: 100	30	ő
6618	18 15,0	-16 13	11:0	1.8	3
70 m	20 55.2	4 Di 56	900	1.3	4
1976	05 30.4	-05 17	500	0.7	21

Основная трудность возникает при исправлении Н, Н за блендирование линиями λ 6584 и λ 6548 А. Дело в томчто интенсивности этих линий в отношении линий Н, или Н. сильно зависят как от относительного количества атомов азота в туманности, так и от электроиной температуры туманности. Пейдж, например. работая со спектрографом

БАЛЬМЕРОВСКИЙ ДЕКРЕМЕНТ ДИФФУЗНЫХ ТУМАННОСТЕЙ 7

большой разрешающей силы, мог разделить линии λ 6584, λ 6548 и λ 6563 и определить их относительные интенсивности для периферии ряда диффузных туманностей [8]. Оказывается, что величина относительной интенсивности, например линии [NII] 6584/Н 6563, колеблется в довольно широких пределах. Для точного определения На/Нв нужно работать со спектрографом большой разрешающей силы, условие, к сожалению, не всегда выполнимое. В остальных случаях приходится прибегать к усредненным величинам. Так, по измерениям Пейджа, имсем по одиннадцати туманностям отношение $\frac{E_{\lambda} 6584}{E_{\lambda} 6563} = 0.25$. Для отношений интенсивностей дублета Ех 6584/Ех 6548 теория дает значение, равное З [9,10]. Поэтому имеем [Е_λ 6584 + Е_λ 6548] / Е_λ 6563 ≈ 0.3, т. е. сумма интенсивностей линий 6584 и 6548 составляет около 30%/о интенсивности линии Ha. Это значит, что в среднем 77% от наблюдаемой интенсивности бленаы составляет истинную интенсивность линни Н.,

Однако данные Пейджа относятся к окрестностям диффузных туманностей, где физические условия существенно отличаются от того, что имеется в центральных областях туманностей. Для полной определенности желательно проанализировать поведение отношения интенсивностей линий [NII] и H₂ в зависимости от физических условий в туманности и расстояния от возбуждающей звезды.

Обозначим через п_N⁺ количество однажды ионизованного азота, п_е — количество свободных электронов в 1 см³. Запрещенные линии λ 6584 и λ 6548 возбуждаются электронными ударами. Поэтому, если обозначить через b(T_e) вероятность перехода ³P_{1.2}— ¹D₂ для иона N⁺, будем иметь для энергии, излучаемой в линиях $\lambda\lambda$ 6584 + 6548:

$$E_{[NII]} = E_{\lambda\lambda 6584 - 6548} = n + n_e b(T_e) h\nu, \qquad (3)$$

где у— средняя частота линий $\lambda\lambda 6584 + 6548$. Для b (T_e) имеем из ([11], стр. 147):

$$b(T_e) = 8.54.10^{-6} \frac{Q(AB)}{\varpi_A} \frac{1}{T_e^{1/2}} e^{-\frac{\lambda_{AB}}{kT_e}},$$
 (4)

г. А. гурзадян

где T_e – электропная температура туманности, _{ХAB} – энергия цозбуждения нерехода ^вР_{1,2}—¹D₂, <u>Q</u>(AB) – "сила ударов", <u>m</u> = 2J + 1.

Для эпергия, излучаемой в какой-инбудь линии серия Бальмера, имеем ([11], стр. 118):

$$E_{n2} = n_n^{+} n_n \frac{6.99.10^{na}}{T_{\perp}^{2n}} b_n Z^a \frac{\mu}{8} \frac{2RZ^a}{n^a} e^{z_n}.$$
 (5)

Для линии Н. имеем: и З. b_n = 0.1, с ⁿ 6.72 Полставляя также значения универсальных постеянных, найдем:

$$E_{uv} = 2.77 \cdot 10^{-19} \cdot \frac{n_u n_v}{T} \,. \tag{6}$$

где п_и — количество понизованных атомов водорода в 1 см².

Разделив (3) на (6) и подставив значение b(T_n), найдем:

$$\frac{E_{[NII]}}{E_{av}} = 44.4.T_{v} \frac{n_{N}}{n_{u}} e^{\frac{21900}{T_{v}}},$$
(7)

где поставлено лакже: $\Omega(AB) = \Omega(P_{1,2}-^{1}D_{2}) = 2.39$ [13], $\bar{\omega} = 5$, $\chi_{AB} = 1.78 \text{ev}$.

Допустим, что степень ионизации как для водорода. так и для азота достаточно велика, чтобы можно было пренебрегать количеством атомов, находящихся в нейтральном состояния, т. е. принять п, \approx п, и л, \approx п, где п, и п_и—полные количества атомов азота и водорода в 1 с.м³. Тогда выражение (7) можно написать в следующей форме:

$$\frac{E_{[NII]}}{E_{m}} = 44.4 \text{ T}_{*} \frac{n_{N}}{n_{n}} e^{\frac{21900}{T_{c}}}.$$
 (8)

Итак, отношение интенсивностей линия 22.6584 + 6548 и И. зависит только от электронной температуры туманности и постоянно по всему объему полной ионизации атомов азота и водорода, при условии, что относительное количество атомов указанных элементов постоянно во всех точ-

БАЛЬМЕРОВСКИИ ДЕКРЕМЕНТ ДИФФУЗНЫХ ТУМАННОСТЕР 9

ках объема ионизации. Интересно, что отношение $E_{[NH]}/E_{INT}$ не зависит от температуры возбуждающей звезды, а также от коэффициента дилюции излучения. Отклонение от этого правила может начинаться только у границы зоны полной ионизации азота; начиная с этого места должно происходить уменьшение отношения $E_{[NM]}/E_{INT}$ с расстоянием, так как уменьшение n_N происходит быстрее, чем уменьшение n_+^+ .

Принято считать, что электронная температура газовых туманностей, в том числе и диффузных, мало меняется при переходе от одной туманности к другой и в среднем равна 10.000°К. Тогда различие между наблюдаемыми значениями $E_{[NII]}/E_{HZ}$ для разных туманностей надо приписывать, как это вытекает из (8), различию в реальных отношениях азота п водорода в них.

Пейдж [8] измерил отношение интенсивности линии λ 6584 к интенсивности линии H_z . Эти данные приведены во втором столбце таблицы 4. Умножая данные этого столбца на 4/3, мы найдем значения $E_{[NII]}/E_{nz}$, которые приведены

в третьем столбце, и отсюда отношения концентраций атомов азота и водорода, которые приведены в последнем столбце, в предположении $T_e = 10.000$ K.

Измерение Пейджа относится к окрестностям, указанных в табл. 4 туманностей, где степень ионизации мала по сравнению с центральными областями туманностей, однако не трудно убедиться, что она все-таки

 n_N Ex 6584 EINI NGC EHa Eua Пн $1.2 \cdot 10^{-5}$ 0.48 0.64 1499 $0.5 \cdot 10^{-5}$ 0.17 0.23 1976 $0.7 \cdot 10^{-5}$ 0.37 1977 0.28 10^{-5} 1977 0,42 0.56 1.7.10-5 0.66 0.88 434 10^{-5} 0,60 2024 0.45 $0.6 \cdot 10^{-5}$ 41 0.23 0.31 0.2.10-5 2337 0.10 0.13 $0.5 \cdot 10^{-5}$ 2237 0.17 0.23

остается достаточно высокой, чтобы для этих областей применить формулу (8).

Как видно из табл. 4, отношение n_м для диффузных

7	аблица	4
		_

г. А. ГУРЗАДЯН

туманностей порядка 10⁻⁵. Это на один порядок меньше среднего значения пу/п_н, полученного для планстарных туманностей ([11], стр. 203). Одиако следует иметь в виду, что больше чем для половины планстарных туманностей, для которых отношение пу/п_н определено, оно порядка 10⁻⁵.

Следует указать, что вычисленные нами значения для п_N/n_n вссьма орнентировочны, так как мы приняли для всех гуманностей Т. = 10 000 К. Между тем небольшое различне в электронной температуре, как это видно из рис. 1, вызывает заметное изменение в величине n₋ n_n.



Вернемся теперь к нашей основной задаче.

Поскольку $E_{[N,I]}/E_m$ не испытывает заметного уменьшения с удалением от возбуждающей звезды, т. е. в этом отношении иет разницы между центральными областями туманности п ее периферией, то сделанный выше вывод о необходимости уменьшения наблюдаемой интенсивности ли-

БАЛЬМЕРОВСКИЙ ДЕКРЕМЕНТ ДИФФУЗНЫХ ТУМАННОСТЕЙ 11

нин H_z в размере в среднем на 23°/₀ за эффект блендирования соседних линий λ6584 и λ6548 сохраняет свою сиду.

Окончательные, исправленные за оба эффекта величины H_x/H₃ представлены в табл. 5 (индексом "о").

Теория бальмеровского декремента дает для H_α/H₃ значения 2.5 при гипотезе, что оптическая толща туманности в линиях серии Лаймана

очень велика и 1.9 — при гипотезе, что она мала [11]. Сравнивая это с тем, что было получено в последней строке табл. 5, видим, что исправленное значение H_α/H_β все же превышает теорети-

		-		
1.0	\mathbf{n}		ma	
	ω.			

NGC	6563	6618	7000	1976
$(H_{\alpha}/H_{\beta})_{H}$	6	8.5	4	5
$(H_{\alpha}/H_{\beta})_{m}$	3.8	5.6	3.3	4.65
$(H_{\alpha}/H_{\beta})_{0}$	2.90	4.3	2.5	3.60

ческое значение, за исключением, повидимому, туманности NGC 7000. В [1] было высказано предположение, что всякие отклонения в величине бальмеровского декремента в диффузных туманностях от теории могут быть объяснены влиянием примешанной к газу пыли. Предполагая остановиться на количественной стороне этой гипотезы в другом месте, здесь отметим лишь, что различие в степени отклонения величин H_x H₃ у разных туманностей от их теоретического значения может характеризовать степень "запыленности" этих туманностей. Учитывая это, мы можем утверждать, например, что из приведенных в табл. 5 туманностей больше всего "запылены" туманности NGC 6618, а также NGG 1976, и меньше всего NGC 6623 и особенио центральная часть туманности NGC 7000.

Нами измерены методом фотометрических разрезов относительные интенсивности эмиссионных линий также на разных расстояниях от центра туманности М8 по линии востокзапад. На одной спектрограмме было получено семь таких разрезов (измерения произведены на первом микрофотометре Бюраканской обсерватории [12]) — один для центра туманности и по три — с обеих сторон. Ширина каждого разреза равна 0,30 им или 6'. Линия H₂ оказалась передержанной до расстоянии 12' от центра туманности. Усредненные по обеим сторонам туманности значения относительных интенсниностей эмиссионных линий в зависимости от расстояния до центра представлены в табл. 6.

В отношения туманности Ориона раньше был установлен факт увеличения крутизны бальмеровского декремента

		1.	746	лица б		
	0	6	12'	181		
11.	-	4.007	6	в		
NI EN.	2.2	2.2	2.8	1.2		
Ha	1	1	1	1		
Hr	0,48	0.15	0.39	0.10		
Ha	0.22	0.19	0.23	· peril		
H.	0.13	0.16	-	-		
11. + 1.3888	0.12	6.20		-		
) 3727	0,15	0,13	anda	-		

С удалением от центра туманности [1]. В отношения же тумацности М.8. судя по табл. такое увеличение ис наблюдается, хотя повеление линии Н, на далеких от центра туманноств расстояниях указывает на слабое увеличение крутизны декремента. Отсутствие в заметной степени увеличения крутизны бальмеровского декремента у [8] опять-

таки указывает на то, что туманность Орнона содержит в себе пылевую материю в гораздо большем относительном количестве, чем туманность M 8.

Декабрь 1955 г.

4. U. 401-12048UL

ՄԻ ՔԱՆԻ ԴԻՖՈՒՋ ՄԻԳԱՄԱԾՈՒԹՅՈՒԾՆԵՐԻ ԴԱՆԵԴԱՆՆ ԴԵԿԵԳԱՆՆ ԴԵԿԵՆԵՆԵՐ

Ամփոփում

Ներուլյար սպեկտրողրանի օդնությամը ստացված են ... 8. M 17, NGC 7000 և NGC 1976 միգամածությունների սպեկտրոգրանները՝ նրանց բալմերյան դեկրեմենտը որոշելու նպատակով։ Չավումների արդյունըները բերված են 1 աղյուսակում։ Դիտումներից ստացված բալմերյան ղեկրեմենտը և մասնավորապես H. H մեծությունը նարկավոր է շակել ըստ միջաստղային ընտրողական կլանման է ֆեկտի։ Այդ արված է 2 արտանայտության օդնությամը. որտեղ կլանման գործակցի մեծությունը լուսանկարչական ալիջների նամար 2 որոշվում է dhquuduðateljatúutaph 2pgungumati quuduqu ununquph hupdepungitui suuhhy blithendi H₂/H₃— dhðateljatúe 2mhluð kuuh $pun H₂(<math>\lambda$ 6563 A) qhðu haungduð uqauh λ 6584 h λ 6548 A qðuph sum antiduð lithent kyhhunhi Abjgh haqdhy unungduð ahunaquihui miljulihpe [8], húsulu unu úhphu uglumaufuð ahunaquihui miljulihpe [8], húsulu unu úhphu uglumaufuð ahunaquihui andauhui amaaqateljatúupe pupati ku uju puúhu, ap ahunduð H₂/H₃ dhðateljatúe uúspudhum k dassa h aðuph saungu suu saungu ku an 230/0-h suuhad, ana suugh ununduð hlhuh λ 6584 h 6548 h aðuph satisku kungu

Արտածված է տեսական մի առնչություն (8), որը կապ է հաստատում ՀՀ 6584 և 6548 Å գծնրի ինտենսիվու թյունների գումարի և H. (2.6563 Å) գծի ինտենսիվու թյան հարաթերության, միգամածության էլեկտրոնային ջերմաստիճանի և միգամածության 1 սմ³-ում գտնվող աղոտի և ջրածնի ատոմների բանակի հարարերության միջև. Որոչված է մի շարբ միգամածությունների համար աղոտի և ջրածնի հարարերական բանակությունը (աղյուսակ 4).

Վերջնականապես շտկված լալմերյան դեկրեմենտը տտացվում է այնուստմենայնիվ տվելի մեծ, քան այն, որ տալիս է տեսությունը [11], Առաջ է քաշվում այդ տարբերությունը դիֆուղ միդամածությունների մեջ խառնված փոշով բացատրելու միտքը։

Չափված ևն րալմերյան դեկրեմենտները NGC 6523 միդամածության կենտրոնից դանազան հեռավորության վրա դաընվող տիրույթների համար (աղյուսակ 6), Այս դեպքում չի նկատվում դեկրեմեննտի զգալի փոփոխություն, այնպիսին, ինչպես NGC 1976 միդամածության մոտ [1], Այստեղից հետևեցնում ննք, որ NGC 1976 միդամածությունը ավելի հարուստ է փոշով, քան NGC 6523-ր։

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Гурзадян, Сообщ. Бюраканской астрофиз. обсерв., вып. XVI, 1955.

2. J. Plaskett, Publ. Domin. Obs. Victoria, 4, Nº 14, 1929.

3. J. Greenstein a J. Henyey, Ap. J. 89, 547, 1939.

4. J. Jhonson. Ap. J. 118, 370, 1953.

5. С. П. Пикельнер, Изв. Крымской астрофиз. обсерв., II, 1954.

T. A. TYPBAUSH

6. М. В. Сломинская, Сообщ. ГАИШ, № 96, 49, 1954.

M. B. C. Montenen and Market and A. Whitford, Ap. J. 91, 20, 1940.
 J. Stebbins, C. Huffer a. A. Whitford, Ap. J. 91, 20, 1940.

8. T. Page. Ap. J. 108, 157, 1941. 9. 1. Boson, Rev. Mod. Phys. 8, 68, 1936,

R. Garstang, M. N. 111, 115, 1951, Ap. J. 115, 106, 1952.

11. Л. Менлея и др., Фил. пропессы, в газ. тум. М., 1950.

11. Д. менася в при Сообщ. Быраганской астрофиз. обсерв., вып.

XIV, 1954. 13. M. Seuton, Proc. Roy. Soc. A. 218, 400, 1924.

14

О ТЕМПЕРАТУРЕ ЯДЕР ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Г. А. Гурзадян

Существует ряд оригинальных методов определения температур ядер планетарных туманностей. Все они страдают недостатками, которые не позволяют оценить степень точности полученного результата. В лучшем случае они могут дать оценку верхнего или нижнего значения истинной величины температуры ядер. Так, например, в основе общензвестных методов Занстра [1] фактически лежат допущения, что вся ультрафиолетовая энергия, излучаемая ядром за границей лаймановской серни водорода, полностью поглощается водородными атомами туманности (метод "водорода"), или что весь остаток ультрафиолетовой энергии от фотононизации в виде кинетической энергии свободных электронов идет на возбуждения ударами ионов кислорода (метод "небулия"). Иначе говоря, в обоих случаях принимается, что оптическая толща туманности в частотах ультрафиолетового излучения больше единицы, что далеко не всегда имеет место [2]. Вдобавок, метод "небулия" страдает еще тем недостатком, что в излучение линий "небулия" переходит, как показал В. В. Соболев [3], только часть, а в некоторых случаях даже меньше половины всей кинетической энергии отрываемых электронов. Поэтому упомянутые методы Занстра дают в конечном счете только нижнее значение температуры ядра туманности. Это относится также к методу "разностей" (разность звездных величии ядра и туманности), фактически являющемуся модификацией метода "небулия".

Методы "водорода" и "небулия" страдают также неудобствами практического характера; для их применения необходимо иметь, наряду со спектром туманности, также спектр ядра, что, по причине его слабости, не всегда возможно.

Последнее замечание, однако, не касается тех мётодов. которые онираются на сравнение интенсивностей различных эмиссионных линий только в спектре туманности. Сюда входит, в первую очередь, метод В. А. Амбардумяна [4], основанный на отношении линий Нь волорода и л 4686 конизованного гелия (метод Н. П. Н). В этом случае возникает затруднение другого характера, а именно, наряду с донущением, что в туманности имеется достаточное количество нонов Н., чтобы полностью поглотить все излучение, дежащее за границей частоты 4 у, преднолагается, что язлучение, лежащее в интервале частот ур и 4 ур, полностью поглощается водородными атомами (у. частота границы лапмановской серии водорода). Между тем второе из этих допущений не может выполняться, если оптическая толша туманности в частотах ультрафиолетового излучения будет меньше единицы. В результоте, этим методом можно получить лишь верхние границы для значения температур ядер планстарных туманностей. Помные этого, применение метода ограничено туманностями, которые в своих спектрах дают линию понизованного гелия л 4686 (высоковозбуж. енные туманности).

В этих условиях дальнейшую разработку новых методов определения температур ялер планетарных туманностен следует считать желательной. Мы имеем в вилу метод ОШ, OII. количественно разработанный в [5]. Он исходит из отношений интенсивностей зеленого дублета $N_1 + N_2$ (λ , 5007 +4956) дважды ионизованного кислорода и фиолетового дублета λ , 3726 – 3729 (известного как λ , 3727) однажды конизованного кислорода в спектре туманности. Очевидно, отношение $E_{N_1, N_2}/E_{3727}$ будет тем больше, чем выше температура ядра, так как при высокой температуре количество нонов О будет больше в сравнении с количествоя нонов О*. Это утверждение, строго говоря, справедливо, когда сравниваются туманности, имеющие в среднем одинаковые линейные размеры и по порядку одинаковое количество электронов в одном см³. Поэтому попытка оценить

16

О ТЕМПЕРАТУРЕ ЯДЕР ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕР 17

температуру ядра Т, исходя из наблюдаемого соотношения между $E_{N_2+N_1}/E_{\lambda3727}$ и Т [6], без учета размеров туманности и электронной плотности, не могла увенчаться успехом. При очень больших размерах туманности средняя по всей туманности величина отношения $E_{N_1+N_2}/E_{\lambda3727}$ может быть мала даже при достаточно высокой температуре ядра.

Теоретическое соотношение для определения температур ядер планетарных туманностей методами ОШ, OII, т. е. по известным отношениям $E_{N_1+N_2}$ / $E_{\lambda 3727}$, имеет следуюций вид [5]:

$$\frac{E_{N_1 \cdots N_e}}{E_{\lambda 3777}} = C(T_e) \frac{W}{\Pi_e} T e^{-\frac{414000}{T}},$$
 (1)

гле W — коэффициент дилюцин; пе — количество электронов в одном см³. Функция C (Te) зависит только от электронной температуры туманности. Последняя, как известно, мало меняется при переходе от туманности к туманности и в среднем равна Te = 10.000. Тогда будем иметь: C (Te) = =5.10^{17 1} см³.град. [5].При выводе (1) сделано допущение, что $\frac{W}{n_e}$ постоянно внутри туманности, что верно лишь приблизи-1ельно.

Логарифмируя (1) и подставляя в него известное выражение для W [3]:

$$lgW = -7.00 - 0.4m_{*} - 2lgD'' + \frac{14700}{T}$$
, (2)

получим:

$$\frac{163000}{T} - \lg T = K,$$
 (3)

где через К обозначено:

$$K = 10.7 - 0.4m_{*} - 2lgD'' - lgn_{e} - lg \frac{E_{N_{1} + N_{2}}}{E_{\lambda_{3727}}}.$$
 (4)

Здесь m_{*} — фотографическая величина ядра, D"— угловой днаметр туманности в секундах дуги. Имея из наблюдений m_{*}, D" и $\frac{E_{N_1 \cdots N_2}}{E_{\lambda 3727}}$ и из косвенных соображений опре-

деляя ne, найдем с номощью (4) К, после чего – температуру ядра Т из трансцендентного уравнения (3).

Для определения и, можно воспользоваться формулой [7]:

$$n_e = 8.54 \times 10^{11} \frac{T_e^{\gamma_e} \cdot (2.512)}{(D/2)^{\gamma_e}},$$
 (5)

гле Ha – поверхностная яркость туманности у границы серин Бальмера, выраженная в звездных величинах с квялратной минуты; D - линейный диаметр туманности. Величины п. D и Ев, в./Емуя легко можно получить из наблюлений. Гланная трудность заключается в необходимости знать Па, нбо вта величника определена далеко не для всех туманпостей. Выход из положения можно найти следующим путем. Для восьми планетарных туманностей в [7] принедены измеренные величины На. С другой стороны, известны для этих и вообще для большого количества плане арных туманностей величним Н -- фотографические поверхностные яркости, приведенные в каталоге Б. А. Воронцова-Вельяминова 18]. Из сравнения этих величии получается, что для упомянуных выше восьми объектов отношение энергии, излучаемой туманностью в фотографических лучах, к энергии. налучаемой в частогах границы серии Бальмера (в полосе шириной 20 А) почти постоянно. Принимая это отношение постоянным и для остальных туманностей, можем определить И_в по известным Н. Определенные таким путем величным На мы все-таки считаем приблизительными, поэтому желательно в дольненшем их получить непосредственными измерениями индивидуально для каждой туманности.

Необходимые данные для вычисления темпе втур ялер метолом ОШ, ОШ удалось собрать для 49 планегарных туманностей. Эти данные представлены в табл. 1. В первом столбце приведены номера тумаиностей по NGC, в послелующих столбцах приведены по порядку: Н — фотографическая поверхностная яркость: а в -- межзвездное поглощение в звездных величинах для фотографических лучей, рассчитанное на один килопарсек: г - расстояние туманности

О ТЕМПЕРАТУРЕ ЯДЕР ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ 19

в парсеках; D" — днаметр туманности в секундах дуги; D — то же самое в тысячах астрономических единиц; m_{*} фотографическая звездная величина ядра. Величины H, D", m_{*} взяты из [8], а_{рк}, г. D — из [9]. Далее, в восьмом столбце приведено наблюдаемое значение отношения $E_{N_1+N_2}/E_{\lambda3727}$, а в девятом — первоисточник, откуда взяты интенсивности линий N₁, N₂ и λ 3727. Следует отметить, что в некоторых случаях для одной и той же туманности различные наблюдатели дают сильно отличающиеся друг от друга значения для интенсивностей этих линий.

Ввиду того, что оба дублета разделены друг от друга относительно широким интервалом длин волн (~λ5000 Å и λ3727 Å) необходимо отношения E_{N1+N2}/E_{λ3727} исправить за влияние межзвездного поглощения. Это сделано обычным способом, исходя из соотношения:

$$a_{\lambda} = a_{pg} \left(\frac{4400}{\lambda}\right)^n. \tag{6}$$

· Приняв n == 1, как это принимается большинством исследователей для фотографических лучей, легко найдем:

$$\left(\frac{E_{N_1+N_2}}{E_{\lambda3727}}\right)_{\text{HCHD}} = \left(\frac{E_{N_1+N_2}}{E_{\lambda3727}}\right)_{\text{Habs.}} \cdot e^{-0.30apgr}.$$
 (7)

В десятом столбце табл. 1 приведены исправленные но этой формуле значения отношения $E_{N_1+N_2}/E_{\lambda 3727}^*$. В одинадцатом приведены n_e, вычисленные согласно формуле (5). где принято T_e = 10 000°. Располагая всеми необходимыми данными, определяем по (4) К, значения которого приведены в столбце 12. Наконец в последнем, тринадцатом, столбце приведены вычисленные по формуле (3) значения Т. Последняя процедура для облегчения выполняется с помощью графика зависимости К и Т, приведенного на рис. 1.

Из всех использованных данных самое малое доверне внушают расстояния планетарных туманностей г, а следо-

Что касается исправления Hn за межзвездное поглощение, то этого мы не делаем, так как Hn нами определены и без того приблизительно.





Рис. 1.

нательно и их линейные размеры D. Поэтому точность определения температур ядер туманностей методом OIII. OII зависит в основном от точности определения их расстояний. Анализ формулы (4) показывает, что ошибки в определении расстояний планетарных туманностей оказывают малое влияние на величины температур ядер. Так, например, для температуры ядра туманности NGC 6572 мы нашли $T = -61\,000$, принимая ее расстояние по каталогу Б. А. Воронцова-Вельяминова равным r = 580 парсек [9]. Если же

20

Таблица 1

NGC	Н	apg	г парс.	D"	D m.a e.	m _e	$\frac{E_{N_1+N_2}}{E_{3727}}$	Ссыл-ка	$\left(\frac{E_{N_1}+N_s}{E_{3727}}\right)_{\text{merr}}$	n. c.u-a	K	Т
1	2	3	4	5	6	7	8	-9	10	11	12	13
650-1	9m 4	1m 4	2000	70″	92×160	16m 6	8	1	-4	0.7×103	-3.09	88000
I 351	7.7	2.0	1500	7	9×12	15	252	2	104	6.7	-2.84	80000
1 2003	7.2	2.9	1500	5	8	(18.4)	27	2	-7	15	-3.03	89000
1535	6.7	0.5	720	20	12×14	11.8	79	4	71	16	-2.67	75000
1 320	8,1	1.8	21(0	8	12×17	13.5	57	4.2	18	7.7	-1.67	54000
1 418	8.6	0.5	2200	13	22×29	13.1	1.3	4	1	4.8	-0.52	40000
11 2149	5.6	1.1	820	10	5×10	14	5	2	4	23	1.86	56000
11 2165	8.2	1.4	2500	8	18×22	(16.8)	58	2	21	6.4	-2.95	84000
2371-2	12.9	0.5	3150	45	110×170	13.3	8	1	4	0.3	-1.04	45000
2440	10.4	1.2	2000	37	40×:08	(16.5)	36	2	18	1.2	3.38	101000
3242	6.7	0.6	600	20	10×13	11.4	114	2	103	17	-2.71	76000
3587	15	0.5	2500	200	50)	14.3	4	1	3	0.16	-2.30	66000
11 3568	9	0.9	1380	18	25	12.0	200	2	138	4.2	-2.37	67000
11 4593	6.5	0.5	870	13	10×13	10.2	13	2	11	19 -	1.00	45000
11 4631	8.5	2.0	1900	10	14×19	(17.4)	34	2	11	6.2	3,07	87000
6210	6.8	0.8	790	8	6	12.5	63	4	52 ·	22	-2.17	63000
6545	11.9	3.7	1380	34	40×52	19.1	22	2	5	1.8		137000
6543	6.3	0.7	520	20	8×11	11.1	28	4	25	15.4	- 1.93	58000
6572	6.5	1.3	580	15	8×9	12	36	4	29	17	-2.11	61000

О ТЕМПЕРАТУРЕ ЯДЕР ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕМ 21

	1	2	3	4	5	б	7	8	9	10	11	12	13
1	18h 13m	8.1	1.6	1800	6	12	13	0.12?	2	0.05	8.7	+1.34	28000?
	6741	7.4	2.0	1380	8	10×12	(16.7)	24	2	11	15	-2.95	84000
	6751	9.9	1.5	1510	21	32	13.3	26	1	13	2.8	-1.82	56000
	6772	14.4	1.7	4510	64	280	18.1	• 13	1	1	0.2	-2,45	69000
I.	4846	5.3	1.7	2190	2?	4?	(16.3)	33	2	11	55	-2.03	59000?
	6778	10.4	1.6	2500	20	30×47	15	. 22	1.2	7	2.3	-1.10	46000
	6781	13.7	1.7	1900	103	210	15.4	3	1 -1 -	1	0.9	- 2.45	69000
	6790	42	1.5	1900	2?	4?	(18.4)	156	2	66	95	-4.01	1400003
	6803	6,2	1.3	1380	6	7	14.17	36	2	. 21	29	-2.28	650003
	6807	6.4	1.1	6000	2	12	(19.3)	55	.2	. 8 .	33	-3.04	\$60C0
	6818	7.3	1.1	960	20	15×22	15	100	.2	- 73.	1	-1.76	55000
	6826	6.9	0.4	580	25	14×16	10.8	41	4	39	1	-1.01	45000
	6833	6.42	0.8	1450	2?	37	(20.3)	70	2	50	36	-4.27	>150000
	6853	12.7	0.8	400	360	96×192	13.4	4	11	4	0.2	-2.66	75000
	6884	8.1	1.3	2900	7.5	22	(18.2)	210	2	- 71	11 '	-3.02	86000
	6886	7.2	1.5	2090	8	12×19	(16.6)	27	12	11 .**	16	-2.96	84000
	6891	6.7	1.2	1100	10	8×16	11.6	8	2	5	18	0,89	44000
	6894	13,7	3.0	2400	44	100	17.0	9	1	1	0.3	-1.15	46000

I A LAD SVTAH

22

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
11 4997	4?	1.1	1450	2?	3?	(13.7)	33	4	20	110	-1.65	53000?
6905	11	1.2	1740	40	64×77	14.2	360	2	196	1.2	-3.55	110000
7008	7.9	1.6	910	78	6 3 ×78	12.9	130	1	84	4.3	3.59	112000
7009	5.6	0.6	500	25	13×15	11.7	78	4	71	20	-2.93	83000
7026	9.6	2.7	1200	15	6×30	14.8	31	2	12	4	-2.25	64000
7027	7.3	1.8	1000	15	11×18	(17.1)	152	1.3	90	11	-4.48	> 150000
li 5117	5.9	2.3	2510	2?	5?	(18.3)	110	2	20	36	- 3.08	89000?
21h 29m 1	5.9	1.4	2410	5	12	(15.5)	23	2	8.3	58	-2.58	72000
7139	13.5	2.8	2290	76	154×198	18.0	4	1	0.7	0,3	-2.74	77000
11 5217	7.9	0.7	2890	7	17×22	14.6	102	2	56	12	-3.67	76000
7293	12.1	0.6	290	840	210×260	13.3	3	1	2.5	0.16	-3.07	88000
7662	5.9	0.7	600	16	8×10	12.5	120	3.4	115	21	-3.08	88000

R. Minkowski — Ap. J. 95, 243, 1942.
 L. Aller — Ap. J. 113, 125, 1951.
 I. Bowen n. A. Wyse — Lick Obs. Bull. 19, 1, 1939.
 L. Aller — Ap. J. 93, 236, 1941.

использовать оценку г = 1230 нарсек, даваемую Берманом [10] (которую следуст считать неправильной*), то получим Т = 59 000°.

Результаты, приведенные в табл. 1. показывают, что температуры ядер планетарных туманностей в среднем более высокие, чем были приняты до сих пор. Минимальное иначение порядка 40000°, максимальное — 150000°. Средняя температура порядка 65000°. Это заметно больше, чем полученные методом Занстра температуры (нижияя граница) и меньше, полученных методом В А. Амбарцумяна (верхияя граница). Более наглядно в этом можно убедиться, сравнивая результаты, полученные разными методами для одной и той же туманности. Некоторые такие примеры приведены в табл. 2.

Таблица 2

	Методы											
NGC	• BOTODO'19 •	п,п	.небу- аны"	H _e II, H	*разно- стей,	0111, 011						
6513	36000 B		32000 B	-	35000 Б	58000 1						
	39000 3		35000 3									
6572	43500 B		41500 B	70000 8	45000 B	61000 T						
	41000 3		38000 3									
6826	25000 1	1	27000 B	16000 B	30.000 E	45000 F						
7009	10000 B	70030 5	40000 B	115000 A	3 00003	83000 1						
	55000 3	701 00 3	11000 3									
7027	>52000 15	86000 L	> 53000 B	1650 0 0 A	80000 B	: 150000 F						
7662	43000 B	81000 B	51000 B	150000 A	5500) B	55000 F						
					-							

А-Амбарцуман; Б-Берман; З-Занстра; В-Вурм; Г-Гурзадян.

Выше было сделано замечание, что одно только большое значение отношения Е_N, Е ₇₂₇ не является достаточным. чтобы сделать вывод о высокой температуре ядра. Таблица 3, составлениая по данным табл. 1, путем усреднения по группам, соответствующим определенным интервалам значений D, может служить наглядным доказатель-

Критика каталога Бермана см. в [8].

21

О ТЕМПЕРАТУРЕ ЯДЕР ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕР 25

ством подобного утверждения; при малых значениях $E_{N_1+N_2}/E_{\lambda 3727}$ (вторая строка снизу) средняя температура ядра получается по порядку такой же, как и при больших значениях $E_{N_1+N_2}/E_{\lambda 3727}$, что объясняется разницей в размерах и в электронных плотностях туманностей.

Таблица З

D т. а. е.	0-15	1530	30-100	>100
n	16	10	6	9
EN, + N. E1.3727	60	47	40 ·	6
Τ -	68000	70000	S1000 '	70000

При применении рассмотренного в этой статье метода ОШ, ОШ для определения температур ядер планетарных туманностей, мы в большинстве случаев пользовались полными по всей туманности интенсивностями (в относительных единицах) линий N₁ + N₂ и λ3727. Это, строго говоря, неправильно, так как размер области О больше области О⁺⁺, а формула ионизации, написанная для О⁺⁺ и являю-щаяся исходной при выводе соотношения (1), перестает действовать, когда из области О++ переходим в область О+. Пренебрегая этим обстоятельством, мы фактически для интенсивности λ3727 берем большее значение, чем это следует в самом деле, что приводит к уменьшению отношения Е_{N,+N}/Е₁₃₇₂₇. В результате полученные температуры будут несколько заниженными по сравнению с истинными температурами. Во избежание этого при определении отношения Е_{N1+N2} Е_{λ3727} следует пользоваться не полными интенсивностями соответственных линий, а поверхностными яркостями туманности в этих линиях. Однако имеющиеся данные показывают, что размер области О+ не очень сильно отличается от размера области О++. Это, повидимому, нужно объяснить тем, что кванты с энергией от 13,55 до 34,94 эг, необходимые для ионизации атомов кислорода, поглощаются также другими атомами и, в основном, водородом и гелпем. потенциалы ионизации которых равны соответственно 13,53 и 24,46 эв. Коэффициенты поглощения: водорода и гелия в частотах ультрафиолетовой энергии

имеют по порядку одниаковую величину. Не имся данных о коэффициенте поглощения для кислорода, примем грубо. что он имеет такой же порядок как и для водорода. Известен также приблизительный химический состав планетарных туманностей. Отсюда легко найдем, что из всех квантов, способных вызывать новизацию сислорода один раз, 90 %, идут на нонязацию водорода, приблизительно 10°/, на гелий и всего 0,03°/, ма нонизацию кислорода. Потому протяженность зоны О+ не может сильно превышать протяженность зоны О++. Соответствение этому определевные из полных интенсивностей отношения Если /Елия не очень сильно будуг отличаться от отношений поверхностных яркостей. В пользу того, что определенные без учета разницы размеров областей О в О температуры ядер планстарных туманностей, будучи несколько заниженными. все-таки не очень сильно отличаются от их истинных значений, говорит также факт, что определенные этим метолом температуры оказались (см. табл. 2) в среднем в полтора два раза выше температур, определенных метолами Занстра.

Пользуемся случаем выразить глубокую благодарность акад. В. А. Амбарцумяну за интересную лискуссию по этому попросу и за ряд ценных замечаний.

Апрель 1955 г.

4. U. 3-85-P28-9-88%

ՊԼԱՆԵՏԱՐ ՄԻԳԱՄԱԾՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Ամփոփում

նախկինում մեր կողմից արտածված մի բանաձևի օգնուիյամբ [5] որուված են մն-պլանետար միդամածությունների կնտորոնական աստղերի (միքուկների) Չերմաստիճանները։ Յույց է արվում, որ ներկա մենրողով ստացված Չերմաստիճանները ավելի մոտ են իրականությանը, բան այն, որ ստացվում էր մինչև այժմ ղոյություն ունեցող այլ մենրողներով։ Դյանետար ՎԱՆԵՏԱՐ ՄԻԳԱՄԱԾՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ ՋԵՐ. ՄԱՍԻՆ 🦅

միդամածությունների կննարոնական աստղերի միջին ջնըմաստիճանը ներկայումս դնանատվում է մոտ 65000, նախկին 40.000-ի փոխարեն։

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Злистра, Zs. f. Ap. 2. l. 1930, Publ. Victoria Obs. 4, пº15, 1931-2. Г. А. Гурзадин, Вопросы динамики планст. туман., стр. 187. Ереван, 1954.

3. В. В. Соболее, Движущиеся оболочки звезд, стр. 59, Л., 1947.

4. В. А. Амбарцумян, Цирк. ГАО, № 4, 1932.

5. Г. А. Гурзадин, Сообщ. Бюраканской астрофиз обсерв., вын. 16, 1955.

6. Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. N. 243, 165, 1931.

7. Д. Мензел и др., Физич. процессы в газовых туман., стр. 113. М., 1980.

8. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Газовые туман- и Новые звезды, стр. 92, М.-Л., 1948.

9. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Астр. журн., 27, 280, 1950.

10. Л. Бер.чан, Lick Obs. Bull. 18, 57, 1957.



ВТОРОЙ САМОРЕГИСТРИРУЮЩИЙ МИКРОФОТОМЕТР БЮРАКАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Г. А. Гурзадян

На базе объективного фотометра ГОИ (системы Прокофьева) пострсен саморегистрирующий микгофотометр, общий вид которого изображен на рис. 1. Микрофотометр



Рис. 1.

предназначен в основном для получения автоматических записей спектрограмм в шкале почернения и может применяться в тех случаях, когда не требуется определять по микрофотограммам точное значение «длин волн.

При конструировании прибора мы старались сделать его компактным, что является существенным для удобной и быстрой работы. Все основные части микрофотометра смонтированы на консольном постаменте, размером 0.50×

L. A. LYP'SA/ISH

О.80 м. Сам мотор (1), лингающий барабан (5) и несущую властнику карету (7), установлен непосредственно под постаменном. Этим лостигается заметная экономия места. Послепонижения оборотов электромотора в необходимое число раз (с помощью двух пар червячных нередач), вращение с помощью конической передачи (2) передается горизонтальвой осн (3). От этой оси движение передается одновременно барабану (5)-с помощью дополнительной конической передачи, установленной внутри коробки (4), и карете (7)с помощью системы зубчатоколесных, передач (6). Масштиб занися (увеличение) полбирается соответственной перестановкой двух пар зубчитых колес. Возможно получить только лискретные значения увеличения масштаба в 8, 15, 35 и 75 раз. (В нервом микрофотометре [1] мы имели возможность пепрерывно изменять увеличение в пределах 6.5-50 раз). Для включения и выключения передач имеются сисциальные устройства (8)-для барабана в (9)-для кареты. На онтической системе фотометра не будем останавли-

ваться, поскольку она хорошо известна.

Мы внесли только следующее изменение. Как известно. фотометр ГОН имеет два пучка света, исходящие из одного источника. Первый - ломаный (с правой стороны). имеет круглое сечение в диаметре около трех сантиметров в используется для оснещения довольно большой части пластнаки с целью ес фокусировки и наводки. Второн - прямон, имеет прямоугольное сечение (щель) и гораздо меньших размеров, который освещает сравнительно узкую часть пластинки, непосредственно подлежащую измерению. При открытии затвора фотоэлемента автоматически выключается круглый и иключается прямоугольный — рабочий — пучок снега. Такой способ работы представляет известное неулобство при непрерывной записи, так как из-за перемещения пластинки мы не имеем возможности точно определить, какую область на плас. инке измеряем в данный момент. Выход можно нашти следующим образом. Нужно совершенно отказаться от прямоугольного пучка, работать только круглым пучком света, но ставить на его пути целофанную пленку темкокрасного цвета с маленьким прямоугольным вырезом в

второй саморегистрирующий микрофотометр 31

центре. Тогда подлежащее измерению место на пластинке будет проходить через этот вырез. а вокруг него мы будем иметь большое поле темпокрасного цвета, к которому селеновый фотоэлемент практически нечувствителен. На таком фоне хорошо будет видно изображение на пластин ке. Рабочие размеры щели окончательно устанавливаются: высота — с помощью диска (13), имеющего ряд вырезов разных высот, ширина — с помощью расходящихся ножей (14). Для большей точности измерения целесообразно щель на целофане сделать также переменных размеров.

Что же касается принципа записи, то он совершенио аналогичен тому, что мы имели в случае первого микрофотометра [1].

Записи получаются на обыкновенной осцилографической бумаге длиной в 40 и шириной до 12 с.я. Примеикется хорошо зарекомендовавший себя селеновый фотоэлемент типа УФ101 в комбинации с гальванометром типа M21 чувствительностью 10⁻⁹ Амм/м и постоянной времени 3,9 сек. Специальные устройства дают возможность получить фотографическим способом поперечную и продольную шкалы непосредственно во время записи.

Микрофотометр снабжен регуляторами: скорости работы мотора (12), экспозиции освещения поперечной шкалы (11), перемещения "зайчика" гальванометра (10) и выключателями: лампы накала, мотора, лампы гальванометра, ламп коперечной и продольной шкал. Все лампы — 12 в. Питание — через общую сеть с помощью трансформатора и стабилизатора напряжения.

Октябрь 1955 г.

Գ. Ա. ԴՈՒՐՉԱԴՑԱՆ

ԲՅՈՒՐԱԿԱՆԻ ԱՍՏՂԱԴԻՏԱՐԱՆԻ ԵՐԿՐՈԻԴ ԻՆՔՆԱԳԻՐ ՄԻԿՐՈՖՈՏՈՄԵՏՐԸ

Ամփոփում

Գրոկոֆևի սիստևմի օրյեկտիվ միկրոֆոտոմետրի բազայի վրա կառուցված է ինբնագիր միկրոֆոտոմետր, որի ընդհանուր տեսքը բերված է նկ. 1-ում։ Գործիքի կոնստրուկցիան մշակելիս առանձնանառուկ ուշադրություն է դարձված նրա նավարվածությոն վրա, որը կարևոր պայմոն է արադ և նարմար աշխատունյի նամար

Միկրոփոստմեարը Նախատհոված է հիմնականում աղեկարողումների ավառմատ գրանդյման համար (սեայյման շկայայսվ), Գրանդումը կատարվում է ոսցիլոգրափային խղնի վրա, որը փախանդման հայմարություններով տեղակայված է անմերիր փոխանդյման հարմարություններով տեղակայված է անմերյապես հենասեղանի ասև, որով ծեռջ է բերվում տեղի զգայի անտեսում, կատարված է մի փոփոխություն գործիջի օպտիկայում, որը հնարավորություն է տալիս ընդարձակել ոչ չափոյր տեսայալոր ուսանկարչական թերքեղի վրա։

Օդատղործվում է УФ-101 տիպի սեկննային ֆոտսելեժենտ, կաքրինացված M21 տիպի գալվանաժետրի նետ։ Հատուկ նարժարանցներ ննարավորություն են տալիս ստանալ լայնական և երկայնական շկալաներ՝ օոցիլոգրակային թղթի վրա անմիջապես չավ ման ընթացրում, Միկրո ֆոտաժետրը ունի մաառըի արադության կանոնավորման, էրաղորիցիայի, գալվանոմետրի նայելու արնեստական թերման նամար կանոնավորիչներ։

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Гурлидии, Сообщ. Бюраканской астрофиз. обсерв., вып. XIV, 1955.

электрофотометрический планиметр

Г. А. Гурзадян

В астрофизике, прикладной математике, геодезии и т. д. встречаются задачи, решение которых связано с измерением площалей фигур, имеющих самые разнообразные формы и величины. К ним относятся, например, измерения площадей, образованных контурами спектральных линий, графическое интегрирование сложных функций и др. Обычно для стой цели применяются механические планиметры разных систем. Наряду с определенными положительными качествами, которыми обла, ают эти планимстры, они страдают и рядом педостатков, важнейшим из которых нужно считать нелостаточную точность измерения при малых площадях. В настоящее время установлено, что при небольших площадях предельная относительная ошибка измерения поверхности механическим иланиметром примерно обратно пропорциональна самой илощади. т. е. с уменьшением поверхности увеличивается относительная ошибка измерения. Кроме того, точность измерения планиметром зависит от формы фигуры: фигура вытянутая и вообще фигура, у которой периметр очень велик по сравнению с площадью, дает меньшую точность измерения. Указанные неблагоприятные условия - вытянутая форма, небольшая площадь (порядка нескольких квадратных сантиметров) — встречаются в частности при измерении спектральных линий в астроспектрофотометрии и вообще в спектрофотометрии. Наконец, механический планиметр требует особой сноровки со стороны применяющего его.

Нами осуществлен другой способ измерения поверхностей. Насколько нам известно, в обсерваторской практике этот способ до сих пор не применялся. Он основан на измерении эквивалентного данной площади светового потока.

Принции работы такого иланиметра весьма прост. Световой поток, исходящий от искусственного источника, пропускается через нырез, сделанный на обыкновенной бузите, форма которого должна соответствовать измеряемой фигурс, Величина проходящего через вырез светового потока будет пропорциональна величные намернемой илощади, независимо от ее формы, при условии, что интенсивность светового пучка во всех точках постояния. Величину прохолящего через вырез свегового потока можно намерять с помощью фотоэлемента в комбинации с гольванометром. Планиметр, работающий на этом принцине, можно назвать элекрофотометрическим. Экспериментальный экземпляр такого планиметра построен в механической лаборатории Бюраканской астрофизической обсернатории. На рис. 1 приведена схема этого инструмента. на рис. 2-его общия вид-

Электрофотометрический иланиметр состоит из двух цилиндров (1) и (2), установленных на общей оси. В верхнем конце цилиндра (1) находится источник освещения (3), состоящий из лампы накаливания (4), двух слоев матового стекла (5) и днафрагмы (6). Лампа (4) питается или от общей сети через стабилизатор папряжения или, что лучше, от



Ряс. 1. Слема электрофотометрического планиметра: 1. Верний цилиндр. 2. Нижний цилиндр. 3. Источник отвещения. 4. Лампа накаливания. 5. Два слоя матового стекла. 6. Диафрагма. 7. Предметное стекла (диафрагма). 8. Шаблон измеряемой фигуры. 9. Собирающая линза. 10. Затвор. 11. Фотозаемент. 12. Выключатель лампы (4). 13. Реостат. 14. Амперметр. 16. Рыча: затвора (10. 17. Диафрагмы.

аккумулятора. Конусооб-

ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ ПЛАНИМЕТР



Рис. 2. Общий вид электрофотометрического планиметра: 1. Верхинй цилиндр. 2. Нижний цилиндр. 3. Источник освещения. 7. Предметное стекло (диафрагма), шаблон и чистое стекло. 12. Выключатель лампы. 13. Реостат. 14. Амперметр. 15. Крышка окошка нижнего цилиндра. 16. Рычаг затвора перед фотоэлементом.

35

разный нучок света от днафратмы (6) надает на днафратму (7), которая представляет собой стекло с приклеенной с нижней стороны черной бумагой с круглым отверстием в центре. За днафратмой (7) находится сферическая линза (9). Сфокусированный пучок света надает на селевовый фотоэлемент (11), фототок от которого передается к гальванометру.

Процедура намерения заключается в следующем. Фигура, подлежащая измерению, наносится на какую-вибуль непрозрачную бумату и вырезывается с помощью ланиста. Еключая лампу (4) с помощью выключателя (12), добиваются определенного напала с помощью реостата (13). Степень накала контролируется с помощью амиерметра (14).

Перед пучком света, прямо на днафрагму (7) кладется бумага с вырезанной фигурой (8). На бумагу ставится чистая стеклянная пластинка и таким образом бумага зажимается между лиумя пластинками. Затем открывается затвор (10) с номощью рычага (16) и фиксирустся результат измерения на указателе зеркального гальнанометра. Имея значение одного деления указатсяя, мы можем определить, величину илощади измеряемой фигуры. Последняя процедура сильно облегчается благодаря тому обстоятельству, что существует линейная зависимость между величниой потока света, надающего на фотоэлемент. и возбуждаемым при этом фототоком, за исключением очень малых и очень больших значений этого потока. На практике всегда можно взбежать столь больших и столь малых значении. Гра. упровку указателя гальванометра легче всего осуществить следующим образом. На бумаге делается квадратный вырез, площаль которого равна 1 сма. Ставя этот "стандарт" на днафрагму (7), мы изменяем степень накала лампы с помощью реостата (13) так, чтобы получить на указателе отметку, удобную для измерения, например 10 или 100 мм.

Из вышеналоженного следует, что для точности измерения фотоэлектрическим планиметром весьма важное значение имеет постоянство интенсивности вышелшего из линзы светового потока по всей поверхности измерения. Между гем лифференциальное поглощение, вызванное разницей

ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ ПЛАНИМЕТР

толщины линзы в ее центре и на краях, нарушает это условие, если ингенсивность падающего сверху параллельного светового пучка будет везде одинаковой. Прихолится поэтому отказаться от параллёльного пучка и обратиться к конусообразному пучку, что и сделано нами на вышеописанной схеме Благодаря этому, интенсивность надающего света в центре линзы (там, где поглощение больше) будет больше, а на краях меньше. Подходящим подбором расстояния R источника излучения (3) от линзы (¹¹) можно добиться взаимной компенсация



мулы (3).

этих двух противоположно действующих эффектов. Этим обеспечивается постоянство интенсивности вышедшего по всей поверхности лицзы светового потока. Очевидно, что R будет зависеть от нараметров линзы—коэффициента поглощения k. толщины в центре а₀, раднуса кривизны к₀, а также размера измеряемой фигуры D. Желательно поэтому вывести зависимость R от этих параметров.

Как видно из рис. 3, интенсивности падающего свега в центре I_0 и на расстоянии D/2 от центра I_1 пропорциональны: $I_0 \sim R^{-2}$, $I_1 \sim \left(R^2 + \frac{D^2}{4}\right)^{-1}$ Ин-

тенсивности же вышедшего из линзы света l₀ н l₁ будут пропорциональны:

$$I_{o} \sim R^{-2}e^{-ka_{o}} \simeq R^{-2}(1 - ka_{o}),$$
 (1)

$$I_1 \sim \left(R^2 + \frac{D^2}{4}\right)^{-1} e^{-ka_1} \simeq \left(R^2 + \frac{D^2}{4}\right)^{-1} (1 - ka_1),$$
 (2)

где а₁-толщина линзы на расстоянии D/2 от ее центра.

Идеальный электрофотометрический планиметр должен удовлетворить условию $l'_0 = l'_1$. Отсюда находим для сферической линзы:

$$R = \frac{D}{2} \left[\frac{1 - ka_0}{2kR_0 \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{D}{2R_0}\right)^2} \right)} \right]^{1/2}.$$
 (3)

Поскольку форма линзы дана, то зависимость R от D является неизменной. Весь вопрос заключается в том, насколько слаба эта зависимость, ибо если она сильна, то размеры измеряемых фигур придется сильно ограничить. Конкретное лычисление показывает, что эта зависимость весьма слаба. Так, вапример, для случая k = 0.02 см-1, R₀ = 30 см н R для различных D, приведенных в табл. 1. Tabanua 1

Ren

33,95

31.00

31 05

31.24

31.10

10

2

(4)

В рассматривнемом случае нычисленная Den относительная оннябка намерения, вызванная зависимостью R от D, меньше 1%.

Мчитывая, что обычно k a₀ « 1. будем 8 иметь для малых D с точностью до $\left(\frac{{}^{*}D}{2R_{a}}\right)$: 6 4 $R = \sqrt{\frac{R_0}{k}}$

и не зависит от D.

Таким образом, в принципе электрофотомстрического планиметра не имеется каких-нибуль источников крупиых ошибок систематического характера. Поэтому предельния относительная ошибка измерения площадей лолжна определиться степенью точности самон измеряющей системы-гальванометра со шкалой, а также градунровкой этой шкалы. Соответственной градунровкой шкалы можно добиться одиниковой точности измерения для сравнительно широкого диапазона величии площадей. Для этого достаточно класть на предметное стекло (7) стандарты с площадями, равными, например. 100, 10, 1 и 0,1 см2, и путем изменения силы тока с помощью реостата (лучше иметь лва реостата, один для грубон регулировки, второй - для гонкой) добиваться одинакового отброса на шкале гальванометра, например 200 им. Результат измерения на указателе гальванометра можно брать с точностью до 0.5 жж. Поэтому относительная ошнока при измерении плошадей порядка 100, 10. 1 и 0.1 см² будет одна и та же - 1 или 0,25 %. Для удобства и быстроты работы лучше пользо-

электрофотометрический планиметр

ваться заранее подготовленной табличкой с указанием порядка силы тока в амперах при измерении площадей порядка 100, 10, 1 и 0.1 см².

Что же касается ошибок, вызванных непостоянством накала лампы, неаккуратностью вырезывания шаблона и т. д., то их устранение является чисто техническим вопросом и не затрагивает существа метода.

Предельные размеры измеряемой поверхности ограничиваются лиаметром диафрагмы (7). т, е. диаметром линзы. Более крупные фигуры, если невозможно уменьшить их размеры, приходится измерять частями (закрывая сначала одну половину, а потом другую).

Днаметр линзы нашего экспериментального прибора равен 10 см, фокусное расстояние — 32 см. Днаметр днафрагмы (6) — 5 мм. В качестве измерительной системы применен магнитоэлектрический зеркальный гальванометр типа M21 с чувствительностью порядка 10⁻⁹ Амм/м, постоянной времени 4 сек. Фотоэлемент — селеновый, типа УФ101, лампа накаливания — 12 в., питание — от общей сети (через стабилизатор напряжения). Для уменьшения влияния рассеянного света трубы (1) и (2) окрашены изнутри в черный цвет. Для установки и фокусировки фотоэлемента (11) сделано специальное окошко (15) на цилиндре (2). Весь прибор, кроме гальванометра, смонтирован на специальном столике.

Испытание экспериментального экземпляра электрофотометрического планиметра дало удовлетворительные результаты: ошибка, например, при измерении фигур, поверхности которых порядка 0.2 см², не превышает 1⁰/₀.

Электрофотометрический планиметр весьма удобен для работы. Для обращения с ним не требуется особого опыта. Независимость степени точности измерения от размера и формы измеряемой поверхности следует считать основным преимуществом электрофотометрического планиметра. Однако он чувствителен к постороннему свету, поэтому следует во время работы прибора затемнить комнату.

Октябрь 1955 г.

W. R. THEPPLIER, G

HUSPOSOSOSOFUSPEN MURDERBSP

Առարոֆիդիկայում, դեսդեդիայում, կիրասական մաքինմա արկայում և այլ բնադավառներում շատ առախ ատիք է լինում դարձ ունենալ այնպիսի խնդրիբների հա, որոնց լուծումը կապված է կամույտկան ձևի ու մեծության մակերևների չափման հատ Այդ նպատակով ավորաբար պատպորում են մեկանդիական պրոնիմետրներ։ Որոշ առավելություններ հա մեկանդ այդ պրոնիմետրները ունեն նաև քերաթյուններ որոնցից փմնականը պետբ է սոմարել շափման, շատ թյան

Մեր կողմից իրականացված է մակերևոների չափման մի ուրիչ մենող, որը հմնված է առնման ենքուկա մակերևսի մեծունյանը համարժեր ուսոյին տար առնման վրա եկ 1-ում ըերված է այդ պրոնիմեարի սխեման իսկ նկ 2-ում նրա իրականացված հատ ի ընդհանուր տեսորը

էլնկարոփատոննարիկ պրոնիննարը բազկացած է նրկու դրաններից (1) և (2), որոնքը անգակայված Նն մեկ ընդանուր առանցջի վա Գրան (1)-ի վերին առում գտնվում է ադրյուրը (3), որը սնվում է հաստատուն արթուրից։ Կոնաձև լույսի հումբ ընկնում է (7) դիաֆրազմայի վա որի վրա դրվում է առուն Այս վերջինս իրենից ներկայացնում է ազգված թի ձևն ու չափերը ամբողջովին համապատոնանում են ավանու ենիակա պատկերին։ Այլ կերպ առած.

Բացվածրով անցած լույսը (9 ռապնյակի օգնությանը սավարվում է նրա ֆոկուսում տեղակայված սելենային ֆոտոէլեմենաի վրա, որից արտադրված ֆոտոմոսան, թր սափվում է առանձին հղում գրված դալվանոմետրի օգնությամբ։ Դալվանոմետրի ցուցմունթի միավորի արժերը որոշվում է նախաանո սատուկ ստանդարտի օգնությամբ, Չավման այս մեթեոդի նատունի դապ լույսի մոսթի մեծության և ֆոտոմոս է մեծության միջեւ

ELBUSPASASATUSPEN ALUSETOSP

Էլեկտրոֆոտոմետրիկ պլանիմետրի անհրաժեշտ պարամետրն է հանդիսանում R-ը՝ լույսի աղբյուրի (3) հեռավորու-Թյունը (9) ոսպնյակից։ Այն որոշվում է (3) կամ (4) բանաձևով, կախված ոսպնյակի կենտրոնում նրա ունեցած հաստուԹյունից 80, կորուԹյան շառավիղից R0 և ԹափանցկականուԹյունից ki

Չափման սխալի մեծությունը, օրինակ 0,8 սմ² մակերես ունեցող պատկերների համար չի անցնում 1º/₀-ից, Չափման ձշտությունը բարձրանում է մակերեսի մեծացման հետ, Չափելիք մակերեսների սահմանային մեծությունը որոշվում է ոսպնյակի տրամագծով։

Էլեկտըոֆոտոմետրիկ պլանիմետրը շատ հարմար է շահագործման տեսակետից. այն չի պահանջում առանձին հմտու-Թյուն՝ աշխատանքի և առանձնահատուկ խնամք՝ գործիքի։

The Hall Ma