

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧНО ИЗСЛЕДВАНЕ НА κ КАСИОПЕЯ. I*Богомил Ковачев и Венко Добричев*

Звездата κ Касиопея B1 Ia ($m_v = 4,15$, $M_v = -6,85$, $\alpha_{1950} = 0^h 27^m 3, \delta_{1950} = +62^\circ 23'$, HD 2905) притежава някои пекулярни свойства. Съгласно с [1] за нея се наблюдават неправилни промени на лъчевите скорости, несвързани с орбитално движение. Променливост на интензитета на спектралните ѝ линии отбелязва за пръв път Струве [2]. Звездата има умерена емисия в H_α [3].

Тези интересни особености наред с проблемата за изменения на физическите условия в атмосферите на свръхгигантите правят κ Касиопея привлекателен обект за по-продължително наблюдение и подробно изследване.

През 1952 г. Мапино [4] получава за κ Касиопея спектри с дисперсия $40 \text{ \AA}/\text{mm}$ и определя от тях еквивалентни широчини на линии на поглъщане наред с някои физически параметри, които Боярчук [3] сравнява по-късно със своите резултати, получени през 1953 и 1954 г. на 1,22-метровия телескоп на Кримската астрофизическа обсерватория (КРАО) с призмен спектрограф и дисперсия $23,4 \text{ \AA}/\text{mm}$ при H_γ . За всяка от тези години Боярчук разполага с по 4 спектрограми за областта $\lambda\lambda 3800-5000 \text{ \AA}$ и с по 2 за областта H_α . Той изследва κ Касиопея с метода на кривите на ръста и получава данни за физическите условия и химическия състав на атмосферата на звездата наред с резултати за изменения на някои физически параметри в периода 1952 — 1954 г.

По наблюдателни данни, получени през 1958 г. със същия телескоп и при същата дисперсия, Копылов [5] изследва κ Касиопея по 5 спектрограми в областта $\lambda\lambda 3700-5000 \text{ \AA}$ и получава температурата и турбулентната скорост в атмосферата ѝ, които сравнява с резултатите за 8 други свръхгиганти.

Ние си поставяме за цел едно по-обширно изследване на звездата κ Касиопея по наблюдателен материал за 1962, любезно предоставен от О. П. Голандский (КРАО), и за 1963, 1964 и 1966 г., получен от Б. Ковачев на 1,22-метровия телескоп на КРАО с решетъчен спектрограф при средна дисперсия $14 \text{ \AA}/\text{mm}$ в интервала $\lambda\lambda 3600-5000 \text{ \AA}$ (а за 1966 г. и за областта H_α с дисперсия $37 \text{ \AA}/\text{mm}$).

В настоящата работа се излагат резултатите от обработката на спектрограмите за 1963 г.

Наблюдателен материал

През есента на 1963 г. на 1,22-метровия телескоп на КРАО [6] бяха получени на решетъчния спектрограф АСП-11 върху плаки 0aO при средна дисперсия 14 Å/mm 5 спектрограми за областта $\lambda\lambda$ 3600—4200 Å и 7 спектрограми за областта $\lambda\lambda$ 4100—5000 Å (табл. 1). Широчината на

Таблица 1

№ по ред	№ на спектъра	Дата	Време на експонация	Плака	Вълнов интервал	Дисперсия
1	T 41	12—13.XI.1963	15 ^m	0aO	3600Å—4200Å	14Å/mm
2	T 42	"	14	"	"	"
3	T 43	"	9	"	"	"
4	T 44	6—7.XI.1963	12	"	"	"
5	T 45	"	12	"	"	"
6	T 46	12—13.XI.1963	18	"	4100Å—5000Å	"
7	T 48	"	17	"	"	"
8	T 50	"	20	"	"	"
9	T 47	6—7.XI.1963	16	"	"	"
10	T 49	"	19	"	"	"
11	T 51	"	15	"	"	"
12	T 52	"	15	"	"	"

спектрите върху плаките е 0,5 mm. Почерняванията са равномерни по широчината на спектъра и лежат в средния почти праволинеен интервал на съответните характеристични криви. Разглеждането на спектрограмите на екрана на микрофотометъра (увеличение 30 пъти) по време на регистрацията наред с казаното по-горе показва, че наблюдателният материал е от високо качество.

Обработка

Получените спектрограми са калибрирани със спектрограф ИСП-51 с помощта на степенен отслабител, снет върху част от плаката, от която са рязани плаките за спектрите. Времето на експонация на скалите е 5 и 10 min. Спектрите и скалите са проявявани едновременно при съблюдаване на стандартните условия.

Фотометрирането на наблюдателния материал и скалите е направено с помощта на саморегистриращ микрофотометър с потенциометър тип Ligerho-2 при използване на обективи $\times 10$ и увеличение на спектрите върху регистрограмите 25 пъти. Вторият (измерителен) процеп на микрофотометъра (по-близкият до фотоклетката) е поставян на широчина 0,30 mm (това е приблизително 75 % от широчината на процепа на спектрографа АСП-11 върху плаката).

Спектрограмите са снети без дъга на желязото встрани от спектъра на звездата за избягване на констатирано в отделни случаи осветяване (особено към синия край) от нея на областта на фотографирание на спектъра. Фонът е регистриран успоредно на спектъра, като е съблюдавана следната последователност: отначало върху регистрограмата е регистриран

фонът, след това спектърът и накрая отново част от фона за проверка на стабилността на напрежението. При разстояние от тъмно до средната линия, прекарана през флукуациите от зърната на фона, — средно 180 mп отместванията за времето на регистриране на спектъра (винаги към тъмно — спадане на напрежението на акумулатора) са били не повече от 4 mп, т. е. към 2% от разликата тъмно — фон. Влиянието на този ефект е за пренебрегване и не е взето пред вид. По време на регистрация, както се спомена, спектрите са наблюдавани непрекъснато, като забелязаните отделни незначителни по брой дефекти в емулсията са означавани веднага върху регистрограмите.

Характеристичните криви са строени чрез усредняване на отделни съгласуващи се части, получени за 6 разреза (различни λ в наблюдавания интервал). За всяка серия спектрограми е работено с обща характеристична крива, построена за по-голямо изглаждане на формата ѝ и по-точна работа в мащаб фон — тъмно = 50 см. Дисперсионните криви на съответните участъци от спектралната област са строени въз основа на спектри на желязната дъга, снети отделно на същите ъгли на дифракционната решетка, и по избрани линии от спектъра на звездата.

Непрекъснатият спектър е прекарван плавно по средата на колебанията от зърната на плаката в сравнително свободни от линии участъци, а в областта на прекриване на крилата на водородните линии — почти по върховете.

Еквивалентните широчини на измерените линии на κ Касиопея от нашия наблюдателен материал за 1963 г. са дадени за водорода, хелия и останалите елементи съответно в табл. 2, 3 и 4. Силите на осцилатора f за водорода са взети от [7], за хелия — от [8], а за останалите елементи величините $\lg gf\lambda$ са взети от [5].

Междувездни линии

В спектъра на κ Касиопея се наблюдават силни линии на поглъщане на междувездния калций от резонансната двойка $4s^2S - 4p^2P^0$ с дължини на вълните 3968 Å и 3933 Å (H и K). Ясно личи междувездната ивица на поглъщане λ 4430. Поради това за еквивалентните широчини на линиите в интервала от 4414 Å до 4450 Å е дадена само една горна граница.

Водород

Най-силните линии на поглъщане в спектъра на κ Касиопея принадлежат на Балмеровата серия на водорода. При H_α имаме силната бленда на междувездния калций (Ca II 3968,5), която частично се отделя, като показва връх. За H_{16} имаме бленда на неутралния хелий (He I 3705).

В табл. 2 са дадени резултатите от измерванията на еквивалентните широчини W_λ и остатъчните интензивности R_0 на водородните линии, като останалите величини, за които се говори по-долу, имат общоприетите значения. С n е отбелязан броят на измерванията, съответстващ на броя на използваните за дадена линия спектрограми. Величините W_λ са усреднени със съответно тегло, определено от качеството на линията върху регистрограмата, а в отделни случаи и от степента на почерняване, когато линията попада частично в криволинейната част на характеристичната крива.

Т а б л и ц а

HI	λ	$\lg f$	W_λ	$\lg W_\lambda$	c_λ	$\lg N_{02}H$	R_0	n
H ₂₀	3682,78	4,645	0,101	1,00	16,28	15,28	0,071	1
H ₁₉	3686,83	4,713	0,113	1,05	16,21	15,31	0,076	2
H ₁₈	3692,55	4,785	0,164	1,21	16,13	15,34	0,220	3
H ₁₇	3697,15	4,862	0,277	1,44	16,06	15,50	0,145	3
H ₁₆ (HeI)	3703,86	4,943	(0,554)	(1,74)	15,97	(15,71)	(0,247)	5
H ₁₅	3711,98	3,030	0,535	1,73	15,88	15,61	0,210	5
H ₁₄	3721,95	3,122	0,546	1,74	15,79	15,53	0,229	5
H ₁₃	3734,37	3,224	0,710	1,85	15,69	15,54	0,262	5
H ₁₂	3750,15	3,332	1,003	0,00	15,57	15,57	0,335	5
H ₁₁	3770,63	3,452	1,075	0,03	15,45	15,48	0,335	5
H ₁₀	3797,91	3,586	1,064	0,03	15,30	15,33	0,359	5
H ₉	3835,40	3,734	1,174	0,07	15,14	15,21	0,359	5
H ₈	3889,06	3,904	1,056	0,02	14,96	14,98	0,338	4
He(Call)	3970,07	2,104	(0,913)	(1,96)	14,75	(14,71)	(0,384)	5
H δ	4101,74	2,344	1,146	0,06	14,48	14,54	0,392	8
H γ	4340,47	2,650	1,062	0,03	14,13	14,16	0,349	7

При свръхгигантите имаме прекриване на линии от Балмеровата серия, макар и за по-големи номера, отколкото при джуджетата, и получените за прекритите линии еквивалентни широчини са по-малки от действителните. Поради това ние можем да намерим от тях по формулата

$$(1) \quad N_{02}H = \frac{m_e c^2}{\pi e^2 \lambda^2 f} W_\lambda,$$

която важи за оптично тънък слой (вж. например [9]), само една долна граница на броя на атомите във второ квантово състояние $N_{02}H$ в стълб от атмосферата на звездата с основа 1 cm².

За удобство при работа (1) се представя във вида

$$(1') \quad \lg N_{02}H = \lg W_\lambda + c_\lambda,$$

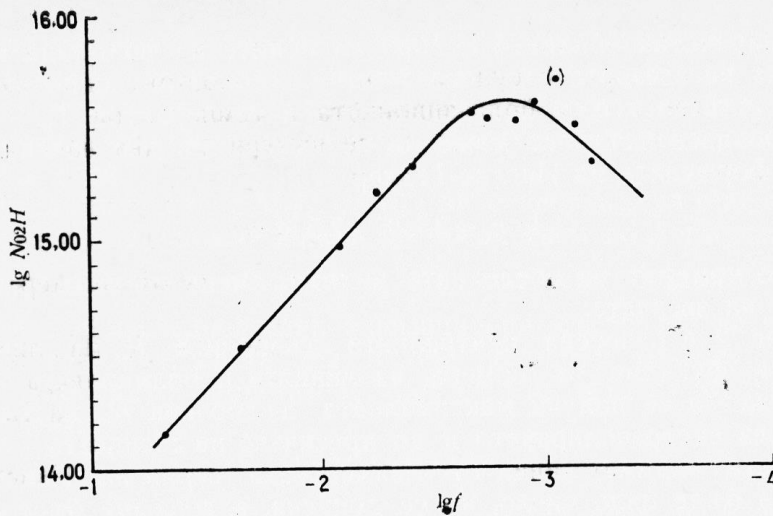
дето

$$(2) \quad c_\lambda = \lg \frac{m_e c^2}{\pi e^2 \lambda^2 f}$$

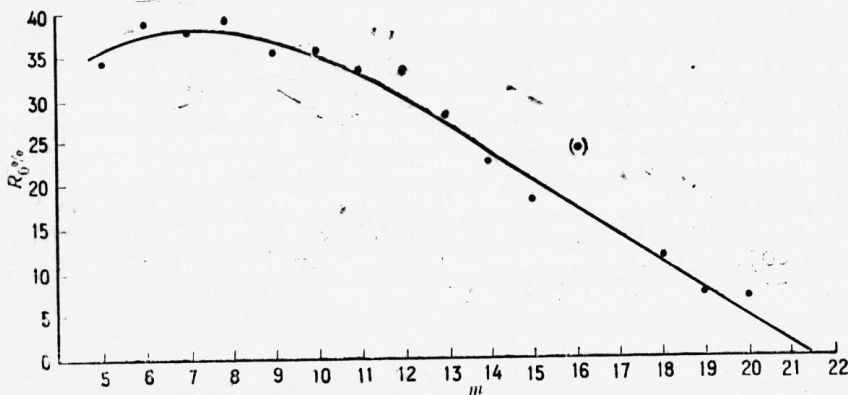
е константа за дадена линия. Изчислените стойности на c_λ за отделните членове на Балмеровата серия, проявяващи се в случая, и величините $\lg N_{02}H$ са дадени в табл. 2.

На фиг. 1 са нанесени стойностите на $\lg N_{02}H$ в зависимост от $\lg f$. Отначало $\lg N_{02}H$ се увеличава с номера на линията поради увеличаване на интензивността на поглъщането на линията от ефекта на Щарк, а след това намалява поради силното намаляване на f и прекриването на крилата. От кривата на фиг. 1 намираме една максимална гранична стойност за оптично тънък слой, която приемаме за търсеното обилие $\lg N_{02}H$. Получаваме

$$(3) \quad \lg N_{02}H = 15,61.$$



Фиг. 1. Графика за определяне на $\lg N_{02}H$



Фиг. 2. Зависимост на централната дълбочина R_0 от номера n за водородните линии. Определяне на R_c и m

Ако комбинираме уравненията на Болцман

$$(4) \quad N_i = N \frac{g_i}{B(T)} e^{-\frac{z_i}{kT}}$$

и Саха

$$(5) \quad \frac{N_1 P_e}{N_0} = \frac{(2\pi m)^{3/2} (kT)^{5/2}}{h^3} \frac{2B_1(T)}{B_0(T)} e^{-\frac{z_0}{kT}},$$

получаваме [10]

$$(6) \quad \frac{N_1 P_e}{N_{02}} = \frac{(2\pi m)^{3/2} (kT)^{5/2}}{h^3} \frac{2B_1(T)}{g_{02}} e^{-\frac{I - \chi_2}{kT}},$$

отдето за случая на водорода в йонизирано състояние имаме

$$(6') \quad \lg N_H H = \lg N_{02} H - \lg n_e + 14,78 - 3,39 \frac{5040}{T_H} + \frac{3}{2} \lg T_H.$$

За намиране на обилието $\lg N_{\text{H}}H$ на йоните на водорода в стълб от атмосферата на звездата с основа 1 cm^2 е необходимо да познаваме електронната ѝ плътност n_e и йонизационната ѝ температура $T_{\text{и}}$.

Електронната плътност може да се намери по два начина.

1. От формулата на Инглис-Теллер

$$(7) \quad \lg n_e = 23,26 - 7,5 \lg m,$$

където m е номерът на последната видима линия от Балмеровата серия в спектъра на звездата.

На фиг. 2 е нанесена централната дълбочина R_0 на линиите (вж. табл. 2) във функция от номера на линията в Балмеровата серия. От кривата може да се получи максималната дълбочина R_c на Балмеровите линии, а чрез екстраполирането ѝ до пресичане на абсцисата — и номерът на последната видима линия от Балмеровата серия m . Наистина m би трябвало да бъде цяло число, но се допуска, а това ще бъде и по-точно, да се взема онази стойност за m , в която се пресича абсцисата. В нашия случай $R_c = 0,38$ и за m получаваме 21,6, а от (7)

$$(8) \quad \lg n_e = 13,25.$$

Стойността на $\lg n_e$, получена от (7), в отделни случаи може да бъде завишена, тъй като на прекриването на линиите (m) освен ефекта на Щарк могат да влияят и други, в частност ефектът на Доплер. При скорост на въртене на звездата от порядъка на $v \sin i = 100 \text{ km/s}$ водородните линии поради ефекта на Доплер започват да се прекриват от H_{24} . За κ Касиопея от [11] имаме $v \sin i = 70 \text{ km/s}$ и ефектът не е от значение.

2. По теорията на Холстмарк за абсорбираните в оптично дебел слой първи членове на Балмеровата серия имаме [12, 13]

$$(9) \quad W_{\lambda}^{5/2} = KN_{02}Hn_e \left(\frac{R_c}{0,45} \right)^{3/2},$$

дето $\lg K$ за H_{β} , H_{γ} и H_{δ} , ако измерваме еквивалентните широчини в \AA , е съответно 28,86, 29,10 и 29,18, а $N_{02}H$ е максималната стойност, получена за обилието на атомите на водорода до второ квантово състояние (вж. фиг. 1).

С намерените стойности за W_{λ} , R_c и $N_{02}H$ по H_{γ} имаме $\lg n_e = 13,66$, а по H_{δ} получаваме $\lg n_e = 13,83$. Средно от двете пресмятания по (9)

$$(10) \quad \lg n_e = 13,74.$$

Разликата в стойностите на $\lg n_e$, пресметнати по (8) и (10), е

$$(11) \quad \Delta \lg n_e = \lg n_e(10) - \lg n_e(8) = 0,49.$$

Unsöld [13] намира от 18 O и B звезди средно систематична разлика за $\Delta \lg n_e$ от 0,2. Както упоменава Voigt [12], причината за тази разлика (за свръхгиганта 55 Cyg B3 Ia $\Delta \lg n_e = 0,8$) не е съвсем очевидна и може да е резултат от три влияния: 1) пресмятанията на $\lg n_e$ за H_{β} , H_{γ} и H_{δ} по (9) са много чувствителни към грешки, тъй като W_{λ} влиза в изчисленията на степен $5/2$; 2) не е съвсем ясно дали покрай йоните не дават един принос и електроните, а чрез тях стойността на $\lg n$ максимално би се намалила с 0,3 (фактор 2); 3) ефектът частично е и реален

в смисъл, че излъчването на Балмеровата граница изхожда средно от повисоки слоеве на атмосферата на звездата, отколкото при H_β , H_γ и H_δ .

За нашите цели ние ще използваме стойността на $\lg n_e$ от (8), тъй като по-нататък използваните линии се тълкуват също в условия на оптично тънък слой.

За пресмятане на $\lg N_H H$ от (6') ни е необходима още йонизационната температура $T_{\text{и}}$, която можем да пресметнем по формулата на Болцман, ако разполагаме с обилията $\lg \frac{N_i H}{g_i}$, получени с помощта на кривата на ръста за две последователни йонизационни състояния на един и същ елемент. По този път, както ще видим подробно по-долу, получаваме $T_{\text{и}} = 21100^\circ$ (30). Като заместим $\lg N_{O_2} H$ от (3), $\lg n_e$ от (8) и $T_{\text{и}}$ от (30) в (6'), получаваме

$$(12) \quad \lg N_H H = 22,82.$$

Понеже при физическите условия в атмосферите на В звезди водородът е предимно йонизиран, можем да считаме, че (12) дава пълния брой на водородните атоми в стълб от атмосферата на κ Касиопея с основа 1 cm^2 . Това може да се покаже лесно с помощта на уравнението на йонизация (5).

Хелий

След водорода и междузвездния калций най-силни линии на поглъщане в атмосферата на κ Касиопея дава неутралният хелий. Той е представен с линии от сериите 2^3P-n^3D , 2^3P-n^3S , 2^1P-n^1D , 2^1P-n^1S и 2^1S-n^1P , дадени в табл. 3. Стойностите на c_λ са пресметнати по (2):

$$c_\lambda = 20,053 - \lg f - 2 \lg \lambda,$$

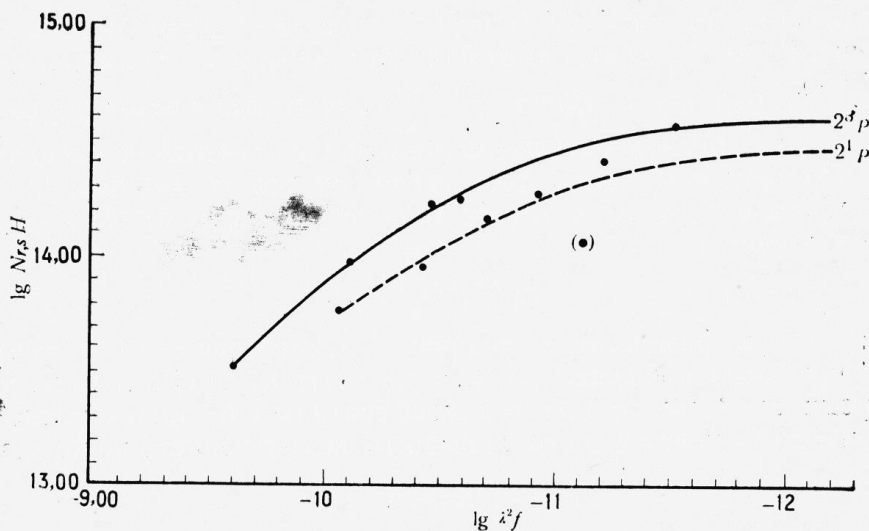
дето λ е в \AA . Стойностите на $\lg N_{r,s} H$ са получени за условията на оптично тънък слой по (1'). В табл. 3 е даден броят n на измерванията за съответната линия, който съответствува на броя на използваните за нея спектрограми. Линиите $\lambda\lambda$ 4143,8 и 4168,9 са измервани и на двете серии спектрограми (3600 — 4200 и 4100 — 5000 \AA).

He I

Таблица 3

Серия	λ	$\lg f$	$\lg \lambda^2 f$	c_λ	W_λ	$\lg W_\lambda$	$\lg N_{r,s} H$	n
2^3P-n^3D	4471,5	-0,910	- 9,61	13,662	0,707	1,849	13,511	7
"	4026,2	-1,331	-10,12	14,174	0,598	1,777	13,951	5
"	3819,6	-1,631	-10,47	14,520	0,490	1,690	14,210	5
2^3P-n^3S	4713,3	-1,936	-10,59	14,642	0,396	1,598	14,240	6
"	3867,6	-2,695	-11,52	15,573	0,092	2,964	14,547	4
2^1P-n^1D	4387,9	-1,366	-10,08	14,134	0,417	1,620	13,754	7
"	4143,8	-1,674	-10,44	14,492	0,289	1,461	13,953	12
"	4009,3(СIII)	-1,928	-10,72	14,775	0,247	1,393	14,168	5
"	3926,5	-2,131	-10,94	14,996	0,190	1,279	14,275	5
"	3871,8	-2,303	-11,13	15,180	0,079	2,898	14,078	4
2^1P-n^1S	4437,5	-2,519	-11,22	15,278	0,137	1,137	14,415	6
"	4168,9(ОII)	-2,821	-11,58	15,634	(0,087)	2,939	(14,667)	7
2^1S-n^1P	3964,7	—	—	—	0,261	1,417	—	5

Подобно на случая с водородните линии ние можем да определим по една долна граница на броя на атомите на HeI в стълб от атмосферата на κ Касиопея с основа 1 cm^2 , които се намират на нивата 2^3P и 2^1P . На фиг. 3 стойностите за $\lg N_{r,s}H$ на ниво 2^3P лежат добре на една крива и



Фиг. 3. Графика за определяне $\lg NH$ за нивата 2^3P и 2^1P на неутралния хелий

ние можем да отчетем със задоволителна увереност една горна граница за тях: $\lg N_{2^3P}H = 14,60$. За мултиплетите с долно ниво 2^1P точките отначало лежат добре на една крива, но след това за $\lg N_{r,s}H$ на $\lambda 3872,8 \text{ \AA}$ се наблюдава значително отклонение към по-малките значения, а за $\lg N_{r,s}H$ на $\lambda 4168,9 \text{ \AA}$ (не така силно) — към по-големите. Поради това ние получаваме с по-малка увереност за броя на атомите на HeI на долно ниво 2^1P стойността $\lg N_{2^1P}H = 14,46$. По-нататък ние използваме това значение с два пъти по-малко тегло.

По формулата на Болцман могат да се намерят поправките към величините $\lg N_{r,s}H$ на долно ниво 2^1P за свеждането им към 2^3P и така да се построи обща крива за всички наблюдавани хелиеви линии без $\lambda 3964,7 \text{ \AA}$ от серията $2^1S - n^1S$, която вероятно възниква в оптически дебел слой [3].

Като разделим получените по-горе стойности за двете основни нива със съответните статистически тегла $g_{2^3P} = 9$ и $g_{2^1P} = 3$, получаваме

$$\lg \frac{N_{r,s}H}{g_{r,s}} (2^3P) = 13,65, \quad \lg \frac{N_{r,s}}{g_{r,s}} (2^1P) = 13,98.$$

Ако представим в логаритмичен вид комбинацията от уравненията на Саха и Болцман (6), получаваме [14]

$$(13) \quad \lg N_{r+1}H = \lg \frac{N_{r,s}H}{G_{r,s}} + \lg n_{r+1} - \lg n_c + 15,68 - \frac{5040}{T_n} (\chi_r - \chi_{r,s}) + \frac{3}{2} \lg T_n.$$

За HeI имаме

$$\lg n_{r+1} = 0,30, \quad \chi_r = 24,58, \quad \chi_{rs}(2^3P) = 20,87, \quad \chi_{r,s}(2^1P) = 21,13.$$

Като заместим в (13) известните стойности на величините, при $\lg n_e$ от (8) получаваме

$$\lg N_{r+1}H(2^3P) = 21,98, \quad \lg N_{r+1}H(2^1P) = 22,38,$$

откъдето, придавайки на $\lg N_{r+1}H(2^3P)$ два пъти по-голямо тегло, отколкото на $\lg N_{r+1}H(2^1P)$, намираме за обилието на йонизирания хелий средната стойност

$$(14) \quad \lg N_{\text{He}}H = 22,11.$$

Както лесно може да се докаже, в случая (14) може да се приеме за пълното обилие на атомите на хелия в атмосферата на κ Касиопея.

За съотношението между броя на атомите на водорода и хелия с получените обилия от (12) и (14) имаме

$$(15) \quad \lg \frac{N_{\text{H}}}{N_{\text{He}}} = 0,71.$$

Боярчук в [3] получава за това отношение стойността 0,54. За свръхгиганта φ Per В I I имаме [15] $\lg \frac{N_{\text{H}}}{N_{\text{He}}} = 0,60$. При В звезди от всички светимости това отношение съгласно с обзора на Minaert [15] се мени от +2,22 до -0,13 и има средна стойност 0,67.

Други елементи

Освен линиите на He I и междузвездно поглъщане в спектъра на κ Касиопея имаме линии на Mg II, O II, N II, Si III, Si IV, C II и Si III. Техните дължини на вълните са дадени в табл. 4 наред с номера на мултиплета, средните стойности на еквивалентните широчини и броя на спектрограмите, от които са измервани. В случай на силно блендиране стойността на W_λ за съответната линия е поставена в скобка. Двоеточие след стойността на W_λ е знак, че линията е несигурна или има големи различия на площта ѝ върху различните регистрирани.

Крива на ръста. Ако по абсцисата на една координатна система нанесем за всяка линия стойностите

$$(16) \quad \lg \frac{N_i H f_{\lambda}}{2 R_c \pi v_t} = \eta_0,$$

дето v_t е турбулентната скорост в атмосферата на звездата, а по ординатата съответните стойности

$$(17) \quad \lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \frac{c}{2 R_c v_t},$$

можем да получим в равнината xu за дадена константа на затихване крива на ръста. Тази крива показва как се изменят еквивалентните широчини на линиите с увеличаване броя на атомите или йоните за даден теоретичен еднороден модел на атмосферата на звездата при определени условия на взаимодействие на веществото и излъчването в нея. С помощта на кривата на ръста, построена по резултатите от наблюденията на еквивалентните широчини на линиите, чрез сравняването ѝ с теоретична крива на ръста могат да се намерят турбулентната скорост v_t и величините $\lg \frac{N_i H}{g_i}$, които определят броя на атомите или йоните на дадени енер-

Таблица 4

Элемент	Мультиплет	λ	Е. Р.	$\lg gf\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} 10^6$	$\lg \eta_0$	$\lg \frac{N_i H}{g_i}$	n
OII	1	4638,8	22,87	-4,50	1,75	1,34	12,67	7
" (NIII)	1	4641,8	22,88	-4,11	2,00:	1,89	12,35	7
" (CIII)	1	4649,2	22,90	-3,78	(2,40)	3,13	13,74	6
"	1	4661,6	22,88	-4,42	1,77	1,38	12,63	6
"	1	4676,2	22,90	-4,55	1,80	1,44	12,82	6
" (CII)	2	4317,1	22,87	-4,62	1,77:	1,39	12,84	7
"	2	4319,6	22,88	-4,59	1,78	1,40	12,82	7
" (CII, CIII)	2	4325,8	22,87	-5,31	1,16:	0,47	12,61	5
"	2	4336,9	22,88	-5,04	1,66	1,16	13,03	6
"	2	4345,6	22,88	-4,55	1,87	1,59	12,97	6
" (OII)	2	4349,4	22,90	-4,14	2,06:	2,05	13,02	7
"	2	4366,9	22,90	-4,49	1,77	1,39	12,71	7
"	5	4414,9	23,34	-3,99	(1,95)	1,77	12,59	7
"	5	4417,0	23,32	-4,24	(1,72)	1,28	12,84	7
"	5	4452,4	23,34	-4,98	1,32	0,65	12,46	5
"	6	3945,0	23,32	-5,06	1,49	0,88	12,77	5
"	6	3954,4	23,32	-4,67	1,60	1,06	12,56	5
"	6	3973,3	23,34	-4,28	1,85	1,55	12,66	5
"	6	3982,7	23,34	-5,00	1,46	0,83	12,66	5
"	10	4069,9	25,53	-3,73	1,91	1,68	12,24	5
"	10	4072,2	25,54	-3,75	1,79	1,42	12,00	5
" (FeIII)	10	4075,9	25,55	-3,60	1,90	1,66	12,09	5
"	10	4078,9	25,53	-4,58	1,44	0,80	12,21	4
"	10	4085,1	25,54	-4,47	1,54	0,96	12,26	5
"	10	4092,9	25,55	-4,60	1,26	0,58	12,01	3
"	12	3864,5	25,54	-4,68	1,32	0,65	12,16	4
"	12	3882,3	25,55	-4,36	1,52	0,92	12,11	4
"	15	4591,0	25,55	-3,85	1,72	1,28	11,96	7
"	15	4596,2	25,55	-4,01	1,66	1,16	12,00	7
"	16	4351,3	25,55	-4,02	1,64:	1,13	11,96	7
"	17	3912,0	25,55	-3,93	1,57	1,05	11,81	5
"	19	4132,8	25,72	-4,39	1,39	0,74	11,96	12
" (SII)	19	4153,3	25,73	-4,24	1,39	0,74	11,81	12
" (CIII)	19	4156,5	25,74	-5,11	1,04	0,32	12,26	11
"	20	4105,0	25,73	-4,09	1,63	1,11	12,03	6
"	20	4110,8	25,73	-4,36	1,40	0,75	11,94	5
" (HeI, OII)	20	4119,2	25,74	-3,84	(2,05)	—	—	5
"	25	4705,3	26,14	-3,64	1,60	1,06	11,53	4
"	36	4185,5	28,24	-3,69	1,48	0,80	11,32	11
" (SII)	36	4189,8	28,24	-3,58	1,51	0,91	11,32	12
" (SiIV)	48	4089,3	28,58	-3,49	(1,97)	1,82	12,14	5
" (NIII)	48	4097,3	28,57	-3,60	1,74	1,32	11,75	4
" (OII)	67	4275,5	28,73	-3,76	1,50	0,89	11,48	6
" (SIII)	101	4253,8	31,18	-3,21	1,71	1,26	11,30	7
"	102	4378,4	31,24	-3,89	1,15	0,46	11,18	5
NII (SiIV)	5	4630,9	18,40	-4,24	1,27	0,59	11,66	3
"	12	3995,0	18,42	-4,20	1,47	0,85	11,88	5
"	15	4447,0	20,32	-4,26	1,27	0,59	11,68	5
SiIII (NII)	2	4552,6	18,92	-4,04	1,98	1,84	12,71	7
"	2	4567,8	18,92	-4,25	1,94	1,75	12,83	7
"	2	4574,8	18,92	-4,72	1,69	1,22	12,77	7
"	5	3806,6	21,63	-3,72	1,63	1,11	11,66	5
SiIV	1	4116,1	23,95	-4,20	1,80	1,44	12,47	12

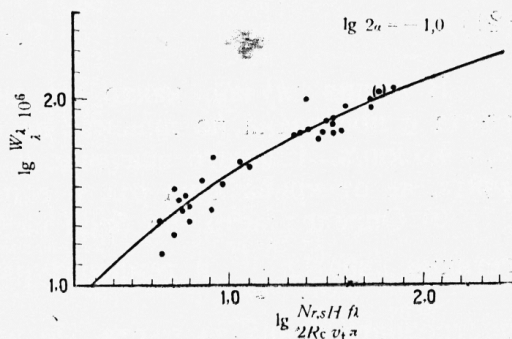
Елемент	Мультиплет	λ	Е. Р.	$\lg gf\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} 10^6$	$\lg \eta_0$	$\lg \frac{N_i H}{g_i}$	n
СII (NII, OII)	4	3920,7	16,25	-4,67	(1,58)	1,02	12,52	5
"	6	4267,3	17,97	-3,40	1,52	0,92	11,15	7
"	39	4411,4		-3,56	1,21	0,52	10,91	7
SIII (OII)	4	4285,0	18,11	-3,27	1,53	0,94	11,04	7
"	4	4361,5	18,17	-3,74	1,32	0,65	11,22	5
MgII	4	4481,2	8,83	-3,35	1,52	0,92	11,10	7

гетични нива. По-нататък с помощта на последните се пресмята броят на атомите или йоните на даден елемент в стълб от атмосферата на звездата с основа 1 cm^2 и оттам — нейният химически състав.

В нашия случай е използвана теоретичната крива на ръста на Unsöld, построена по данните от таблицата на Hunger [17]. Както е показано в [18] и [17], различията между използваните от нас и други автори криви на ръста, изчислени за различни еднородни модели и звездни атмосфери и различни видове на взаимодействие на веществото и излъчването, не са големи. Те могат да се пренебрегнат в сравнение с грешките от наблюденията, които влизат в получените еквивалентни широчини. Както отбелязват Голандский и Копылов [19], „кривата на ръста, колкото и точно да е изчислена, за какъвто и да е абстрактен модел на атмосфера, губи предимствата си пред обикновената крива на ръста на Унзолд, доколкото този модел може твърде съществено да се отличава от атмосферата на реален свръхгигант“.

В нашия случай кривата на ръста е построена посредством линиите на OII по познатия начин: за стойности на $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ от табл. 4 на отделни или близки (вж. табл. 5) мултиплети на OII, нанесени срещу съответните значения на $\lg gf\lambda$, са построени части на опитната крива на ръста. Чрез успоредно преместване на абсцисата те са сведени в обща крива на ръста, върху която добре лежат и опитните части от криви на ръста за SIII (мултиплет 2) и SIII (мултиплети 4 и 5). Получената опитна крива на ръста е с абсциса $\lg gf\lambda$ и ордината $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} 10^6$. Тя е съпоставена с теоретична крива на ръста при $\lg 2\alpha = -1$. Част от последната е дадена на фиг. 4 заедно с точките от построяването на опитната крива на ръста. На абсцисата на фигурата са нанесени стойностите на теоретичната, а на ординатата — стойностите на опитната крива на ръста.

а) За определяне на турбулентната скорост в атмосферата на звездата v_t опитната крива на ръста ни довеждаме до съвпадане с теоре-



Фиг. 4. Крива на ръста по мултиплетите на OII

тична чрез хоризонтални и вертикални премествания, успоредни на абсцисата и ординатата. Тъй като опитната крива на ръста винаги лежи в координатната система на теоретичната над последната, а разликата Δ в ординатите на двете криви може да се отчете след покриването им като разлика в ординатите на двете координатни системи, имаме

$$(18) \quad \lg \frac{W_\lambda}{\lambda} 10^6 - \lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \frac{c}{2R_c v_t} = \lg \frac{2R_c v_t}{c} 10^6 = \Delta,$$

отдето при известно R_c може да пресметнем v_t . В нашия случай $\Delta = 1,86$ и $R_c = 0,38$. Тогава

$$(19) \quad v_t = 29 \text{ km/s.}$$

Фактически от (18) ние определяме един параметър v , който е свързан с турбулентната скорост на движещите се газови маси в атмосферата на звездата v_t и топлинната им скорост v_T чрез връзката

$$(20) \quad v^2 = v_t^2 + v_T^2,$$

$$(21) \quad v_T = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}.$$

В нашия случай, както ще видим, $T = 21\,000^\circ$ и понеже кривата на ръста е построена по линиите на кислорода, $\mu = 16$ и от (21) получаваме $v_T = 4,6 \text{ km/s}$. Нейното значение в (20) е за пренебрегване и може да се счита, че от кривата на ръста е получено направо v_t по (19).

б) Определянето на броя на атомите и йоните на определени енергетични нива $\lg \frac{N_i H}{g_i}$ и температурата на възбуждане T_b може да стане с построената крива на ръста. По известни $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} 10^6$ от ординатата на съвместните наблюдателна и теоретична крива на ръста намираме по абсцисата на теоретичната крива на ръста съответната стойност η_0 (16). Като извадим от нея известните стойности на $\lg g_i f \lambda$ и $\lg \frac{1}{2R_c v_t \pi}$, дето v_t е известно от (19), получаваме търсената величина

$$(22) \quad \lg \frac{N_i H}{g_i} = \lg \frac{N_i H f \lambda}{2R_c v_t \pi} - \lg g_i f \lambda - \lg \frac{1}{2R_c v_t \pi}.$$

Понеже v_t тук е в километри, а в $\lg g_i f \lambda$ на нашите таблици λ е в сантиметри, за да изразим тези величини в единна система (в ангстрьоми), към резултата за дясната страна на (22) трябва да прибавим $\lg 10^5$. Така получените стойности за $\lg \frac{N_i H}{g_i}$ усредняваме за линиите от мултиплети с общо долно ниво. Резултатите от пресмятанятия са дадени в табл. 5. В нея за същите линии са дадени средните стойности на потенциала на възбуждане ϵ_i .

В резултатите за κ Касиопея от табл. 5 са известни величините $\lg \frac{N_i H}{g_i}$ за няколко енергетични нива на един и същ елемент — йонизирания кислород. Като използваме формулата на Болцман (4) във вида

Таблица 5

Елемент	Атом йон (мултиплет)	ϵ_i	χ	$\lg n_r$	$\lg \frac{N_i H}{g_i}$	$\lg NH^{II}$	$\lg NH^{III}$	$\lg NH^{IV}$	$\lg NH^V$	$\lg NH$
H	HI	10,15	13,60	—	15,61	22,82	—	—	—	22,82
He	HeI 2^3P	20,87	24,58	—	14,60	22,01	—	—	—	—
	HeI 2^1P	21,13	—	—	14,46	22,39	—	—	—	—
C	Средно	—	—	—	—	22,14	—	—	—	22,14
	СII (4)	16,25	24,38	0,11	12,52	—	19,61	—	—	—
N	(6)	17,97	—	—	11,15	—	18,65	—	—	—
	Средно	—	—	—	—	—	18,92	—	—	18,92
O	NOI (5)	18,40	29,60	0,79	11,66	—	18,66	—	—	—
	(12)	18,42	—	—	11,88	—	18,92	—	—	—
O	(15)	20,32	—	—	11,68	—	19,17	—	—	—
	Средно	—	—	—	—	—	18,96	—	—	18,96
	OOI (1,2)	22,88	35,15	1,02	12,81	—	19,82	—	—	—
	(5,6)	23,33	—	—	12,66	—	19,78	—	—	—
	(10, 12)	25,54	—	—	12,14	—	19,79	—	—	—
	(15, 16, 17)	25,55	—	—	11,94	—	19,59	—	—	—
	(19, 20)	25,73	—	—	11,99	—	19,68	—	—	—
	(25)	26,14	—	—	11,53	—	19,32	—	—	—
	(36)	28,24	—	—	11,32	—	19,61	—	—	—
	(48)	28,57	—	—	11,75	—	20,12	—	—	—
Mg	(67)	28,73	—	—	11,48	—	19,89	—	—	—
	(101)	31,18	—	—	11,30	—	20,29	—	—	—
S	(102)	31,24	—	—	11,18	—	20,19	—	—	—
	Средно	—	—	—	—	—	19,75	—	—	19,75
Si	MgII (4)	8,83	15,03	0,00	11,10	—	18,54	—	—	18,54
	SiII (4)	18,14	34,7	0,95	11,12	—	—	17,00	—	17,00
Si	SiIII (2)	18,92	33,46	0,31	12,78	—	—	18,54	—	—
	(5)	21,63	—	—	11,66	—	—	18,06	—	—
Si	Средно от SiIV	—	—	—	—	—	—	18,43	16,26	—
	SiIV (1)	23,95	45,13	0,00	12,47	—	—	—	16,33	—
	Средно	—	—	—	—	—	—	—	—	18,43

$$(23) \quad \lg \frac{N_i}{g_i} - \lg \frac{N_k}{g_k} = \Delta = \frac{5040}{T_B} \Delta \epsilon_{ik},$$

дето T_B е температурата на възбуждане, Δ — разликата в обилията $\lg \frac{N_i H}{g_i}$ и $\lg \frac{N_k H}{g_k}$, а $\Delta \epsilon_{ik}$ разликата в потенциалите на възбуждане на нива i и k , можем да намерим T_B . Наистина, като нанесем на ордината на една координатна система величините $\lg \frac{N_i H}{g_i}$ за отделните мултиплети на OII, а на абсцисата съответните стойности на ϵ_i (фиг. 5), можем да прекараме през получените точки права, наклонът на която ни дава търсената температура на възбуждане: означавайки с a и b точките на пресичането на абсцисата и ордината от правата на фигурата, ще имаме

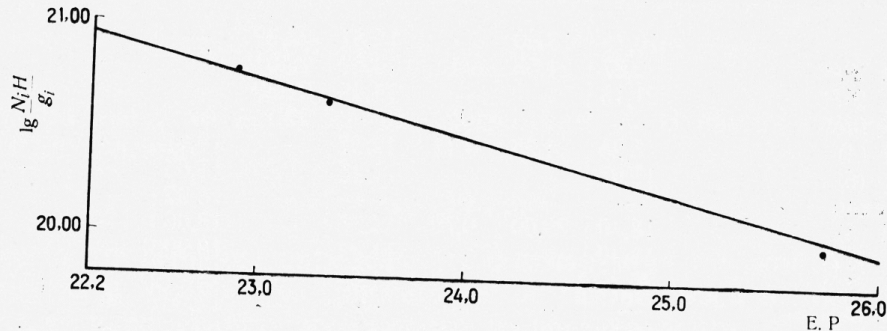
$$\frac{a}{b} = \frac{\Delta}{\Delta \epsilon_{ik}} = \frac{5040}{T_B},$$

откъдето за нашия случай получаваме

$$(24) \quad T_B = 20\,000^\circ.$$

Както отбелязва в [3] Боярчук, методата е чувствителна към грешки в наблюденията — изменението на Δ за някои точки с 0,1 може да даде изменение в стойността на T_B с 3000°.

в) За определяне на йонизационната температура $T_{и}$ за κ Касиопея ние разполагаме с еквивалентните широчини на линии на поглъщане на



Фиг. 5. Графика за определяне на T_B

SiIII и SiIV. Това ни дава възможност след определянето на съответните стойности на $\lg \frac{N_i H}{g_i}$ от кривата на ръста и $\lg n_e$ от (8) да получим при допустимо в случая заместване израз за пресмятане на йонизационната температура $T_{и}$ от формулата на Саха (5). Нека на (5) дадем вида

$$(25) \quad \frac{n^{+++}}{n^{++}} n_e = \frac{u^{+++}}{u^{++}} \frac{2(2\pi m k T_{и})^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{\chi}{k T_{и}}},$$

дето n^{+++} и n^{++} е пълният брой на атомите на SiIV и SiIII в единица обем. Величините u^{+++} и u^{++} ние може да изразим чрез броя на атомите, намиращи се на възбудени нива, които получихме от кривата на ръста $\left(\frac{N_i H}{g_i}\right)$:

$$(26) \quad n^{+++} = \frac{u^{+++}}{g_k} e^{\frac{\epsilon_k}{k T_B}} n_k^{+++},$$

$$(27) \quad n^{++} = \frac{u^{++}}{g_i} e^{\frac{\epsilon_i}{k T_B}} n_i^{++}.$$

Ако заместим n^{+++} и n^{++} от (26) и (27) в (25), получаваме

$$(28) \quad \frac{n_k^{+++}}{n_i^{++}} n_e = \frac{g_k}{g_i} \frac{2(2\pi m k T_{и})^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{\chi}{k T_{и}}} e^{-\frac{\epsilon_k - \epsilon_i}{k T_B}}.$$

В нашия случай разликата $\epsilon_i - \epsilon_k = 5$ eV е малка и бихме могли да положим в (28) $T_B = T_{и}$. Тогава от (28)

$$(29) \quad T_{и} = \frac{3360(\chi + \epsilon_k - \epsilon_i)}{\frac{2}{3} \lg \left(\frac{1}{n_e} \frac{n_i^{++}}{g_i} \frac{g_k}{n_k^{+++}} \right) + 10,43 + \lg T_{и}},$$

отдето чрез последователни приближения можем да пресметнем $T_{\text{и}}$. Необходимите данни по резултатите за κ Касиопея са поместени в табл. 6. От тях заедно със стойността на $\lg n_e$ от (8), полагайки при първо приближение в $\lg T_{\text{и}}$ средната стойност $T_{\text{и}}=21900^\circ$, получена за периода 1953 — 1954 г. [3], намираме с последователни приближения

$$(30) \quad T_{\text{и}}=21\,100^\circ.$$

Таблица 6

Елемент (мултиплет)	$\lg \frac{N_i H}{g_i}$	ε_i, eV	χ, eV	$\lg \frac{N_k H}{g_k}$	ε_k, eV
Si III (2) Si IV (1)	20,77	18,92	33,46	20,47	23,95

За отношението $T_{\text{в}}/T_{\text{и}}$ по 13 звезди от различни звездни класове [20] е получена средна стойност 0,91. При нас $T_{\text{в}}/T_{\text{и}}=0,95$. Вижда се, че допускането $T_{\text{в}}=T_{\text{и}}$ в (29) влияе слабо на окончателния резултат.

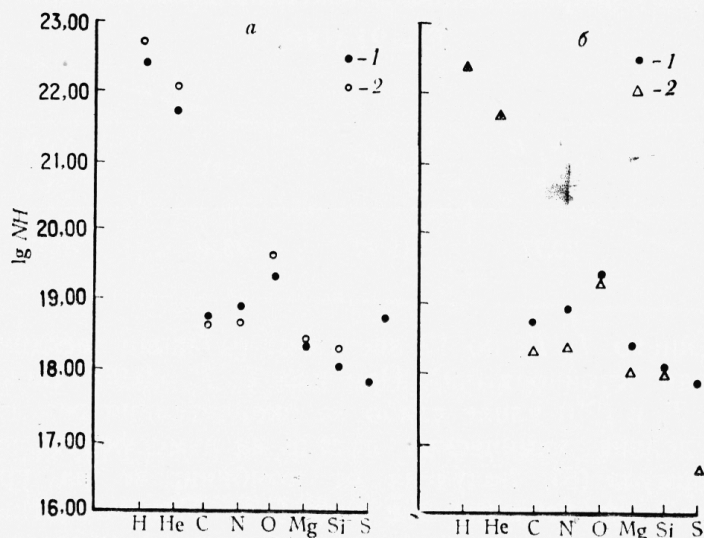
г) За определяне химическия състав на атмосферата на κ Касиопея използваме формула (6), получена от комбиниране на уравненията на Болцман и Саха и представена във вида (13). При известни електронна плътност, йонизационна температура и обилия на атомите на различни елементи, намиращи се на различни нива на възбуждане за дадено йонизирано състояние, по (13) можем да пресметнем броя на атомите на тези елементи в следващия стадий на йонизация. Чрез сумиране на броя на атомите за йонизационния стадий, в който се намира максималното им количество, и съседните на него (последните често дават стойност, която е за пренебрегване) ние получаваме общия брой на атомите за даден елемент. Като намираме по този път броя на атомите на различни елементи в стълб с основа 1 cm^2 от атмосферата на звездата, ние получаваме и относителното им съдържание, което може да сравним с подобни резултати за други звезди или със средния химически състав на определена група звезди.

При условията, които съществуват в атмосферата на κ Касиопея, атомите на кислорода, азота, магнезия и въглерода се намират предимно не в един път йонизирано състояние, за което наблюдаваме линии на поглъщане, а в два пъти йонизирано състояние, за което можем да получим броя на атомите по формула (13), написана във вида

$$(31) \quad \lg N^{++}H = \lg \frac{N_i^{++}H}{g_i} + \lg u^{++} - \lg n_e + 15,68 - \frac{5040}{T_{\text{и}}} (\chi - \varepsilon_i) + \frac{3}{2} \lg T_{\text{и}}$$

Тук величините $\lg \frac{N_i^{++}H}{g_i}$ съответствуват на получените в табл. 5 с помощта на кривата на ръста. Стойностите на $\lg u^{++}$ са интерполирани за $5040/T_{\text{и}}$ при $T_{\text{и}}=21\,100^\circ$. χ е йонизационният потенциал на еднократно йонизиран атом. При получаване на формулата навсякъде е взета йонизационната температура $T_{\text{и}}$. Грешката на температурата се отразява по-слабо върху крайните резултати поради умножаването на $5040/T_{\text{и}}$ с разликата $\chi - \varepsilon_i$, която при горещите звезди не е голяма, тъй като наблюдаваните линии възникват при преходи от възбудени нива.

За силиция пресмятаме по аналогичен начин обилията на атомите в четири и пет пъти йонизирано състояние, като максималният брой на атомите на силиция се получава за четири пъти йонизирано състояние. Поправката за общия брой на атомите на силиция от пет пъти йонизирано



Фиг. 6. Обилие на елементите в атмосферата на κ Касиопея в сравнение със средния химически състав при В звезди
 а) 1 — В звезди средно, 2 — κ Касиопея средно, б) 1 — В звезди средно, 2 — κ Касиопея, приведени към Н и He

състояние е пресметната по формулата на Саха (5), представена във вида

$$(32) \quad \lg \frac{N_1 P_e}{N_0} = -\frac{5040}{T} I + 2,5 \lg T - 0,48 + \lg \frac{2B_1(T)}{B_0(T)},$$

дето I е потенциалът на йонизация, $B_1(T)$ и $B_0(T)$ са съответните суми по състоянията, $P_e = n_e k T$ е електронното налягане, а за T е взета йонизационната температура T_{ii} .

Резултатите от пресмятането на броя на атомите в йонизирано състояние за Н и He, в два пъти йонизирано състояние за С, N, O и Mg, в три пъти йонизирано състояние за Si и S и в четири пъти йонизирано състояние за Si са дадени в колона 6 на табл. 5. Общият брой на атомите в атмосферата на κ Касиопея е представен за тези елементи в последната колона на същата таблица.

По-нататък е направено сравнение на нашите резултати за химическия състав на κ Касиопея с получените от Боярчук [3] средно за периода 1952 — 1954 г. Резултатите са представени в табл. 7 съответно в колона 2 и 3. Данните за средния брой на атомите на отделни елементи в В звезди, получени в обзора на Minaert [15], са представени в колона 5. Усреднените стойности за $\lg NH$ от наблюденията за 1963 г. и периода 1952 — 1954 г. от [3] са дадени в колона 4. От колона 6 се вижда общото увеличаване на броя на поглъщащите атоми в атмосферата на звездата. Разликите в колони 7 и 8 са при предположение, че съдържанието на водорода, хелия и кислорода е нормално. Потвърждава се възможният дефицит на С и N в атмосферата на κ Касиопея, на който обръща внимание

Таблица 7

Элемент	$\lg NH$ * Касиопея 1963 г. (a)	$\lg NH$ * Касиопея 1952 - 1954 г. (b)	$\lg NH$ * Касиопея средно	$\lg NH$ * В звезды средно	$\Delta \lg NH$ (a-b)	$\Delta \lg NH$ * Касиопея средно - * В звезды	$\Delta \lg NH$ * Касиопея средно * В звезды
1	2	3	4	5	6	7	8
H	22,82	22,54	22,68	22,37	+0,28	+0,31	-0,03
He	22,14	22,00	22,07	21,70	+0,14	+0,37	+0,03
C	18,92	18,41	18,66	18,72	+0,51	-0,06	-0,40
N	18,96	18,43	18,70	18,89	+0,53	-0,19	-0,53
O	19,75	19,56	19,65	19,35	+0,19	+0,30	-0,04
Mg	18,54	18,40	18,47	18,42	+0,14	-0,05	-0,39
Si	18,43	18,22	18,32	18,07	+0,21	+0,25	-0,09
S	17,00	—	17,00	17,88	—	-0,88	-1,22

Боярчук в [3], и се проявява още дефицит на Mg и S. Тези резултати могат да се представят и графически. На фиг. 6, а са дадени обилията на елементите в атмосферата на * Касиопея (по данни от колона 4 на табл. 7) в сравнение с обилията им средно в В звезди. При предположение, че съдържанието на Н е нормално (отдето следва и нормално съдържание на He, O и Si), по данните от колона 8 на табл. 7 имаме картината на фиг. 6, б.

Авторите изказват благодарност на завеждащия Звездния отдел на Кримската астрофизическа обсерватория проф. д-р В. Б. Никонов и на ръководството на обсерваторията за възможността да се получи наблюдателен материал за * Касиопея на 1,22-метровия телескоп, както и на сътрудниците от Звездния отдел д-р И. М. Копылов, д-р А. А. Боярчук и др., ценните съвети на които са използвани при написването на настоящата работа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Moore I. H., Lick Obs. Bull., **11**, 1923, 141.
2. Struve O., Ap. J., **70**, 1929, 135.
3. Боярчук А. А., Известия КРАО, **21**, 1959, 54.
4. Manino G., Contr. dell'osservat. astr. dell'univers. di Padova in Asiago, No. 36, 1953.
5. Копылов И. М., Известия КРАО, **28**, 1962, 3.
6. Копылов И. М., Известия КРАО, **11**, 1954, 44.
7. Voigt H. H., Zf. f. Ap., **31**, 1952, 73.
8. Treffitz E., A. Schlüter, K. H. Detmar und K. Jörgens, Zf. f. Ap., **44**, 1957, 1.
9. Unsöld A., Zf. f. Ap., **21**, 1—2, 1941, 38.
10. Аллер Л. Х., Астрофизика, **1**, 1955, 92.
11. Боярчук А. А., И. М. Копылов, Известия КРАО, **31**, 1964, 47.
12. Voigt M. H., Zf. f. Ap., **31**, 1952, 73.
13. Unsöld A., Zf. f. Ap., **23**, 1944, 100.
14. Аллер Л. Х., Астрофизика, **1**, 1955, 93.
15. Minnaert M. G. I., M. N. **117**, 1957, 315.
16. Moore Ch., A Multiplet Table of Astrophysical Interest, Revised Edition, NBS, No. 36.
17. Hunger K., Zf. f. Ap., **39**, 1956, 1.
18. Aller L. H., Ap. J., **123**, 1956, 133.
19. Голандский О. П., И. М. Копылов, Известия КРАО, **28**, 1962, 3.
20. Мустель Э. Р., Звездные атмосферы, Москва, 1960, 363.

Постъпила на 30. XII. 1966 г.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ κ КАССИОПЕИ

Б. Ковачев и В. Добричев

(Резюме)

По пяти спектрограммам в области 3600—4200 Å и семи спектрограммам в области 4100—5000 Å (табл. 1) звезды κ Кассиопеи (B1 Ia), полученных на дифракционном спектрографе (ИСП-11), 1,22-метрового телескопа Крымской астрофизической обсерватории с дисперсией 14 Å/mm осенью 1963 г., измерены эквивалентные ширины линий поглощения (табл. 2—4). Вычислены: $\lg n_e = 13,25$ (по (7)) и $\lg n_e = 13,74$ (по (9)); $\lg \frac{N_H}{N_{He}} = 0,71$, где $\lg N_H H$ выведено по (6'), а $\lg N_{He} H$ по (1); $v_t = 29$ km/s из кривой роста (рис. 4); $T_v = 20\,000^\circ$ (из (23) по OII); $T_i = 21\,100^\circ$ (по (29)); содержание $\lg NH$ в атмосфере звезды H, He, C, N, O, Mg, Si и S (табл. 7). В последнем столбце табл. 7 даны разности $\Delta \lg NH$ между средними значениями $\lg NH$ для κ Кассиопеи, полученные в настоящей работе, а также А. А. Боярчуком [3], и средние значения $\lg NH$ для В звезд, указанные М. Г. Миннаертом [15].

A SPECTROPHOTOMETRIC STUDY OF κ CASSIOPEAE

B. Kovačev and V. Dobričev

(Summary)

The equivalent widths of the absorption lines (Tables 2—4) were measured from 5 spectrograms for the range 3,600—4,200 Å and 7 spectrograms for the range 4,100—5,000 Å (Table 1) of the star κ Cassiopeae, taken with the grating spectrograph (ISP-11) of the 1.22-metre telescope of the Crimean Astrophysical Observatory with dispersion 14 Å/mm in the autumn of 1963. Calculations were made of: $\lg n_e = 13.25$ (from (7)) and $\lg n_e = 13.74$ (from (9)); $\lg \frac{N_H}{N_{He}} = 0.71$, where $\lg N_H H$ was obtained from (6') and $\lg N_{He} H$ from (1); $v_t = 29$ km/s — from the curve of growth (Fig. 4); $T_v = 20,000^\circ$ (from (23) from OII); $T_i = 21,100^\circ$ (from (29)); the $\lg NH$ content in the atmosphere of the star of H, He, C, N, O, Mg, Si and S (Table 7). The differences $\Delta \lg NH$ between the mean values of $\lg NH$ for κ Cassiopeae obtained in this paper and by A. A. Boyarchuk [3] and the mean values of $\lg NH$ for B stars given by M. G. Minnaert [15] are given in Table 7, in the last column.