

**СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
МАГНИТНО-ПЕРЕМЕННОЙ ЗВЕЗДЫ  $\alpha^2$  CVn  
ПО СПЕКТРОГРАММАМ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ**

**III. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ СКОРОСТЕЙ В АТМОСФЕРЕ  
С УЧЕТОМ «ЭФФЕКТА ПЯТНИСТОСТИ»**

*И. М. Копылов, Р. Н. Кумайгородская*

По серии спектрограмм с дисперсией 1.3 Å/мм, полученных для  $\alpha^2$  CVn в разных фазах, исследовано влияние «эффекта пятнистости» (неравномерного распределения химических элементов по поверхности звезды) на величины микротурбулентных скоростей, найденных методом кривых роста. С учетом этого эффекта для ряда фаз цикла определены микротурбулентные скорости в атмосфере по различным элементам; для большинства редкоземельных элементов (Eu II, Dy II, Sm II и др.) они оказываются в несколько раз больше определявшихся ранее. Выявлена корреляция между величиной турбулентной скорости и магнитной широтой звезды — от магнитного экватора к полюсам скорости возрастают от 1.5—2 до 10—13 км/сек. В распределении скоростей обнаруживается также долготный эффект.

On 1.3 Å mm<sup>-1</sup> spectrograms obtained for  $\alpha^2$  CVn in different phases the influence of the «spot effect» (non-uniform distribution of chemical elements over the star's surface) has been investigated on the values of the microturbulent velocities found by the curve-of-growth method. Allowing for this effect the microturbulent velocities in the atmosphere are determined for a number of phases of the cycle using different elements; for most of the rare-earth elements (Eu II, Dy II, Sm II and others) they proved to be several times as great as those determined previously. A correlation is found between the value of the turbulent velocity and the stellar magnetic latitude — the velocities increase from 1.5—2 to 10—13 km/s in going from the magnetic equator towards the poles. Also a longitude effect is detected in the distribution of the velocities.

**§ 1. ВВЕДЕНИЕ**

Выполненные к настоящему времени определения турбулентных скоростей в атмосферах магнитных звезд типа  $\alpha^2$  CVn показывают, что в ряде случаев эти скорости у магнитных звезд увеличены по сравнению с нормальными звездами (4—5 км/сек. против 2—3 км/сек.) [1, 2], а иногда понижены, как, например, по данным [3]. Это обстоятельство может быть, вообще говоря, следствием спектральной переменности магнитных звезд: разные авторы определяют значения турбулентных скоростей для разных фаз изменения интенсивностей линий. Но в основном, как нам представляется, это — следствие некорректности прямого применения методики определения турбулентных скоростей в атмосферах магнитных звезд с помощью кривых роста. Если учесть, что химические элементы распределены по поверхности вращающихся магнитных звезд не равномерно, а концентрируются в некоторых «пятнах» [4, 5], то возникает необходимость иного подхода к определению турбулентных скоростей у такого типа звезд и существенного изменения методики их определения.

Очевидно, что если линии какого-либо элемента образуются в данный момент (или при данной фазе) только на части поверхности звезды, например в пятне, то поглощение в этих линиях следует соотносить с непрерывным излучением, возникающим только в пределах площади пятна, а не с непрерывным излучением всего видимого диска звезды в целом, как это обычно делается. Отнесение поглощения в линии, образующейся в пятне ограниченной площади, к непрерывному спектру всего видимого диска звезды фиктивно ослабляет линию, когда на самом деле она может быть сильной. Таким образом, прежде чем использовать для определения турбулентных скоростей в атмосферах магнитных звезд метод кривых роста в его обычном виде, необходимо исправить наблюдаемые (полученные по спектрограммам) эквивалентные ширины спектральных линий умножением их на некий коэффициент  $r$ , пропорциональный (или равный) отношению площади видимого полушария звезды  $S_*$ , в котором формируется непрерывный спектр, к видимой при данной фазе площади пятна  $S$ , в котором формируется спектральная линия. О необходимости введения подобных поправок при интерпретации спектров магнитных звезд упоминалось ранее в [6].

В общем случае, при неоднородном распределении химического элемента (или элементов) в пределах пятна, следует определять *эффективную* площадь пятна, с учетом эффектов проекции, потемнения непрерывного излучения и ослабления линий к краю диска. Естественно, что потемнение к краю необходимо учитывать и при определении площади видимого полушария звезды. Следовательно, мы должны полагать, что

$$r = S_*/S(P) \quad (1)$$

и  $W_\lambda = W'_\lambda \cdot r$ , где  $S_*$  есть эффективная площадь видимого полушария звезды с учетом потемнения к краю,  $S(P)$  — эффективная площадь пятна в момент  $P$  с учетом потемнения излучения и ослабления линий к краю,  $W'_\lambda$  — «наблюдаемая» эквивалентная ширина линии в спектре звезды,  $W_\lambda$  — «истинная» эквивалентная ширина линии в пятне.

В связи с этим становится очевидным, что не только скорости турбулентных движений, но и все другие характеристики атмосферы магнитной звезды, получаемые путем анализа линейчатого спектра, такие как температура, химический состав, электронное давление и др., можно правильно интерпретировать, только если учитывать неоднородное распределение химических элементов по поверхности звезды.

Целью настоящего исследования является уточнение распределения ряда химических элементов по поверхности  $\alpha^2$  CVn, нахождение законов распределения интенсивностей линий внутри пятен, определение эффективных размеров пятен для конкретных фаз спектральной переменности и определение турбулентных скоростей в этих пятнах методом кривых роста с учетом «эффекта пятнистости».

## § 2. ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКОНОВ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ЛИНИЙ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ПО ПОВЕРХНОСТИ $\alpha^2$ CVn

Для определения эффективных площадей пятен концентрации различных элементов нам необходимо найти и исследовать законы распределения интенсивностей линий этих элементов по поверхности звезды. Для выявления этих законов мы использовали выводы работы [5], привлекая в случае необходимости результаты исследований  $\alpha^2$  CVn другими авторами, в частности Д. Пайпер [4] и Э. Бём-Витензе [7].

Редкоземельные элементы. При подборе и анализе законов распределения интенсивностей линий редкоземельных элементов (Eu II, Dy II, Sm II, Ce II, Gd II, Pr II и др.) по поверхности  $\alpha^2$  CVn мы основывались на следующих данных наблюдений и вычислений:

- 1) изменениях величин  $W'_\lambda$  с фазой, полученных в [5];
- 2) изменениях лучевых скоростей  $v_r$  и напряженности магнитного поля  $H_e$  из [4];
- 3) усредненных оценках распределения интенсивностей линий этих элементов из [4];
- 4) предположении, что распределение этих элементов по поверхности звезды симметрично (в первом приближении) по отношению к магнитной оси.

Лучше всего имеющейся совокупности данных о редкоземельных элементах соответствует в общей форме закон

$$\sin^3 [a\varphi_m + (1+a)\pi/2], \quad (2)$$

где  $\varphi_m$  — магнитная широта. Точнее, относительная концентрация атомов (или распределение интенсивностей линий) редкоземельных элементов на единице площади поверхности звезды меняется с магнитной широтой  $\varphi_m$  по закону

$$I = I_0 \sin^3 [a\varphi_m + (1+a)\pi/2], \quad (3)$$

при этом относительная концентрация атомов равна  $I_0$  у отрицательного магнитного полюса и равна нулю при  $\varphi_m^0 = -(1+a)\pi/2a$ , причем  $\varphi_m^0$  может быть формально и больше  $+\pi/2$ .

Предварительные оценки показали, что для редкоземельных элементов, степень концентрации которых к отрицательному магнитному полюсу, вообще говоря, различна, имеет место соотношение  $+60^\circ < \varphi_m^0 < +110^\circ$ , т. е. слабые периферийные области пятен простираются в положительное магнитное полушарие звезды до довольно высоких широт, в ряде случаев не сходя на нет и при  $\varphi_m = +\pi/2$ . Наибольшую концентрацию к отрицательному магнитному полюсу среди редкоземельных элементов обнаруживает Eu II, для которого  $\varphi_m^0 \approx +60 \div +70^\circ$ .

Для фазы  $P=0.0$ , когда линии редкоземельных элементов наиболее интенсивны, имеем для интегральной концентрации атомов Eu II по видимому полушарию звезды выражение

$$I(0.0) = I_0 \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \sin^3 (\pi/5 - 3/5 \cdot \varphi_m) \cos \varphi_m \cos (\varphi_m + \pi/18) d\varphi_m \times \\ \times \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \cos \lambda_m d\lambda_m \int_0^{\pi/2} (1-d+d \cos \theta)(1-w+w \cos \theta) d\theta. \quad (4)$$

Здесь  $\varphi_m$  и  $\lambda_m$  — магнитная широта и долгота \* звезды,  $d$  и  $w$  — коэффициенты потемнения диска и ослабления линий от центра к краю соответственно,  $\theta$  — угловое расстояние данной точки пятна от центра видимого полушария звезды. Произведение интегралов в правой части (4) представляет собой искомую эффективную площадь пятна Eu II при данной фазе. При фазе 0.0 отрицательный магнитный полюс располагается на расстоянии  $10^\circ$  от края видимого полушария звезды [4]. Это обстоятель-

\* Здесь и в дальнейшем магнитная долгота  $\lambda_m$  отсчитывается от центрального меридиана видимого полушария звезды при рассматриваемой фазе (в направлении вращения звезды).

ство учтено введением в первом интеграле (4) множителя  $\cos(\varphi_m + \pi/18)$  вместо  $\cos \varphi_m$ .

Произведем некоторое упрощение выражения (4). Во-первых, произведение  $DW = (1 - d + d \cos \theta)(1 - w + w \cos \theta)$  рационально представить в виде единого закона  $G = 1 - g + g \cos \theta$  с соответствующим подбором коэффициента  $g$ . Согласно [4], для  $\alpha^2 CVn$  можно принять  $d = 0.52$  и  $w = 0.19$ . Тогда при  $g = 0.64$  закон  $G$  аппроксимирует произведение  $DW$  с точностью порядка 0.01 практически во всем интервале изменений угла  $\theta$  от нуля до  $\pi/2$ . Далее для данной фазы с достаточной степенью точности можно положить

$$\cos \theta = \cos \lambda_m \cos(\varphi_m + \pi/18).$$

Тогда после разделения переменных и взятия интегралов по  $\lambda_m$  получаем выражение (4) в виде

$$I(0.0) = 2I_0 \left[ (1 - g) \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \sin^3(\pi/5 - 3/5 \cdot \varphi_m) \cos \varphi_m \cos(\varphi_m + \pi/18) d\varphi_m + \right. \\ \left. + 0.785g \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \sin^3(\pi/5 - 3/5 \cdot \varphi_m) \cos \varphi_m \cos^2(\varphi_m + \pi/18) d\varphi_m \right]. \quad (5)$$

Соответственно для фазы  $P = 0.5$  (минимум интенсивностей линий Eu II, положительный магнитный полюс расположен в центре видимого полушария звезды [4]) имеем в результате аналогичных рассуждений выражение

$$I(0.5) = 2\pi I_0 \left[ (1 - g) \int_0^{\pi/2} \sin^3(\pi/5 - 3/5 \cdot \varphi_m) \cos \varphi_m \sin \varphi_m d\varphi_m + \right. \\ \left. + g \int_0^{\pi/2} \sin^3(\pi/5 - 3/5 \cdot \varphi_m) \cos \varphi_m \sin^2 \varphi_m d\varphi_m \right]. \quad (6)$$

Переходя от  $I$  к  $W'_\lambda$ , можно записать, что

$$W'_\lambda(0.0) = W_0 S(0.0) \quad \text{и} \quad W'_\lambda(0.5) = W_0 S(0.5); \quad (7)$$

здесь  $W_0$  — эквивалентная ширина линии у отрицательного магнитного полюса, образующейся на единичной площади поверхности звезды;  $S(0.0)$  и  $S(0.5)$  — эффективные площади пятен редкоземельных элементов при фазах 0.0 и 0.5 соответственно.

Справедливость принятого закона распределения интенсивностей линий редкоземельных элементов по поверхности звезды проверяется вычислением отношения

$$n_1 = I(0.0)/I(0.5) = S(0.0)/S(0.5) \quad (8)$$

и сравнением его с отношением

$$n_2 = W'_\lambda(0.0)/W'_\lambda(0.5), \quad (9)$$

полученным из наблюдений [5].

Если  $n_1 \approx n_2$ , то имеются все основания полагать, что принятый закон распределения интенсивностей линий редкоземельных элементов по поверхности звезды соответствует в общих чертах их истинному распределению. Так, вычисления по формулам вида (5) и (6) для Eu II при  $\varphi_m^0 = 60^\circ$



дают:  $S(0.0)=0.772$ ,  $S(0.5)=0.040$  и  $n_1=19.3$ , а при  $\varphi_m^0=70^\circ$  дают:  $S(0.0)=0.865$ ,  $S(0.5)=0.065$  и  $n_1=13.3$ . Полученное из наблюдений значение  $n_2$  для линий Eu II равно 13.3 (значения  $n_2$  для редкоземельных элементов можно получить из рис. 1).

Из (7) следует, что, определив значение  $S(P)$  для одной из фаз, мы получаем возможность находить эффективную площадь пятна  $S(P)$  для любой фазы  $P$  по соотношению типа

$$S(P) = S(0.0) W'_\lambda(P)/W'_\lambda(0.0). \quad (10)$$

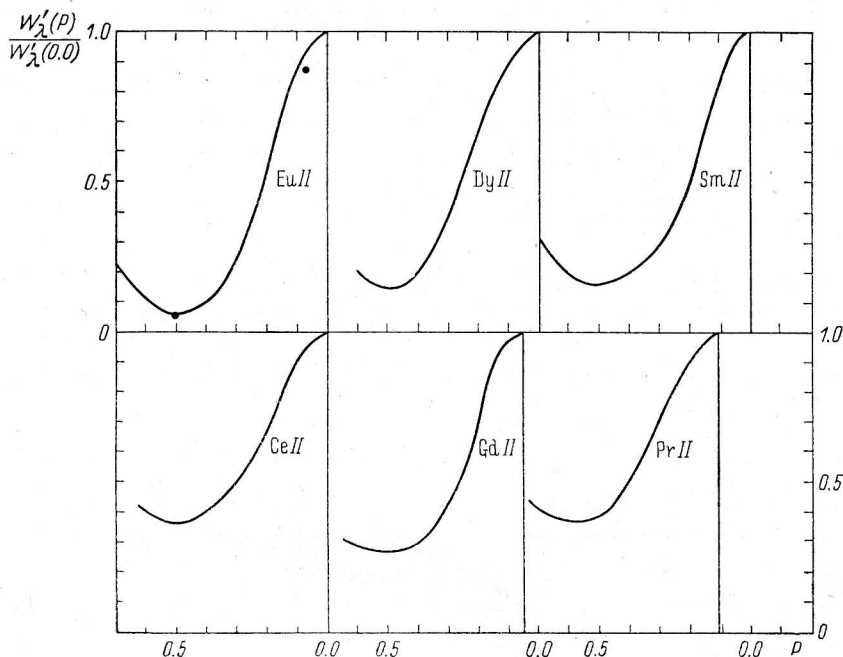


Рис. 1. Относительные изменения  $W'_\lambda$  линий редкоземельных элементов с фазой.

Точки для Eu II — вычисленные значения.

То, что отношение  $n_2$ , как показывает рис. 1, не одинаково для всех редкоземельных элементов и меняется в довольно широких пределах ( $2.7 < n_2 < 13.3$ ), свидетельствует о различной степени концентрации их к отрицательному магнитному полюсу. Другими словами, в выражении (3) параметр  $a$  для разных редкоземельных элементов будет также различным и лежать в пределах  $-0.60 < a < -0.45$ .

Необходимо упомянуть еще об одной особенности в распределении редкоземельных элементов по поверхности  $\alpha^2$  CVn. Комплексный анализ кривых изменения величин  $W'_\lambda$ ,  $v_r$  и  $He$  для этих элементов с фазой показывает, что центры пятен концентрации большинства редкоземельных элементов расположены в непосредственной близости к отрицательному магнитному полюсу или совпадают с ним. Максимум же величин  $W'_\lambda$  соответствует фазе 0.0 только для одной группы редкоземельных элементов (Eu II, Dy II, Sm II, Ce II), а для другой группы (Gd II, Pr II, Nd II) приходится на фазы 0.89—0.95. Однако и в случае последней группы элементов можно использовать вычисленные значения  $S(0.0)$  и  $S(0.5)$  при соответствующем подборе параметра  $a$  по величинам  $n_2$ , но относить их

не к фазам 0.0 и 0.5, а к фазам 0.89—0.95 и 0.39—0.45 соответственно. Соотношения вида (10), естественно, сохраняют силу и для Gd II, Pr II и Nd II.

В табл. 1 для редкоземельных элементов, линии которых использовались в дальнейшем при построении кривых роста, приведены значения  $S(0.0)$  и  $S(0.5)$  (с вышеупомянутой оговоркой относительно Gd II и Pr II) и другие данные, убедительно свидетельствующие о существенно различной степени концентрации этих элементов к отрицательному полюсу звезды.

ТАБЛИЦА 1

Элемент	$\frac{W_{\lambda}(0.0)}{W_{\lambda}(0.5)}$	$a$	$\varphi_m^0$	$S(0.0)$ , рад.	$S(0.5)$ , рад.	$\varphi_m(0.0)$	$\varphi_m(0.5)$	$-v_r$ , км/сек.	$+v_r$ , км/сек.	$\varphi_m(-)$	$\varphi_m(+)$	$H_e(0.5)$ , кгс
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Eu II	13.3	-0.563	+70°	0.865	0.065	<-29°	+24°	-12.6	+12.4	-23°	-24°	+1.6
Dy II	6.7	-0.505	+88	1.03	0.15	<-26	+29	-12.8	+11.6	-24	-20	+2.2
Sm II	5.9	-0.498	+91	1.06	0.18	<-25	+30	-11.6	+14:	-20	-27	—
Ce II	2.7	-0.460	+106	1.21	0.45	-23	+34	-10:	+10:	-17	-17	+3.0
Gd II	3.7	-0.470	+102	1.16	0.31	-24	+33	-10.4	+12.4	-18	-22	+1.8
Pr II	3.3	-0.465	+104	1.18	0.36	-23	+34	—	—	—	—	—

Некоторые столбцы табл. 1 требуют пояснений. В столбце 4 значения  $\varphi_m^0 > 90^\circ$  означают, что для данного элемента интенсивности линий больше нулевых даже на положительном магнитном полюсе. В столбцах 7 и 8 приведены магнитные широты эффективных центров видимых пятен при фазах 0.0 и 0.5. В столбцах 9 и 10 даны лучевые скорости при появлении и исчезновении пятна на краю диска, в столбцах 11 и 12 — соответствующие магнитные широты, вычисленные по значениям скоростей  $-v_r$  и  $+v_r$ .

ТАБЛИЦА 2

Элемент	Фаза			Элемент	Фаза		
	0.01	0.81	0.91		0.01	0.81	0.91
Eu II	0.88	0.54	—	Ce II	1.20	0.84	1.09
Dy II	1.04	0.72	—	Gd II	1.05	0.84	1.09
Sm II	1.08	0.55	—	Pr II	0.97	1.09	1.14

В табл. 2 приведены вычисленные значения  $S(P)$  для тех фаз, для которых строились кривые роста.

Элементы «железного пика» (Fe, Ti Cr). Для определения эффективной площади пятен концентрации элементов «железного пика» также необходимо было подобрать закон распределения атомов (интенсивностей линий) этих элементов по поверхности звезды. При этом мы основывались на следующих данных наблюдений и определений:

1) изменениях лучевых скоростей, находимых по линиям этих элементов [4];

2) результате о том, что ось вращения образует с лучом зрения угол  $i=50^\circ$  [4];

3) выводе о том, что наблюдаемая скорость вращения звезды на экваторе  $V_e=18$  км/сек.;

4) моментах  $P_-$  и  $P_+$  появления «переднего» и исчезновения «заднего» края пятна и значениях лучевых скоростей этих частей пятна  $-v_r$  и  $+v_r$ , моментах  $P_0$  прохождения центров тяжести пятен через центральный меридиан ( $\gamma=-0.8$  км/сек.).

Для элементов Fe II, Ti II, Cr II в [4] построена усредненная карта распределения интенсивностей линий (в условных единицах) по поверхности  $\alpha^2$  CVn. Эта карта позволила получить ход изменения интенсивности

линий в виде тригонометрической функции углового расстояния от геометрического центра пятна (точки максимальной интенсивности линий в пятне). Для всех четырех пятен (2а, 2б, 2с, 2д по терминологии [4]) лучше всего выполняется один и тот же закон распределения

$$I = I_0 \cos^2 \alpha, \quad (11)$$

где  $\alpha$  — угловое расстояние данной точки пятна от его центра,  $I_0$  — интенсивность линий в центре пятна (рис. 2). Предполагалось для про-

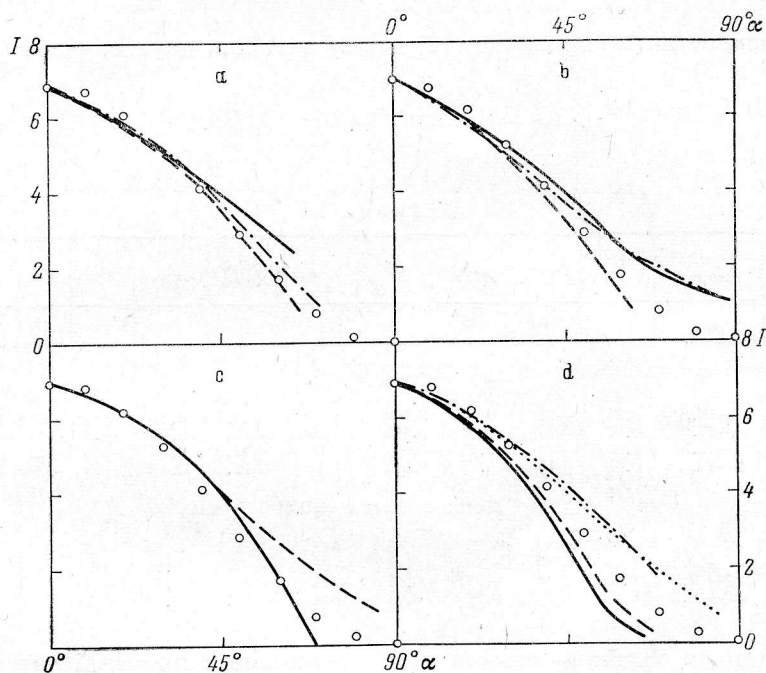


Рис. 2. Кривые изменения интенсивностей линий элементов «железного пика» в пятнах а, б, с, д при различных позиционных углах.

Светлые кружки — значения  $I$ , полученные по закону  $I = I_0 \cos^2 \alpha$ .

сты расчетов, что пятна имеют круглую форму, хотя есть признаки, свидетельствующие об эллиптичности пятен (с вытянутостью вдоль магнитного экватора). Эллиптичность проявляется в несколько различном изменении интенсивностей линий с удалением от центра пятна при разных позиционных углах. Однако вытянутость  $(a-b)/a$  относительно невелика, порядка 0.20—0.25, и пятна можно считать круглыми с  $r = \sqrt{ab}$ .

Из рис. 2 следует, что закон (11) достаточно хорошо представляет в среднем распределение интенсивности линий во всех четырех пятнах концентрации элементов «железного пика» и может быть использован для количественных определений интегральной яркости пятен и их эффективных площадей при различных фазах.

Были вычислены интегральные яркости  $I(\theta)$  пятна для двух крайних случаев: а) центр пятна совпадает с центром видимого полушария звезды

( $\theta=0$ ); б) центр пятна располагается на краю диска ( $\theta=\pi/2$ ). Соответствующие формулы имеют вид

$$I(0) = 2\pi I_0 \int_0^{\pi/2} \cos^3 \theta \sin \theta (1 - g + g \cos \theta) d\theta, \quad (12)$$

$$I(\pi/2) = 2I_0 \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi (1 - g + g \cos \varphi \cos \lambda) \cos \lambda d\varphi d\lambda. \quad (13)$$

Здесь  $\varphi$  и  $\lambda$  — условные широта и долгота произвольной точки пятна при  $i=\pi/2$ .

Численное интегрирование (12) и (13) дает для двух случаев (переходим от  $I$  к  $S$ )

$$S(0) = 1.45 \text{ и } S(\pi/2) = 0.278. \quad (14)$$

Таблица 3

Элемент	$-v_r$ , км/сек.	$P_-$	$\varphi_r(-)$	$P_0$	$\Delta P$	$\lambda_r$	$+v_r$ , км/сек.	$P_+$	$\varphi_r(+)$	$\varphi_r$	$\theta$	$\delta$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13

Пятно а, фаза  $P=0,27$

Fe I, Fe II	-16.2	0.84	+16°	0.19	0.080	+29°	+12.7	0.44	+26°	+21°	31°	118°
Ti II, (V II)	-17.2	0.83	+10	0.15	0.115	+43	+13.0	0.44	+26	+18	41	115
Cr II, (Mn II)	-15.5	0.81	+19	0.23	0.035	+14	+11.2	0.44	+30	+25	18	125
Cr I, (Mn I)	-17.2	0.81	+10	0.17	0.100	+36	+11.8	0.44	+29	+20	36	117

Пятно d, фаза  $P=0,81$

Fe I, Fe II	≤ -7.2	≤ 0.65	≤ 38	0.76	0.05	+18	+12.7	0.13	+26	+32	16	138
Ti II, (V II)	≤ -10.2	≤ 0.65	≤ 33	0.88	-0.07	-32	+12.8	0.14	+26	+30	27	133
Cr II, (Mn II)	≤ -7.2	≤ 0.65	≤ 38	0.77	0.04	+14	+10.3	0.13	+33	+35	12	143
Cr I, (Mn I)	≤ -8.2	≤ 0.65	≤ 36	0.77	0.04	+14	+8.8	0.13	+35	+35	12	143

Следующая задача — вычисление интегральных яркостей пятен а и d для избранных нами фаз 0.27 и 0.81 соответственно, для чего необходимо в первую очередь определить конкретные значения  $\theta$  для этих пятен. В результате анализа всей совокупности спектроскопических наблюдений  $\alpha^2$  CVn из [4, 5 и др.] для пятен а и d была составлена табл. 3. Химические элементы (1-й столбец) сгруппированы в соответствии с моментами  $P_0$  прохождения центра пятна каждого элемента через центральный меридиан видимого полушария звезды ( $\gamma = -0.8$  км/сек. [5]). Значения  $P_0$  свидетельствуют о том, что «внутри» каждого данного пятна разные элементы имеют несовпадающие центры: различия в  $P_0$  достигают 0.10—0.12 (Fe II и Ti II в пятне d). Рис. 3 иллюстрирует масштабы этих различий для четырех групп элементов в пятнах а и d. В последующих столбцах табл. 3 даны: 2-й столбец — лучевая скорость при появлении пятна; 3-й — момент появления пятна; 4-й — «эффективная» широта (в координатах вращения) передней границы пятна, найденная по  $-v_r$ ; 5-й — момент прохождения пятна через центральный меридиан; 6-й —  $\Delta P = P - P_0$  для фазы  $P=0.27$  в случае пятна а и  $P=0.81$  в случае пятна d; 7-й — долгота центра пятна (в координатах вращения)  $\lambda_r = 2\pi\Delta P$  для фаз  $P=0.27$  и  $P=0.81$ ; 8-й — лучевая скорость при исчезновении пятна; 9-й — момент исчезновения пятна; 10-й — «эффективная» широта «задней» границы пятна, найденная по  $+v_r$ ; 11-й — широта центра пятна  $\varphi_r$  — полусумма  $\varphi_r(-)$  и  $\varphi_r(+)$ ; 12-й — угловое расстояние центра пятна от центра видимого полушария звезды (см.



рис. 4) в фазе  $P=0.27$  для пятна а и  $P=0.81$  для пятна d, вычисленное по формуле

$$\cos \theta = \cos i \sin \varphi_r + \sin i \cos \varphi_r \cos \lambda_r; \quad (15)$$

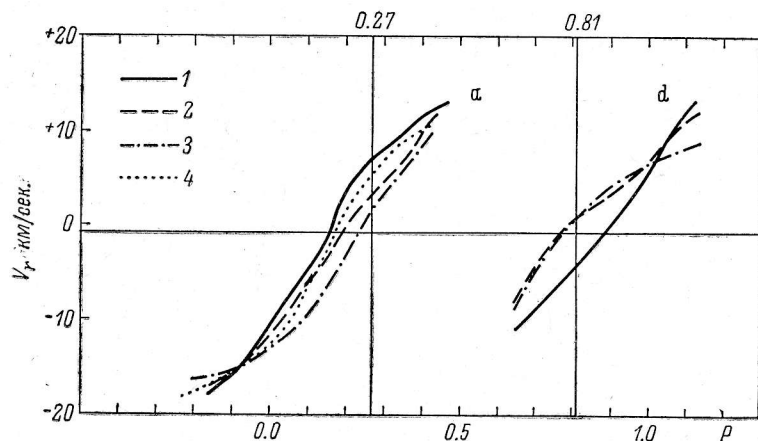


Рис. 3. Кривые изменения лучевых скоростей для элементов «железного пика» с фазой в пятнах а и d.

1 — для Ti II; 2 — для Fe I, Fe II; 3 — для Cr II; 4 — для Cr I.

13-й — длина дуги  $\delta$ , которую проходит пятно, расположенное на широте  $\varphi_r$ , при движении от центрального меридиана ( $P=P_0, \theta=\theta_0$ ) до края диска ( $\theta=\pi/2$ ), причем

$$\delta = \lambda_r(\theta=\pi/2) = \pi/2 [1 + \operatorname{tg}(\pi/2 - i) \operatorname{tg} \varphi_r]. \quad (16)$$

В случае  $\alpha^2$  CVn  $i=50^\circ$ .

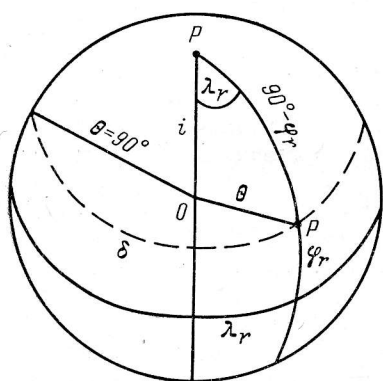


Рис. 4. К вопросу определения  $\theta$  для пятен а и d.

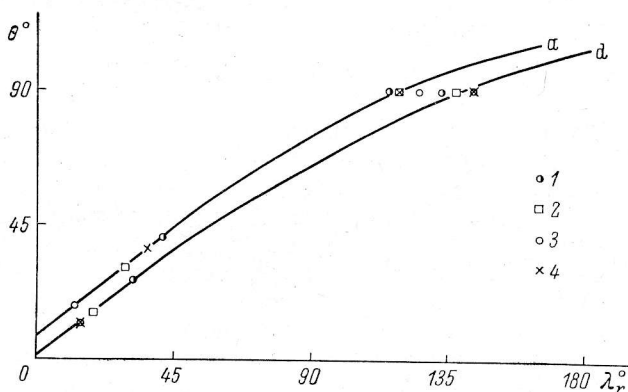


Рис. 5. Зависимость  $(\theta, \lambda_r)$  для пятен а и d.

1 — для Ti II; 2 — для Fe I, Fe II; 3 — для Cr II; 4 — для Cr I.

Таким образом, мы устанавливаем зависимость между угловым расстоянием  $\theta$  центра пятна от центра диска звезды и долготой  $\lambda_r$  для всех элементов «железного пика», образующих пятна а и d (рис. 5), что позволяет нам найти и проверить закон изменения интегральной яркости и эффективной площади пятна с фазой от момента прохождения пятна через центральный меридиан ( $\theta=\theta_0$ ) до прихода центра пятна на край

диска ( $\theta = \pi/2$ ) и до полного исчезновения пятна ( $\theta = \theta_{\text{lim}}$ ). Последнему моменту при конечных размерах пятна соответствуют значения  $\theta_{\text{lim}} > \pi/2$ ; точечное пятно исчезает при  $\theta_{\text{lim}} = \pi/2$ . Поскольку  $I(P) \sim I(P_0) S(P) \sim W'_\lambda(P_0) S(P)$ , мы можем записать, что  $W'_\lambda(\theta) = W'_\lambda(\theta_0) S(\theta)$ , т. е. выразить ход изменения эквивалентных ширин линий с фазой в виде функции углового расстояния центра пятна от центра диска звезды.

В [4] приводятся относительные изменения интенсивностей линий Fe II, Ti II и Cr II с фазой, что позволяет найти из наблюдений значения  $W'_\lambda(\theta) / W'_\lambda(\theta_0)$  или  $S(\theta)$  для пятен а и d при различных  $\theta$ . Эти зависимости показаны на рис. 6 (светлые и черные кружки для пятен а и d соответственно). Здесь же нанесены теоретические кривые изменения эф-

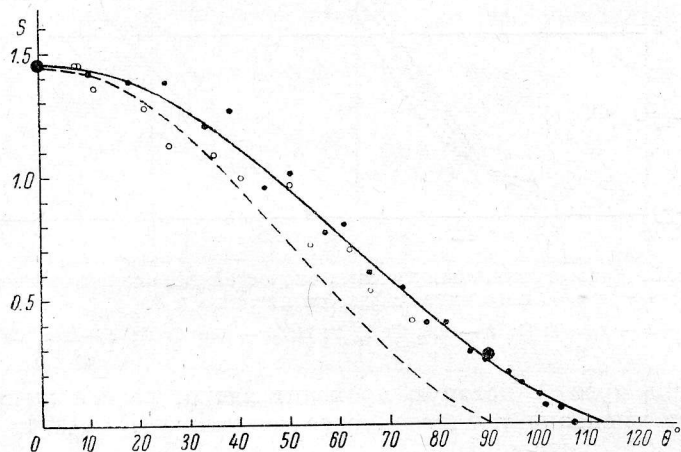


Рис. 6. Зависимости  $S$  от  $\theta$  для пятен а и d. (Пояснения в тексте).

фективной площади (или интегральной яркости) для протяженного (сплошная линия) и точечного (штриховая линия) пятна в зависимости от  $\theta$ , т. е. кривые вида

$$S(\theta) = S(0) \cos k\theta (1 - g + g \cos k\theta). \quad (17)$$

Здесь  $k=1$  для точечного и  $k = \pi/2 \theta_{\text{lim}}$  для протяженного пятна. Большими черными кружками на рис. 6 нанесены вычисленные значения  $S(0) = 1.45$  и  $S(\pi/2) = 0.278$  (см. (14)).

Из рис. 6 следует, что полученный из наблюдений ход  $W'_\lambda(P) \sim S(\theta)$  может быть представлен с необходимой и достаточной точностью законом (17). Большой разброс точек для пятна а обусловлен скорее всего частичным блендированием его линий линиями пятна b при фазах 0.2—0.4. Для линий пятна d блендирование относительно невелико.

Рис. 6 позволяет нам для линий элементов «железного пика» в пятнах а и d, для избранных нами фаз 0.27 и 0.81 соответственно, находить эффективные площади пятен  $S(\theta)$  по значениям  $\theta$  из 12-го столбца табл. 3. Привлечение рис. 5 позволяет находить  $S(\theta)$  для любых других фаз. Найденные значения  $S(\theta)$  приведены в табл. 4.

ТАБЛИЦА 4

Элемент	$S(\theta)$ для пятна а	$S(\theta)$ для пятна d	Элемент	$S(\theta)$ для пятна а	$S(\theta)$ для пятна d
Fe I, Fe II	1.25	1.40	Cr II, (Mn II)	1.39	1.42
Ti II, (V II)	1.09	1.29	Cr I, (Mn I)	1.17	1.42

Ионизованный кремний. Для определения эффективной площади пятна концентрации кремния мы выбрали закон распределения интенсивностей линий этого элемента по поверхности, основываясь на следующих данных:

1) максимум интенсивности линий Si II соответствует фазе 0.41, минимум — фазе 0.93; отсюда следует, что концентрация атомов Si II возрастает к положительному магнитному полюсу;

2) отношение эквивалентных ширин  $W_\lambda$  линий Si II в максимуме и минимуме невелико, что говорит о сравнительно слабой концентрации атомов;

3) распределение атомов Si II по поверхности примерно симметрично по отношению к магнитной оси звезды.

Последнее допущение справедливо только в первом приближении. Действительно, при вращении звезды максимум интенсивностей линий Si II «опережает» максимум He на  $0.09 P$ , т. е. геометрический центр пятна Si II смещен относительно положительного магнитного полюса на  $30-35^\circ$  по  $\lambda$ . Поэтому правильнее (и проще) искать закон изменения интенсивностей линий Si II по поверхности, как и в случае элементов «железного пика», в виде функции углового расстояния  $\alpha$  произвольной точки от центра пятна. Для проверки приемлемости выбранного закона достаточно определить  $S$  для фазы 0.41 (центр пятна практически совпадает с центром диска звезды) и 0.93 (центр пятна находится практически на краю диска).

Изменение интенсивности линий Si II по поверхности звезды задаем в виде закона

$$I = I_0 \cos \alpha/2, \quad (18)$$

т. е. относительная концентрация атомов равна  $I_0$  в центре пятна и равна нулю при  $\alpha = \pi$ , в «антицентре». Тогда для фаз 0.41 и 0.93 имеем для интегральной концентрации атомов Si II по видимому полушарию звезды выражения, сходные с (12) и (13):

$$I(0.41) = 2\pi I_0 \int_0^{\pi/2} \cos \theta/2 \cos \theta \sin \theta (1 - g + g \cos \theta) d\theta, \quad (19)$$

$$I(0.93) = 2I_0 \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \int_0^{\pi/2} \cos(\varphi/2 - \pi/4) \cos^2 \varphi (1 - g + g \cos \varphi \cos \lambda) \cos \lambda d\varphi d\lambda. \quad (20)$$

Здесь, как и в случае (12) и (13),  $\varphi$  и  $\lambda$  — условные широта и долгота при  $i = \pi/2$ .

Интегрируя (19) и (20) и переходя к  $S$ , получаем

$$S(0.41) = 2.28, \quad S(0.93) = 1.67. \quad (21)$$

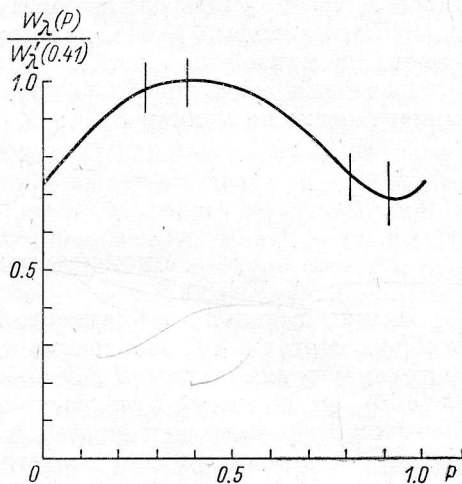


Рис. 7. Относительное изменение  $W_\lambda'$  линий Si II с фазой.

Черточками на кривой отмечены изучаемые фазы.

Отсюда  $n_1=1.37$ ; наблюдения дают  $n_2=1.47$ . Это означает, что степень концентрации Si II к центру пятна несколько больше, чем дает закон  $\cos \alpha/2$ . Однако простейшие рассуждения, учитывающие эффекты проекции и потемнения к краю, приводят к выводу, что влияние любых вариаций закона концентрации на величины  $S_{\max}$  значительно меньше, чем на  $S_{\min}$  — это находит отражение в изменениях  $S(0.0)$  и  $S(0.5)$  в табл. 1 и в изменениях  $S(P)$  в (14) и (21). Элементарные расчеты показывают, что в случае Si II для получения равенства  $n_1=n_2=1.47$  достаточно изменить закон концентрации так, чтобы  $S(0.41)$  стала равной 2.23. После этого легко получить для интересующих нас фаз необходимые значения  $S(P)$  по величине  $S(0.41)$ , пользуясь соотношением (10), или, что то же самое, по кривой на рис. 7.

Приводим значения  $S(P)$  для четырех фаз, для которых строились кривые роста по линиям Si II:

$P$	0.27	0.38	0.81	0.91
$S(P)$	2.17	2.23	1.65	1.53

### § 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА $r$

Для вычисления коэффициента  $r$ , физический смысл которого пояснен в общих чертах в § 1, необходимо определить эффективную площадь видимого полушария звезды  $S_*$ . Очевидно, что при некотором общем законе  $\Phi(\theta, \psi)$  распределения интенсивностей линий какого-либо элемента по поверхности звезды при данной фазе выражение для наблюдаемой эквивалентной ширины можно представить в виде

$$W'_\lambda = \frac{I_0 \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \Phi(\theta, \psi) G \sin \theta \cos \theta d\psi d\theta}{I_0 \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} D \sin \theta \cos \theta d\psi d\theta}. \quad (22)$$

Здесь  $I_0$  — интенсивность излучения в непрерывном спектре звезды с единицы площади в центре диска,  $I_0$  — интенсивность линии в центре пятна, также приведенном к центру диска звезды. Очевидно, что  $I_0/I_0$  есть искомая эквивалентная ширина  $W'_\lambda$  линии, формирующейся в центре пятна, расположенного в центре диска звезды. Интеграл в знаменателе выражения (22) — эффективная площадь полушария звезды  $S_*$  — при значении коэффициента  $d=0.52$  равен 2.61. Тогда

$$W_\lambda = W'_\lambda S_*/S(P) = W'_\lambda 2.61/S(P)$$

и

$$r = 2.61/S(P), \quad (23)$$

где  $S(P)$  берутся из соответствующих таблиц § 2.

Итак, физический смысл коэффициента  $r$  заключается в следующем. Вводя этот коэффициент, мы переходим от наблюдаемой эквивалентной ширины линии  $W'_\lambda$ , формирующейся в произвольно расположенном на поверхности звезды пятне, освобождаясь при этом от эффектов проекции, потемнения и ослабления, к эквивалентной ширине линии  $W_\lambda$ , образующейся в центре пятна, приведенном к центру видимого полушария звезды. При этом, конечно, неявно предполагается, что в пределах эффективных размеров пятна основные физические параметры атмосферы изменяются незначительно.



#### § 4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ СКОРОСТЕЙ

При построении кривых роста для элементов, рассмотренных в § 2, учитывались по возможности три условия:

а) чтобы были известны силы осцилляторов для нескольких мультиплетов с числом достаточно хорошо наблюдаемых линий, большим двух;

б) чтобы избранные фазы, для которых обрабатывались регистрограммы и строились кривые роста, были относительно близки к фазам максимальной интенсивности линий данного элемента;

в) чтобы качество спектрограмм для избранных фаз было наилучшим.

Из-за чрезвычайной сложности спектра  $\alpha^2$  CVn, ограниченного набора сил осцилляторов для некоторых элементов и разного качества спектрограмм выполнить все три условия для всех элементов было нелегко. Однако для всего набора элементов удалось построить с достаточной точностью около 20 независимых кривых роста. Кривые роста строились двумя авторами независимо, вплоть до определения значений  $\Delta'$  (см. ниже). Средняя ошибка значений  $\Delta'$  составляла около 0.02.

Теоретическая кривая роста бралась в форме, предложенной А. Унзольдом. Из известного выражения для разницы между значениями ординат у эмпирической и теоретической кривых роста

$$\Delta' = \lg \frac{W'_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6 - \lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot \frac{c}{2R_c v'_t} = \lg \frac{2R_c v'_t}{c} \cdot 10^6 \quad (24)$$

следует, что исправленное за «пятнистость» значение  $\Delta = \Delta' + \lg r$ , а  $\lg v_t = \lg v'_t + \lg r$ . Это позволяет обычным путем провести определение  $v'_t$  по наблюдаемым эквивалентным ширинам и затем для получения  $v_t$  воспользоваться коэффициентом  $r$ . Значения  $R_c$  в (24) для разных фаз брались из [8]. После учета коэффициента  $r$  в величины  $v_t$  вводились поправки за тепловую скорость.

ТАБЛИЦА 5

Элемент	Фаза							
	0.01		0.27		0.81		0.91	
	$r$	$v_t$	$r$	$v_t$	$r$	$v_t$	$r$	$v_t$
Eu II	—	—	—	—	4.8	13.4	—	—
Dy II	—	—	—	—	3.6	12.5	—	—
Sm II	—	—	—	—	4.7	12.5	—	—
Ce II	—	—	—	—	3.1	4.0	—	—
Gd II	2.5	5.7	—	—	3.1	4.6	2.4	3.2
Pr II	—	—	—	—	2.4	1.3	—	—
Ti II	—	—	2.4	2.1	2.0	2.0	—	—
Cr I	—	—	1.9	—	1.8	2.3	—	—
Cr II	—	—	1.9	6.6	1.8	3.3	—	—
Fe I	—	—	2.1	6.2	1.9	3.9	—	—
Fe II	—	—	2.1	4.6	1.9	2.7	—	—
Si II	—	—	1.2	9.5	1.6	10.2	1.7	11.5

В табл. 5 приведены значения коэффициента  $r$  и турбулентной скорости  $v_t$  в км/сек., исправленной за тепловое движение, в разных фазах.

Для Si II вычислены также значения  $r=1.2$  и  $v_t=11.5$  км/сек. для  $P=0.38$ .

Из табл. 5 видно, что полученные значения  $v_t$  существенно различаются.

Для изучения распределения скоростей турбулентных движений по поверхности  $\alpha^2$  CVn были вычислены магнитные координаты  $\varphi_m$  и  $\lambda_m$  цент-

ров пятен элементов «железного пика» (точность вычислений около  $1^\circ$ ), оценены координаты центра пятна Si II (точность  $3\div 5^\circ$ ) и наблюдаемых эффективных центров пятен редкоземельных элементов при фазе 0.81 (точность  $3\div 7^\circ$ ).

На рис. 8 в прямоугольных координатах нанесены положения центров пятен с указанием значений  $v_i$  (из табл. 5) для каждого пятна. Точки и треугольники обозначают пятна а и d элементов «железного пика», квадраты — положения пятен редкоземельных элементов, прямой крестик — Si II. Видно, что минимум турбулентной скорости (1.3—2.1 км/сек.) соответствует широтам  $\varphi_m \approx -10\div -17^\circ$ ; турбулентные скорости возрастают к магнитным полюсам и достигают значений 10—13 км/сек. при  $|\varphi_m| \geq$

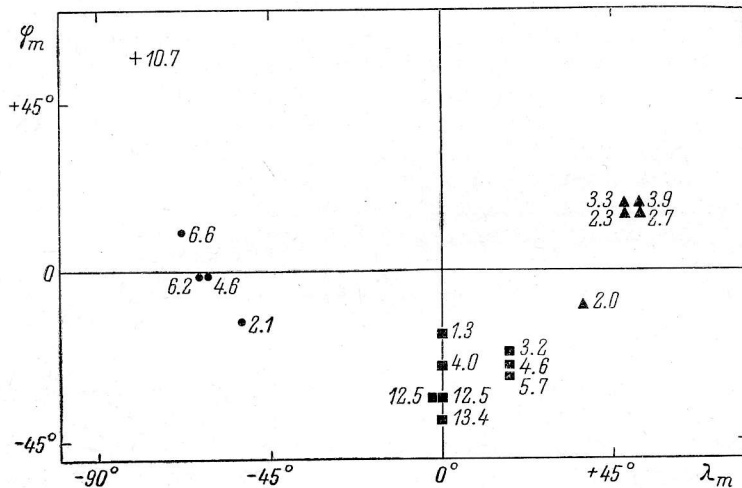


Рис. 8. Распределение турбулентных скоростей по поверхности звезды  $\alpha^2$  CVn.

$\geq 35\div 55^\circ$ . Можно также отметить и долготный эффект — в пятнах а и d, расположенных вблизи магнитного экватора, скорости определенно различаются. То обстоятельство, что минимум скоростей не приходится на магнитный экватор, можно, по-видимому, объяснить или ошибками в определении положения экватора (угла  $\chi$  между магнитной осью и осью вращения), или некоторой асимметрией (относительно магнитной оси) в распределении элементов по поверхности. Действительно, мы отмечали ранее в § 2, что для Si II экстремумы  $W_\lambda$  приходятся на фазы 0.41 и 0.93, т. е. «опережают» фазы 0.50 и 1.00 в среднем на  $0.08 P$ . Таким образом, ось концентрации Si II смещена относительно магнитной оси на  $30^\circ$ . Центры же пятен Gd II и Pr II «опережают» отрицательный магнитный полюс на  $0.05 P - 0.11 P$ , т. е. смещены относительно отрицательного магнитного полюса также в среднем на  $30^\circ$ . Отсюда можно сделать вывод, что у  $\alpha^2$  CVn имеется кроме магнитной оси еще одна ось симметрии, составляющая с первой угол  $30^\circ$ . Соответствующие этим осям экваторы образуют два фюзоз с раствором  $30^\circ$ , в которых располагаются попарно центры пятен а, d и b, с концентрации элементов «железного пика». Весьма вероятно, что средней линии этого фюзоз для пятен а и d ( $\varphi_m = -15^\circ$ ) и соответствует минимум  $v_i$  ( $\varphi_m \approx -10\div -17^\circ$ ).

Для более детального эмпирического изучения распределения турбулентных скоростей по поверхности  $\alpha^2$  CVn необходимо получить спектрограммы этой звезды с очень высоким разрешением и для большего числа фаз, что позволило бы использовать линии других элементов, а также опре-

делять  $v_i$  в различных частях пятен. Необходимо, естественно, рафинировать методику определения эффективных площадей пятен, изучить и учитывать возможное изменение других параметров атмосферы звезды в пределах площадей пятен, оценить влияние таких изменений параметров на форму кривой роста и т. д.

Авторы признательны А. И. Леушиной за помощь в обработке спектрограмм и подготовке иллюстраций к печати.

#### Литература

1. Звездные атмосферы. ИЛ., М., 1963, стр. 283—322.
2. M. H a s k, O. S t r u c h e. Stellar Spectroscopy. Peculiar Stars. Published by Oss. Astron. di Trieste, 1970, p. 227—309.
3. Ю. В. Глаголевский, Астрофиз. исслед. (Изв. САО), 2, 3, 1970.
4. D. M. P u r e r, Astrophys. J. Suppl., 18, 347, 1969.
5. Р. Н. Кумайгородская, И. М. Копылов, Астрофиз. исслед. (Изв. САО), 4, 50, 1972.
6. В. Л. Хохлова, С. Алиев, В. М. Руденко, Изв. Крымск. астрофиз. обс., 40, 65, 1969.
7. E. V ö h m - V i t e n s e, Z. Astrophys., 64, 326, 1966.
8. Р. Н. Кумайгородская, Астрофиз. исслед. (Изв. САО), 2, 26, 1970.

Декабрь 1971 г.