

Ե Ր Ե Վ Ա Ն Ի  
Ա Ս Տ Ղ Ա Դ Ի Տ Ա Ր Ա Ն Ի  
ԲՅՈՒԼԵՏԵՆ

**БЮЛЛЕТЕНЬ**  
ЕРЕВАНСКОЙ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ  
ОБСЕРВАТОРИИ

BULLETIN OF THE EREVAN  
ASTRONOMICAL OBSERVATORY

№ 4

Պատասխանատու խմբագիր Վ. Հ. ՀԱՄՐԱՂՈՒՅԱՆ  
*Отвественный редактор В. А. АМБАРЦУЛЯН*

С. Некрасова, А. Бадалян

## Элементы орбит затменных переменных у TX Cas и RW Arae

При определении элементов орбит у затменных переменных обычно принимают, что эксцентриситеты экваториальных сечений для обоих компонентов одинаковы. Сжатие фигур компонентов в полярном направлении не сказывается на кривой блеска.

В настоящей работе сделано определение эллиптичностей у каждого компонента отдельно методом, предложенным в последнее время проф. В. А. Крат<sup>1</sup>. Для этой цели использована кривая блеска TX Cas. Кроме того, для TX Cas и RW Arae найдены коэффициенты потемнения к краю.

### TX Cas

$$z_{1900.0} = 2^h 44^m 17^s; \quad \delta_{1900.0} = +62^\circ 22'.2.$$

Фотометрическая кривая блеска TX Cas получена Диармидом (R. J. Diarmid) в 1912—1913 г. г. поляризационным фотометром, прикрепленным к 23" экваториалу в обсерватории Принстон (Princeton).

$$\text{Min.} = \text{J. D. } 2420448.818 + 2^d.926870 \text{ E.}$$

По нормальным точкам кривой яркости вне затмения способом наименьших квадратов определены следующие постоянные ректификации:

$$\begin{aligned} b - \text{эффект фазы} &= 0.016 \pm 0.009; \\ c - \text{постоянная эллиптичности} &= 0.144 \pm 0.035; \\ Z - &2(c + 0.58 b) = 0.306. \end{aligned}$$

Зная глубины минимумов ( $1 - \lambda_1$  и  $1 - \lambda_2$  — потери блеска в минимумах) и предварительные яркости компонентов системы ( $L_b$  и  $L_f$ ), можно определить приблизительно значения  $Z_b$  и  $Z_f$  из соотношений:

$$(1 - Z)^{1/2} = L_b(1 - Z_b \cos^2 \theta)^{1/2} + L_f(1 - Z_f \cos^2 \theta)^{1/2},$$

где  $\theta$  угол фазы

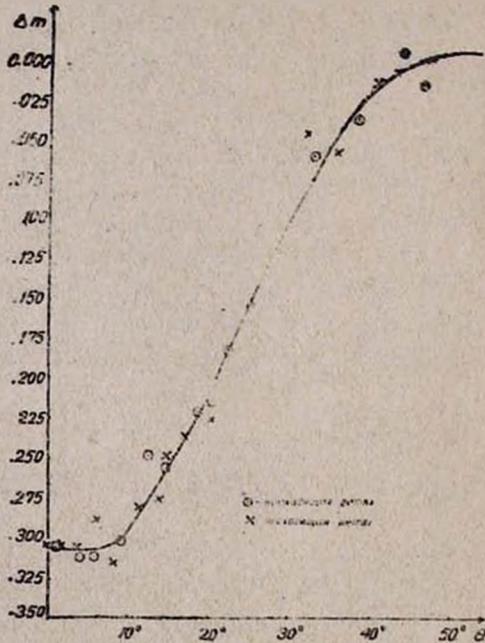
$$\theta = \frac{2\pi}{P} t^d \quad \text{и} \quad \left( \frac{1 - \lambda_1}{1 - \lambda_2} \right)^{2/5} = K^3 \frac{Z_f}{Z_b}.$$

Затем, варьируя предварительно найденные  $Z_b$  и  $Z_f$ , определяя  $K^1$  и  $\alpha$ , так, чтобы сумма квадратов отклонений от среднего значения была наименьшей. При этом нужно заметить, что ход изменений в для гипотез „U“ и „D“ получается одинаковым.

Окончательное значение  $K$  найдено из уравнения:

$$K = K^1 \frac{(1 - Z_f \cos^2 \theta)^{1/2}}{(1 - Z_b \cos^2 \theta)^{1/2}};$$

получилось при  $Z_f = 0.40$  и  $Z_b = 0.07$ .



Черт. 1 Отраженная теоретическая кривая блеска TX Cas

Ректификационное значение кривой и отклонения (O—C) наблюдаемых точек от теоретической кривой (черт. 1) приведены в таблице 1

Таблица 1

Нормальные точки главного минимума и O—C

TX Cas			RW Arae		
Фаза	$\Delta m$	O—C в интенсивн.	Фаза	$\Delta m$	O—C в интенсивн.
— 0 9 05.4	0.099	+0.010	— 0 4.257	0.03	—0.005
8 34.8	.081	— .015	.234	.06	.052
7 30.3	.144	.000	.220	.21	— .010
6 27.8	.183	— .012	.205	.39	+ .020

Продолжение

TX Cas			RW Arae		
Фаза	$\Delta m$	O—C в интенсивн.	Фаза	$\Delta m$	O—C в интенсивн.
<i>d h m</i>					
-04 54.2	0.313	0.000	-0.165	0.63	-0.060
4 21.7	.352	.000	.151	.96	.000
4 01.2	.407	+ .010	.109	1.51	.001
3 32.2	.412	- .007	- .057	.85	.010
2 55.1	.466	.002	+ .023	.93	.000
2 24.6	.456	- .012	.063	.83	.000
1 47.3	.544	.000	.093	.67	.003
1 12.3	.561	+ .005	.119	.37	.001
0 54.2	.561	.002	.137	.07	.012
-0 16.4	.552	.002	.181	.66	+ .035
+0 01.4	.570	.000	.218	.28	.020
0 21.2	.549	+ .002	.241	.09	- .010
0 50.5	.553	- .002	.281	.01	+ .007
1 11.5	.528	+ .010	.321	.00	.000
1 40.6	.570	.010	+0.364	0.00	0.000
2 15.1	.509	.000			
2 40.9	.498	+ .010			
2 55.6	.452	- .005			
3 19.2	.440	- .002			
3 36.2	.412	.000			
3 58.3	.419	+ .017			
4 15.3	.323	- .027			
6 22.3	.168	- .020			
7 02.2	.173	+ .007			
7 58.4	.111	- .010			
8 20.8	.068	+ .001			
+10 46.7	0.036	0.000			

По элементам орбит гипотез „U“ и „D“ найден обычным методом коэффициент потемнения к краю

$$x=0.54,$$

откуда степень потемнения к краю получилась равной

$$x^1 = \frac{x}{1+x} = 0.35 \pm 0.08.$$

Элементы системы TX Cas для гипотез „U“ и „D“ и для соответствующего потемнения к краю приведены в табл. III.

По смещению вторичного минимума и различной ширине вторичного и главного минимумов найдены эксцентриситет ( $e$ ) и долгота периастра ( $\omega$ ).

Имеем:

$$e \cos \omega = 0.0012;$$

$$e \sin \omega = \frac{D_2 - D_1}{D_2 + D_1} = +0.0312,$$

откуда

$$e = 0.031,$$

$$\omega = 92^\circ.2.$$

Элементы системы, полученные методом Ресселла, в предположении круговой орбиты переведены в эллиптическую орбиту (по формулам):

$$r_c = r_0(1 - \eta e \sin \omega),$$

$$\cot i_c = \cot i_0(1 - 2\eta e \sin \omega),$$

$$\text{где } \eta = \frac{1}{3}(2 + \cos^2 \theta_0), \quad (r_c \text{ и } i_c \text{ — относятся к круговой}$$

орбите).

Элементы системы эллиптической орбиты приведены в таблице II. Для степени потемнения к краю  $x' = 0.35$ .

Таблица II

$$0.35 D$$

$$a_f = 0.332$$

$$a_b = 0.651$$

$$b_b = 0.625$$

$$b_f = 0.250$$

$$i = 73^\circ.9.$$

RW Arae

$$\alpha_{1900.0} = 17^h 26^m.3; \quad \delta_{1900.0} = -57^\circ 5'.$$

Для определения коэффициента потемнения к краю у этой затменной переменной использована фотографическая кривая блеска, полученная М. Шапли (M. Sharpley) в Гарвардской обсерватории.

В системе RW Arae по кривой яркости не удалось обнаружить эффектов отражения, эллипсоидальности компонентов и периастра.

Решение получилось в предположении полного затмения.

Элементы гипотез „U“ и „D“, а также найденное значение  $x^1 = 0.55 \pm 0.05$  помещены в таблице III.

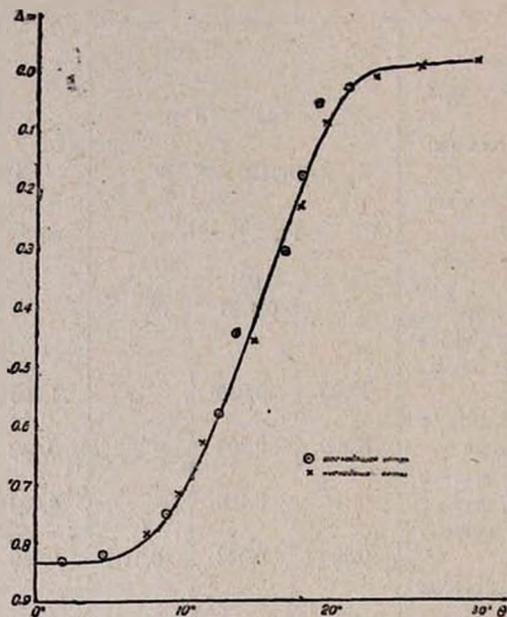
Таблица III

элементов орбит систем затменных переменных

	TX Cas			RW Arae		
	гип. „U“	гип. „D“	0.35 „D“	„U“	„D“	0.55 „D“
P—период обращения в орбите, выраженный в днях	24.926870			44.3675094		
$t_1$ —эпоха главного минимума	J. D.24204484.818			J.D.2419754.691		
$t_2$ —эпоха вторичного минимума	$p/2 - 0^h.161$					
e—эксцентриситет орбиты	0.0012					
$\omega$ —долгота периастра	92°20					
$\alpha_0$ —максимальная фаза затмения в главном минимуме	1.000	0.930		1.000	1.00	1.000
$1 - \lambda_1$ —потеря света в главном минимуме	0.300	0.305		0.832	0.832	0.832
$1 - \lambda_2$ —потеря света во вторичном минимуме	0.175	0.180		0.006	0.005	0.006
K—отношение радиусов компонентов	0.500	0.532	0.511	0.189	0.340	0.272
$K^1$ —отношение радиусов компонентов (без учета эллиптичности)	0.509	0.541				
i—наклонность орбиты к лучу зрения	76°.600	71°.200	74°.7	72°.200	78°.3	75°.600
$a_b$ —большая полуось яркой звезды	0.679	0.547	0.633	0.074	0.112	0.106
$a_f$ —большая полуось слабой звезды	0.654	0.534		0.394	0.328	0.358
$b_b$ —малая полуось яркой звезды	0.340	0.290	0.322			
$b_f$ —малая полуось слабой звезды	0.258	0.246				
$L_b$ —яркость яркой звезды	0.700	0.672	0.687	0.832	0.832	0.832
$L_f$ —яркость слабой звезды	0.300	0.328	0.313	0.168	0.168	0.168
$Z_b$ —эллипсоидальность яркого компонента	0.40	0.25				
$Z_f$ —эллипсоидальность слабого компонента	0.07	0.04				
Z—эллипсоидальность компонентов при ректификации кривой	0.306	0.192				
$x^1$ —степень потемнения к краю			0.35±0.08			0.55±0.05

Уклонения (О—С) наблюдаемых нормальных точек от теоретической кривой приведены в таблице 1 (черт. 2).

В вычислениях принимал участие практикант Астр. обсерватории Р. Меграбян.



Черт. 2. Отраженная теоретическая кривая блеска RW Arae

## THE DISTRIBUTION OF BRIGHTNESS OVER THE DISCS OF THE ECLIPSING VARIABLE STARS TX CAS AND RW ARAE

by S. Nekrassova and A. Badalian.

### S U M M A R Y

The determination of the limb—darkening is one of the most difficult problems met in studying the eclipsing variable stars.

The difficulty lies not only in the presence of systematic observational errors, and in the fact that we have not enough of the photoelectric and photometric light curves of high precision but also in the little precision of the determination of the reflection and ellipticity effects and in the perturbations of elliptic motion in the binaries.

The evidence indicates that the darkened solutions generally represent the light curves better than the "uniform" ones, and therefore the most probable solution lies between these hypotheses.

The authors determined the elements of RW Arae and TX Cas from the darkened "D" and uniform "U" solutions by Miss M. Shapley's photographic light curve and by Dr R. J. Mc Diarmid's photometric ones respectively and computed the coefficients of limb-darkening.

The results of the computations are given in table III.

Erevan,  
August, 1940.

#### Л и т е р а т у р а

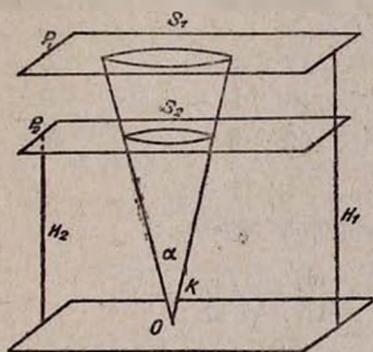
1. Крам В. А. — Циркуляр Г. А. О. № 26,27, 1939.
2. Mc Diarmid R. J. — Contr. Princeton Univ. Obs. 7, 1924.
3. Крам В. А. — Циркуляр Г. А. О. № 29, 1940.
4. Некрасов С. В. — Циркуляр Г. А. О. № 29, 1940.
5. Крам В. А. — Bulle. Eng. Obs. № 1, 1934.
6. Shapely M. — Proceedings of the Amer. Acad. of Arts and Sciences. Vol. 67, № 11, 1932.



И. С. Астанович

### О получении относительных высот метеоров из статистических наблюдений в одном пункте

1. Пусть средняя высота появления метеоров над земной поверхностью есть  $H_1$ , а средняя высота погасания  $H_2$ . Пусть в точке  $O$  (см. черт.) на земной поверхности находится наблюдатель. Представим себе некоторый контур  $K$ , вырезающий телесный угол  $\alpha$  с вершиной в глазу наблюдателя. Форма контура  $K$  безразлична, требуется лишь, чтобы он был замкнут. Тогда определяемый этим контуром телесный угол  $\alpha$  вырежет на горизонтальной поверхности  $P_1$ , на среднем уровне  $H_1$ , высот появления метеоров, некоторую площадку  $S_1$ , а на поверхности  $P_2$ , соответствующей высотам  $H_2$ , другую площадку  $S_2$ .



Очевидно, что

$$\frac{S_2}{S_1} = \frac{H_2^2}{H_1^2} \quad (1)$$

Но из наблюдений можно установить число метеоров  $N_1$ , появившихся на площадке  $S_1$ , равно как и число  $N_2$  метеоров, погасших на площадке  $S_2$ , т. е. в пределах одного и того же участка неба, ограниченного материальным контуром  $K$ . При достаточно большом числе наблюдений очевидно:

$$\frac{S_2}{S_1} = \frac{N_2}{N_1} \quad (2)$$

Отсюда и из (1) находим

$$\frac{H_2}{H_1} = \sqrt{\frac{N_2}{N_1}},$$

т. е. относительные высоты метеоров могут быть получены из односторонних наблюдений над числом появлений и исчезновений метеоров в ограниченном участке неба (A. Teichgraber).

2. С целью применения этого метода на практике в 1940 году мною были организованы 11-го августа специальные наблюдения в Астрономической обсерватории Армянского филиала Академии наук СССР (Ереван). Наблюдения производились визуально с площадки обсерватории. Контур К осуществлялся деревянным квадратом  $\square$  со сторонами  $40^\circ \times 40^\circ$ , одна из диагоналей которой была направлена по меридиану (что впрочем несущественно), а центр квадрата совмещался с зенитом (что также не обязательно). Наблюдения начаты в  $19^h 30^m$  Мирового вр. и закончены в  $24^h 20^m$ . В начале наблюдений на ЮЗ была луна ( $7^d$ ), затем вне поля зрения с юга проходили легкие облачка. Для каждого метеора отмечался момент появления, яркость, принадлежность или непринадлежность потоку Персеид; если метеор появлялся внутри контура, ставили знак  $+$ , если вне, то ставили знак  $-$ . То же делаюсь и при погасании метеоров. Всего за  $4^h 50^m$  наблюдений на площади в  $\alpha = 1600^\circ \square^\circ$  зарегистрировано 66 метеоров, из них Персеид 50.

Наблюдения представились так:

Метеоры:	Появление		Исчезновение		n
	+	-	+	-	
Персеиды	42	8	36	14	50
Неперсеиды	15	1	6	10	16
Всего	57	9	42	24	66

Отсюда находим:

1) Для всех метеоров в целом

$$\frac{H_2}{H_1} = \sqrt{\frac{42}{57}} = 0.86;$$

2) Для Персеид отдельно

$$\frac{H_2}{H_1} = 0.93;$$

3) Для неперсеид

$$\frac{H_2}{H_1} = 0.63.$$

В дальнейшем необходимо использование более значительного статистического материала.

19 августа 1940 г.  
Ереван.

Н. М. Гасарджин

## Статистическое изучение высокоширотных факелов

Целью данной работы является выяснить:

1. Корреляции высокоширотных факелов для двух полушарий солнца.
2. Их распределение по гелиографическим широтам и долготам.
3. Изменение средних гелиографических широт этих объектов по годам.
4. Корреляцию между высокоширотными факелами и протуберанцами в каждом из солнечных полушарий

Материалом к данной работе послужили цюрихские наблюдения в 1887—1898 г. г., опубликованные Вольфером (Wolfner). Они были обработаны автором в Пулковской обсерватории под руководством проф. М. С. Эйгенсона.

Нужно отметить, что имеющиеся материалы, которые охватывают один цикл солнечной деятельности, слишком недостаточны для решения вышеуказанных вопросов, и поэтому все выводы, к которым возможно было прийти, являются совершенно предварительными.

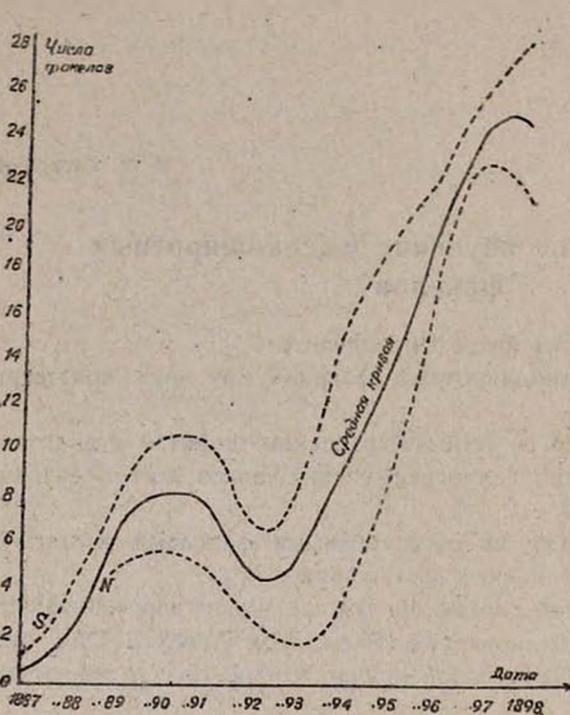
Изучены факелы, находящиеся на гелиографических широтах от 50 до 90 градусов, т. е. те, которые с определенностью можно отнести к категории высокоширотных факелов. По использованным материалам построена кривая изменения среднего за оборот числа факелов для северного и южного полушарий солнца (черт. I А).

Из этого чертежа видно, что кривые обоих полушарий имеют почти одинаковый ход. В пределах рассмотренного цикла солнечной деятельности каждая кривая имеет по одному вторичному и одному главному максимуму, причем вторичный максимум в южном полушарии по сравнению с северным отстает на полгода, а эпоха главного максимума отстает приблизительно на один год.

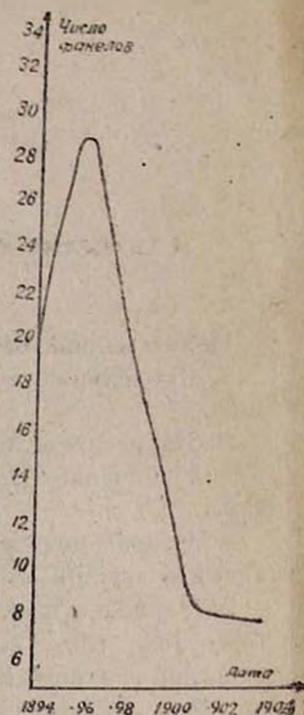
Для того, чтобы убедиться, что один из этих максимумов действительно есть главный (так как продолжение кривой после 1898 г., по данным Вольфера, построить нельзя), нами была построена дополнительная кривая изменения среднего числа факелов. Эта кривая относится к периоду, охватывающему 1894—1904 г. г. Данные взяты из

статьи А. Маскари (Mascari), (черт. I B), материалом для которого послужили наблюдения обсерватории в Катании.

Как мы видим из черт. I B, ход дополнительной кривой свидетельствует о том, что максимум 1897 г. действительно есть главный



Черт. I A



Черт. I B

максимум. Согласно цюрихским наблюдениям, главный максимум для всего солнечного диска был в 1897—1898 г.г. По данным же обсерватории Катания, главный максимум по факелам был на один год раньше.

Из исследованного материала видно, что в течение данного солнечного цикла число факелов в двух полушариях солнца было не одинаково. Число факелов в южном полушарии превышало таковое в северном полушарии.

Было бы интересно выяснить изменение отношения чисел факелов обоих полушарий в зависимости от фазы и номера солнечного цикла. Но ограниченность имеющегося сейчас материала исключает возможность такого исследования.

О характере распределения факелов по гелиографическим широтам и долготам за исследованное время можно судить по таблицам № 1 и 2.

Таблица I

Распределение факелов по гелиографическим широтам

Дата	Северное полушарие				Южное полушарие				Сумма	
	90°	80°	70°	60°	50°	60°	70°	80°	90°	Южное полуш.
1887						6	2			8
1888					3	22	16			41
1889		34	18		2	63	59		52	124
1890		32	47	8	8	42	74		87	124
1891		33	39	19	9	86	108		91	203
1892			4	13	20	13	12		17	45
1893		3	12	9	75	5	2		24	82
1894		1	14	21	192	51	6		36	249
1895			12	37	47	109	129	5	96	272
1896	2	87	126	56	53	149	73		271	275
1897	5	192	142	23	36	194	153	8	362	391
1898	15	130	98	21	54	149	189	12	264	404
Сумма	22	524	537	217	561	909	723	25	1300	2218

Таблица II

Распределение факелов по гелиографическим долготам

Северное полушарие

0°-40°	40°-80°	80°-120°	120°-160°	160°-200°	200°-240°	240°-280°	280°-320°	320°-360°
150	171	141	155	133	132	183	114	121

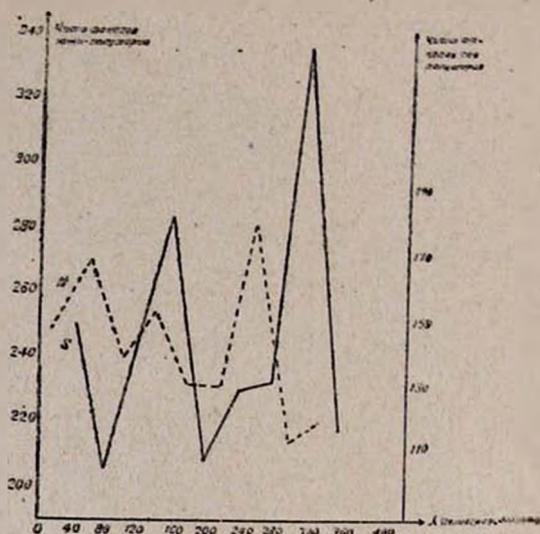
Южное полушарие

40°-60°	60°-100°	100°-140°	140°-180°	180°-220°	220°-260°	260°-300°	300°-340°	340°-20°
252	206	247	285	209	230	233	336	220

Из таблицы № 1 видно, что высокоширотные факелы встречаются чаще всего в интервалах 60°—70° и 70°—80° гелиографической широты. Что касается распределения по гелиографическим долготам, то здесь заметны две „больных долготы“<sup>\*)</sup> в каждом полушарии. В южном полушарии „больные долготы“ позади северных на 40—80 градусов. Характерно, что в каждом полушарии „больные долготы“ смещены относительно друг друга приблизительно на 180 градусов. Иначе

\* М. С. Эйгенсон (в печати) под „больной долготой“ обозначает такой участок солнца, где, смеясь друг друга, длительное время возникают импульсы солнечной активности.

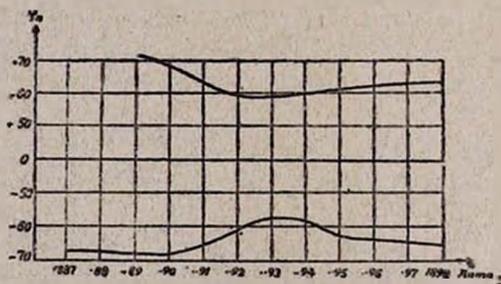
говоря, наблюдается их антиподальность (черт. 2). Это обстоятельство говорит о возможной связи явлений на противоположных сторонах солнца,—обстоятельство, которое наблюдается и при изучении других явлений на солнце.



Черт. 2.

Наконец, нами было изучено также изменение с течением времени гелиографических широт высокоширотных факелов (черт. 3).

Из этого чертежа видно, что изменение средней широты высокоширотных факелов, как и ряда других явлений на поверхности солнца, сильно связано с фазой солнечного цикла.



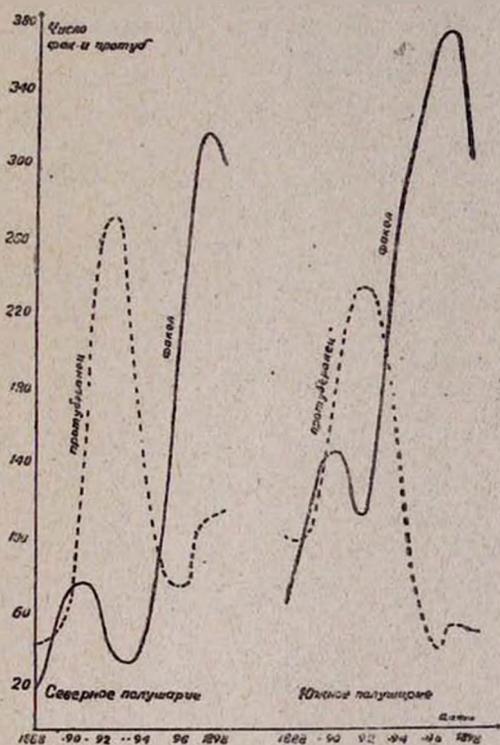
Черт. 3.

В эпоху минимума солнечной деятельности высокоширотные факелы наблюдаются на сравнительно высоких широтах. Для северного полушария средняя гелиографическая широта в эту эпоху была равна 71,2 градуса, а для южного полушария—68,4 градуса.

При переходе солнечной деятельности на более высокую стадию высокоширотные факелы постепенно распространяются в более низкие широты.

кпе широты. Для северного полушария минимум средней гелиографической широты оказался порядка 59,1 градуса, а для южного полушария 57,3 градуса. Таков циклический закон Шпёра для высокоширотных факелов.

Наконец, нами была изучена также корреляция числа высокоширотных факелов и протуберанцев за каждый оборот для обоих полушарий. Материал для этого исследования был взят из наблюдений Фения (Feyn). Исследование корреляции по оборотным данным для северного полушария показало, что оба эти явления в течение одного оборота происходят независимо друг от друга. По средним же за год данным получается следующая картина (черт. 4): для север-



Черт. 4.

ного полушария второму минимуму факелов соответствует главный максимум протуберанцев, причем этот минимум по отношению к последнему отстает на год. Наоборот, второму минимуму протуберанцев соответствует приблизительно на такое же время опережающий его максимум факелов. То же самое, но еще с большей точностью, повторяется и для южного полушария.

Своеобразная антиподальность наблюдается и между полушариями: максимум факелов северного полушария соответствует минимуму протуберанцев южного полушария и наоборот.



Возможно, что такое соотношение между этими явлениями является случайным и, повидимому, между ними есть некоторая внетренняя связь.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность проф. М. С. Эйгенсону, Б. М. Рубашеву, А. И. Олза за сделанные ими ценные советы и указания.

#### Л и т е р а т у р а

1. *A. Mascari*—Sullandamento dei centri di maggiore attività delle facole solari in rapporto a quello delle macchie e delle protuberanze.
2. *М. С. Эйгенсон*—Статистическое исследование 2800 протуберанцев (Астрономический журнал, 1932 г.).
3. *В. Г. Гарбацкий*—О корреляции между активностью северного и южного полушарий солнца (в печати).

С. Некрасова и Б. Маркарян

### Затменная переменная SS Camelopardalis

$$\alpha_{1900.0} = 7^h 04^m 10^s; \quad \delta_{1900.0} = -73^{\circ} 30' 1''.$$

Затменная переменная SS Cam открыта Miss Cannon в 1908 году по фотографическим пластинкам как переменная типа алголь. Фотометрическая кривая этой переменной и точное значение периода получены (R. J. Mc Diarmid) Мак Двармид в обсерватории Принстон.

Кривая блеска SS Cam, как указывает Двармид (Diarmid), имеет асимметричные ветви главного минимума. Нормальные точки спускающейся ветви главного минимума идут систематически ниже точек восходящей ветви кривой. Эта асимметрия, имея вполне выраженный систематический ход, не может являться следствием случайных или же систематических ошибок наблюдательного характера.

Решения, проведенные Двармид обычным методом Рёсселла, не могли представить асимметрию главного минимума. В настоящей статье приведена попытка представить решение этой кривой в предположении различной эллипсоидальности компонентов системы, несогласия больших осей относительно радиуса вектора, соединяющего центры тяжести обоих компонентов в результате приливного трения существования некоторого угла „запаздывания“ приливной волны как следствия того же приливного трения.

Решение проведено в предположении, что угол ( $\theta_0$ ) „запаздывания“ приливной волны, вследствие огромной вязкости в турбулентных потоках газа в звезде, является строго постоянной величиной.

Исследование вторичного минимума у SS Cam дало смещение эпохи главного минимума на

$$t_2 - t_1 = 2^h . 19,$$

откуда

$$e \cos \omega = \frac{t_2 - t_1 - p/2}{p(1 + \text{Csc}^2 i)} = -0.0009.$$

Вследствие небольшой глубины вторичного минимума

$$\Delta m_2 = 0^m . 082$$

неуверенной кривой блеска в начале и конце затмения величину

эксцентриситета орбиты ( $e$ ) определять не удалось. Определение ментов проведено в предположении круговой орбиты.

Ректификация кривой блеска проведена по формуле, представляющей изменение яркости между минимумами в виде

$$\Delta m = a + C_1 \cos^2(n - n_0) + d \sin n, \quad (1)$$

где  $\Delta m$  — яркость наблюдаемых точек на кривой между минимумами;  
 $a$  — нуль пункт — поправка к принятому значению яркости между минимумами;

$C_1$  — постоянная эллиптичности компонента в предположении равной эллиптичности для обоих компонентов.

$$Z_u = 2C_1;$$

$$Z = E^2 \sin^2 i;$$

$E$  — эксцентриситет экваториального сечения компонента;

$n_0$  — угол „запаздывания“ приливной волны, приливной поворота осей;

$n$  — угол фазы, отсчитываемый от середины полного затмения.

$$n = \frac{360^\circ}{p} t^u;$$

$d$  — эффект периастра.

Для более удобного решения уравнение (1) приведем к виду

$$\Delta m = \Delta m_0 + C_1 \sin 2n + C_2 \cos 2n, \quad (2)$$

$$\text{где } \Delta m_0 = a + \frac{C_1}{2},$$

$$C_1 = -\frac{C_1}{2} \sin 2n_0,$$

$$C_2 = \frac{C_1}{2} \cos 2n_0.$$

По формуле (2) из 56 точек вне затмения получены следующие значения констант:

$$a = +1.022 \pm 0.025;$$

$$C_1 = -0.0489 \pm 0.0072;$$

$$C_2 = +0.0530 \pm 0.0106;$$

$$d = +0.0168 \pm 0.0046;$$

$$n_0 = -21^\circ.36;$$

$$C_1 = 0.144.$$

Посредством приведенных значений постоянных все точки кривой SS Cam были исправлены за эффект эллиптичности, за приведение наблюдаемых значений  $\Delta m$  к нуль пункту и за эффект периастра по формуле:

$$\Delta m_{rect} = \Delta m - \Delta m_0 + C_1 \cos^2(\theta - \theta_0) + d \sin \theta.$$

После ректификации ветви главного минимума остались не только с разным наклоном, но и с различной глубиной:

$$1 - \lambda_1 \text{ восходящей ветви} = 0.360;$$

$$1 - \lambda_2 \text{ нисходящей ветви} = 0.400.$$

Ректифицированные значения нисходящей и восходящей ветвей главного минимума SS Cam и уклонения вычисленной кривой от наблюдаемой приведены в таблице 1.

Таблица 1

## Нисходящая ветвь главного минимума

№ №	Ф а з а		$\Delta m$	$\Delta l$	O—C в интенсивн.
	h	m			
1	-12	11.3	+0.135	+0.117	+0.027
2	11	26.2	.097	.085	— .005
3	11	2.4	.113	.099	.000
4	10	39.6	.114	.100	+ .010
5	10	22.5	.095	.084	— .005
6	10	3.9	.105	.092	.000
7	9	40.6	.051	.046	— .040
8	9	21.3	.048	.043	.030
9	8	58.8	+ .044	+ .040	.025
10	8	32.1	— .009	— .001	.053
11	8	00.1	+ .007	+ .001	.022
12	7	21.6	— .056	— .050	.023
13	6	40.3	.069	.061	+ .029
14	5	53.7	.169	.144	.010
15	5	12.3	.255	.209	.000
16	4	24.9	.336	.266	.010
17	3	39.5	.408	.313	.000
18	2	31.7	.383	.297	.015
19	1	26.4	.382	.297	.015
20	0	48.9	.399	.307	+ .005
21	-0	17.0	-0.410	-0.314	0.000

## Восходящая ветвь главного минимума

№ №	Ф а з а		$\Delta m$	$\Delta l$	O—C в интенсивн.
	h	m			
22	0	6.0	—0.417	—0.319	+0.005
23	0	59.5	.389	.301	+ .021
24	+1	51.1	.426	.324	.000
25	2	26.5	.428	.326	+ .004
26	3	21.6	.405	.314	.009
27	3	57.7	.364	.285	.018
28	4	13.9	.357	.280	.015
29	4	32.7	.358	.281	+ .005
30	4	59.9	.320	.255	.000
31	5	22.7	.283	.229	.000
32	5	37.2	.290	.234	— .016
33	5	50.9	.276	.224	— .021
34	6	06.0	.216	.180	+ .005
35	6	18.0	.204	.171	— .006
36	6	30.2	.151	.130	+ .015
37	6	43.6	.153	.131	— .004
38	7	03.6	.089	.079	+ .015
39	7	31.4	.050	.045	— .033
40	8	21.2	— .006	— .001	.000
41	8	51.0	+ .036	+ .003	— .011
42	9	32.0	.046	.042	.000
43	9	57.7	.075	.067	+ .017
44	10	17.6	.031	.028	— .018
45	+11	14.1	+0.040	+0.036	—0.010

Эффект периастра, являясь следствием неравномерного движения компонентов в эксцентрической орбите, вызывает в кривой блеска нарушения, не симметричный относительно минимумов. Эффект этого рода зависит от положения периастра относительно луча зрения, вследствие чего он частично замыкает и усложняет определяемый эффект поворота осей.

В системе SS Cam эффект периастра незначителен, но все же при решении получил вполне реальное значение. Его пришлось принять во внимание при исправлении кривой.

Угол приливного поворота осей  $\theta_0 = -21^\circ.4$  показывает, что максимальная яркость системы достигается не при  $\theta = 90^\circ$  и  $270^\circ$ , а при  $\theta = 68^\circ.6$  и  $248.6^\circ$ , то есть все точки кривой блеска смещены на этот угол в сторону восходящей ветви главного минимума.

В случае предположения различной эллипсоидальности компонентов изменения блеска вне затмения будут выражаться формулой

$$(1-Z)^{1/2} = L_b[1 - Z_b \cos^2(\theta \pm \lambda)]^{1/2} + L_f[1 - Z_f \cos^2(\theta \pm \lambda)]^{1/2}$$

где обозначения „b“ и „f“ соответствуют яркому и слабому компонентам:

$L_b$  и  $L_f$ —яркости яркой и слабой звезды,

$Z_b$  и  $Z_f$ —эллиптичности яркого и слабого компонентов,

$\lambda = \lambda_0 - \theta_0$  — углу между большими осями компонентов и линией, соединяющей их центры тяжести.

Угол  $\lambda$  — найдется при решении кривой блеска вместе с определением  $K$  (отношение больших полуосей компонентов).

Пользуясь при этом соотношениями

$$\left( \frac{1 - \lambda_1}{1 - \lambda_2} \right)^{2/3} = \frac{M_b}{M_f}$$

и

$$\frac{Z_b}{Z_f} = K^3 \frac{M_f}{M_b},$$

можно определить для первого приближения величины эллипсоидальности компонентов  $Z_b$  и  $Z_f$ .

Пусть  $1 - \lambda_1$  — потеря блеска в главном минимуме,

$1 - \lambda_2$  — потеря блеска во вторичном минимуме,

$M_b$  и  $M_f$  — массы компонентов,

$K$  — отношение больших полуосей компонентов.

При определении величин  $Z_b$  и  $Z_f$  для SS Cam оказалось, что эллипсоидальность яркого компонента  $Z_b$  очень мала по сравнению с  $Z_f$ :

$$Z_b = 0.0082;$$

$$Z_f = 0.4000.$$

Это дало возможность при дальнейшем решении принимать в расчет лишь эллипсоидальность слабого компонента  $Z_f$ , пренебрегая величиной  $Z_b$ .

В результате нескольких приближений, задаваясь различными углами  $\lambda = 10^\circ, 7^\circ, 5^\circ, 3^\circ$  и при небольшой вариации сглаженных плавных кривых нисходящей и восходящей ветвей главного минимума, отдельно было найдено методом Рёсселла близкое значение  $K^1$  для обеих ветвей при угле поворота  $\lambda = 3^\circ$ .

$$\lambda = \lambda_0 - \theta_0 = 3^\circ.$$

$K^1$  найдено из таблиц Рёсселла по формуле

$$\eta(K, \alpha_0) = \frac{\sin^2 \theta_n - \sin^2 \theta_{0,0}}{\sin^2 \theta_{0,0} - \sin^2 \theta_{0,0}} \cdot \frac{[1 - Z_f \cos^2(\theta_{0,0} \pm \lambda)]}{[1 - Z_f \cos^2(\theta_n \pm \lambda)]},$$

где знак  $+$  для нисходящей ветви минимума, а знак  $-$  для восходящей ветви.

Значение  $K^1$ , найденное из кривой блеска, исправлено за эллиптичность компонентов по формуле

$$K = K^1 \frac{[1 - Z_f \cos^2(\theta \pm \lambda)]^{1/2}}{[1 - Z_b \cos^2(\theta \pm \lambda)]^{1/2}}$$

Результаты решения приведены в таблице II

Таблица II

Нисходящая ветвь

n	h	$\Psi(K_{20})$	$\Psi(K_{20}) \frac{F(0.0)}{F(n)}$	$K^1_{1u}$	$K_u$	$K^1_d$	$K_d$
0.1	260.8	2.386	2.164	0.314	0.262	0.411	0.344
0.2	240.7	1.730	1.600	0.313	0.260	0.446	0.369
0.3	220.8	1.149	1.079	0.256	0.211	0.404	0.332
0.4	210.4	0.756	0.721	0.300	0.245	0.500	0.409
0.5	190.9	0.353	0.339	0.247	0.201	0.459	0.373
0.6	180.5	—	—	—	—	—	—
0.7	170.1	-0.333	0.326	0.254	0.204	0.480	0.386
0.8	150.5	-0.669	0.662	0.320	0.262	0.559	0.448
0.9	130.9	—	—	—	—	—	—
Среднее значение				0.287	0.235	0.466	0.380

Восходящая ветвь

n	h	$\Psi(K_{20})$	$\Psi(K_{20}) \frac{F(0.0)}{F(n)}$	$K^1_{1u}$	$K_u$	$K^1_d$	$K_d$
0.1	260.8	2.342	2.162	0.313	0.225	0.410	0.334
0.2	240.6	1.658	1.578	0.300	0.243	0.428	0.347
0.3	220.75	1.149	1.077	0.250	0.201	0.401	0.322
0.4	210.5	0.767	0.735	0.328	0.263	0.528	0.423
0.5	190.9	0.353	0.342	0.264	0.210	0.476	0.379
0.6	180.5	—	—	—	—	—	—
0.7	170.1	-0.326	0.325	0.245	0.194	0.470	0.371
0.8	150.5	-0.669	0.663	0.336	0.264	0.569	0.448
0.9	130.8	—	—	—	—	—	—
Среднее значение				0.290	0.233	0.469	0.375

Далее, значения больших и малых полюсов компонент ( $a_b$ ,  $a_f$ ,  $b_b$ ,  $b_f$ ) и наклон орбиты к лучу зрения  $i$  получены для нисходящей и восходящей ветвей отдельно (при гипотезах „U“ и „D“) согласно формулам:

$$\sin^2 \theta_{0.0} = A;$$

$$\sin^2 \theta_{0.0} - \sin^2 \theta_{0.9} = B;$$

$$\sin^2 \theta_n = \frac{B \Psi_n(K^1)(1-Z) + A f(0.0)}{f(0.0) - B \Psi_n(K^1)Z};$$

$$i_{(n)} = 1 - Z_f \cos^2(\theta_n + \lambda) \quad \text{— для нисходящей ветви;}$$

$$i_{(n)} = 1 - Z_f \cos^2(\theta_n - \lambda) \quad \text{— для восходящей ветви;}$$

$$A_1 + B_1 \sin^2 \theta_{1.0} = f(1.0)(1 - K^1_{1.0})^2;$$

$$A_1 + B_1 \sin^2 \theta_{0.1} = f(0.0)(1 + K^1_{0.0})^2;$$

$$A_1 = \frac{\cos^2 i}{a_1^2}; \quad B_1 = \frac{\sin^2 i}{a_1^2}; \quad \frac{1}{A_1 + B_1} = a_1^2; \quad B_1 = \text{tg}^2 i.$$

Углы  $\theta_{1-0}$  и  $\theta_{0-0}$  — суть фазы первого и второго контактов компонентов затмения.

Таблица III

	$\theta$	Нисх. ветвь	Восх. ветвь
Гипотеза „U“	$\theta_{1-0}$	11 <sup>o</sup> .0	10 <sup>o</sup> .6
	$\theta_{0-0}$	29 <sup>o</sup> .7	27 <sup>o</sup> .4
Гипотеза „D“	$\theta_{1-0}$	8 <sup>o</sup> .2	7 <sup>o</sup> .7
	$\theta_{0-0}$	34 <sup>o</sup> .2	35 <sup>o</sup> .8

В таблице IV приведены полученные элементы SS Cam гипотез „U“ (uniform) и „D“ (darkened) решений для нисходящей и восходящей ветвей отдельно.

Таблица IV

	Восходящая ветвь		Нисходящая ветвь	
	„U“	„D“	„U“	„D“
$p$ — период обращения в орбите, выраженный в днях	4 <sup>d</sup> .82438			
$t_1$ — эпоха главного минимума	J. D. 2420842.594			
$t_2$ — эпоха вторичного минимума $\cos \omega$	$p/2 - 2^{\text{h}}.19$ — 6.0009			
$\alpha_0$ — максимальная фаза затмения в главном минимуме	1.00	1.00	1.00	1.00
$1 - \lambda_1$ — потеря света в главном минимуме	0.360		0.400	
$1 - \lambda_2$ — потеря света во вторичном минимуме	0.053	0.084	0.050	0.084
$K$ — отношение радиусов компонентов	0.290	0.469	0.287	0.466
$K^1$ — отношение радиусов компонентов (без учета эллиптичности)	0.233	0.375	0.235	0.380
$i$ — наклонность орбиты к лучу зрения	80 <sup>o</sup> .13	81 <sup>o</sup> .53	79 <sup>o</sup> .31	81 <sup>o</sup> .87
$a_b$ — большая полуось яркой звезды	0.460	0.437	0.477	0.425
$a_f$ — большая полуось слабой звезды	0.107	0.164	0.112	0.162
$b_b$ — малая полуось яркой звезды	0.353	0.377	0.365	0.367
$b_f$ — малая полуось слабой звезды	0.106	0.163	0.111	0.161
$L_b$ — яркость яркой звезды	0.640	0.600	0.600	0.580
$L_f$ — яркость слабой звезды	0.360	0.400	0.400	0.420
$Z_b$ — эллиптичность яркой звезды	0.01	0.01	0.01	0.01
$Z_f$ — эллиптичность слабой звезды	0.40	0.25	0.40	0.25
SP <sub>b</sub>	G1			
SP <sub>f</sub>	F 5			

Коэффициент потемнения к краю также определялся для каждой ветви главного минимума отдельно.

Вычисления произведены в первом приближении с интерполированными значениями элементов для гипотез:

$$0.3 D, \quad 0.5D \text{ и } 0.7 D.$$

Коэффициент потемнения к краю, вычисленный по методу Крат<sup>5</sup>, получился равным  $x=0.56$ , откуда степень потемнения равна

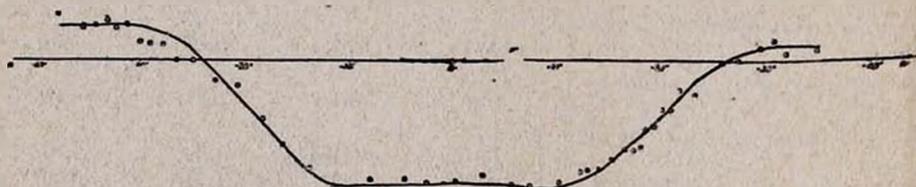
$$x^1 = \frac{x}{1+x} = 0.36 \pm 0.09.$$

С полученным коэффициентом потемнения к краю выведены следующие элементы орбиты для SS Cam:

Таблица V

	Нисход. ветвь	Восход. ветвь
$K^1$	0.351	0.354
$K$	0.287	0.284
$L_b$	0.626	0.593
$L_f$	0.374	0.407
$i$	80 <sup>o</sup> .2	80 <sup>o</sup> .6
$a_b$	0.458	0.452
$a_f$	0.130	0.128
$x'$	0.36 $\pm$ 0.09	

Эти элементы дают наилучшее представление наблюдаемой кривой блеска SS Cam. Отклонения наблюдаемых нормальных точек от теоретической кривой (O—C) помещены в таблице 1 (чертеж 1).



Черт. 1

## Л и т е р а т у р а

1. Miss Cannon Harv. Circ. 140. 1908.
2. R. J. Mc Diarmid Contr. Princ. Univ. Obs. 7, 1924.
3. В. А. Крат. Астроном. журнал СССР XIII, 9, 1936.
4. В. А. Крат. Циркуляр Глав. Аст. Обс. № 26—27, 1939.
5. В. А. Крат. Циркуляр Глав. Аст. Обс. № 28, 1940.

## ON THE ECLIPSING VARIABLE SS CAM

by S. Nekrassova and B. Markarian

## S u m m a r y

The variable SS Cam has a fairly accurate photometric light-curve obtained by R. J. Mc Diarmid (Contr. Princeton Univ. Obs. № 7, 1924) with a polarizing photometer. The light-curve of this variable is remarkable for the asymmetrical branches of the primary minimum, where the ascending branch when "reflected" (about  $\theta=0^\circ$ ) does not coincide with the descending branch. This circumstance handicaps the determination of the elements of the system in the usual way.

The present paper deals with an attempt to apply to this curve the method of solving the systems with different ellipticities of components as recently proposed by Krat (Poulk. Circ № 26—27, 1939).

In this case it is assumed that the asymmetry of the light-curve and the different ellipticities of the components ( $Z_f$  and  $Z_b$ ) are due to the perturbing tidal effect. Since the period of axial rotation of components does not coincide with that of their revolution in the orbit, the tidal friction causes the deviation of the major axes from the line joining their centres of gravity. This deviation will be manifested in the asymmetry of the primary minimum in the observed light-curve.

The authors determined the elements for both branches of the minima SS Cam light-curve by the modified method of Russell from the "D" and "U" solutions (Table IV). The coefficient of limb darkening has been determined as well separately for each branch of the primary minimum (Table V).

Erevan,  
August, 1940.



С. Некрасова и Н. Гасарджян

**Коэффициент потемнения к краю на диске яркого компонента у затменной переменной CG Cygni**

$$\alpha_{1900-0} = 20^{\text{h}} 54^{\text{m}}.2; \delta_{1900-0} = +34^{\circ} 47'.4.$$

Переменность этой звезды открыта Вилльямсом (S. Williams)<sup>1</sup> в 1905 г. по фотографическим снимкам.

В настоящей работе вычислен коэффициент потемнения к краю у яркого компонента по фотографической кривой блеска, полученной Чанг-Сунг-Ию (Ching-Sung Yu)<sup>2</sup> в обсерватории Аллегени (observ. Allegheny), для чего предварительно были вновь получены элементы круговой орбиты для гипотез „U“ и „D“.

Способом наименьших квадратов по обычной формуле

$$\Delta m = a + b \cos \theta + c \cos^2 \theta + d \sin \theta$$

и по нормальным точкам кривой между минимумами определены следующие постоянные ректификации:

поправка к предварительно принятому значению максимума . . . . .  $a = + 0.008 \pm 0.006$ ;  
 постоянная эффекта фазы . . . . .  $b = + 0.020 \pm 0.007$ ;  
 коэффициент эллипсоидальности компонентов . . . . .  $c = + 0.033 \pm 0.017$ ;  
 эффект периастра . . . . .  $d = - 0.023 \pm 0.004$ .

Эллиптичность компонентов оказалась равной:

$$Z_u = 2(c + 0.58 b) = 0.090,$$

$$Z_d = 0.056.$$

Ректифицированные значения глубин минимумов соответственно получились:

$$1 - \lambda_1 = 0.630,$$

$$1 - \lambda_2 = 0.237.$$

Решение гипотез „U“ и „D“ дали несколько отличные элементы от значений элементов, полученных Чанг-Сунг-Ию.

Определение элементов произведено методом Расселла (Russell) при гипотезе полного затмения для „U“ и частного затмения (большая звезда в главном минимуме впереди) для „D“.

Вновь полученные элементы системы CG Cygni для гипотез „U“ и „D“, а также и элементы, выведенные Чанг-Сунг-Ию, приведены в таблице 1.

Таблица 1

## Элементы системы CG Cygni для гипотез „U“ и „D“

	„U“	„D“	Чанг-Сунг-Ию	
			„U“	„D“
P—период обращения в орбите, выраженный в днях	0.631139		0.631139	
T <sub>0</sub> —эпоха главного минимума	J. D. 2422967.4268		J. D. 2422967.4268	
t <sub>2</sub> —эпоха вторичного минимума	0 <sup>d</sup> .3155695		0.3155695	
a <sub>0</sub> —максимальная фаза затмения в глав. миним.	1.000	0.912	1.000	0.950
1—λ <sub>1</sub> —потеря света в главном минимуме		0.630	0.624	
1—λ <sub>2</sub> —потеря света во вторичном минимуме	0.237	0.250	0.221	
K—отношение радиусов компонентов	0.800	0.915	0.767	0.784
i—наклонность орбиты к лучу зрения	79 <sup>o</sup> .30	84 <sup>o</sup> .50	85 <sup>o</sup> .16	82 <sup>o</sup> .26
a <sub>b</sub> —большая полуось яркой звезды	0.238	0.273	0.292	0.290
a <sub>f</sub> —большая полуось слабой звезды	0.298	0.298	0.381	0.370
b <sub>b</sub> —малая полуось яркой звезды	0.226	0.265	0.277	0.280
b <sub>f</sub> —малая полуось слабой звезды	0.284	0.289	0.361	0.357
L <sub>b</sub> —яркость яркой звезды	0.630	0.691	0.624	0.657
L <sub>f</sub> —яркость слабой звезды	0.370	0.309	0.376	0.343
L <sub>f</sub> —2b—яркость слабой звезды со слабой стороны	0.330	0.269		
Z—эллиптичность компонентов	0.090	0.056		
S <sub>p</sub> —спектральный класс			F 2	

Смещение фаз вторичного минимума по наблюдаемой кривой блеска определить не удалось.

## Коэффициент потемнения к краю

Вычисления произведены в предположении, что коэффициент потемнения к краю на диске яркой звезды есть величина постоянная. Это предположение при современной точности наблюдений приводит к результатам, вполне удовлетворяющим кривую блеска в минимуме.

Коэффициент потемнения к краю  $x = \frac{3\beta}{3DL_0 - 2\beta} = 1.56$  был оп-

ределен по ректифицированной кривой блеска по элементам гипотез „U“ и „D“.

Степень потемнения к краю получилась равной

$$x^1 = \frac{x}{1+x} = 0.61 \pm 0.05.$$

Вычисление функции  $\beta$ , где

$$\beta = \frac{dQ}{d\theta} - \frac{dQ^1_0}{d\theta},$$

распадается на две части (обозначения  $\beta$ ,  $D$ ,  $\frac{dQ}{d\theta}$ ,  $\frac{dQ^1_0}{d\theta}$  и другие идентичны с обозначениями В. А. Крата)<sup>3</sup>.

$\frac{dQ}{d\theta}$  — находится графически по касательным для заданных точек кривой интенсивности. Точки выбираются в середине минимума на крутой части кривой и в начале минимума произвольно.

$\frac{dQ^1_0}{d\theta}$  — вычисляются по элементам системы.

В первом приближении выгодно производить вычисления сразу для гипотез 0.3 „D“, 0.5 „D“ и 0.7 „D“.

Далее, графической интерполяцией по (x) между указанными выше гипотезами можно найти наиболее близкое значение степени потемнения к краю, при которой теоретическая кривая будет наилучшим образом совпадать с наблюдаемой кривой. После этого можно сделать второе и окончательное определение (x).

Коэффициент потемнения к краю (x) вычислялся по точкам кривой блеска  $\theta = 2^\circ, 5^\circ, 15^\circ, 20^\circ, 28^\circ$  и  $30^\circ$ .

Получены следующие результаты: для

$$0.3 \text{ „D“ } x^1 = \frac{x}{1+x} = 0.36;$$

$$0.5 \text{ „D“ } = 0.53;$$

$$0.7 \text{ „D“ } = 0.68.$$

Отсюда видно, что наилучшее значение  $x^1$  получается равным

$$x^1 = 0.61 \pm 0.05.$$

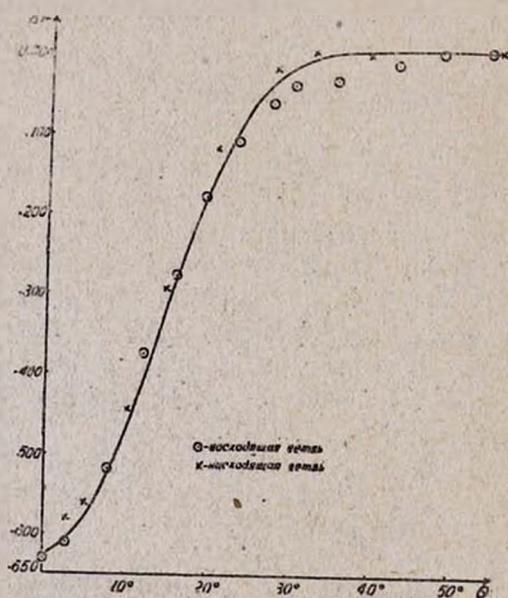
Полученные элементы для этого значения степени потемнения к краю приведены в таблице II.

Таблица II

Элементы системы CG Cygni для степени потемнения к краю  $x^1 = 0.61$ .

$K = 0.870$   
 $i = 82.500$   
 $a_b = 0.259$   
 $a_f = 0.298$   
 $\alpha_0 = 0.946$   
 $Z = 0.069$   
 $L_b = 0.667$   
 $L_f = 0.333$

В таблице III даны разности (O—C) уклонений наблюдаемой кривой от вычисленной.



Отраженная теоретическая кривая блеска CG Cygni

Таблица III

Уклонения (O—C) наблюдаемой кривой  
от вычисленной для CG Cygni

Ф а з а	$\Delta m$	O—C в интенсивн.
0d.000	1m.14	0.000
.005	1.08	+ .007
.014	0.84	.000
.021	0.56	— .030
.028	0.40	.002
.034	0.26	— .002
.041	0.17	+ .007
.048	0.11	.022
.053	0.08	.022
.062	0.07	.035
.075	0.04	+ .015
.574	0.06	— .005
.582	0.08	.013
.595	0.20	.032
.605	0.44	.010
.613	0.70	.010
.622	0.95	.020
.626	1.00	— .010
0.631	1.14	0.000

## Л и т е р а т у р а

1. Williams MN 82, 300; 84, 169; AN 5160.
2. Ching-Sung-Yü ApJ 58. 75. 1923.
3. В. А. Крат, Астр. журнал, т. XIII. 6. 1936.
4. Krag Leitschr J. Astr. B 541, 1932.
5. A. J. Connon, H 13 897. 1934.

ON THE COEFFICIENT OF DARKENING OF THE  
ECLIPSING VARIABLE STAR CG CYGNI

by S. Nekrassova and N. Gasargian

## S U M M A R Y

The photographic observations of Ching-Sung-Yü of the eclipsing variable CG Cygni were used to determine the degree of darkening at the limb of the primary star  $x^1 = 0.61 \pm 0.05$ .

Erevan,  
August, 1940.

## С о д е р ж а н и е

	Стр.
1. С. Некрасова, А. Бадалян — Элементы орбит затменных переменных у TX Cas и RW Arae . . . . .	3
2. И. Астапович — О получении относительных высот метеоров из статистических наблюдений в одном пункте . . . . .	11
3. Н. Гасарджян — Статистическое изучение высокоширотных факелов . . . . .	13
4. С. Некрасова, Б. Маркарян — Затменная переменная SS Camelopardalis . . . . .	19
5. С. Некрасова, Н. Гасарджян — Коэффициент потемнения к краю на диске яркого компонента у затменной переменной CG Cygni . . . . .	29



Ответ. редактор В. А. Амбарцумян.

ВФ 10719. Заказ 405. Тираж 200. Изд. № 116. Формат 72×105<sup>1</sup>/<sub>16</sub>.  
Объем 2 п/л.+1 вкл. Подписано к печати 17/XII—1941 г.

Типография издательства АрмФАН'а, Ереван, ул. Ленина, № 67.