

УДК 523.84

Э. Ф. БРАЖНИКОВА

О СЕЛЕКЦИИ ПРИ ОТКРЫТИИ СПЕКТРАЛЬНО-ДВОЙНЫХ  
ЗВЕЗД И ИНТЕРПРЕТАЦИИ В-ЭФФЕКТА

В статье высказывается теоретически обоснованная гипотеза о том, что если центр массы спектрально-двойной звезды движется относительно космической пыли так, что периастр яркого компонента располагается в направлении апекса движения, то около такой звезды происходит накопление оптически эффективной космической пыли, экранирующей эту звезду главным образом от наблюдателя, находящегося в ее апексе, и в меньшей мере — от наблюдателя в антиапексе.

Следствиями этой гипотезы являются: 1) общее преобладание звезд с периастрами за картинной плоскостью (В-эффект), усиливающееся для звезд с отрицательной лучевой скоростью  $v_r < 0$ ; 2) преобладание звезд с периастрами перед картинной плоскостью при  $v_r > 0$ ; 3) преобладание звезд с периастром в антиапексе независимо от знака лучевой скорости.

Все эти выводы уверенно подтверждены наблюдательными данными по материалам каталога А. Бечваржа (389 орбит) с использованием каталога А. Бэттена. Дана оценка вероятности случайности обнаруженных распределений, которая имеет порядок  $10^{-2}$ — $10^{-3}$ .

ON THE SELECTION IN THE CASE OF THE DISCOVERY OF SPECTRUM BINARIES AND INTERPRETATION OF B-EFFECT, by *E. F. Brazhnikova*.— The hypothesis is grounded theoretically that if the center of a spectrum binary mass moves relatively to cosmic dust so that a periastron of a bright component is situated in the direction of the motion apex, then near such a star an accumulation of the optically effective cosmic dust takes place. The cosmic dust shields this star, mainly, from an observer, standing in its apex, and, less, from an observer, standing in its antiapex.

Consequences of this hypothesis are: 1) a general prevalence of stars with periastrons behind a picture plane (B-effect), increasing for stars with negative radial velocity  $v_r < 0$ ; 2) a prevalence of stars with periastrons before a picture plane when  $v_r > 0$ ; 3) a prevalence of stars with periastron in antiapex, independently on the sign of radial velocity.

All these conclusions are confirmed with confidence by observational data on the basis of a Bečvář's Catalogue (389 orbits) with use of A. Batten's Catalogue. The probability of a fortuity of discovered distributions, which has the order of  $10^{-2}$ — $10^{-3}$ , is estimated.

В 1908 г. Барр [1] по элементам орбит 30 спектрально-двойных звезд впервые обнаружил, что периастры ярких компонентов имеют тенденцию концентрироваться за картинной плоскостью. Явление неравномерности распределения числа периастров по их долготе  $\omega$ , значительно превосходящее случайно допускаемые отклонения, будем для краткости называть В-эффектом.

По мере накопления наблюдательного материала вопрос о существовании В-эффекта подвергался проверке со стороны ряда авторов [2—7], причем большинство из них приходило к заключению о реальности этого феномена для короткопериодических пар ( $P < 20$ — $30^d$ ) и об его отсутствии для спектрально-двойных звезд с большими периодами. Дискуссия пробле-

мы в основном касалась вопроса: около какой долготы  $0^\circ < \omega \leq 180^\circ$  имеет место преимущественная концентрация периастров.

В последней работе [8] на эту тему, основанной на данных каталога Бечваржа [9], было вновь подтверждено существование В-эффекта для звезд с периодом  $P < 30^d$ : за картинной плоскостью оказались периастры ярких компонентов 149 звезд, перед — только у 96 из общего числа 245 звезд.

Среди попыток объяснения физической природы В-эффекта следует отметить гипотезы Куницкого [10] (зависимость скорости света от направления движения компонентов) и Струве [11] (систематические ошибки, совершаемые при построении кривых лучевых скоростей, связанные с наличием мощных газовых потоков между компонентами достаточно тесных пар).

В работе [12] были подвергнуты проверке некоторые статистические следствия гипотезы Струве. Было установлено, что особенности расположения периастров орбит спектрально-двойных звезд ранних классов хорошо объясняются этой гипотезой, однако вопрос о причине В-эффекта у звезд класса А нельзя считать решенным.

В 1968 г. в работе [13] было показано существование В-эффекта и у долгопериодических бинарных систем. При этом было установлено, что В-эффект имеет положительный знак у систем с отрицательной лучевой пекулярной скоростью центра масс  $v_r$  и наоборот, т. е. что периастры ярких компонентов имеют тенденцию концентрироваться в антиапексиальном полупространстве по ходу движения системы относительно космической диффузной среды («антиапексиальный эффект»). Поскольку числа звезд с  $v_r > 0$  и  $v_r < 0$  примерно одинаковы, то, естественно, что в целом для всех долгопериодических звезд В-эффект не наблюдается.

Гипотеза Струве, удовлетворительно объясняющая существование В-эффекта у очень тесных пар с коротким периодом, является неприемлемой по отношению к широким системам; к тому же она совершенно бессильна интерпретировать зависимость знака В-эффекта от знака  $v_r$ . Поэтому в настоящей работе мы попытаемся выяснить физическую природу В-эффекта и антиапексиального эффекта у долгопериодических спектрально-двойных звезд.

Однако прежде чем это делать, введем количественную характеристику В-эффекта и выведем формулу для оценки вероятности случайности этого феномена.

Величиной В-эффекта будем называть отношение

$$B = \frac{2m - n}{n}, \quad (1)$$

где  $m$  — число звезд с периастрами за картинной плоскостью, а  $n$  — общее число двойных звезд. Очевидно, величина В-эффекта может колебаться в пределах  $\pm 1$ . При равномерном распределении периастров ( $m = 0.5n$ )  $B = 0$ .

Определим вероятность  $W$  того, что модуль случайного отклонения В-эффекта от нулевого значения будет не меньше некоторой конкретной величины  $B$ . Воспользуемся для этой цели интегральной предельной теоремой Лапласа [14], согласно которой вероятность  $W$  того, что событие с вероятностью  $w$  при  $n$  испытаниях случится не менее  $m$  раз, описывается формулой

$$W = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_a^b e^{-\frac{t^2}{2}} dt, \quad (2)$$

где пределы интегрирования находятся из неравенства

$$a < \frac{m - nw}{\sqrt{nw(1-w)}} \leq b.$$

При случайном распределении периастров вероятность попасть в любую полусферу для каждой звезды равна  $w = 0.5$ , с учетом чего пределы интегрирования можно записать так:

$$a < \frac{2m - n}{\sqrt{n}} \leq b, \quad (3)$$

причем для нахождения верхнего предела в (3) следует подставить  $m = n$ , а для нижнего, согласно (1),  $2m - n = Bn$ . Таким образом, мы будем иметь

$$W(B) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_{B\sqrt{n}}^{\sqrt{n}} e^{-\frac{t^2}{2}} dt = 2 [\Phi(\sqrt{n}) - \Phi(B\sqrt{n})], \quad (4)$$

где  $\Phi(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^t e^{-t^2/2} dt$  — интеграл ошибок в той форме, в которой его

значения обычно приводятся в таблицах (см., например, [14]).

Коэффициент 2 был введен в (4) из тех соображений, что нас интересует величина отклонения  $B$  по модулю, а так как оно может иметь любой знак, то вероятность интересующего нас отклонения удваивается.

В дальнейшем мы будем пользоваться такой градацией: если вероятность случайности данного распределения  $W \leq 0.1$ , то распределение будем считать неслучайным, нуждающимся в физической интерпретации, при  $0.1 < W \leq 0.3$  закономерность распределения будем считать сомнительной и при  $W > 0.3$  — отсутствующей.

Чтобы выявить вклад различных свойств спектрально-двойных звезд в образование  $B$ -эффекта, нами была составлена таблица, дающая значения  $B$  и  $W$  отдельно для звезд, разбитых на две группы по одному из следующих признаков: галактическая широта  $b$ , галактическая долгота  $l$ , знак лучевой скорости, спектр, видимая величина  $m$  и период (табл. 1). В качестве статистического материала были использованы практически все 389 звезд, элементы эллиптических орбит которых приводятся в новом издании каталога Бечваржа [15].

Была произведена также обработка элементов эллиптических орбит, опубликованных в каталоге Бэттена [16], причем звезды, орбиты которых, по утверждению самого автора каталога [16], определены ненадежно и включение их в статистический материал является нежелательным, использованы не были. Результаты статистической обработки использованного материала приводятся ниже в двух вариантах (по Бечваржу и по Бэттену).

Далее лучевые скорости звезд были освобождены от эффектов Эйнштейна, движения Солнца к апексу и дифференциального вращения Галактики. Величина первого была принята для всех звезд одинаковой, равной в среднем  $+1$  км/сек. Для определения эффекта Оорта потребовалось вычисление звездных расстояний. У подавляющего большинства звезд расстояния находились по приводимым в каталоге [15] параллаксам. При отсутствии параллакса расстояние определялось по формуле  $\lg r = 1 + 0.2(m - M)$  с учетом поглощения света межзвездной средой по Бархатовой [17], т. е. принималось, что поглощение света составляет  $3.5$  на 1 кпс. при  $b = 0^\circ$ . При этом абсолютная величина  $M$  находилась по диаграмме спектр — светимость [18]. В тех случаях, когда символ спектра звезды не содержал указания о ее месте на этой диаграмме, считалось, что она принадлежит главной последовательности. Видимая величина для переменных звезд бралась в максимуме блеска.

Следует подчеркнуть, что неточность в вычислении расстояний описанным способом не является существенной для полученных нами результа-

Вероятность вклада различных свойств спектрально-двойных звезд в создание В-эффекта

	Все звезды	Галактическая широта		Галактическая долгота		Лучевая скорость		Спектр		Видимая величина		Период	
		$ b  \leq 45^\circ$		$0^\circ < l \leq 180^\circ$		$v_r > 0$		$0 - B$		$m \leq 5.6$		$P \leq 5d$	
		$ b  > 45^\circ$	$180^\circ < l \leq 360^\circ$	$v_r < 0$	$A - M$	$m > 5.6$	$P > 5d$						
Все звезды 389	$n(90)$	184	143	70	110	103	79	134	115	93	72	141	
	$n(270)$	143	122	54	108	68	48	128	101	75	37	139	
	$B(90)$	0.125	0.079	0.129	0.009	0.205	0.244	0.023	0.065	0.133	0.321	0.007	
	$W$	0.023	0.198	0.151	0.894	0.007	0.006	0.710	0.340	0.080	$8 \cdot 10^{-4}$	0.907	
$ b  \leq 45^\circ$ 327	$n(90)$	184	126	58	94	90	75	109	100	84	62	122	
	$n(270)$	143	102	41	92	51	45	98	82	61	32	111	
	$B(90)$		0.105	0.172	0.011	0.277	0.250	0.053	0.099	0.159	0.319	0.047	
	$W$		0.112	0.087	0.881	0.001	0.006	0.445	0.182	0.056	0.002	0.473	
$ b  > 45^\circ$ 62	$n(90)$	29	17	12	16	13	4	25	15	14	10	19	
	$n(270)$	33	20	13	16	17	3	30	19	14	5	28	
	$B(90)$		-0.081	-0.040	0.000	-0.133	0.143	-0.091	-0.118	0.000	0.333	-0.191	
	$W$		0.623	0.841	1.000	0.467	0.697	0.500	0.491	1.000	0.197	0.190	
$0^\circ < l \leq 180^\circ$ 265	$n(90)$	143			67	76	44	99	66	77	53	90	
	$n(270)$	122			75	47	33	89	62	60	29	93	
	$B(90)$				-0.056	0.236	0.143	0.053	0.031	0.124	0.293	-0.016	
	$W$				0.505	0.009	0.209	0.467	0.726	0.147	0.008	0.829	
$180^\circ < l \leq 360^\circ$ 124	$n(90)$	70	43	27	35	27	35	35	49	21	19	51	
	$n(270)$	54	33	21	15	21	15	39	39	15	8	46	
	$B(90)$		0.132	0.125	0.400	0.125	0.400	-0.054	0.114	0.167	0.407	0.052	
	$W$		0.250	0.387	0.005	0.387	0.005	0.643	0.285	0.316	0.034	0.609	

	Все звезды	Галактическая широта		Галактическая долгота		Лучевая скорость		Спектр		Видимая величина		Период	
		$ b  \leq 45^\circ$		$180^\circ < l \leq 360^\circ$		$v_r > 0$	$v_r < 0$	O — B	A — M	$m \leq 5.6$	$m > 5.6$	$P \leq 5d$	$P > 5d$
		$ b  > 45^\circ$											
$v_r > 0$													
	110	$n(90)$						42	68	57	53	38	72
	108	$n(270)$						29	79	63	45	23	85
218		$B(90)$						0.183	-0.075	-0.050	0.082	0.246	-0.083
		$W$						0.123	0.363	0.584	0.417	0.055	0.293
$v_r < 0$													
	103	$n(90)$						37	66	58	45	34	69
	68	$n(270)$						19	49	38	30	14	54
171		$B(90)$						0.321	0.148	0.203	0.200	0.417	0.122
		$W$						0.016	0.113	0.042	0.083	0.004	0.176
O — B													
	79	$n(90)$								43	36	33	46
	48	$n(270)$								32	16	15	33
127		$B(90)$								0.147	0.385	0.375	0.165
		$W$								0.203	0.005	0.009	0.143
A — M													
	134	$n(90)$								72	62	39	95
	128	$n(270)$								69	59	22	106
262		$B(90)$								0.021	0.025	0.279	-0.055
		$W$								0.803	0.783	0.029	0.436
$m \leq 5.6$													
	115	$n(90)$											
	101	$n(270)$											
216		$B(90)$											
		$W$											
$m > 5.6$													
	98	$n(90)$											
	75	$n(270)$											
173		$B(90)$											
		$W$											

тов, поскольку она повлияла лишь на величину поправки Оорта, которая в среднем оказалась довольно небольшой и вызвала изменение знака лучевой скорости лишь у нескольких звезд.

Анализ табл. 1 показывает:

1. Звезды с периодом  $P \leq 5$  суток уверенно обнаруживают В-эффект почти независимо от их деления по всем другим признакам. Это свидетельствует о том, что указанные Струве систематические ошибки в определении  $e$  (эксцентриситета орбиты) и  $\omega$  для данных звезд перекрывают влияние всех других факторов, откуда следует, что их целесообразно исключить из рассмотрения, дабы они не смазывали роль физических факторов у остальных звезд\*.

2. Звезды с галактической широтой  $|b| > 45^\circ$  не обнаруживают уверенно выраженного В-эффекта ни при каких других характеристиках, что является первым указанием на генетическую связь данного феномена с газопылевой межзвездной средой\*\*.

О том, что В-эффект обусловлен взаимодействием звезд с внешней средой, не менее убедительно свидетельствует зависимость его знака от направления скорости движения системы. Эта зависимость, как мы увидим ниже, возрастает после исключения звезд с  $P \leq 10^d$  и  $|b| > 45^\circ$ .

Перейдем теперь к рассмотрению качественной теории взаимодействия двойной звезды с пылевой средой, ограничив эту задачу рядом упрощающих условий и идеализаций\*\*\*. Прежде всего докажем следующую теорему:

Среднее по времени положение каждого из тел в задаче Ньютона совпадает с точкой, лежащей посередине между центром и вторым фокусом эллиптической орбиты тела.

Пусть начало плоской системы координат  $XOY$  совпадает с главным компонентом двойной системы ( $x_1 = y_1 = 0$ ), а ось  $OX$  направлена к апоастрру орбиты спутника. Тогда средние по времени значения координат последнего будут:

$$\bar{x}_2 = \frac{1}{P} \int_0^P R \cos(v - \pi) dt, \quad (5)$$

$$\bar{y}_2 = \frac{1}{P} \int_0^P R \sin(v - \pi) dt,$$

где  $R = p / (1 + e \cos v)$  — модуль относительного радиуса-вектора тел, а  $v$  — истинная аномалия.

Интегрируя (5) с использованием 3-го закона Кеплера, находим

$$\bar{x}_2 = \frac{3}{2} ae, \quad \bar{y}_2 = 0, \quad (6)$$

где  $a$  — большая полуось орбиты. Выражения (6) и являются доказательством сформулированной выше теоремы.

Можно было бы показать, и это сделано в нашей работе [19], что кинематически средние положения компонентов являются вместе с тем средними по времени динамическими центрами их взаимодействия с удаленными пылинками.

Аппарат ограниченной задачи трех тел с двумя неподвижными центрами до сих пор обычно применялся в тех случаях, когда рассматривалось

\* Ниже будут исключены звезды с периодом  $P \leq 10^d$ .

\*\* Однако не исключено, что в этом случае играет роль возможная компланарность орбит спектрально-двойных звезд по отношению к плоскости Галактики.

\*\*\* Ориентировочная количественная оценка мощности пылевого экрана, которую невозможно здесь привести из-за ограниченности объема статьи, дается в нашей работе [19].

быстрое прохождение малого тела через систему медленно движущихся массивных тел. В нашем случае имеют место диаметрально противоположные соображения в пользу возможности сведения задачи к проблеме двух неподвижных центров. В самом деле, поскольку скорость движения компонентов спектрально-двойных звезд значительно превосходит среднюю скорость космических пылинок и так как мы будем рассматривать движение пылинок на расстояниях, значительно превышающих размеры орбит двойных звезд, то в первом приближении мы вправе считать компоненты двойной звезды неподвижными центрами, занимающими их среднее по времени положение.

Совместим начало системы  $XOY$  со средним по времени положением главного компонента, а ось  $OX$  направим в сторону периастра его орбиты или, что то же, апоафра орбиты спутника (рис. 1). Тогда координаты спутника будут иметь средние значения (6), а координаты периафра  $\pi$  яркого компонента

$$x_{\pi} = a \left( 1 - \frac{e}{2} \right), \quad y_{\pi} = 0. \quad (7)$$

Рассмотрим взаимодействие двойной звезды с такими пылинками, для которых редуцированная (эффективная) масса яркого компонента  $M_1'$  будет отрицательной (сила светового отталкивания  $F_p$  превосходит силу гравитационного притяжения  $F_g$ ), а редуцированная масса слабого компонента  $M_2'$  положительна ( $F_p < F_g$ ), причем по модулю  $|M_1'| > M_2'$ .

Дифференциальные уравнения движения пылинки, удовлетворяющей первому из этих условий, будут иметь вид:

$$\ddot{x} = \frac{\mu_1}{r_1^3} x - \frac{\mu_2}{r_2^3} (x - x_2), \quad (8)$$

$$\ddot{y} = \frac{\mu_1}{r_1^3} y - \frac{\mu_2}{r_2^3} y, \quad (9)$$

где  $\mu_1$  и  $\mu_2$  — модули произведений гравитационной постоянной  $G$  на редуцированные массы соответственно первого и второго тела, а  $r_1$  и  $r_2$  — расстояния от этих тел до пылинки.

Уравнения (8) и (9) позволяют получить интеграл энергии

$$v^2 = -\frac{2\mu_1}{r_1} + \frac{2\mu_2}{r_2} + v_{\infty}^2 \quad (10)$$

и выражение для скорости изменения удельного момента количества движения пылинки  $K$  по отношению к первому и второму центру:

$$\frac{dK_1}{dt} = -\frac{\mu_2}{r_2^3} x_2 y, \quad (11)$$

$$\frac{dK_2}{dt} = -\frac{\mu_1}{r_1^3} x_2 y. \quad (12)$$

Для дальнейшего рассмотрения задачи зададимся конкретными данными, характерными для наиболее типичных долгопериодических пар. Пусть

$$M_1 = 4M_{\odot}, \quad M_2 = 3M_{\odot}, \quad (13)$$

$$P = 30^d = 2.6 \cdot 10^6 \text{ сек}, \quad e = 0.2.$$

На основании (13), (6) и (7) находим числовые значения величин:

$$a = 5.4 \cdot 10^{12}, \quad x_2 = 1.6 \cdot 10^{12}, \quad x_{\pi} = 6 \cdot 10^{12}. \quad (14)$$

(Здесь и ниже все числовые данные приводятся в системе CGS.)

Известно, что редуцированная масса связана с истинной соотношением

$$M' = M \left[ 1 - \frac{F_p}{F_g} \right], \quad (15)$$

где

$$F_p = \frac{\alpha \pi D^2 L}{16 \pi r^2 c}, \quad (16)$$

$$F_g = \frac{GM \pi D^3 \delta}{6 r^2}. \quad (17)$$

В последних двух выражениях  $D$  — диаметр сферической пылинки,  $\delta$  — ее плотность,  $L$  — светимость звезды,  $c$  — скорость света,  $\alpha$  — коэффициент, зависящий от индикатрисы рассеяния падающего на пылинку света, включая эффект дифракции. По данным Левина [20], величина  $\alpha$  колеблется от 0 при  $D < 10^{-6}$  до 1 для черных, равномерно прогреваемых пылинок с диаметром  $D > 10^{-4}$ .

Используя соотношение [18]

$$\frac{L}{M} = \frac{L_{\odot}}{M_{\odot}} \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right)^{\frac{5}{2}},$$

на основании (16) и (17) легко находим

$$\frac{F_p}{F_g} = \frac{3\alpha}{8\pi c G D \delta} \cdot \frac{L_{\odot}}{M_{\odot}} \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right)^{\frac{5}{2}}. \quad (18)$$

Полагая  $\delta = 3$  и подставляя в (18) значения констант и принятых нами масс компонентов, получаем по формуле (15)

$$\begin{aligned} M_1' &= 4M_{\odot} \left[ 1 - 1.27 \cdot 10^{-3} \frac{\alpha}{D} \right], \\ M_2' &= 3M_{\odot} \left[ 1 - 0.62 \cdot 10^{-3} \frac{\alpha}{D} \right]. \end{aligned} \quad (19)$$

Введем дальнейшую конкретизацию размеров и свойств частиц, наложив условие

$$M_1' = -1.1M_2'. \quad (20)$$

Подставляя сюда (19), получаем  $\frac{\alpha}{D} \cong 10^3$ . Такое отношение  $\frac{\alpha}{D}$  является вполне реальным для частиц с диаметром порядка  $10^{-3} - 10^{-4}$ .

Совместное решение (19) и (20) дает  $M_1' = -1.2M_{\odot}$ ,  $M_2' = 1.1M_{\odot}$ , откуда модули редуцированных значений  $\mu$  получаются:

$$\mu_1 = 1.60 \cdot 10^{26}, \quad \mu_2 = 1.45 \cdot 10^{26}. \quad (21)$$

Подставляя эти значения  $\mu$  в (10) и учитывая (14), легко построить поверхности нулевой скорости  $v^2 = 0$  для различных значений константы  $v_{\infty}$ . При  $v_{\infty} < 6.82 \cdot 10^5$  область действительных движений (ОДД) состоит из двух изолированных полостей: наружной и внутренней. При критическом значении  $v_{\infty} = 6.82 \cdot 10^5$  эти поверхности касаются в точке либрации  $L$  (рис. 1), для которой должно иметь место одновременное выполнение условий  $\ddot{x} = 0$ ,  $v^2 = 0$ . В нашем примере абсцисса точки  $L$  будет  $x_L = 21x_2 = 3.36 \cdot 10^{13}$ . При дальнейшем увеличении  $v_{\infty}$  области действительных движений соединяются. В районе  $L$  образуется «горло», радиус которого  $y_L$  для малых отклонений  $v_{\infty}$  от критического значения легко выражается че-



рез величину скорости  $v_L$  в точке  $L$ :

$$y_L = v_L / \sqrt{-\frac{2\mu_1}{r_1^3} + \frac{2\mu_2}{r_2^3}}. \quad (22)$$

Необходимо заметить, что поверхность нулевой скорости вблизи центров  $M_1$  и  $M_2$  является условной (пунктирная линия на рис. 1), так как на расстояниях  $r_1$  и  $r_2$ , сравнимых с  $x_2$ , модель неподвижных центров перестает быть законной даже в первом приближении.

Наконец, следует иметь в виду, что пространственную форму поверхности нулевой скорости представляет собою фигура вращения кривой (рис. 1) вокруг оси  $OX$  при условии, что скорость  $v_\infty$  коллинеарна с последней.

Перейдем теперь к рассмотрению динамической картины взаимодействия звезды с космическими пылинками и выясним условия, при которых во внутренней полости ОДД может происходить накопление пыли, способной создать анизотропию блеска звезды при ее наблюдении со стороны апекса или антиапекса.

Пусть центр массы системы движется вдоль оси  $OX$  со скоростью  $v_\infty$ , незначительно превышающей критическую. Допустим далее, что это движение происходит внутри бесконечно протяженной диффузной среды, состоящей из невзаимодействующих и не имеющих относительной скорости частиц.

Заметим, что совершенно такие же ограничения вводились рядом авторов (Нольке [21], Моисеев [22], Агекян [23] и др.) при изучении задачи взаимодействия звезд с диффузной средой.

Рассмотрим случай, когда звезда движется, имея периастр яркого компонента в антиапексиальной части пространства, т. е. ее скорость обратна направлению оси  $OX$ . В этом случае можно считать, что звезда покоится, а линейно параллельный поток частиц движется к звезде слева направо (рис. 1), имея в бесконечности скорость  $v_\infty$ . Для частиц, находящихся на большом расстоянии от звезды, оба центра можно считать совпадающими друг с другом и с внешним фокусом гипербол (поскольку  $\Sigma\mu < 0$ ), по которым будут двигаться частицы. Попадание таких частиц во внутреннюю полость ОДД в этом случае невозможно. Такая звезда с точки зрения экранирования ее оптически эффективной пылевой средой будет особенно хорошо наблюдаться со стороны антиапекса. Эффект пылевого экранирования со стороны апекса, описанный в работе [24], в данном случае будет играть лишь незначительную роль вследствие малости отрицательной массы всей системы. Как следует из [24], даже для одиночных В-звезд средняя анизотропия блеска составляет всего  $0.17$ .

Картина, однако, резко меняется, если звезда движется, имея периастр яркого компонента в апексиальной части, т. е. ее скорость совпадает с положительным направлением оси  $OX$ . В этом случае встречный поток частиц будет двигаться справа налево (на рис. 1), причем все частицы будут делиться по величине  $K_\infty$  на две категории: при достаточно большом значении  $K_\infty = v_\infty y_\infty$  уменьшение кинетического момента, которое, согласно (13), будет иметь место на протяжении всего движения пока  $y > 0$  не успеет повернуть частицу в сторону «горла» и она уйдет от системы приблизительно по гиперболической траектории. При  $y_\infty = 0$  частица пройдет через «горло» непосредственно по оси  $OX$ . При достаточно малом значении  $y_\infty$  частица также пройдет через «горло» и в этом случае обязательно пересечет ось  $OX$  задолго до приближения к центру  $M_2$ .

В самом деле, как видно из (9), при  $\dot{y}_\infty = 0$  ордината частицы  $y$  будет увеличиваться с положительным ускорением, пока

$$\frac{r_1}{r_2} > \sqrt[3]{\frac{\mu_1}{\mu_2}} = \sqrt[3]{1.1}.$$

Абсцисса точки  $A$ , в которой меняется знак ускорения  $\ddot{y}$ , при малом

значении  $y(r_1 \cong r_2 + x_2)$  имеет величину  $x_A = 34x_2$ . Далее ордината частицы возрастает замедленно, а затем, при достаточно малой величине  $y_\infty$ , начинает убывать (это проверено нами численным интегрированием) вплоть до проникновения частицы во внутреннюю полость ОДД.

Пусть в некоторой точке  $B(x_B, y_B)$  секториальное торможение (12) полностью погасит начальный положительный момент количества движения частицы  $K_\infty = y_\infty v_\infty$ . В этой точке ее линейная скорость будет направлена к центру  $M_2$ , после чего момент количества движения частицы сделается отрицательным и она пересечет ось  $OX$  правее центра  $M_2$  (рис. 1).

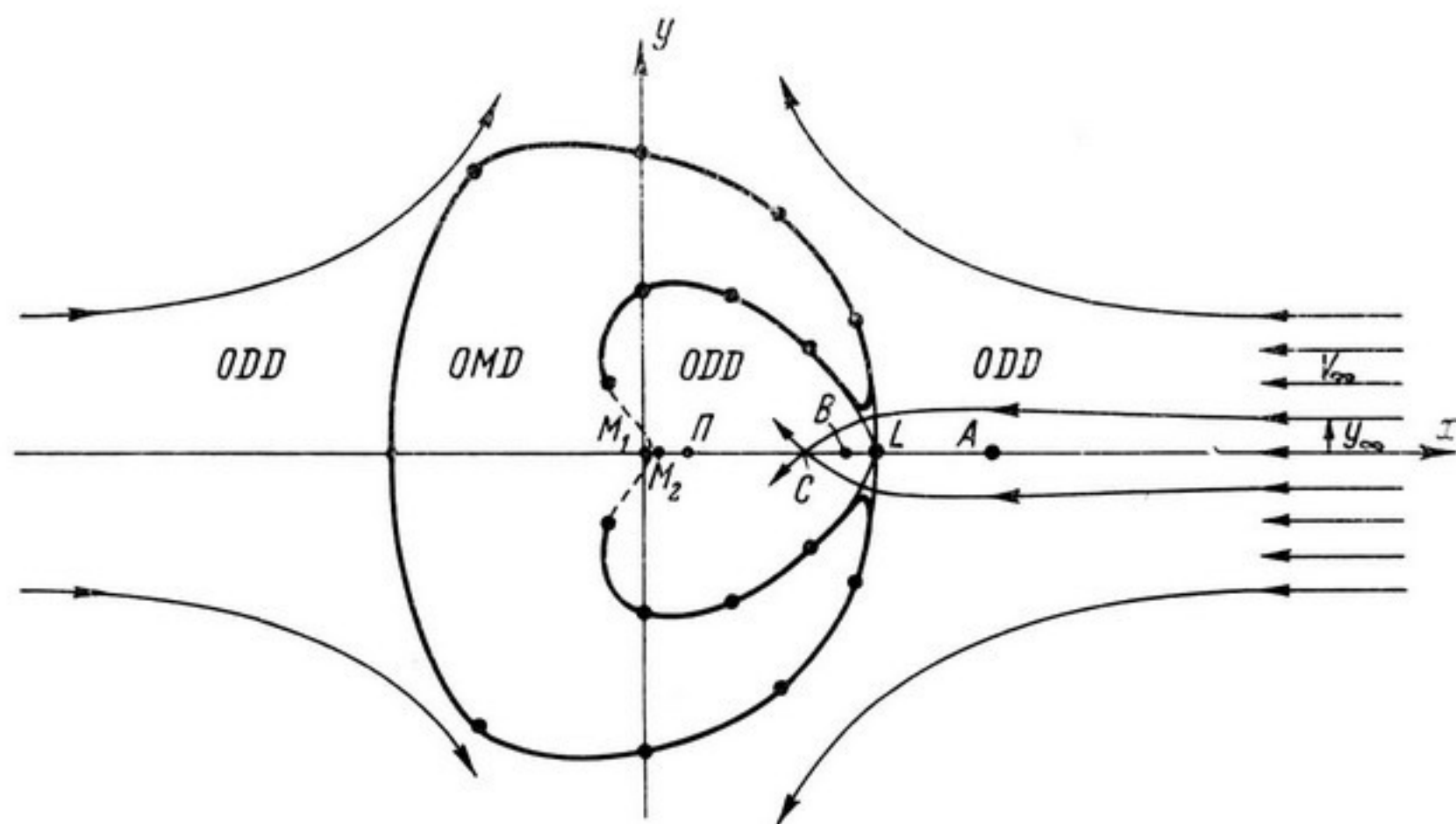


Рис. 1. Сечение поверхности нулевой скорости для двух неподвижных центров: ODD — область действительных движений, OMD — область мнимых движений,  $L$  — точка либрации

Допустим, что  $y_B \geq y_\infty$ . В этом случае на протяжении всего предшествующего движения имело место вытекающее из (12) неравенство

$$|dK_2| = \frac{\mu_1}{r_1^3} x_2 y dt = \frac{\mu_1 x_2 y}{2\dot{r}_1} d \frac{1}{r^2} \geq \frac{\mu_1 x_2 y_\infty}{2v_\infty}. \quad (23)$$

Гашение кинетического момента частицы  $K$  произойдет, если

$$|\Delta K| = y_\infty v_\infty \geq \frac{\mu_1 x_2 y_\infty}{2v_\infty r_B^2},$$

т. е. на расстоянии

$$r_B \geq \sqrt{\frac{\mu_1 x_2}{2v_\infty^2}} = 11x_2 = 1.76 \cdot 10^{13}. \quad (24)$$

После гашения кинетического момента частица довольно быстро пройдет через ось  $OX$ , что можно было бы показать численным интегрированием, но что интуитивно ясно и из качественного анализа уравнений (8), (9) и (12).

Если же в точке  $B$  имеет место неравенство  $y_B < y_\infty$  (т. е.  $\dot{y}_B < 0$ ), то вопрос о гашении момента не может быть решен на основании неравенства (23). Однако численным интегрированием и в этом случае можно показать неизбежность пересечения траектории частицы с осью  $OX$  в точке  $C$ .

Следует сказать, что неравенство (23) является крайне невыгодным для нашей цели, так как мы заменили  $\dot{r}$  через  $v_\infty$ . Между тем при  $v_\infty$ , стремящейся к критическому значению, в области «горла» скорость  $\dot{r}$  очень мала и решающее уменьшение кинетического момента происходит именно в этой области.

Рассмотрим весьма малый отрезок оси  $OX$  в районе точки либрации, заключенный в пределах  $x_L \pm \Delta x$ . Очевидно, при малых  $y$   $\Delta x \cong \Delta r$ .

На протяжении малого отрезка пути  $2\Delta r$  величину  $r_1$  в формуле (12) можно считать постоянной, вследствие чего мы будем иметь

$$|\Delta K| > \frac{\mu_1 x_2 y_{\text{ср}}}{r_1^3 v_{\text{ср}}} 2\Delta r.$$

Если в самой точке либрации  $v_L \rightarrow 0$ , то  $v_{\text{ср}} < 1/2 \Delta v$ , где  $\Delta v$  — скорость в точке  $r_L \pm \Delta r$ , а  $v_{\text{ср}}$  и  $y_{\text{ср}}$  — некоторые средние значения  $v$  и  $y$ . Таким образом,

$$|\Delta K| > \frac{4\mu_1 x_2 y_{\text{ср}}}{r_1^3} \cdot \frac{\Delta r}{\Delta v}. \quad (25)$$

На основании (10) находим

$$\frac{\Delta v}{\Delta r} = \sqrt{\frac{2\mu_2}{r_2^3} - \frac{2\mu_1}{r_1^3}}$$

откуда, разлагая в ряд до членов первой степени относительно  $(x_2 / r_1)$ , имеем

$$\frac{\Delta r}{\Delta v} = \frac{r_1^{3/2}}{\sqrt{6\mu_2 \frac{x_2}{r_1} - 2(\mu_1 - \mu_2)}}. \quad (26)$$

Подставляя (26) в (25) и используя числовые значения соответствующих величин, получаем

$$|\Delta K| > 13 \cdot 10^5 y_{\text{ср}}. \quad (27)$$

Результат (27) снова приводит к альтернативному заключению: либо  $y_{\text{ср}} > y_{\infty}$  и тогда внутри «горла» момент не только гасится, но и приобретает значительную отрицательную величину, либо  $y_{\text{ср}} < y_{\infty}$  (следовательно,  $\dot{y}_B < 0$ ) и тогда при достаточно малом значении  $y_{\infty}$  всегда можно подобрать начальные условия, при которых траектория частицы пересекает ось  $OX$  вскоре после выхода из «горла».

Из всех этих рассуждений для нас важен лишь один вывод о том, что всегда можно подобрать некоторый, пусть весьма малый, но конечный диапазон начальных условий частиц, траектории которых пересекаются с осью  $OX$  во внутренней полости ОДД вскоре после прохождения через область точки либрации. Отсюда следует весьма важный вывод: так как поток частиц внутри «трубки» с осью  $OX$  и сечением в бесконечности  $S_{\infty} = \pi y_{\infty}^2$  стационарен, то плотность потока

$$\rho = \rho_{\infty} \frac{v_{\infty} S_{\infty}}{\dot{x} S}. \quad (28)$$

В районе пересечения образующих «трубки»  $\dot{x}$  очень мала, а  $S \rightarrow 0$ , поэтому  $\rho \rightarrow \infty$ , даже если плотность  $\rho_{\infty}$  частиц, удовлетворяющих всей совокупности ограничений, очень мала (но конечна). Заполнение внутренней полости частицами будет происходить до тех пор, пока их поток в обратном направлении не приобретет плотность, равную плотности прямого потока. Но это значит, что такая же (точнее, удвоенная) плотность среды установится внутри всей этой полости. В самом деле, по мере приближения частиц к центрам  $M_1$  и  $M_2$  схема двух неподвижных центров будет становиться все более грубой и скорости частиц начнут разбрасываться самым хаотическим образом.

Переходя к реальным условиям, необходимо подчеркнуть, что плотность частиц во внутренней полости ОДД не будет бесконечно возрастать не только потому, что в действительности существуют относительные ско-

Положение периастра	Знак $v_r$	$\omega$	По Бэчваржу		По Баттену	
			$n$	$\bar{m}$	$n$	$\bar{m}$
В апексе	—	$270^\circ \pm 90^\circ$	30	5 <sup>m</sup> . 30	26	5 <sup>m</sup> . 46
В апексе	+	$90 \pm 90$	43	5. 06	40	5. 17
В антиапексе	—	$90 \pm 90$	47	4. 78	45	4. 84
В антиапексе	+	$270 \pm 90$	60	4. 76	44	5. 07
Всего с периастром в апексе			73	5. 16	66	5. 28
Всего с периастром в антиапексе			107	4. 77	89	4. 95
Вероятность случайности			0.011		0.066	

рости и взаимодействия частиц, но и потому, что фактическое движение «неподвижных» центров приводит к пульсации поверхности нулевой скорости и к изменению константы интеграла энергии у отдельных частиц. Особенно большая утечка частиц должна происходить вблизи начала системы координат в область мнимых движений.

Поскольку корректный учет всех условий задачи был бы теоретически невозможным, мы считаем неоправданным проводить ее строгое исследование на каком-то одном этапе (например, получение точной формы «трубки» потока путем машинного интегрирования). Поэтому всем изложенным выше теоретическим результатам мы придаем значение лишь некоторой качественной, но более или менее обоснованной поддержки следующей гипотезы: «Если центр массы двойной звезды движется так, что периастр яркого компонента находится в апексе движения, то такая бинарная система осуществляет накопление оптически эффективной космической пыли главным образом в апексиальной части пространства. Некоторая доля этой пыли проникает и в антиапексиальное полупространство. В целом происходит оптическое экранирование таких звезд. Поэтому звезды, движущиеся вперед периастром, в среднем должны быть слабее, а их открытие — менее вероятным, чем для звезд с периастром в антиапексе».

Предоставим проверку нашей гипотезы фактам.

Из гипотезы следует, что самыми слабыми и малочисленными должны быть звезды, у которых  $v_r < 0$ , а  $\omega = 270^\circ$ . На втором месте должны стоять звезды с  $v_r > 0$  и  $\omega = 90^\circ$ . Третье и четвертое место должны делить звезды с  $v_r < 0$  и  $\omega = 90^\circ$  и с  $v_r > 0$  и  $\omega = 270^\circ$ .

В табл. 2 приводится фактическое распределение по этим категориям всех использованных нами спектрально-двойных систем с галактической широтой  $|b| \leq 45^\circ$  и периодом  $P > 10^d$ .

Как видно из табл. 2, звезды с  $v_r < 0$  имеют резко выраженный положительный В-эффект ( $B = 0.221$ ,  $W = 0.052$  — по Бэчваржу,  $B = 0.268$ ,  $W = 0.024$  — по Бэттену), звезды с  $v_r > 0$  — отрицательный, хотя и менее выраженный В-эффект ( $B = -0.165$ ,  $W = 0.094$  — по Бэчваржу,  $B = -0.048$ ,  $W = 0.660$  — по Бэттену).

Последнее легко объясняется тем, что для звезд с  $v_r < 0$  эффект Струве складывается с эффектом экранирования, а для звезд с  $v_r > 0$  вычитается из него. Учитывая это, можно думать, что выбранные нами звезды с  $P > 10^d$  несут на себе печать эффекта Струве.

С другой стороны, короткопериодические звезды не свободны от эффекта экранирования. Об этом красноречиво свидетельствует тот факт, что хотя для короткопериодических звезд В-эффект положителен при любом знаке  $v_r$ , однако проявляется он, как это видно из табл. 1, гораздо резче у звезд с  $v_r < 0$  ( $B = 0.417$ ,  $W = 0.004$ ), чем у звезд с  $v_r > 0$  ( $B = 0.246$ ,  $W = 0.055$ ).

Таким образом, мы видим, что предлагаемый нами механизм в состоянии объяснить как В-эффект со всеми его вариациями, так и описанный в работе [13] антиапексиальный эффект.

Дополнительным подтверждением нашей гипотезы о том, что основной причиной наблюдаемых особенностей в расположении периастров ярких компонентов спектрально-двойных звезд является эффект пылевого экранирования, служит следующее соображение. Если звезды отбираются по признаку, не имеющему отношения к их блеску, то, согласно теореме Зеелигера, более многочисленная группа должна иметь меньшую среднюю яркость. Из табл. 2 видно, что наиболее многочисленными являются одновременно и наиболее яркие звезды. Значит, потому их число и велико, что в среднем эти звезды ярче, и наоборот.

В заключение укажем, что в работе [13] был рассмотрен вопрос о движении линии апсид двойных звезд под воздействием сопротивляющейся среды. В цитированной работе было установлено, что при наличии асимметричного распределения плотности этой среды периастр спутника стремится установиться в полупространстве с меньшей средней плотностью. Отсюда следует, что расположение периастра яркого компонента во внутренней полости области действительных движений, плотно заполненной космической пылью (рис. 1), является устойчивым.

Автор пользуется случаем выразить благодарность профессору Р. В. Куницкому за предоставление темы исследования.

Московский гос. пединститут  
им. В. И. Ленина

Поступила в редакцию  
16 июля 1968 г.

### Литература

1. J. M. Barr, I. Roy. Astron. Soc. Canada, 2, 70, 1908.
2. F. Schlesinger, H. Baker, Publ. Allegheny Observ., 1, № 21, 135, 1910.
3. O. Struve, A. Pogo, Astron. Nachr., 234, 297, 1929.
4. R. G. Aitken, The Binary Stars, 1935.
5. O. Struve, Popular Astron., 56, 348, 1948.
6. E. L. Scott, Astrophys. J., 109, 194 and 446, 1949.
7. V. M. Blanco, A. D. Williams, Publ. Astron. Soc. Pacifics, 61, № 359, 93, 1949.
8. Э. Ф. Бражникова, С. В. Бабинчук, Астрон. ж., 42, № 3, 678, 1965.
9. A. Vešvãř, Atlas coeli II — katalog 1950. 0, Praha, 1959.
10. Р. В. Куницкий, Русск. астрон. ж., 1, № 2, 43, 1924.
11. O. Struve, Publ. Astron. Soc. Pacifics, 60, 160, 1948.
12. M. Jaschek, S. Jaschek, Z. Astrophys., 44, № 1, 18, 1957.
13. Э. Ф. Бражникова, Уч. зап. Горьковск. пед. ин-та, вып. 123, 1969 (в печати).
14. В. И. Левин, Методы математической физики, М., Учпедгиз, 1960.
15. A. Vešvãř, Atlas coeli II — katalog 1950. 0, Praha, 1964.
16. A. H. Batten, Publ. Domin. Astrophys. Observ., Victoria, B. C., 13, № 8, 119, 1967.
17. К. А. Бархатова, Астрон. ж., 26, 251, 1949.
18. К. У. Аллен, Астрофизические величины, Пер. с англ., ИЛ, М., 1960.
19. Э. Ф. Бражникова, В. В. Родзневский, Астрон. ж. (в печати).
20. Б. Ю. Левин, Докл. АН СССР, 38, № 9, 304, 1943.
21. F. Nölke, Abh. d. Nat. Ver. Bremen, 20, 29, 1909.
22. N. Moisseiev, Atti Reale Accad. Naz. Lincei, Rendiconti, Ser. 6, 15, 135, 1932.
23. Т. А. Агекян, Докл. АН СССР, 69, 515, 1949.
24. В. В. Радзиевский, М. М. Дагаев, Астрон. ж., 46, 56, 1969.