

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 48

НОЯБРЬ, 2005

ВЫПУСК 4

МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ОБЛАКА В НАПРАВЛЕНИИ НОВОЙ ОБ-
АССОЦИАЦИИ В PUP-CMA

Х.Май, А.Л.Гюльбудагян, Г.Альварес 491

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЛАСТИ
НЕБА ВОКРУГ ГАЛАКТИК МАРКАРЯН 261 И 262

Э.Е.Хачикян, Л.А.Саргсян 503

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ СКОПЛЕНИЯ СОМА НА
ОСНОВЕ МЕТОДА СИЛОВОГО ИЕРАРХИЧЕСКОГО
СКУЧИВАНИЯ

Н.Г.Когошвили, Т.М.Борчсхадзе, А.Т.Каллоглян 515

Н 187 - В НАЧАЛЕ НОВОГО ЗАТМЕНИЯ

О.Ю.Барсунова, В.П.Гринин, С.Г.Сергеев 529

ЗОНАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ЗАПЯТНЕННОСТИ ЗВЕЗД. ПРИМЕ-
НЕНИЕ К СИСТЕМАМ ТИПА RS CVn

И.Ю.Алексеев, А.В.Кожевникова 535

ПОИСК ПЕРЕМЕННОСТИ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ШИРИНЫ
СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ He I D₂ У НЕКОТОРЫХ ЗВЕЗД
ПОЗДНЕГО СПЕКТРАЛЬНОГО ТИПА

Т.Н.Тарасова 553

СИСТЕМА VM Ori. III. ГЛУБИНА МИНИМУМА В
ИК-ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Э.А.Витриченко 565

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Դ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան)

Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան)

Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Ջալոդյան (Հայաստան)

Գ.Ս.Բինովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Յու.Ն.Գնեդին (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Ե.Թերզյան (ԱՄՆ), Ի.Դ.Կարաչենցև (Ռուսաստան), Դ.Կոմու (Ֆրանսիա), Ա.Գ.Նիկոլոբայան (Հայաստան), Ա.Մ.Չերնոպաշչուկ (Ռուսաստան), Է. Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սարսիկվաձե (Վրաստան):

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракян (Армения)

Заместители главного редактора: В.В.Иванов (Россия), Э.Е.Хачикян (Армения)

Ответственный секретарь: А.Т.Каллоглян (Армения)

Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), А.А.Боярчук (Россия), Ю.Н.Гнедин (Россия), В.П.Гринин (Россия-Украина), И.Д.Караченцев (Россия), Д.Кунт (Франция), А.Г.Никогосян (Армения), Э.С.Парсамян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Е.Терзян (США), А.М.Черепашук (Россия)

"АСТРОФИЗИКА" - научный журнал, издаваемый Национальной академией наук Республики Армения. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой. Журнал предназначается для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

"ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ"-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային Ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների զեռով: Հանդեսը մախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Адрес редакции: Республика Армения, Ереван 19, пр. Маршала Баграмяна 24^Г

Редакция ж. "Астрофизика", тел. 56 81 38

e-mail: astrofiz @ sci.am

ЖУРНАЛУ "АСТРОФИЗИКА" 40 ЛЕТ

Научный журнал "Астрофизика" основан в 1965г. по инициативе Президента Академии наук Армении и директора Бюраканской астрофизической обсерватории академика В.А.Амбарцумяна. В создании журнала активное участие принимал академик В.В.Соболев из Ленинградского государственного университета.

Необходимость Всесоюзного научного журнала по астрофизике диктовалась быстрым ростом количества астрофизических исследований, выполняемых в Советском Союзе. В первом номере журнала от редакции было написано: "Страницы журнала широко открыты для всех ученых, желающих опубликовать результаты оригинальных исследований по астрофизике и сопредельным областям". В течение 40 лет "Астрофизика" придерживалась этого принципа. При этом предпочтение отдавалось наблюдательным работам, поскольку именно наблюдения являются основой астрономических исследований.

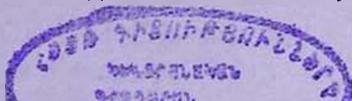
Главному редактору журнала В.А.Амбарцумяну, с его высоким авторитетом, нетрудно было собрать солидную редакционную коллегию. Как дань глубокого уважения отметим имена ушедших из жизни членов редколлегии: Б.А.Воронцова-Вельяминова, В.Г.Горбачко, В.А.Домбровского, Я.Б.Зельдовича, С.А.Каплана, И.М.Копылова, Б.Е.Маркаряна, Л.В.Мирзояна (с 1988г. по 1999г. главный редактор журнала), Г.С.Саакяна, В.В.Соболева (с 1988г. по 1998г. председатель редакционного совета), Е.К.Харадзе.

Благодаря авторитету и усилиям указанной плеяды ученых "Астрофизика" быстро приобрела широкую известность. Достаточно сказать, что в первом томе журнала было опубликовано 47 статей, а уже в начале 1980-х число поступающих статей возросло почти втрое. Поэтому в 1984г., решением Президиума АН Армении объем журнала был увеличен более чем в два раза и стал издаваться ежегодно в двух томах.

После распада Советского Союза журнал оказался в сложных условиях. Однако благодаря усилиям главного редактора Л.В.Мирзояна, ответственного секретаря А.Т.Каллогляна, при поддержке президента АН Армении академика Ф.Т.Саркисяна журнал удалось сохранить.

С 1999г. главным редактором журнала является академик Д.М.Седракян. В настоящее время "Астрофизика" публикуется регулярно, став, фактически, международным журналом. Как и прежде, журнал издается на двух языках - на русском и на английском.

Важно отметить, что журнал "Астрофизика" с первого же номера переиздается на английском языке первоначально издательством Plenum,



а в настоящее время - издательством Springer. Журнал введен в интернет, а редакции предоставлено право посылать авторам электронную версию своих статей на английском языке.

Мы благодарны всем авторам, печатающим свои статьи на страницах нашего журнала и надеемся на их дальнейшее сотрудничество. Мы признательны членам редколлегии, благодаря преданной работе которых журнал сохраняет свой авторитет.

Редакция журнала "Астрофизика"

УДК: 524.5

MOLECULAR CLOUDS TOWARD A NEW OB
ASSOCIATION IN PUP-CMAJ.MAY¹, A.L.GYULBUDAGHIAN², H.ALVAREZ¹

Received 27 April 2005

Accepted 12 August 2005

We have mapped 16 molecular clouds toward a new OB-association in the Pup-CMa region to derive their physical properties. The observations were carried out in the ^{12}CO ($J=1-0$) line with the Southern millimetre-wave Telescope at Cerro-Tololo, Chile. Distances have been determined kinematically using the rotation curve of Brand with $R_{\odot} = 8.5$ kpc and $V_{\odot} = 220$ km/s. Masses have been derived adopting a CO luminosity to H_2 conversion factor $X = 3.8 \cdot 10^{20}$ molecules cm^{-2} (K km/s)⁻¹. The observed mean radial velocity of the clouds are comparable with the mean radial velocity of stars composing OB-association in Pup-CMa, it is in favor of close connection of clouds with these stars.

Key words: *ISM:clouds - ISM:molecules - Galaxy:general - radio lines*

1. *Introduction.* The main purpose of this paper is to present physical properties of 16 molecular clouds, coincident with recently discovered OB-association, in the Pup-CMa region [1]. Although this region was included in the wide latitude survey of the third galactic quadrant by May et al. [2], the low angular resolution ($0^{\circ}.5$) of this survey prevent us of using it in the present study. Unfortunately a deep survey of third galactic quadrant (May et al. [3]) with improved sensitivity and angular resolution, did not have enough coverage in latitude in the Pup-CMa region. Therefore new observations of the molecular clouds in this area have been carried out and are presented in the next section.

2. *Observations.* The 16 molecular clouds, detected in the direction of a new OB-association in Pup-CMa region [1], have been mapped in the ^{12}CO ($J=1-0$) line with the Southern millimeter-wave Telescope at Cerro Tololo, Chile. This telescope is a 1.2-m Cassegrain with a full beam width at half-maximum (FWHM) of $8'.8$ at 115 GHz, the frequency of the ^{12}CO ($J=1-0$) and a main beam efficiency of 0.82 [4,5]. The first stage of the receiver consists on a Schottky barrier diode mixer and a GaAs field-effect transistor amplifier cooled to 77 K by liquid nitrogen. The receiver noise temperature, excluding the atmospheric contribution, is 370 K (SSB). The spectrometer is a 256-channel filter bank of 100 KHz channel width, providing a 0.26 km/s velocity resolution, at 115.3 GHz and a spectral range of

66.6 km/s. A sampling interval of less than every beam width (7'.5) was used for all the observations reported in this work.

Position switching with equal times dedicated to the source and the reference position was used for all the observations. Reference positions were chosen to be free of emission at a level of 0.2 K (T_{ν}^* scale) or better, corresponding to 1σ noise level for a 0.26 km/s velocity resolution.

Spectra were intensity calibrated individually against a blackbody reference by the chopper-wheel method (e.g. Kutner and Ulich [6] and the references therein), yielding a temperature scale T_{ν}^* corrected for the atmosphere attenuation, resistive losses, and rearward spillover and scattering. Orion A was used as a standard CO calibration source and was observed daily as a check on the calibrations. Pointing was checked periodically by radio continuum observations of the Sun (Dame [7]); the maximum pointing error was 1', or less than 10% of beamwidth.

Integration time for each spectrum was automatically set to achieve a noise level ≤ 0.2 K rms at a velocity resolution of 0.26 km/s, this generally requiring 7-11 minutes, depending on the elevation and the amount of atmospheric water vapor. All observations were made above 30° in elevation, and many close to elevation limit of the telescope (85°). The main parameters of observations are summarized in Table 1.

Table 1

OBSERVATIONAL PARAMETERS

Sampling interval	0'.125 (7'.5)
Telescope HPBW	0'.147 (8'.8)
Velocity resolution	0.26 km/s
Velocity coverage	66 km/s
RMS sensitivity ($\sigma [T_{\nu}^*]$) ^a	≤ 0.2 K
SSB receiver temperature	370 K
Typical SSB system temperature ^b	750 K

^a At velocity resolution of 0.26 km/s.

^b Including atmospheric and radiation losses.

Observations were carried out only under good weather conditions, i.e. when the zenith opacity of water vapor at 115 GHz was between 0.05 and 0.20. During the observations the spectra were examined visually and fitted with linear baselines. If a spectrum showed evidence of baseline distortion it was discarded and the observation repeated. Typical spectra corresponding to cloud C are shown in Fig.1.

3. *Cloud properties.* The velocity-integrated CO emission detected in the direction of new OB-association Pup-CMa, integrated from 13 to 31 km/s, is shown in Fig.2.

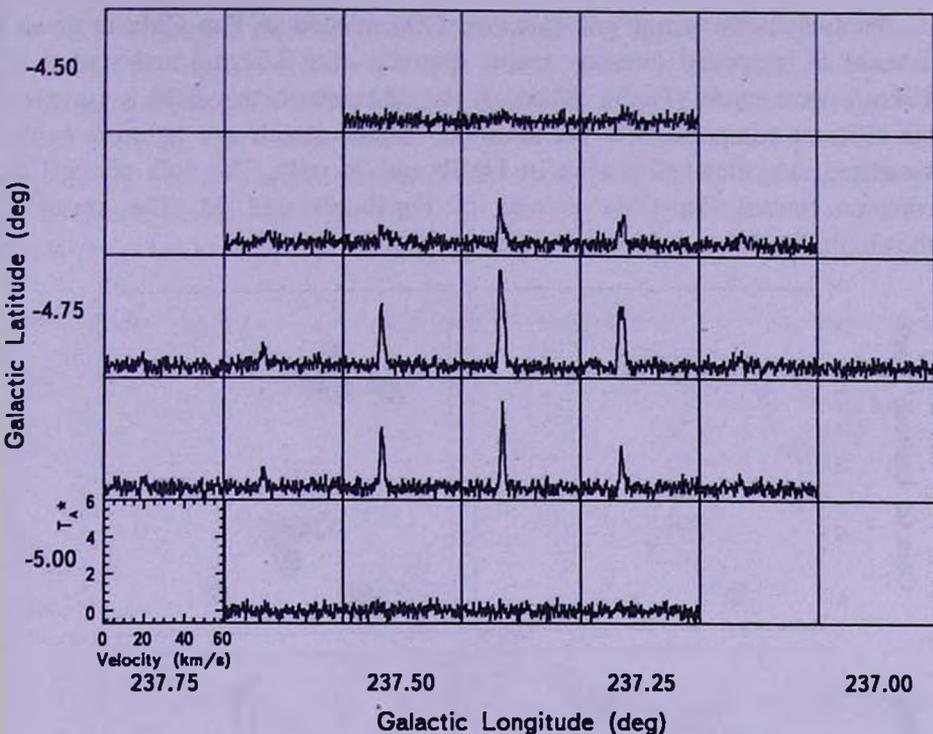


Fig.1. Spectra corresponding to cloud C. All spectra cover ~ 67 km/s with 256 channels, each 0.26 km/s wide. A linear baseline fit was removed from each spectrum. Typical integration times were about 7 minutes, yielding a noise of ~ 0.2 K rms per channel.

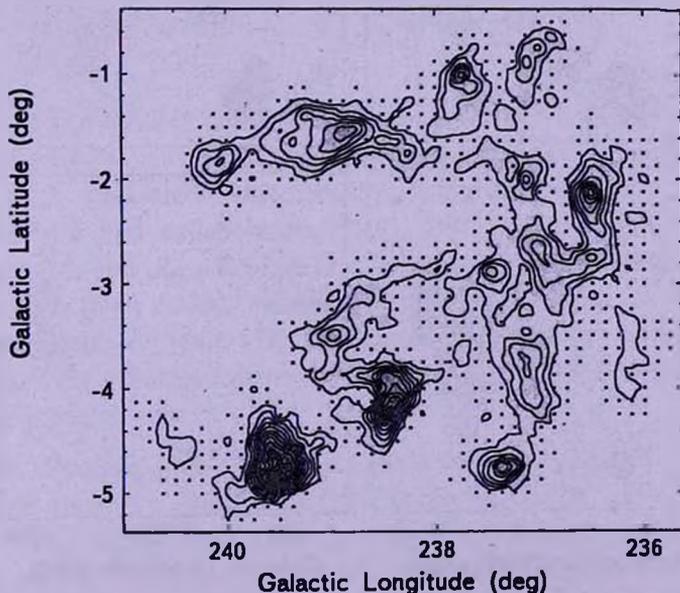


Fig.2. Integrated intensity map of CO emission toward a new OB-association Pup-CMa. 16 different clouds have been identified. The integration range is from 13 km/s to 31 km/s. The contours are from 2 K km/s up to 30 K km/s in steps of 2 K km/s.

To analyze the strong and extended CO emission in Pup-CMa in detail, a series of integrated intensity maps, summed over 2.5 km/s and started at 15 km/s were made (Fig.3). Although the emission in this field is complex the different components of the arbitrarily named clouds can be more easily visualized; e.g. cloud C is seen in Fig.3b and 3c only. The bulk of the CO emission toward Pup-CMa is seen in Fig.3b, 3c and 3d. The emission shown in Fig.3e and 3f corresponds to clouds E and F.

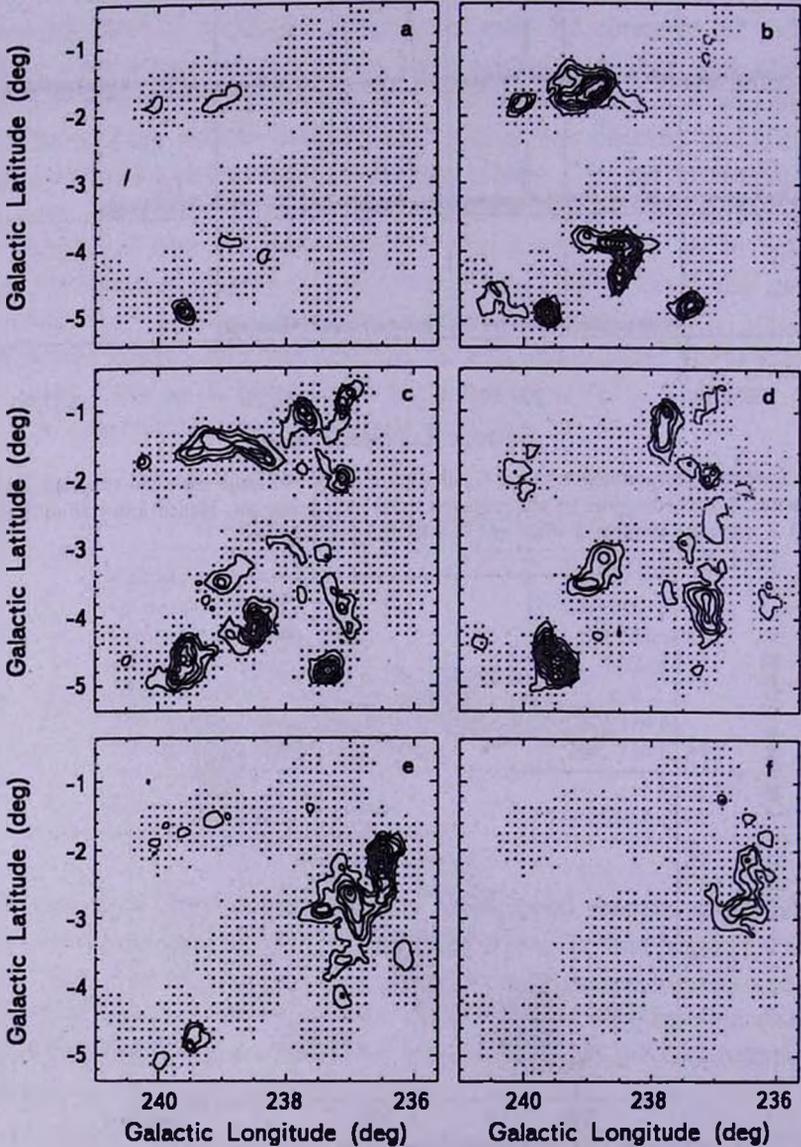


Fig.3. Velocity channel maps of the CO emission in the direction of Pup-CMa. Each map is integrated over a velocity interval of 2.5 km/s starting at 15 km/s. a) 15 - 17.5 km/s. b) 17.5 - 20 km/s. c) 20 - 22.5 km/s. d) 22.5 - 25 km/s. e) 25 - 27.5 km/s. f) 27.5 - 30 km/s.

Table 2 lists the main physical characteristics of the 16 mapped clouds in the Pup-CMa region. Columns 1 and 2 correspond to positions, in galactic coordinates, of the peak of CO emission of each cloud. Columns 3 and 4 include V_{LSR} and ΔV_{obs} that correspond to the peak and FWHM of the gaussian fit, respectively. Notice that the parameters have been determined from the gaussian fit to the cloud composite spectrum, i.e. the sum of all the spectra across the cloud projected surface. Fig.4 shows the composite spectrum of cloud C.

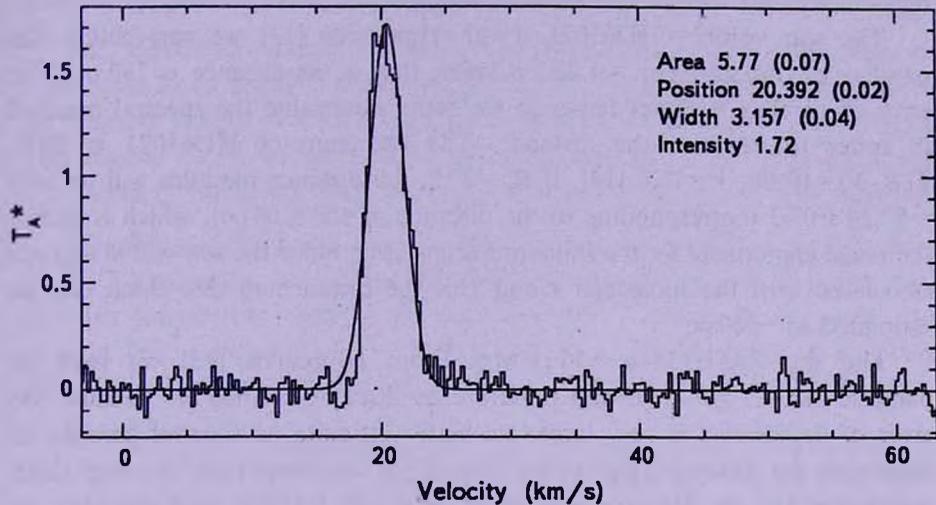


Fig.4. Gaussian fit of the composite spectrum of cloud C. The parameters of the fit have been used to determine the V_{LSR} , ΔV_{obs} and I_{CO} for each cloud.

3.1. Distance.

3.1.1. *Kinematical distance.* Since outside the solar circle there is no distance ambiguity, heliocentric distances to all clouds in Table 2 (column 5) have been determined kinematically, using the rotation curve of Brand [8] and Brand and collaborators [9,10], with the new galactic constants, $V_{\odot} = 220$ km/s and $R_{\odot} = 8.5$ kpc [11]. However, these determinations should be taken with some caution because the rms line-of-sight velocity dispersion of galactic clouds is 6 km/s [12], and therefore, a typical $\sim \pm 0.5$ kpc error can be expected for kinematically derived distances to clouds towards Pup-CMa ($237^{\circ} \leq l \leq 240^{\circ}$).

3.1.2. *Optical determination.* However there is the possibility of estimating the distance to some molecular clouds by another method. Some stars appears to be associated with molecular clouds mentioned above: they illuminate different parts of molecular clouds and form reflection nebulae, so we can assume that estimating the distances to these stars we can also estimate the distances to the molecular clouds with which they are associated.

The star $\text{vdB96} = \text{HD57281}$. From Hipparcos [13] we have the parallax of this star: $\text{Par.} = 7.73 \pm 3.46 \text{ mas}$, and hence the distance is 130 pc. Since the error of parallax is too large we must try to determine the spectral parallax. The spectrum of this star is B5V, $V = 8^{\text{m}}.97$, $B - V = -0^{\text{m}}.06$, $M(V) = -1^{\text{m}}$ [14]. Taking $R_v = 3^{\text{m}}.2$, the distance modulus of this star turns out to be $m(r) = 9^{\text{m}}.68 \pm 0^{\text{m}}.3$ (corresponding to a distance of $850 \pm 100 \text{ pc}$), which is within the range appropriate for the stars from Pup-CMa ($m(r) = 7^{\text{m}}.91 - 9^{\text{m}}.7$) [2]. Since this star appears associated with molecular cloud C, then the distance to this molecular cloud can be estimated as 850 pc.

The star $\text{vdB98} = \text{HD61071}$. From Hipparcos [13] we can obtain the parallax of this star, $\text{Par.} = 1.28 \pm 0.7 \text{ mas}$, that is, its distance is 780 pc. The error of parallax is rather large, so we better determine the spectral parallax in order to estimate the distance. The spectrum of HD61071 is B6V, $E(B - V) = 0^{\text{m}}.08$, $V = 7^{\text{m}}.6$ [14]. If $R_v = 3^{\text{m}}.2$, the distance modulus will be $m(r) = 8^{\text{m}}.24 \pm 0^{\text{m}}.3$ (corresponding to the distance of $450 \pm 60 \text{ pc}$), which is within the range appropriate for the stars from Pup-CMa. Since the star vdB98 appears associated with the molecular cloud D5, the distance to this cloud can be estimated as $\sim 500 \text{ pc}$.

The star $\text{SAO173446} = 30 \tau \text{CMa}$. From Hipparcos [13] we have its parallax $\text{Par.} = 1 \pm 0.7 \text{ mas}$ and therefore its distance is 1000 pc. Because the error of its parallax is very large, we better estimate its spectral parallax to determine the distance. This star is one of the members from the Pup-CMa association [1], its distance modulus is $m(r) = 8^{\text{m}}.8 \pm 0^{\text{m}}.3$ (corresponding to a distance of $550 \pm 80 \text{ pc}$), and is within the range acceptable for the stars from Pup-CMa. On the PSS prints we can see that around $30 \tau \text{CMa}$ an HII region is present, which penetrates into molecular clouds A, B and E, so that we can estimate the distance to these clouds as 550 pc.

In Brand's thesis [8] the data concerning the stars associated with molecular cloud B1 (BBW23) [15] are given. The distance moduli for 16 stars situated in the region of that cloud are measured in [8]. If we calculate the mean distance modulus for these stars, we will obtain $7^{\text{m}}.34 \pm 0^{\text{m}}.3$, corresponding to a distance of 300 pc. If we exclude 4 stars with small distance moduli ($1^{\text{m}}.42 - 4^{\text{m}}.89$), that differs significantly from the others as foreground stars, we obtain $9^{\text{m}}.036 \pm 0^{\text{m}}.3$ which corresponds to a distance of $650 \pm 90 \text{ pc}$.

As all 16 molecular clouds mentioned in this paper have very similar radial velocities and they are situated close to each other (forming two groups, see e.g. Fig.1 in [16], where two more clouds are added, BBW63 and BBW89), we can conclude that most of these clouds are at the same distance.

The discrepancy between the kinematical distances and the distances obtained using stars spectra is not rare case. For example, in a paper by Tapia et al. [17] two such cases are given. 1) For the cloud associated with the

object HHL49 [18], Tapia et al. found that the kinematical distance given by Wouterloot&Brand [9] is half the distance determined for the object HHL49 using the data of its optical observations. 2) For the cloud associated with the object HHL31 [18] the kinematical distance obtained from [9] is about four times larger than the distance obtained by Tapia et al. for the object HHL31, using its optical properties. Therefore, if we assume that the optical method is the correct one, we must multiply r_* and M_{VT} in Table 2 by a factor of about 0.3, while L_{CO} and M_{cloud} in the same Table, has to be corrected by a factor of about 0.09. Then M_{VT} will be about 3.3 times larger than M_{cloud} .

3.2. Effective radius. We define the effective radius of a cloud (column 6 in Table 2) as $(A/\pi)^{1/2}$ where A is the actual projected area obtained from the angular extent of each cloud, measured from the spatial map (Fig.5). The angular extent of each cloud was measured within 3σ contour of the line intensity integrated over the velocity range of the cloud CO emission.

3.3. Mass. The mass, M_{cloud} , of each cloud was estimated directly from its ^{12}CO luminosity on the empirically based assumption that the integrated CO line intensity is proportional to the column density of H_2 along line of sight (e.g. Lebrun et al. [19], Sanders et al. [20], Bloemen et al. [21]). Thus, the masses were computed using the relation

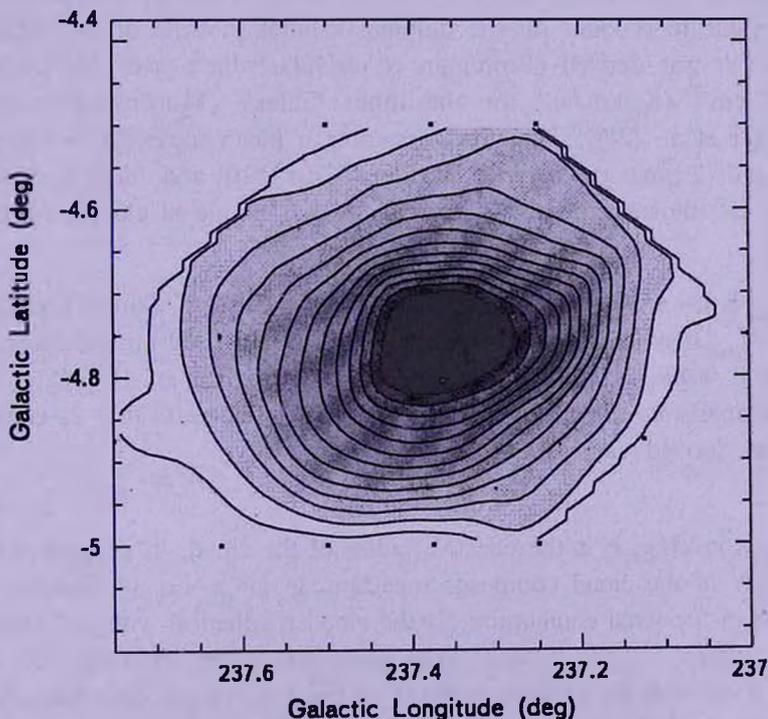


Fig.5. Integrated intensity map of cloud C. The integration range is from 17 km/s to 27 km/s. The contours are from 1 K km/s to 16 K km/s in steps of 1 K km/s.

$$M_{cloud} = w \cdot X \cdot L_{CO}, \quad (1)$$

where w is the mean molecular weight per H_2 molecule, X is the constant ratio of H_2 column density to integrated ^{12}CO intensity and L_{CO} is the CO luminosity given by

$$L_{CO} = d^2 \cdot I_{CO}, \quad (2)$$

where I_{CO} is the ^{12}CO line intensity integrated over all velocities and lines of sight within the boundaries of the cloud, and d is the heliocentric distance of the cloud. In practice, I_{CO} is computed by integrating the emission over the full velocity extent of the cloud and over the face of the cloud, defined by its 3σ contour in the spatial map.

Several authors (Mead&Kutner [22], Digel et al. [23], Sodroski [24]) have claimed that X in the outer Galaxy is larger than in the inner Galaxy, varying from a factor of 2 (Mead&Kutner [22]), between 2 and 3 (Sodroski [24]), to 4 ± 2 (Digel [25]). We have adopted here a value for X equal to twice the value for the inner Galaxy because it minimizes the differences with the calculated masses assuming they are in the virial equilibrium. Strong et al. [26], through an improved analysis of the work by Bloemen et al. [21] together with new data, derived a value of $X = (2.3 \pm 0.3) \cdot 10^{20}$ molecules cm^{-2} $(K \text{ km/s})^{-1}$. However, this X has to be scaled down by 0.82 from the published value to account for the different calibration scale of the database from which it was derived (Bronfman et al. [6]), which gives $X = 1.9 \cdot 10^{20}$ molecules cm^{-2} $(K \text{ km/s})^{-1}$ for the inner Galaxy (Murphy&May [27], Mauersberger et al. [28]). Therefore, assuming a mean molecular weight H_2 molecule of 2.72 times the mass of H atom (Allen [29]), and adopting a value of $X = 3.8 \cdot 10^{20}$ molecules cm^{-2} $(K \text{ km/s})^{-1}$ for our sample of clouds, we have

$$M_{cloud} = 2.5 \cdot 10^3 L_{CO}, \quad (3)$$

where M_{cloud} is in M_{\odot} and L_{CO} (Table 2, column 7) is in $K \text{ (km/s) kpc}^2 \text{ deg}^2$. Note that M_{cloud} denotes the total mass of molecular gas based on the integrated CO intensity. Table 2 (column 8) includes M_{cloud} in units of $10^4 M_{\odot}$.

For comparison, the virial mass, M_{VT} of each cloud (Table 2, column 9) was also derived using the relation

$$M_{VT} = 126 r_e (\Delta V_{obs})^2, \quad (4)$$

where M_{VT} is in M_{\odot} , r_e is the effective radius of the cloud, in pc, and ΔV_{obs} is the HPPFW of the cloud composite spectrum, in km/s. Eq. (4) assumes: 1) the cloud is in the virial equilibrium, 2) the cloud is spherical with a r^{-2} density distribution, where r is the distance from its center, 3) the observed ^{12}CO line width of the cloud is an accurate measure of the net velocity dispersion of its internal mass distribution, which is believed to be clumpy on many scales (e.g. Zuckerman&Evans [30], Blitz&Stark [31]); or in other words, the cloud is free

from the magnetic or other non-gravitational forces of pressure (e.g. MacLaren et al. [32]). We are aware that magnetic forces and specially pressure terms may be important for clouds located in the galactic disk near spiral arms and regions of strong activity, like HII regions, supernovae, young stars, etc. (e.g. Myers&Goodman [33], Elmegreen [34], Mouschovias [35]). However, for simplicity we have not considered in Eq. (4) the magnetic and pressure terms. We have adopted the r^{-2} density distribution considering the work of Fitzgerald et al. [36], Dickman [37], Snell [38], Lorent et al. [39], Arquilla&Goldsmith [40] and Brand&Wouterloot [41].

Table 2

 MOLECULAR CLOUDS TOWARD A NEW
 OB-ASSOCIATION PUP-CMA*

l (°)	b (°)	V_{LSR} (km/s)	ΔV_{obs} (km/s)	d (kpc)	r_0 (pc)	L_{CO} 10^{-3}	M_{cloud} $10^4 M_{\odot}$	M_{VT} $10^4 M_{\odot}$	Dens. cm^{-3}	Cloud
238.50	-4.25	19.68	3.82	1.8	11.5	7.9	1.97	2.1	46.3	A1
239.00	-3.50	23.05	2.96	2.1	12.0	4.8	1.21	1.3	24.7	A2
238.00	-2.88	21.51	1.56	1.9	5.8	0.2	0.06	0.2	11.0	A3
239.63	-4.63	18.42	3.58	1.7	10.5	2.7	0.66	1.7	20.6	B1 ₁
239.63	-4.63	20.98	1.95	1.9	11.9	2.5	0.63	0.6	13.1	B1 ₂
239.63	-4.63	23.62	2.60	2.1	13.5	15.0	3.75	1.1	54.6	B1 ₃
240.50	-4.50	19.38	2.84	1.8	5.3	0.7	0.18	0.5	43.1	B2
237.38	-4.75	20.39	3.16	1.8	8.6	5.4	1.35	1.1	74.7	C
237.13	-0.88	21.59	3.72	1.9	8.8	2.2	0.55	1.5	28.4	D1
237.13	-2.00	22.43	3.80	2.0	9.5	4.0	1.00	1.7	41.4	D2
237.75	-1.00	22.75	3.09	2.0	12.5	6.7	1.68	1.5	30.6	D3
238.88	-1.50	19.62	3.23	1.8	15.7	13.9	3.48	2.1	32.3	D4
240.13	-1.88	18.00	1.93	1.6	7.3	1.4	0.35	0.3	32.6	D5 ₁
240.13	-1.88	23.32	3.55	2.1	9.4	2.4	0.61	1.5	25.7	D5 ₂
236.50	-2.13	26.91	2.69	2.4	17.2	19.7	4.92	1.6	34.2	E
237.00	-2.75	26.74	3.50	2.4	14.4	13.1	3.27	2.2	38.8	F1
237.50	-2.88	25.67	2.33	2.3	12.3	3.7	0.94	0.8	17.8	F2
237.13	-3.75	23.55	4.27	2.1	12.9	8.2	2.06	3.0	34.1	F3
236.13	-3.75	25.09	2.98	2.2	8.2	1.5	0.37	0.9	23.5	F4

* Clouds B1 and D5 are composed of subcondensations, that is why there are data on 19 objects in Table 2.

4. *Summary.* The results of observations of 16 molecular clouds toward a new OB association in Pup-CMa are given. The observations in ^{12}CO ($J=1-0$) were carried out with the 1.2-m radio telescope at Cerro Tololo, Chile. The obtained mean radial velocity of the clouds, from Table 2, is $22.2 \text{ km/s} \pm 0.6 \text{ km/s}$, which is in good agreement with the mean radial velocity of the stars which are members of the OB association in Pup-CMa ($26 \text{ km/s} \pm 13 \text{ km/s}$, see in [2]). This agreement favors the association of

these molecular clouds and the stars of Pup-CMa. For these 16 clouds the kinematical distances are computed. These distances are larger than those calculated optically (for the stars illuminating some of these clouds). Such a discrepancy is not a rare phenomenon (see e.g. [17]). The masses and sizes of clouds are also calculated, the masses are in the range $(0.06 - 4.92) \cdot 10^4 M_{\odot}$ and the diameters in the range $(10 - 35)$ pc. The clouds compose two groups.

Acknowledgements. We are grateful to Dr. M. Smith, Director of Cerro-Tololo Inter-American Observatory, by supporting of the operation of 1.2-m radio telescope. We thank J. Aparici and F. Olmos for assistance with the observations and the operation of the radio telescope. We also thank F. Azagra for helping with the data reduction. J.M. and H.A. acknowledge support from FONDECYT through grant 1010431 and J.M. acknowledges support from the Chilean Centro de Astrofísica FONDAF 15010003.

¹ Departamento de Astronomía, Universidad de Chile,
Chile, e-mail: jmay@das.uchile.cl

² V. Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory,
Armenia, e-mail: agyulb@bao.sci.am

МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ОБЛАКА В НАПРАВЛЕНИИ НОВОЙ ОБ-АССОЦИАЦИИ В PUP-CMA

Х. МАЙ¹, А. Л. ГЮЛЬБУДАГЯН², Г. АЛЬВАРЕС¹

Мы составили радиокарты для 16 молекулярных облаков в направлении новой ОБ-ассоциации в районе Pup-CMa для нахождения физических свойств этих облаков. Наблюдения в линии ^{12}CO ($J=1-0$) были проведены на 1.2-м Южном миллиметровом телескопе в Серро-Тололо, Чили. Расстояния были определены кинематически, употребив кривую вращения Бранда с $R_{\odot} = 8.5$ кпк и $V_{\odot} = 220$ км/с. Массы были получены, приняв для коэффициента конверсии излучения в CO к излучению в H_2 значение $X = 3.8 \cdot 10^{20}$ молекул см^{-2} $(\text{K км/с})^{-1}$. Наблюденная средняя радиальная скорость облаков сравнима со средней радиальной скоростью звезд ОБ-ассоциации в Pup-CMa, что свидетельствует о близкой связи облаков с этими звездами.

REFERENCES

1. *A.L.Gyulbudaghian, J.May*, *Astrofizika*, **42**, 179, 1999.
2. *J.May, D.C.Murphy, P.Thaddeus*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **73**, 51, 1988.
3. *J.May, L.Bronfman, H.Alvarez, D.C.Murphy, P.Thaddeus*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **99**, 105, 1993.
4. *R.S.Cohen*, in *Surveys of the Southern Galaxy*, ed. *W.B.Burton&F.P.Israel*, Reidel, Dordrecht, 1983, p.265.
5. *L.Bronfman, R.S.Cohen, H.Alvarez, J.May, P.Thaddeus*, *Astrophys. J.*, **324**, 248, 1988.
6. *M.L.Kutner, B.L.Ulich*, *Astrophys. J.*, **250**, 341, 1981.
7. *T.M.Dame*, PhD Thesis, Columbia University, 1984.
8. *J.Brand*, PhD Thesis, University of Leiden, 1986.
9. *J.C.A.Wouterloot, J.Brand*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **80**, 149, 1989.
10. *J.Brand, L.Blitz*, *Astron. Astrophys.*, **275**, 67, 1993.
11. *F.J.Kerr, D.Lynden-Bell*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **221**, 1023, 1986.
12. *L.Spitzer*, *Interstellar Matter*, 1978.
13. *The Hipparcos and Tycho Catalogues*, European Space Agency, Noordwijk, Netherlands, 1997.
14. *Star Catalogue 2000.0. v.1*, ed. *A.Hirshfeld & K.W.Sinnott*, Sky Publishing Corporation, 1982.
15. *J.Brand, L.Blitz, J.Wouterloot*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **65**, 537, 1986.
16. *A.L.Gyulbudaghian, A.A.Akopian*, *Astrofizika*, **45**, 527, 2002.
17. *M.Tapia, P.Persi, J.Bohigas, M.Ferrari-Toniolo*, *Astron. J.*, **113**, 1769, 1997.
18. *A.L.Gyulbudaghian*, *Astrofizika*, **41**, 581, 1998.
19. *F.Lebrun, K.Bennett, G.F.Bignanni et al.*, *Astrophys. J.*, **274**, 231, 1983.
20. *D.B.Sanders, P.M.Solomon, N.Z.Scoville*, *Astrophys. J.*, **276**, 182, 1984.
21. *J.B.C.Bloemen, A.W.Strong, L.Blitz et al.*, *Astron. Astrophys.*, **154**, 25, 1986.
22. *K.N.Mead, M.L.Kutner*, *Astrophys. J.*, **330**, 399, 1988.
23. *S.Digel, J.Bally, P.Thaddeus*, *Astrophys. J.*, **357**, L29, 1990.
24. *J.Sodroski*, *Astrophys. J.*, **366**, 95, 1991.
25. *S.Digel*, PhD Thesis, Harvard University, 1991.
26. *A.W.Strong, J.B.G.M.Bloemen, T.M.Dann et al.*, *Astron. Astrophys.*, **207**, 1, 1988.
27. *D.C.Murphy, J.May*, *Astron. Astrophys.*, **247**, 202, 1991.
28. *R.Mauersberger, C.Henkel, R.Willebinski, T.Widding, H.P.Reuter*, *Astron. Astrophys.*, **305**, 421, 1996.
29. *C.W.Allen*, *Astrophysical Quantities*, Athlone, London, 1973.
30. *B.Zucherman, N.Evans*, *Astrophys. J.*, **192**, L149, 1974.
31. *L.Blitz, A.A.Stark*, *Astrophys. J.*, **300**, L89, 1986.
32. *L.MacLaren, K.M.Richardson, A.W.Wolfendale*, *Astrophys. J.*, **333**, 821, 1988.
33. *P.C.Myers, A.A.Goodman*, *Astrophys. J.*, **329**, 392, 1988.
34. *B.G.Elmegreen*, *Astrophys. J.*, **338**, 178, 1989.
35. *T.Vh.Mouschovias*, *Astrophys. J.*, **444**, L104, 1995.
36. *M.P.Fitzgerald, T.C.Stephens, A.N.Witt*, *Astrophys. J.*, **208**, 709, 1976.
37. *R.L.Dickman*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **37**, 407, 1978.
38. *R.L.Snell*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **45**, 121, 1981.
39. *R.B.Lorent, A.Sandqvist, A.Wooten*, *Astrophys. J.*, **270**, 620, 1983.
40. *R.Arquilla, P.F.Goldsmith*, *Astrophys. J.*, **297**, 436, 1985.
41. *J.Brand, J.G.A.Wouterloot*, *Astron. Astrophys.*, **303**, 851, 1995.

УДК: 524.74

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЛАСТИ НЕБА ВОКРУГ ГАЛАКТИК МАРКАРЯН 261 И 262

Э.Е.ХАЧИКЯН, Л.А.САРГСЯН

Поступила к печати 13 апреля 2005

Представлены результаты детального спектрофотометрического исследования уникальной системы физически связанных галактик, показывающих в своих спектрах идентичные эмиссионные линии. Система состоит из четырех галактик, три из которых в своих центральных частях показывают двойную или многократную структуру и по определению являются галактиками с двумя или несколькими ядрами. Два из исследованных объектов являются галактиками с ультрафиолетовым избытком (УФИ), Марк 261 и Марк 262, а один - галактикой, состоящей только из двух идентичных звездообразных ядер, носящих название "объекты - близнецы". На DSS2-картах последние выглядят как две соприкасающиеся звезды без какого-либо окружения. Однако между этими звездообразными ядрами имеются два сгущения. Четвертый объект показывает тройную структуру. В настоящей работе показано, что все эти объекты имеют идентичные эмиссионные спектры и красные смещения. Определены все возможные по спектру физические характеристики: красные смещения, относительные интенсивности эмиссионных линий, их эквивалентные ширины, расстояния до галактик и т.д. Сделан вывод о совместном происхождении членов этой системы, что, возможно, согласуется с идеей В.Амбарцумяна о фрагментации изолированного тела с большой плотностью.

1. *Введение.* Известно, что многие галактики с ультрафиолетовым избытком (УФИ) являются активными галактиками. В спектрах обычных галактик отсутствуют сильные эмиссионные линии. Большинство же галактик с УФИ (более 85%) имеют в спектрах сильные эмиссионные линии. Причем, имеется прямая связь между интенсивностью УФИ и яркостью эмиссионных спектров (Хачикян, Видман [1]). Известно также, что галактики с УФИ не составляют морфологически однородную группу: среди них встречаются галактики всех хаббловских типов, галактики Цвикки, радиогалактики, сейфертовские галактики, квазары и т.д. Объединены они в списках Маркаряна и Казаряна по наличию в их спектрах более или менее сильного УФИ. Галактики с УФИ не проявляют особую тенденцию к группированию. Нет никаких наблюдательных данных, указывающих на существование скоплений активных галактик (АГ). Однако наблюдения показывают, что АГ часто состоят из двойных, тройных и более структур, образующих физически связанные системы. Такие системы трактуются различными авторами по-разному: одни считают их двухъядерными или многоядерными галактиками (Коровяковский и др. [2]), другие - тесными, связанными

физическими системами. В обоих случаях предполагается, и не без основания, что эти системы имеют общее происхождение. Однако в настоящее время имеется довольно распространенное мнение о том, что двухъядерные и многоядерные галактики и тесные системы рождаются в результате сближения и столкновения независимых галактик при их хаотическом движении в мировом пространстве (Тумре, Тумре [3], Джозеф, Райт [4] и другие). Нам кажется, повторяется история с радиогалактиками, когда в начале 50-х годов прошлого столетия подавляющее большинство астрономов считало, что радиогалактики рождаются вследствие столкновения гигантских галактик, так как ядра радиогалактик показывали сложную структуру с двумя сгущениями в центре, т.е. фактически оказались двухъядерными. После того, как Амбарцумян [5] в середине 50-х годов высказал новую концепцию об активности ядер галактик, гипотеза о происхождении радиогалактик в результате столкновения потеряла свою популярность и окончательно была отвергнута, когда были открыты одноядерные радиогалактики. Отметим также, что Джеффри Бэрбидж теоретическими расчетами показал, что та огромная энергия, которая излучается радиогалактиками, в отдельных случаях превосходящая излучение самой галактики в оптическом диапазоне спектра, не может быть объяснена столкновением: энергия столкновения на несколько порядков меньше наблюдаемой.

Дело в том, что гипотеза столкновения предполагает следующий сценарий: потенциальная энергия тяготения пары сталкивающихся галактик преобразуется в энергию радиоволн, которая оценивается примерно в 10^{55} Дж. А гравитационная энергия двух галактик, примерно равна:

$$E = \frac{GM_1M_2}{R},$$

где R - расстояние между галактиками. Если предположить, что масса галактик равна массе нашей Галактики и $R = 45$ кпк, то энергия столкновения приблизительно будет равна $E \approx 10^{52}$ Дж, что на три порядка меньше требуемой энергии.

Таким образом, мы можем констатировать, что физическая природа сложных ядерных структур в активных галактиках не связана с какими-либо внешними воздействиями (силами), а является результатом активных процессов, протекающих в центральных областях галактик.

Описанные В.Амбарцумяном различные формы активности галактик дают сведения лишь о внешнем проявлении тех физических процессов, которые протекают в центральных частях галактик. Несмотря на существование теоретических моделей, пытающихся объяснить явление активности, мы пока мало знаем о физической природе тех сил, которые вырабатывают огромные энергии и обеспечивают существование активных галактик в течение миллионов лет.

В настоящей работе представлены результаты спектрофотометрического исследования интересной системы внегалактических объектов, связанных с галактиками с ультрафиолетовым избытком Марк 261 ($\alpha(2000) = 13^{\text{h}}30^{\text{m}}0^{\text{s}}.37$, $\delta(2000) = +75^{\circ}34'7''.7$) и Марк 262 ($\alpha(2000) = 13^{\text{h}}30^{\text{m}}17^{\text{s}}.92$, $\delta(2000) = +75^{\circ}34'6''.6$).

На рис.1 представлено изображение системы на DSS2 картах в голубых

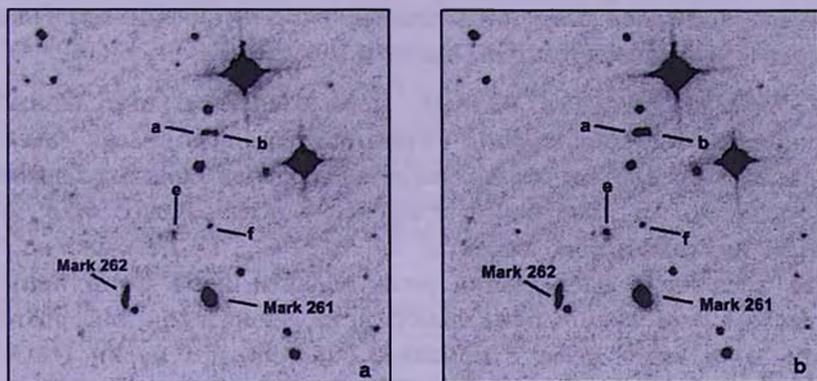


Рис.1. а) DSS2 в синих лучах, б) DSS2 в красных лучах.

и красных лучах, а на рис.2 - та же область, полученная на 5-метровом телескопе Паломарской обсерватории в голубых лучах, с обозначениями всех исследованных в этой работе объектов. Как видно из рис.1, "галактики- близнецы", отмеченные на рис.2 как "а" (восточное сгущение) и "b" (западное сгущение), выглядят как двойные звезды, хотя на самом деле являются галактиками особого рода, состоящими из двух сверхассоциаций

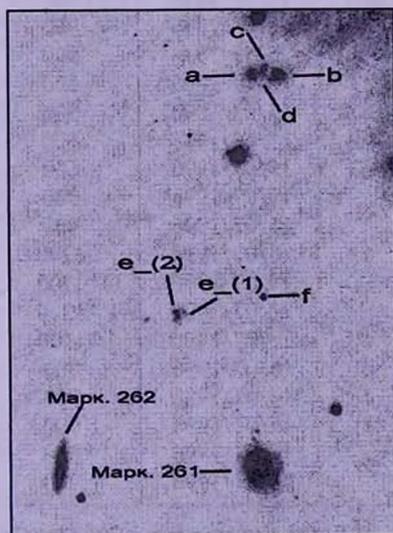


Рис.2. Та же область, полученная на 5-м телескопе Паломарской обсерватории в голубых лучах.

(Амбарцумян и др. [6], Шахбазян [7]). Из рис.2 отчетливо видно, что между "а" и "b" компонентами имеются два сгущения "с" (северное сгущение) и "d" (южное сгущение).

Кроме этого, хорошо видно, что объект "е" состоит, по крайней мере, из двух компонентов. Далее будет показано также, что Марк 261 является галактикой с двойным ядром.

Ниже приведены результаты подробного спектрофотометрического исследования вышеописанной системы объектов.

2. *Наблюдательные данные.* Первые спектральные данные об этой интересной конфигурации галактик с эмиссионными линиями приведены в [8]. Однако спектральные наблюдения галактик-близнецов были получены с небольшой дисперсией - всего около 500 Å/мм, а спектральных данных об объектах "с", "d", "е", "f" не было вообще. Новые детальные наблюдения этой области неба выполнены на 6-метровом телескопе Специальной астрофизической обсерватории России 15-16 июня 1996г. с помощью спектрографа марки UAGS на CCD приемнике с размерами 530 x 580 пикселей. Каждый пиксел имел размеры 18 x 24 мкм. Журнал наблюдений приведен в табл.1.

В первую ночь объекты наблюдались в диапазоне от 3720 до 7150 Å,

Таблица 1

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

Файл	Объект	Дата наблюдения	Экспозиция (в сек.)	Спектральная область в Å	Z
U05025	a, b, c+d	15/07/1996	900	3720-7150	43
U05026	a, b, c+d	15/07/1996	900	3720-7150	43
U05028	e, f	15/07/1996	900	3720-7150	46
U05029	e, f	15/07/1996	900	3720-7150	46
U05031	e+new	15/07/1996	900	3720-7150	48
U05035	Mrk261/262	15/07/1996	600	3720-7150	53
U05037	Mrk261/262	15/07/1996	600	3720-7150	53
U05038	c, d	15/07/1996	900	3720-7150	56
U05039	c, d	15/07/1996	900	3720-7150	56
U05120	c, d	16/07/1996	1200	3720-5490	45
U05122	c, d	16/07/1996	1200	3720-5490	45
U05123	c, d	16/07/1996	1200	5330-7110	46
U05124	a, b, c+d	16/07/1996	1200	5330-7110	48
U05136	a, b, c+d	16/07/1996	900	5330-7110	54
U05138	a, b, c+d	16/07/1996	900	5330-7110	55
U05139	a, b, c+d	16/07/1996	900	3720-5490	56
U05141	a, b, c+d	16/07/1996	900	3720-5490	56
U05142	e, f	16/07/1996	900	5290-7070	57

а во вторую ночь - в двух отдельных областях: в синей и красной. Все спектры обработаны с применением программного пакета "MIDAS". В

первую ночь каждый объект наблюдался дважды, во вторую ночь каждый объект также наблюдался дважды, как в голубой, так и в красной областях. Однако сгущения "с" и "d" во вторую ночь в красном диапазоне наблюдались только один раз. Компоненты "е" и "f" наблюдались только в красной части спектра по одному разу. В качестве стандартной звезды для первой ночи использована звезда HZ-44, а для второй ночи - звезда Feige 110. В качестве спектра сравнения использованы линии Ne-Xe. Дисперсия в первую ночь была равна $246 \text{ \AA}/\text{мм}$ ($5.9 \text{ \AA}/\text{пиксел}$), а во вторую ночь - $125 \text{ \AA}/\text{мм}$ ($3.0 \text{ \AA}/\text{пиксел}$). Исключены влияние космических частиц и bias. Так как наблюдения выполнялись с длинной щелью, то для увеличения эффективности и большего охвата объектов исследования при одном наблюдении менялось соответственно направление щели спектрографа. Для каждого из исследуемых объектов определены красные смещения, лучевые скорости, эквивалентные ширины и относительные интенсивности эмиссионных линий (табл.2 и 3), которые были рассчитаны по спектрам первой ночи.

3. *Результаты.* Спектрофотометрические данные относительно исследованных объектов приведены ниже:

1. Маркарян 261 и Маркарян 262. В списке Первого Бюраканского Обзора (FBS) (Маркарян [10]) Маркарян 261 описана как "Сфероидальная. Непрерывный спектр довольно интенсивный, но незвездобразный". Однако

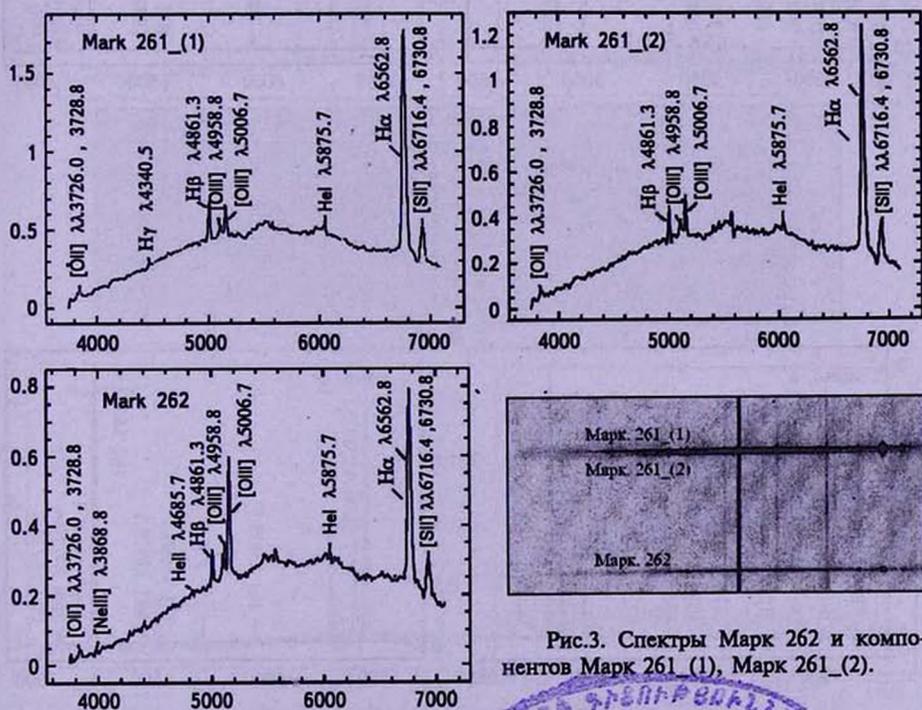
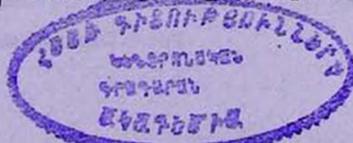


Рис.3. Спектры Марк 262 и компонентов Марк 261 (1), Марк 261 (2).



наши спектральные наблюдения выявили, что эта галактика имеет двойную структуру, т.е. она в центральной области состоит из двух звездообразных сгущений. На рис.3 приведены спектры галактик Марк 261 и Марк 262. Хорошо заметно, что спектр Марк 261 состоит из двух частей, обозначенных на рисунке как Марк 261_(1) и Марк 261_(2). Это указывает на тот неоспоримый факт, что центральная часть этой галактики состоит из двух довольно ярких частей: т.е. Марк 261 является двухъядерной галактикой. Расстояние между ядрами легко можно определить по этому рисунку. Так как расстояние между галактиками Марк 261 и 262 равно $58''.5$ дуговых секунд, то линейное расстояние между ними равно 33.9 кпк, а расстояние между ядрами Марк 261 примерно равно 1.8 секунд дуги, что соответствует расстоянию между ними 1.0 кпк. В спектре Марк 261_(1) хорошо выделяются эмиссионные линии: [OII] $\lambda\lambda 3727, 3728.8$, [NeIII] $\lambda 3869$, H γ , HeII $\lambda 4686$, H β , [OIII] $\lambda\lambda 4959, 5007$, HeI $\lambda 5876$, [OI] $\lambda 6300$, H α , [SII] $\lambda\lambda 6716, 6731$. В

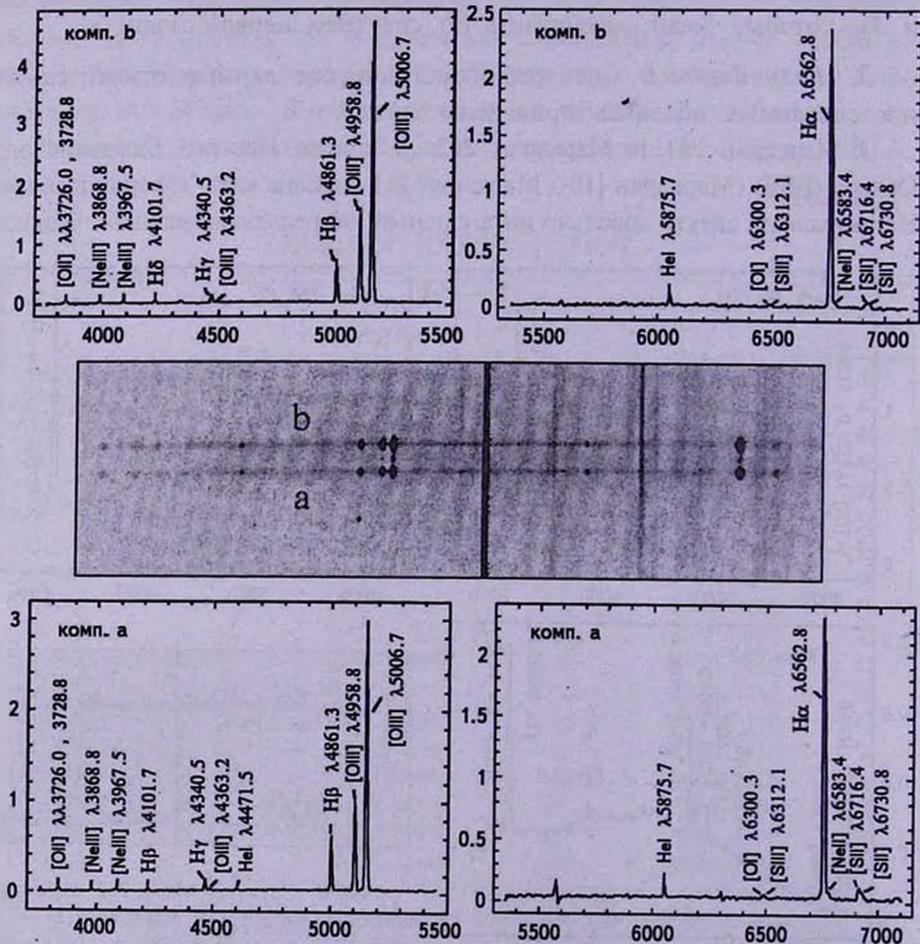


Рис.4. Спектры компонентов "а", "б".

спектре Марк 261₍₂₎ хорошо выделяются следующие эмиссионные линии: [OII] λ 3727, HeI λ 4686, H β , [OIII] λ 4959, 5007, HeI λ 5876, [OI] λ 6300, H α , [SII] λ 6716, 6731, а также линия MgI λ 5180 в абсорбции. Как видно из табл.3 спектры Марк 261₍₁₎ и 261₍₂₎ практически имеют те же самые эмиссионные линии.

В списке Первого Бюраканского Обзора [10] Маркарян 262 описана как: "Форма эллиптическая, вытянута по δ ", без описания ее спектра. Из рис.3 видно, что спектр этой галактики несколько слабее, чем у Марк 261, однако по присутствию эмиссионных линий подобен спектру последнего. В спектре Марк 262 присутствует также линия HeII λ 4686. Здесь так же наблюдается абсорбционная линия MgI λ 5180.

По приведенным в табл.3 эмиссионным линиям ясно видно, что обе галактики, Марк 261 и 262, имеют спектры высокого возбуждения и по отношению интенсивностей линий $(I_{N_1} + I_{N_2})/I_{H\beta}$ и $I_{3727}/I_{H\beta}$ их можно отнести к классу 7-8 по десятибалльной системе ([11-13]).

2. Галактики-близнецы. Как было указано выше, они состоят из

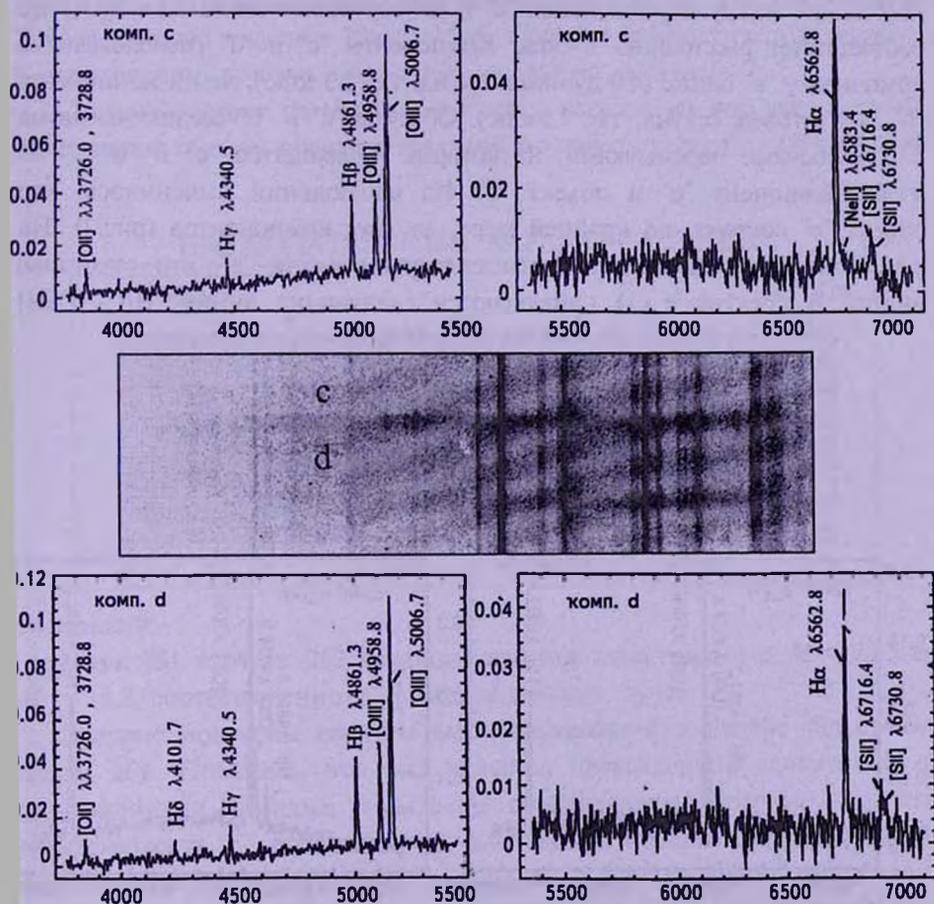


Рис.5. Спектры компонентов "с", "d".

четырёх эмиссионных компонентов "а", "б", "с", "д". На объекты "а" и "б" впервые обратили внимание Айдман и Каллоглян [9], а спектры этих объектов впервые были описаны в работе Арпа, Хачикяна и Айдмана [8]. Спектры "а", "б", "с" и "д" представлены на рис.4 и 5. В спектрах компонентов "а", "б" наблюдаются следующие линии: [OII] $\lambda\lambda 3727$, [NeIII] $\lambda 3868.8$, [NeIII] $\lambda 39675 + \text{He } \lambda 3970$, H δ , [OIII] $\lambda 4363$, H γ , H β , [OIII] $\lambda\lambda 4959, 5007$, HeI $\lambda 5876$, [OI] $\lambda 6300$, H α , [SII] $\lambda\lambda 6716, 6731$, а так же линия [SIII] $\lambda 6312$. В спектре компонента "а" наблюдается также линия HeI $\lambda 4471$. Расстояние между компонентами "а" и "б" составляет около 8.4 с дуги, что соответствует расстоянию 4.8 кпк. А диаметры их равны 3".

В спектрах компонентов "с" и "д" наблюдаются следующие линии: [OII] $\lambda\lambda 3727$, [NeIII] $\lambda 3968 + \text{He } \lambda 3970$, H β , [OIII] $\lambda\lambda 4959, 5007$, HeI $\lambda 5876$, [OI] $\lambda 6300$, H α , [SII] $\lambda\lambda 6716, 6731$, а также [FeV] $\lambda 4229.8$, [FeII] $\lambda 4287$, [FeV] $\lambda 4320$, HeII $\lambda 4686$. У компонента "с" также наблюдается линия H δ , а у компонента "д": линия H γ и линия MgI $\lambda 5180$ в абсорбции. Расстояние между компонентами "с" и "д" составляет около 2.5 с дуги, что соответствует расстоянию 1.4 кпк. Компоненты "с" и "д" расположены к компоненту "а" ближе (4.0 дуговых секунд, т.е. 2.3 кпк.), чем к компоненту "б" (4.3 дуговых секунд, т.е. 2.5 кпк.). Объекты "а" и "б" соединены двумя параллельными перемигками, на которых и находятся "с" и "д".

3. Компонент "е" и объект "г": Из наблюдений выяснилось, что объект "е" состоит, по крайней мере, из двух компонентов (рис.2). На рис.6, на котором представлены спектры объекта "е", это отчетливо видно. В спектре e_(1) наблюдаются следующие линии H β , [OIII]

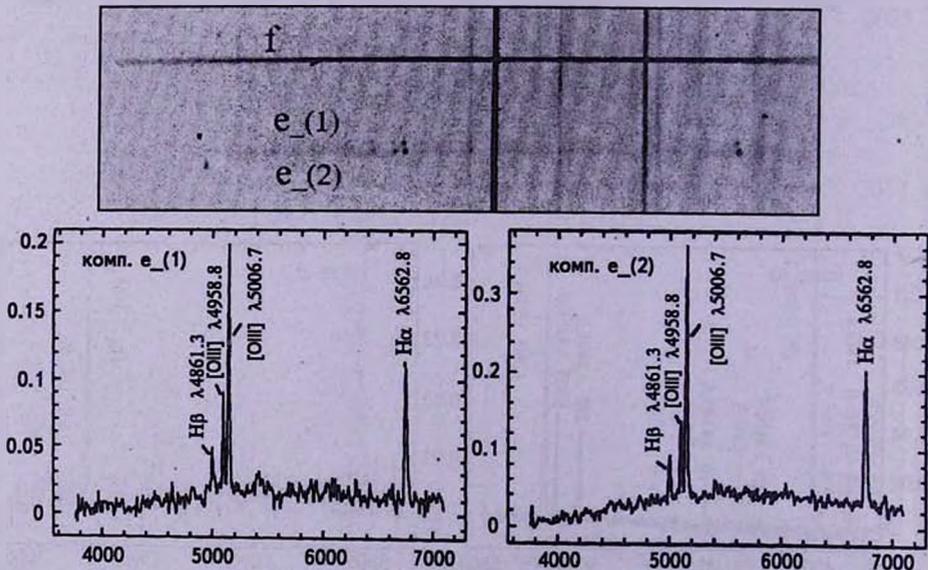


Рис.6. Спектры компонентов "e_(1)", "e_(2)".

$\lambda\lambda 4959, 5007, \text{H}\alpha$. А в спектре $e_{(2)}$ наблюдаются линии: $\text{H}\beta$, [OIII] $\lambda\lambda 4959, 5007, \text{H}\alpha$. Одновременно выяснилось, что компонент "Г" не принадлежит к группе и представляет из себя звезду, в спектре которой наблюдаются абсорбционные линии $\text{H}\alpha$, $\text{H}\beta$, $\text{H}\gamma$, $\text{H}\delta$, $\text{H}\epsilon$ $\lambda 3970$. Расстояние между компонентами $e_{(1)}$ и $e_{(2)}$ составляет около 2.5 с дуги, что соответствует расстоянию 1.4 кпк.

4. *Обсуждение и заключение.* В работе представлены результаты детального спектрофотометрического исследования уникальной системы внегалактических объектов, имеющих идентичные эмиссионные спектры высокого возбуждения.

В табл.2 и 3 представлены красные смещения, лучевые скорости, относительные интенсивности, полуширины на половине интенсивности, полные ширины на уровне непрерывного спектра для большинства эмиссионных линий объектов.

Среднее значение красного смещения системы равно (см. табл.2) $z = 0.0296$, что соответствует расстоянию 118.4 Мпк. Для постоянной Хаббла принято значение 75 км/с Мпк. Средняя арифметическая ошибка в определении лучевых скоростей составляет ± 66 км/с.

Система состоит из четырех галактик, каждая из которых в своей центральной области представляет собой сложную структуру с признаками

Таблица 2

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Объект	z	$z_{\text{система}}$	$V_{\text{км/с}}$	R , Мпк
Комп. а	0.02914	0.00025	8742	117
Комп. б	0.02947	0.00017	8841	118
Комп. с	0.02974	0.00021	8922	119
Комп. д	0.02952	0.00021	8856	118
Комп. $e_{(1)}$	0.02808	0.00013	8424	112
Комп. $e_{(2)}$	0.02935	0.00020	8805	117
Марк. 262	0.03042	0.00013	9126	122
Марк. 261 ₍₁₎	0.02959	0.00034	8877	118
Марк. 261 ₍₂₎	0.03013	0.00034	9039	121

интенсивности.

Марк 261 и Марк 262 являются яркими галактиками с $M = -20.5$ и $M = -19.7$ соответственно в фотографических лучах.

Впервые получены спектры двух конденсаций в центре галактики Марк. 261. Показано, что она является двухъядерной галактикой с эмиссионными линиями с высоким возбуждением. Впервые получен спектр объекта "е": он состоит из двух частей, т.е. она является слабой галактикой с двумя ядрами. Из рис.2 так же хорошо видно, что в этой галактике имеется слабый и короткий джет. Кроме того, на этом рисунке

ПАРАМЕТРЫ ЭМИССИОННЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

	[OII] $\lambda\lambda 3726.0, 3728.8$				H δ $\lambda 4101.7$				H γ $\lambda 4340.5$			
	FWHM	FWOI	EW	I/I_{HP}	FWHM	FWOI	EW	I/I_{HP}	FWHM	FWOI	EW	I/I_{HP}
a	39.8	64.8	107	2.8	35.6	45.7	15	0.2	21.0	49.5	40	0.5
b	35.3	68.6	75	2.1	39.4	45.7	16	0.2	21.1	64.8	44	0.5
c	17.1	34.3	27	1.4	7.0	15.2	11	0.3				
d	14.9	45.7	44	2.8					19.3	57.1	8	0.7
e_(1)												
e_(2)												
Mark 261_(1)	37.3	68.7	23	2.6					15.0	30.5	1	0.1
Mark 261_(2)	36.1	53.4	17	2.5								
Mark 262	28.8	64.8	30	4.6								
	H β $\lambda 4861.3$				[OIII] $\lambda 4958.8$				[OIII] $\lambda 5006.7$			
	FWHM	FWOI	EW	I/I_{HP}	FWHM	FWOI	EW	I/I_{HP}	FWHM	FWOI	EW	I/I_{HP}
a	17.2	49.5	116	1	16.4	49.5	210	1.8	15.9	60.9	651	5.9
b	17.1	45.7	122	1	15.7	53.3	284	2.3	15.1	53.3	833	7.3
c	17.9	41.9	43	1	16.9	45.7	54	1.3	16.4	49.5	163	4.1
d	21.3	38.1	11	1	18.1	45.7	26	0.9	18.0	49.4	94	3.2
e_(1)	12.3	41.9	32	1	15.5	41.9	50	1.6	17.3	45.7	155	5.1
e_(2)	22.4	49.5	12	1	18.1	45.7	14	1.2	17.6	53.3	130	4.2
Mark 261_(1)	18.9	42.0	12	1	17.8	38.2	2	0.2	18.7	42.0	7	0.6
Mark 261_(2)	21.1	34.3	10	1	15.5	42.0	2	0.3	17.9	34.3	9	0.9
Mark 262	19.5	38.1	8	1	19.1	41.9	6	0.8	20.0	53.3	25	3.4
	HeI $\lambda 5875.7$				H α $\lambda 6562.8$				[SII] $\lambda\lambda 6716.4, 6730.8$			
	FWHM	FWOI	EW	I/I_{HP}	FWHM	FWOI	EW	I/I_{HP}	FWHM	FWOI	EW	I/I_{HP}
a	18.9	38.1	16	0.1	25.8*	76.2*	426*	4.7*	39.9	53.3	31	0.3
b	18.4	38.1	20	0.1	26.4*	83.8*	625*	4.8*		64.8	49	0.3
c					24.4*	72.4*	228*	7.3*	19.8	45.7	29	0.9
d					27.3	80.0	155	7.8	37.2	64.8	36	1.8
e_(1)					26.3	68.6	260	5.9				
e_(2)					28.9	72.4	132	4.5				
Mark 261_(1)	24.6	30.5	2	0.2	35.1	99.2	135	15.6	33.9	64.9	21	2.6
Mark 261_(2)	27.0	42.0	2	0.2	33.0	99.2	131	17.4	33.6	64.9	19	2.9
Mark 262	17.3	30.5	2	0.2	35.4	99.1	83	13.6	44.3	64.8	16	2.8

непосредственно левее от "e" хорошо заметно слабое пятно с низкой поверхностной яркостью явно не являющейся звездой. Слабый непрерывный спектр этого объекта хорошо заметен на рис.6. Однако из-за слабости спектра и отсутствия в нем каких-либо деталей трудно определить что из себя представляет этот объект и на каком расстоянии он находится.

Впервые получены спектры конденсаций "c" и "d", находящихся между ядрами "a" и "b", и имеющих с ними идентичные эмиссионные спектры.

По оценке в [8] видимые звездные величины "a" и "b" ядер равны $m = 18.5$, а абсолютные величины $M \approx -16.9$. Абсолютные величины же

"с" и "d" $M \approx -15$.

Таким образом, здесь мы имеем очень интересную с динамической точки зрения систему объектов в виде креста, составляющих центральную область многоядерной галактики особого рода.

Важнейшим фактом является обнаружение многоструктурного объекта "е", как стало теперь очевидным, являющегося составной частью исследуемой системы галактик. Он является наиболее слабым и, вероятно, наиболее молодым ее членом. Так как величины z у "e_(1)" и "e_(2)" мало отличаются друг от друга, то можно считать, что они образовались одновременно, и если предположить, что они находятся в плоскости перпендикулярной лучу зрения и разошлись от общего центра со скоростью 3000 км/с (см. Хачикян, Видман [14]), то их возраст окажется порядка 5×10^5 лет. Оба компонента "е" по яркости уступают "с" и "d" и, видимо, имеют $M \approx -13$, т.е. являются яркими изолированными звездными ассоциациями.

Что же касается объекта "f", то он оказался звездой фона.

В заключение следует отметить, что результаты исследования этой уникальной системы физически связанных галактик подтверждают ту точку зрения, что имеются явные случаи совместного рождения группы галактик вследствие фрагментации изолированного плотного тела. Во всяком случае очень трудно объяснить образование подобных систем галактик как результат случайного сближения и столкновения отдельных независимых галактик.

Авторы считают своим долгом выразить глубокую благодарность А.Буренкову за высококачественные наблюдения на 6-м телескопе САО России.

Работа выполнена благодаря финансовой поддержке гранта ANSEF No 04-ps-astro-86-50 за 2004г.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна,
Армения, e-mail: khache@bao.sci.am

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЛАСТИ ВОКРУГ ГАЛАКСИЙ МАРКАРИАН 261 И 262

Е.Е.ХАЧИКЯН, Л.А.САРГСЯН

The results of detailed spectrophotometrical investigation of a unique system of physically connected galaxies with identical emission lines in the 5 spectra are presented. The system consists of four galaxies, three of which in their central parts show double and multi structure and according to the definition they are multi-nuclei galaxies. Two of them are UV-galaxies (Mark.261 and 262), the third is the so-called "twin galaxies" which consists of only by two identical star like nucleus. On DSS2 they look like two touched stars without any environment (Fig.1). But between them as it was shown later there are two condensations (Fig2). The third object shows triple structure. It is shown that all these objects have the same emission line spectra and redshifts. It is estimated all possible physical characteristics by means of spectra: redshifts and the distances of objects, relative intensities and equivalent widths of emission lines, and so on. It is concluded on joint origination of this system, which probably speaks in favor of Ambartsumian's idea on fragmentation of high dense matter.

Key words: Galaxies: spectrophotometry.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.Видман, Э.Е.Хачикян, *Астрофизика*, 5, 113, 1969.
2. Ю.Коровяковский, А.Р.Петросян, К.А.Саакян, Э.Е.Хачикян, *Астрофизика*, 17, 231, 1981.
3. А.Тоомре, J.Тоомре, *Astrophys. J.*, 178, 623, 1972.
4. R.Joseph, G.Wright, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 214, 87, 1985.
5. В.А.Амбарцумян, *Изв. АН. Арм. ССР, серия физ.-мат. наук*, 11, 9, 1958.
6. В.А.Амбарцумян, С.Г.Искударян, Р.К.Шахбазян, К.А.Саакян, *Сообщ. Бюракан. обсерв.*, 33, 3, 1963.
7. Р.К.Шахбазян, *Астрофизика*, 4, 273, 1968.
8. Г.Арп, Э.Е.Хачикян, Дж.Айдман, *Астрофизика*, 10, 7, 1974.
9. J.Haidmann, А.Т.Каллогхилан, *Астрофизика*, 9, 71, 1973.
10. Б.Е.Маркарян, *Астрофизика*, 5, 581, 1969.
11. Т.Рейс, *Astrophys. J.*, 96, 78, 1942.
12. L.H.Aller, *Gaseous Nebulae*, London, 1956, p.66.
13. Г.А.Гурзадян, *Планетарные туманности*, Наука, М., 1962.
14. Е.Е.Хачикян, D.W.Weedman, *Astrophys. J.*, 164, L109, 1971.

УДК: 524.7

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ СКОПЛЕНИЯ СОМА НА ОСНОВЕ МЕТОДА СИЛОВОГО ИЕРАРХИЧЕСКОГО СКУЧИВАНИЯ

Н.Г.КОГОШВИЛИ¹, Т.М.БОРЧХАДЗЕ¹, А.Т.КАЛЛОГЛЯН²

Поступила 6 мая 2005

Основываясь на методе иерархического скучивания с учетом гравитационного взаимодействия между галактиками, были выделены 6 подскоплений в скоплении Сомы, из которых 3 центральных подскопления выделены вокруг галактик NGC 4889, NGC 4874 и NGC 4839. Объективный статистический критерий, примененный Венником и Аносовой при изучении близких группировок галактик, был использован нами для оценки каждого включаемого в подскопление члена с высокой вероятностью. Галактики со значительным дефицитом водорода HI, включая объекты из списка Браво-Альфарио, были отождествлены с членами подскоплений, с наибольшим их числом в подскоплениях с NGC 4874 и NGC 4839. Количественная оценка дефицита водорода с помощью индекса HI в каталоге RCG3 показала статистически значимое превышение его значения для галактик, являющихся членами подскоплений в сравнении с галактиками с дефицитом водорода общего поля скопления. Значительное число спиральных галактик с дефицитом водорода HI, отмеченных в подскоплениях, оказалось и радиогалактиками.

1. *Введение.* Скопление Сомы, которое является одним из наиболее изученных скоплений галактик благодаря своему богатству и почти сферической форме, долгое время рассматривалось как прототип скоплений, находящихся в динамическом равновесии.

Высказываются различные мнения относительно структуры этого скопления. В соответствии с Кент и Ган [1] компактная симметричная форма скопления Сомы противоречит существованию в нем подскоплений. Вест и др. [2,3] выступают против существования подскоплений в центральных областях скоплений, рассматривая, в частности, скопление Сомы как значительную концентрацию галактик в сверхскоплении. Дреслер и Шектман [4] отметили, что Сомы содержит подскопления с вероятностью < 6%. Байер и др. [5] рассматривают скопление Сомы как скопление типа cD с одной доминирующей NGC 4874 галактикой, основываясь на данных каталога Годвина и др. [6] и радио и рентгеновских данных.

В то же время ряд работ свидетельствует в пользу существования подскоплений в этом скоплении. Бакал [7] первая обратила внимание на неравномерное распределение ярких галактик и заподозрила существование подскоплений в центре Сомы. Руд [8] отметил

тенденцию S0-галактик к группированию вокруг NGC 4874, а E-галактик - вокруг NGC 4889. Было замечено, что распределение слабых галактик в Coma имеет более регулярный характер в сравнении с яркими, которые, согласно Бивiano и др. [9], показывают сильную тенденцию к скупиванию.

Первое свидетельство в пользу существования подскоплений в Coma было получено на основе рентгеновских наблюдений с помощью ROSAT спутника, которые выявили иррегулярную структуру Coma согласно Джонсу и др. [10].

Для выявления подструктуры в Coma использовались различные статистические методы анализа наблюдательных данных. Фичет и Вебстер [11] на основе Lee-метода разделили члены двух групп NGC 4889 и NGC 4874 в центре Coma. Эскалера и др. [12] выделили 2 центральных подскопления в Coma с 99% значимостью. Мазюр и Гурзаян [13] на основе S-tree метода изучили корреляцию между параметрами гравитационно-взаимодействующей системы N тел и выделили 3 группировки в Coma. Щербановский [14] на основе метода иерархического скупивания выделил 6 групп в центре Coma, отметив неуверенность в установлении их границ,

Большинство этих результатов нуждается в подтверждении, а публикация новых наблюдений позволяет заново вернуться к обсуждению затронутых вопросов.

2. Метод, использованный при выделении подскоплений в скоплении Coma. Метод иерархического скупивания, предложенный Матерне [15], является одним из статистических средств, применяемых при выделении кратных групп галактик. Этот метод был в дальнейшем дополнен Тулли [16] введением специального гравитационного параметра, учитывающего взаимодействие между галактиками при выделении физических группировок.

Рассматриваемый метод был видоизменен и использован Магтесяном [17] и затем Венником и Аносовой [18] при выделении близких групп галактик и их сравнении с ранее выделенными группами из других каталогов.

Критерий отбора галактик, рассматриваемый Венником и Аносовой, записывается следующим образом:

$$F_{ij} = \max(M_i, M_j) r_{ij}^{-2}, \quad i, j = 1, \dots, N \quad i \neq j, \quad (1)$$

r_{ij} - расстояние между двумя галактиками с массами M_i и M_j . Галактики организуются в группу на основе оптимизации этого параметра.

Мы воспользовались идеологией метода, использованного Венником и Аносовой, для выделения подскоплений в скоплении Coma. Для исключения влияния возможных членов сверхскопления Coma и галактик

переднего и заднего фона мы ограничили изучаемую область скопления Coma и его ближайшего окружения значениями: $\alpha = 12^{\text{h}}30^{\text{m}} + 13^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = 26^\circ + 31^\circ$, $V = 5300 + 9000$ км/с, близкими к принятым (Гавази и др. [19]). Галактики для этой области отбирались из Сводного каталога

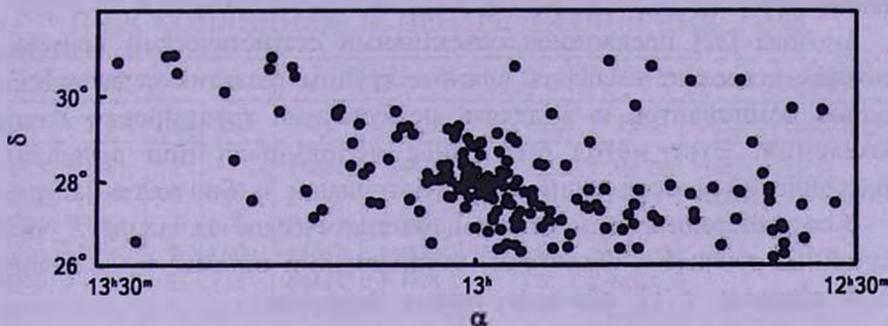


Рис.1. Распределение 205 галактик в пределах изучаемой области скопления Coma.

галактик, составленного Когошвили и Борчхадзе [20] на основе данных большинства каталогов ярких галактик. Выборка составила 205 галактик в основном ядре $15^{\text{m}}.5$ со взвешенными значениями лучевых скоростей, исправленных относительно GSR из RCG3-каталога Вокулера и др. [21], включенных также в Сводный каталог. На рис.1 представлено 2-D координатное распределение этих галактик.

Принимая во внимание, что масса галактики пропорциональна ее светимости, критерий отбора был записан в виде

$$F_{ij} = \max(L_i, L_j) / V_{\sigma} \quad \text{где } i = 1, \dots, k; \quad j = 1, \dots, n; \quad N = n + k; \quad (2)$$

$$V_{\sigma} = \frac{4}{3H^3} (V_i^3 - V_j^3) \operatorname{tg} \frac{\delta_i - \delta_j}{2} \operatorname{tg} \frac{(\alpha_i - \alpha_j) \cos(\delta_i + \delta_j)}{2}, \quad (3)$$

где V_{σ} - объем, занимаемый двумя галактиками, удовлетворяющими критерию отбора.

Нужно отметить, однако, что метод иерархического сгущивания основывается на выборе пары галактик и замене ее одним гипотетическим объектом для дальнейшего отбора новых пар до завершения структуры, которая зачастую проявляет тенденцию к вытянутым образованиям.

Мы выбрали иной способ, отобрав несколько ярчайших галактик в скоплении и вычисляя значения F_{ij} отдельно для каждой из них, со всеми остальными галактиками выборки. Отбор галактик в подскопления производился согласно основному условию $F_{ij} = F_{\max}$, принимая во внимание максимальное взаимодействие между двумя галактиками, занимающими минимальный объем. Процесс объединения продолжался, пока все галактики не оказывались в подструктурах. В случае, когда один

и тот же объект был отмечен в нескольких подструктурах, предпочтение отдавалось той, в которой объект показывал максимальное значение F_y .

Основная трудность метода иерархического сгущивания заключается в отсутствии объективного критерия для установления границ выделяемых подструктур.

Аносова [22] предложила объективный статистический критерий, который позволяет выявлять кратные группы галактик с физической связью компонентов и выделять неслучайные группировки внутри скоплений. Этот метод был ранее использован при выделении подскоплений в скоплении Virgo (Когошвили и Борчхадзе [23]).

В соответствии с этим методом, математическое ожидание E_n числа случайных групп с n объектами, занимающими объемы V_σ в выборке из N объектов с V_Σ объемом, может иметь вид:

$$E_n = C_N^n B^{n-1} [1 - B]^{N-1}, \quad (4)$$

где $B = V_\sigma / V_\Sigma$, V_σ определяется с помощью (3), а

$$V_\Sigma = \frac{4}{3H^3} (v_{max}^3 - v_{min}^3) \cdot \frac{\delta_{max} - \delta_{min}}{2} \cdot \frac{(\alpha_{max} - \alpha_{min}) \cos(\delta_{max} + \delta_{min})}{2}. \quad (5)$$

Венник и Аносова дополнили этот метод введением параметра, который позволил бы оценивать вероятность включения физических членов в группы. Так как мы в основном рассматриваем случаи, когда $n=2$, то в действительности $E_2 = E$ и новый параметр принимает вид $K = N/2E$ с предельным значением для $K \approx 10$ и $\log K_{lim} \approx 1$. Необходимо выполнение следующего условия:

$$\text{если } E < 1 \text{ и } K_n > K_{lim}, \quad (6)$$

то каждый объект, который удовлетворяет этому условию, может быть рассмотрен как физический член выделенной группировки с высокой вероятностью. В противном случае соответствующий объект классифицируется как случайный.

3. *Выделение подскоплений в скоплении Coma.* Основываясь на методе иерархического сгущивания с учетом гравитационного взаимодействия между галактиками, 6 подскоплений были выделены в скоплении Coma. Включение каждой галактики в подскопление производилось в соответствии с вычисленным значением статистического параметра $\log K_n$ в пределах рассмотренных ограничений.

Два подскопления были выделены в центре скопления Coma вокруг галактик NGC 4889 и NGC 4874, одно подскопление в SW конденсации галактик вокруг NGC 4839 и три небольшие подструктуры вокруг галактик NGC 4816, NGC 4789 и NGC 4555.

Для галактик трех центральных подскоплений в табл.1 представлены:

номер в каталоге Патюреля и др. [24], NGC/IC номер, морфологическая классификация галактики в соответствии с RCG3-каталогом, вычисленное

Таблица 1

СПИСОК ГАЛАКТИК, СОДЕРЖАЩИХСЯ В ТРЕХ ПОДСКОПЛЕНИЯХ В ЦЕНТРЕ СКОПЛЕНИЯ Coma

Подскопление I				Подскопление II				Подскопление III			
PGC	NGC/IC	Type	logk	PGC	NGC/IC	Type	logk	PGC	NGC/IC	Type	logk
P44715	N4889	E		*P44628	N4874	E	R	P44298	N4839	E	R
P44698	N4886	E	4.89	P44624	N4872	L	5.74	P44337	N4842A	E	4.71
P44566	N4864	E	4.07	P44606	N4871	L	4.55	P44338	N4842B	E	4.22
P44736	N4898	E	4.00	P44621	N4873	L	3.64	P44268		S?	4.15
P45140	I4133	E?	3.35	P44658	N4876	E	3.20	P45526		S	3.24
P44726	I4021	E	3.15	P44467		L?	3.16	P44437		S HI	2.55
P44804	I4041	E	3.00	P44587	N4869	E	3.16 R	P44037	N4807	L	2.39
P44449	N4850	L	2.86	P44553	I3959	L?	2.70	P44722		L?	2.39
P44686	N4881	E	2.75	P44633	I3990	S?	2.50	P44324	N4840	E	2.38
P45027	N4929	E	2.35	*P44968	N4926A	L HI	2.44	P44322	I 837	S?HI	2.37 R
P44554	I 3957	L?	2.32	P44885	N4919	L	2.44	P41468	I 3454	S	2.33
P44818	I 4045	E	2.26	P44575		E	2.38	P44319		S?	2.29
P44176	N4828	S?	2.16	P44632	I3991	S	2.38	P44481	N4853	L	2.25
P44697	N4892	S	2.11	P44405	N4848	S HI	2.32 R	P44263		S?	2.20
P43455	N4728	E	2.10	P44524	I3949	L HI	2.29 R	P44147	I 3913	S?HI	2.20
P44789	I 4040	S HI	1.99 R	P44551	I3960	L	2.29	P43387	A1246B	E	2.09
P45082	N4934	S?	1.98	P44795	I842	S?HI	2.15	P44779		S?HI	2.05 R
P44819	N4907	S HI	1.93	*P44068	I3900	L	2.07	P44178	N4827	E/L	2.00 R
P44756	I 4032	E	1.93	P44945	N4927	L	2.01 R	P43981	N4798	L	1.87
P44864		E	1.89	P43930		S	1.93	P44323	N4841A	E	1.83
P44768	N4896	L	1.87	P44534	N4859	S	1.87	P42083	I 3587	S	1.83
P44737	N4895	L	1.81	P44339	N4860	E	1.85	P4539	N4745	L?	1.79
P45055	N4931	L	1.80	P44667		S	1.83	P45471		S	1.67
*P44899	N4921	S HI	1.76 R	P44647		S?HI	1.82	P44225		E?	1.61
P44508	I3946	L	1.77	P45271		S	1.81	P44486		L HI	1.61
P42934		S	1.74	P44921	I4088	S HI	1.67	*P43514	A1249	E	1.56
P44828	N4908	E	1.62	P45025	I4106	S	1.54	P44329	N4841B	E	1.46
P45997	N5032	S HI	1.54	P44896	N4922	IrHI	1.53	P42067	I 3585	L	1.46
P44822		S	1.53	*P45133	N4944	S	1.46	P43139		Ir?	1.41
P42721		S	1.52	P45668		S	1.43	P44200	I 835	S?	1.36
P43509	N4735	S?HI	1.34	P44840	N4911	S HI	1.40 R	P43995		E	1.32
P45406	N4971	L?	1.26	P44541	Mr	S HI	1.39 R	P44416		S?HI	1.31 R
P45542	N4983	S?	1.18	P43726		S?HI	1.34 R	P45253	N4957	E	1.28
				P44848		E?	1.18	P43164		S?	1.23
				P44973		S?	1.03	P45023		L?	1.23
								*P44938	N4926	L	1.20
								P44144	N4819	S	1.19
								P44196		L	1.18
								P41980	N4556	E	1.12
								P42765		Ir?HI	1.08
								P46302		S HI	1.07
								P44908	I 843	L	1.03

значение статистического параметра $\log K_n$, наблюдение сверхновой, отмеченное символом *, наличие дефицита водорода HI в галактике, отмеченное с помощью символа HI, и отождествление с радиогалактиками из каталога Вентури и др. [25], отмеченное символом R. В табл.2 представлены данные для остальных трех подскоплений.

Галактики в подскоплениях расположены по мере их включения в группу в соответствии с критерием $\log K_n$ в направлении из центра наружу.

Таблица 2

ГАЛАКТИКИ, СОДЕРЖАЩИЕСЯ В ПОДСКОПЛЕНИЯХ IV, V И VI СКОПЛЕНИЯ Coma

PGC	NGC/IC	Type	logk	PGC	NGC/IC	Type	logk	PGC	NGC/IC	Type	logk
P44114	N4816	L		P43895	N4789	E/L	R	P41975	N4555	E	
P44552	I3960A	E?	3.31	P43875	N4787	S	3.68	P41974		S	4.71
P44567	I3963	L	2.71	P43773		S?	2.35	P42479	I3645	S?	2.39
P44148	N4821	E	2.55	P44487		S	1.93	P45097		S?HI	2.37
*P44364		E	2.55	P43618		E?	1.80	P42331		L?	2.10
P44043		L?	2.53 R	P43874	N4788	S?	1.78	P43142		S	1.78
P44044		S	2.50	P43008	N4673	E	1.66	P41995	N4557?	S?	1.69
P43399	N4715	L	2.50	P43511		S?	1.66	P42060	I3582	S HI	1.67
P44212			2.50	P43952		E	1.55	P41774	I3508	L?	1.30
P44850		S?	2.43	P44502	N4854	L	1.37	P43708	I831	E	1.16
P44151		L	2.35	P43686		S?HI	1.28	P43278		S	1.00
P43256	A1246A	S	1.98	P43848	I832	E?	1.15				
P42098	I3593	S?	1.93	P43200	N4692	E	1.07				
P45890		S	1.73	*P44386		S	1.07				
P44138	I834	S	1.49	P43437	N4721	L?	1.02				
P41808	I3516		1.45								
P45940		S?	1.31								
P42314		E?	1.26								

Зависимость $\log K_n$ от n/n_p , где n/n_p - номер галактики в соответствующем подскоплении, аппроксимируется для трех центральных подскоплений выражением: $\log K_n = (3.6 \pm 0.20) - (2.7 \pm 0.02)n/n_p$.

В соответствии с табл.1 галактики различных морфологических типов показывают в выделенных подскоплениях различное радиальное распределение. В центральной области подскопления вокруг NGC 4889 наблюдается значительное сгущение эллиптических галактик. В подскоплении с NGC 4874 отмечается в центре бльшая концентрация лентикулярных в сравнении с эллиптическими галактиками с более рассеянным распределением спиралей во внешних областях обоих подскоплений. SW-подскопление с NGC 4839 выделяется смешанным распределением всех типов галактик.

В табл.3 представлены средние значения лучевых скоростей и абсолютных

величин галактик для внутренних и внешних областей трех центральных подскоплений. Согласно табл.1 и 3 сегрегация по морфологии очевидна для галактик в I и II подскоплениях с возрастанием среднего значения скорости и особенно ее дисперсии в наружных областях. Не отмечается сегрегации по светимости для рассматриваемых типов ярких галактик. Что касается SW-подскопления, то здесь не наблюдается сегрегации по морфологии, светимости и лучевой скорости.

Подструктуры IV, V и VI можно рассматривать как кратные системы из-за малого числа галактик в них.

Таблица 3

СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ И АБСОЛЮТНЫХ ВЕЛИЧИН ГАЛАКТИК ВО ВНУТРЕННЕЙ И ВНЕШНЕЙ ЧАСТЯХ ТРЕХ ЦЕНТРАЛЬНЫХ ПОДСКОПЛЕНИЙ

	Подскопление I			Подскопление II			Подскопление III		
	$\langle V \rangle$	$\langle M \rangle$	n_M	$\langle V \rangle$	$\langle M \rangle$	n_M	$\langle V \rangle$	$\langle M \rangle$	n_M
Внутр. часть	6427	-19.6	11E+2L+2S	6951	-19.9	5E+10L+4S	7283	-20.0	5E+6L+9S
σ	362	0.68		521	0.51		381	0.67	
Внешняя часть	6601	-19.8	3E+2L+10S	7141	-20.1	2E+13S+1Gr	7226	-19.8	6E+7L+7S+2Gr
σ	885	0.71		737	0.80		460	0.81	

В табл.4 приводятся основные параметры лучевых скоростей галактик для 6 выделенных подскоплений, где: n - число галактик, $\langle V \rangle$ - среднее значение скорости, σ - стандартное отклонение, M_3 - асимметрия, M_4 - эксцесс. Так как наблюдается некоторое перекрытие в распределении скоростей галактик I и II подскоплений, было сравнено распределение скоростей в этих подскоплениях по t -test в предположении справедливости нулевой гипотезы о равенстве средних значений этих распределений. Полученное значение $\alpha = 0.0028$ позволило нам отвергнуть нулевую гипотезу с высокой вероятностью $P = 1 - \alpha$ и рассматривать эти подскопления как независимые, разделенные в пространстве группировки. На рис.2 представлены гистограммы скоростей I, II подскоплений, а на

Таблица 4

ПАРАМЕТРЫ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ ГАЛАКТИК ДЛЯ 6 ВЫДЕЛЕННЫХ ПОДСКОПЛЕНИЙ В СКОПЛЕНИИ Coma

	Подскоп. I	Подскоп. II	Подскоп. III	Подскоп. IV	Подскоп. V	Подскоп. VI
n	33	35	42	18	15	11
$\langle V \rangle$	6522	7038	7253	6948	7538	6911
σ	714	646	430	443	768	516
M_3	1.7	-1.0	-1.4	0.8	-0.9	1.1
M_4	3.6	1.2	1.6	1.8	-0.8	0.1

рис.3 и 4 - 3-D координатное распределение галактик в 6 выделенных подскоплениях галактик.

4. *Отождествление галактик с дефицитом водорода HI в выделенных подскоплениях.* Согласно Гавази и др. [26] скопление

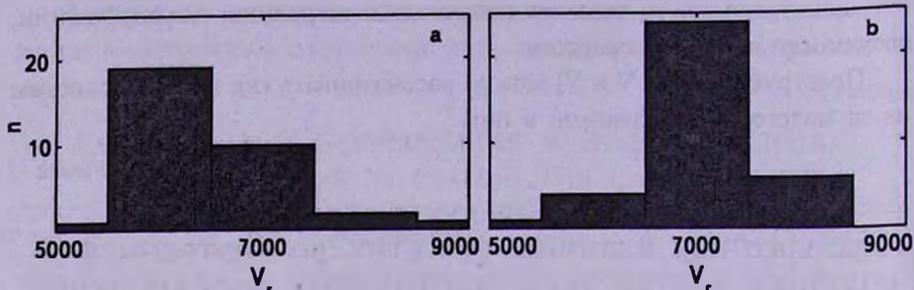


Рис.2. Гистограмма скоростей для галактик а) I подскопления вокруг NGC 4889, б) II подскопления вокруг NGC 4874.

Сота выделяется среди других скоплений значительным дефицитом водорода HI. Основываясь на этом критерии, Гавази [27] пришел к выводу, что большинство спиральных галактик, отмечаемых в этой области, являются подлинными членами скопления.

Браво-Альфарио и др. [28] получили изображения 19 спиральных галактик на длине волны 21 см, свидетельствующие о значительном дефиците водорода HI в них. Все эти галактики были найдены вблизи от центра Сота. 16 из них оказались членами выделенных нами подскоплений в центре Сота с наибольшим числом галактик 9 - во II подскоплении с NGC 4874, 5 - в III и 2 - в I подскоплении. 7 галактик с дефицитом HI, по свидетельству Браво-Альфарио, показывают наибольшие искажения в распределении водорода с размерами меньше оптического диска и не совпадающими с ним. 4 из них оказались во II подскоплении с NGC4874 в зоне, окружающей более плотное сгущение из E и L галактик, 2 галактики - в I и одна - в III подскоплении.

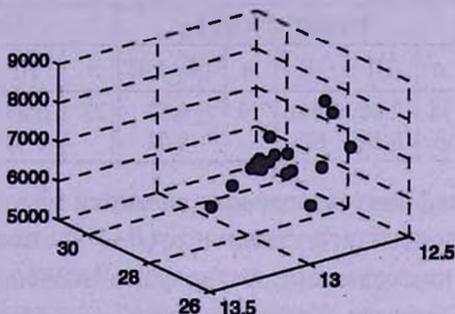
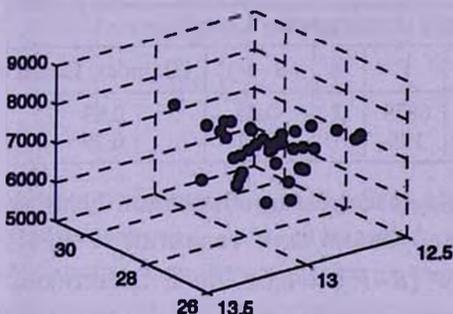
В RCG3-каталоге приводятся значения индекса водорода HI, определяемого по аналогии с показателем цвета: $HI = m_{21}^0 - B_T^0$. Мы проверили все спиральные галактики в изучаемой области скопления на HI индекс. Оказалось, что из 18 галактик из списка Браво-Альфарио только 10 имеют измерения HI индекса, к которым добавились еще 8 новых галактик, являющихся членами подскоплений. Все они показали завышенное значение HI индекса и отмечены в табл.1 с помощью символа HI. Кроме того, 22 галактики с измеренными значениями HI индекса были выявлены вне подскоплений в выделенной области Сота. Среди галактик с HI индексом были выделены галактики, имеющие определения $(B-V)_T^0$ цвета в RCG3. В табл.5



Рис.3. 3-D координатное распределение галактик I подскопления вокруг NGC 4889 (заполненные кружки) и II подскопления вокруг NGC 4874 (открытые кружки).

Подскопление III

Подскопление IV



Подскопление V

Подскопление VI

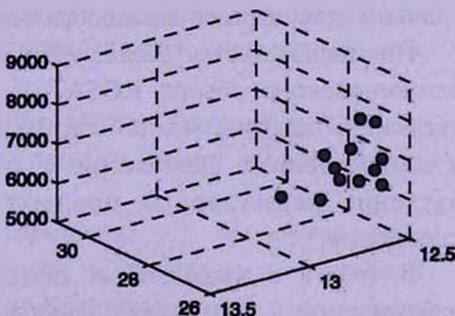
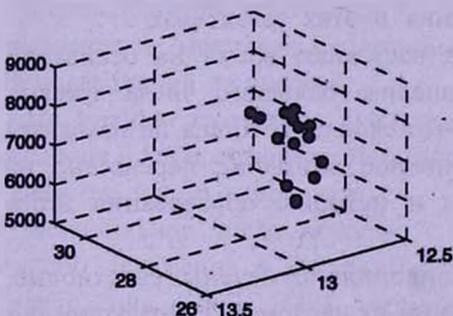


Рис.4. 3-D координатное распределение галактик подскоплений вокруг NGC 4839 (III), NGC 4816 (IV), NGC 4789 (V) и NGC 4555 (VI).

приводятся средние значения: HI индекса, $(B-V)_r^0$ цвета, лучевой скорости для спиралей в подскоплениях и спиралей в общем поле скопления. Сравнение средних значений HI индекса для двух групп галактик показало статистически значимое различие на уровне $P = 1 - \alpha$, где $\alpha = 0.0035$, а спиральные галактики, включенные в подскопления, обнаруживают больший дефицит HI в сравнении с галактиками поля.

Низкое содержание водорода HI в галактиках, связанных в подскоп-

лениях, искажение в его распределении, не совпадающим зачастую с оптическим диском, отражает эффект взаимодействия галактики с горячей и плотной межгалактической средой. Двигаясь в скоплении, эти галактики испытывают динамическое давление со стороны межзвездной среды, которая и выметает из них газ.

Средние значения $(B-V)_T^0$ цвета, полученные для галактик обеих групп в табл.5, позволяют предположить, что большинство галактик с

Таблица 5

СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ: ИНДЕКСА $HI = (m_{21}^0 - B_T^0)$, $(B-V)_T^0$
ЦВЕТА, ЛУЧЕВОЙ СКОРОСТИ ДЛЯ ГАЛАКТИК С
ДЕФИЦИТОМ HI В ПРЕДЕЛАХ И ВНЕ ВЫДЕЛЕННЫХ
ПОДСКОПЛЕНИЙ

Подскопления					Поле скопления Coma					
n	HI	V	n	$(B-V)_T^0$	n	HI	V	n	$(B-V)_T^0$	HI index Excess
18	2.66	6941	13	0.67	22	1.83	6879	7	0.65	0.83
σ	0.26	192		0.04		0.12	195		0.11	0.29

дефицитом водорода являются молодыми голубыми объектами. Если же подсчитать отдельно $(B-V)_T^0$ цвета только для галактик II и III подскоплений, то получим значение $(B-V)_T^0 = 0.62$ по 8 галактикам. Согласно Браво-Альфари, взаимодействие этих галактик с межгалактической средой при их движении в скоплении могло послужить толчком для взрыва звездообразования в этих галактиках.

По свидетельству Колес [29], в настоящее время на основании рентгеновского обзора ROSAT и анализа большого числа лучевых скоростей галактик можно считать, что скопление Coma не находится в динамическом равновесии и основное внимание перенесено на изучение нерегулярных процессов и историю образования этого скопления.

В табл.1 в выделенных подскоплениях отмечены сверхновые, наблюдаемые в галактиках с наибольшим их числом во II подскоплении с NGC 4874. Сверхновые ответственны за инжекцию релятивистских электронов, которые, взаимодействуя с галактическими магнитными полями, способствуют нагреву межгалактической среды.

Скопление Coma является аномальным в радио и рентгеновском излучении. Согласно Вентури и др. [25] 29 радиоисточников, выявленных на частоте 326 МГц, были отождествлены с галактиками в области скопления Coma, причем в качестве надежного рассматривался радиопоток со значением $S_{326} \geq 5$ мЯн. 20 радиогалактик из этого списка оказались в изучаемой нами области Coma, из которых 17 отождествлены

с членами выделенных подскоплений. В табл.6 приводятся средние значения радиопотока $\log S_{326}$ и абсолютной звездной величины для радиогалактик этих подскоплений в зависимости от морфологического типа. Согласно табл.1 и 6, эллиптические галактики высокой светимости в центре II, III и V подскоплений оказались источниками наибольшего радиоизлучения, а в сгущении E-галактик I подскопления не обнаружено источника с

Таблица 6

СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ РАДИОПОТОКА $\log S_{326}$ И АБСОЛЮТНОЙ ЗВЕЗДНОЙ ВЕЛИЧИНЫ ДЛЯ РАДИОГАЛАКТИК РАЗЛИЧНЫХ МОРФОЛОГИЧЕСКИХ ТИПОВ В ВЫДЕЛЕННЫХ ПОДСКОПЛЕНИЯХ

	E	L	S
$\langle \log S_{326} \rangle$	2.68	1.22	1.41
	0.35	0.23	0.33
$\langle M \rangle$	-21.1	-19.9	-20.1
	0.33	0.31	0.28
n	5	3	9

радиоизлучением $S_{326} \geq 5$ мЯн. Не обнаружено также различие в радиоизлучении S и L галактик в выделенных группировках, а также зависимость радиоизлучения от их светимости. В то же время, значительное число галактик с дефицитом водорода оказались радиогалактиками. Наряду с радиогалактиками скопление Coma пропитано диффузным радиоизлучением с центральным радиоисточником C, свидетельствующим о существовании релятивистских электронов и широкомасштабных полей, но нужен механизм для поддержания их энергии.

По мнению теоретиков, прохождение группы галактик через центр скопления в космологически недалеком прошлом может рассматриваться в качестве такого источника.

Значительное число галактик с дефицитом HI, обнаруживающих зачастую искажение в его распределении и являющихся членами II подскопления с NGC 4874, позволяют предположить о прохождении этого подскопления через скопление Coma и его возможном слиянии с I подскоплением вокруг NGC 4889.

По мнению Браво-Альфари ни одна галактика вблизи NGC 4839 не обнаружена в линии 21 см.

8 галактик со значительным дефицитом HI отмечены нами в подскоплении с NGC 4839. Из них 5 галактик отмечены в списке Браво-Альфари, одна из которых показывает искажение структуры водорода. Это обстоятельство, а также наличие у радиогалактики NGC 4839 радиохвоста, направленного в сторону от центра Coma, могут

свидетельствовать в пользу возможного движения в настоящее время подскопления с NGC 4839 к центру Coma.

5. *Выводы.* Основываясь на методе иерархического сгущивания с учетом гравитационного взаимодействия, между галактиками были выделены 6 подскоплений в скоплении Coma, из которых 3 центральных подскопления выделены вокруг галактик NGC 4889, NGC 4874 и NGC 4839. Объективный статистический критерий, примененный Венником и Аносовой при изучении близких группировок галактик, был использован нами для оценки каждого включаемого в подскопление члена с высокой вероятностью.

Галактики различных морфологических типов показали различное радиальное распределение в выделенных подскоплениях. Подтверждена скученность E-галактик в центральной области подскопления вокруг NGC 4889, а также большая концентрация L-типов в сравнении с E в подскоплении вокруг NGC 4874. Отмечается более протяженное распределение S-галактик во внешних областях обоих подскоплений. Подскопление с NGC 4839 показывает смешанное распределение всех типов галактик.

Галактики со значительным дефицитом водорода HI, включая объекты из списка Браво-Альфара, были отождествлены с членами подскоплений, с наибольшим их числом в подскоплениях с NGC 4874 и NGC 4839. Количественная оценка дефицита водорода с помощью индекса HI в каталоге RCG3 показала статистически значимое превышение его значения для галактик, являющихся членами подскоплений, в сравнении с галактиками поля. Значительное число спиральных галактик с дефицитом водорода HI, отмеченных в подскоплениях, оказались одновременно и радиогалактиками.

Низкое содержание водорода HI в спиральных галактиках, связанных с подскоплениями, и зачастую его искаженное распределение отражают эффект взаимодействия галактик с межгалактической средой во время возможного прохождения подскопления сквозь скопление.

Все это позволяет предположить, что именно подскопления являются местом активных процессов в скоплениях галактик.

¹ Абастуманская астрофизическая обсерватория им. Е.К.Харадзе, Грузия, e-mail: nmnt@yahoo.com

² Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: astrofiz@sci.am

THE STUDY OF THE COMA CLUSTER STRUCTURE BASED ON THE METHOD OF POWERFUL HIERARCHICAL CLUSTERING

N.G.KOGOSHVILI¹, T.M.BORCHKHADZE¹, A.T.KALLOGHLIAN²

6 subclusters were selected in the Coma cluster based on the method of hierarchical clustering and taking into account the gravitational interaction among galaxies, of which 3 subclusters around galaxies NGC 4889, NGC 4874 and NGC 4839 were singled out in its central region. The objective statistical criterion applied by Vennik and Anosova for selection of nearby groups of galaxies has been used to estimate with high probability the every physical member included in the subcluster. Galaxies with significant hydrogen HI deficiency including those from the list of Bravo-Alfaro were identified with the members of subclusters with their grater number in the subclusters around NGC 4874 and NGC 4839. The quantitative estimation of HI deficiency by an HI index presented in RCG3 catalogue showed statistically significant excess of its value for galaxies which were subclusters members compared to the field HI deficient galaxies in the studied area of Coma cluster. At the same time a significant number of HI deficient spiral galaxies turned out to be radiogalaxies.

Key words: *Galaxies:clusters - galaxies:structure - individual:Coma*

ЛИТЕРАТУРА

1. S.M.Kent, J.E.Gunn, *Astrophys. J.*, **87**, 945, 1982.
2. M.J.West, A New Vision of an Old Cluster: Untangling Coma Berenices, 36, 1997, Marseille, France.
3. M.J.West, A.Oemler, A.Dekel, *Astrophys. J.*, **327**, 1, 1988.
4. A.Dressler, S.A.Shectman, *Astron. J.*, **95**, 985, 1988.
5. F.W.Baier, K.Fritze, H.Tiersch, *Astron. Nachr.*, **311**, 89, 1990.
6. J.G.Godwin, N.Metcalf, J.V.Peach, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **202**, 113, 1983.
7. N.A.Bahcall, *Astrophys. J.*, **183**, 783, 1973.
8. H.J.Rood, *Astrophys. J.*, **188**, 451, 1974.
9. A.Biviano, F.Durret, D.Gerbai, *Astron. Astrophys.*, **311**, 95, 1996.
10. C.Jones, H.Donnelly, W.Forman et. al., A New Vision of an Old Cluster: Untangling Coma Berenices, 161, 1997, Marseille, France.

11. *M.J.Fitchett, R.L.Webster*, *Astrophys. J.*, 317, 653, 1987.
12. *E.Escalera, E.Slezak, A.Mazure*, *Astron. Astrophys.*, 264, 379, 1992.
13. *A.Mazure, V.Gurzadyan*, *A New Vision of an Old Cluster: Untangling Coma Berenices*, 54, 1997, Marseille, France.
14. *А.Л.Щербановский*, *Сообщ. спец. астрофиз. обсерв.*, 31, 23, 1981.
15. *J.Materne*, *Astron. Astrophys.*, 63, 401, 1978.
16. *R.B.Tully*, *Astrophys. J.*, 237, 390, 1980.
17. *А.Р.Магтесян*, *Астрофизика*, 28, 255, 1988.
18. *J.Vennik, J.P.Anosova*, *A Statistical Study of the Composition of Nearby Groups of Galaxies*, Valgus, Tallinn, 1990.
19. *G.Gavazzi, I.Randone, E.Branchini*, *Astrophys. J.*, 438, 590, 1995.
20. *Н.Г.Когошвили, Т.М.Борчхадзе*, *Абастум. астрофиз. обсерв. Бюлл.*, 77, 2004.
21. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H.G.Corwin et. al.*, *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Springer-Verlag, 1991.
22. *Ж.П.Аносова*, *Астрофизика*, 27, 535, 1987.
23. *Н.Г.Когошвили, Т.М.Борчхадзе*, *Астрофизика*, 44, 217, 2001.
24. *G.Paturel, P.Fouque, L.Bottinelli, L.Gouguenheim*, *Catalogue of Principal Galaxies*, Lyon, 1989.
25. *T.Venturi, G.Giovannini, L.Feretti*, *Astron. J.*, 99, 1381, 1990.
26. *G.Gavazzi*, *Astrophys. J.*, 346, 59, 1989.
27. *G.Gavazzi*, *A New Vision of an Old Cluster: Untangling Coma Berenices*, 73, 1997, Marseille, France.
28. *H.Bravo-Alfaro, V.Cayatte, C.Balkowski, J.H. van Gorkom*, *A New Vision of an Old Cluster: Untangling Coma Berenices*, 128, 1997, Marseille, France.
29. *M.Colless*, *A New Vision of an Old Cluster: Untangling Coma Berenices*, 187, 1997, Marseille, France.

УДК: 524.3:520.82

H 187 - В НАЧАЛЕ НОВОГО ЗАТМЕНИЯ

О.Ю.БАРСУНОВА^{1,3}, В.П.ГРИНИН^{1,2}, С.Г.СЕРГЕЕВ²

Поступила 13 мая 2005

Приводятся результаты CCD-фотометрии молодой звезды типа Т Тельца H 187. Они показывают, что в конце 2004г. у этой звезды началось новое затмение. Поскольку до сих пор у нее наблюдалось всего одно затмение, продолжавшееся 3.5 года, то полученные нами данные позволяют предположить, что затмения этого объекта имеют периодический характер и определить период между затмениями: $P = 4.9$ года. Таким образом, как по продолжительности затмений, выраженной в реальном времени, так и по относительной продолжительности, выраженной в долях периода, объект H 187 относится к числу самых экзотических объектов на небе.

1. *Введение.* Фотометрические исследования последних лет показывают, что среди молодых двойных звезд встречаются затменные системы с довольно продолжительными затмениями. Например, у звезды КН 15D (Кернс и Хербст [1], Гамильтон и др. [2], Барсунова и др. [3]) продолжительность затмения составляет примерно 1/3 периода и увеличивается со временем. Недавно Коэн и др. [4,5] наблюдали необычное ослабление блеска молодой звезды типа WTTS (weak T Tauri star) H 187 в скоплении IC 348 (на рис.1 приведена карта окрестностей этого объекта). Оно было относительно неглубоким ($\Delta I \approx 0.7$), имело довольно симметричный вид и продолжалось около трех с половиной лет. Ранее при фотометрическом исследовании скопления IC 348 Хербиг [6] обратил внимание на переменность блеска H 187, но обширное затмение, подобное зарегистрированному Коэном и др. [4,5], ранее не наблюдалось. Поэтому невозможно сказать, являются ли такие ослабления блеска периодическим процессом, характерным для затменных двойных систем.

Ниже мы приводим результаты наших фотометрических наблюдений H 187. Они показывают, что в конце 2004г. началось новое понижение блеска этого объекта, напоминающее начало предыдущего минимума.

2. *Наблюдения.* Наблюдения H 187 проводились на телескопе АЗТ-8 (0.7-м) Крымской астрофизической обсерватории с помощью CCD камеры AP7p размером 511 x 511 пиксел и размером пиксела 24 x 24 микрона, установленной в первичном фокусе телескопа. Наблюдения выполнялись в трех полосах v , g , i и приводились к фотометрической

системе Джонсон - Казинс V, R, I_c . Поскольку ниже все фотометрические параметры исследуемого объекта (включая данные других авторов) приводятся в этой фотометрической системе, мы опускаем для простоты символ "с". Измерения блеска звезд выполнялись методом апертурной фотометрии.

$$\alpha = 03^{\text{h}}44^{\text{m}}39^{\text{s}}.31$$

$$\delta = +32^{\circ}07'34''$$

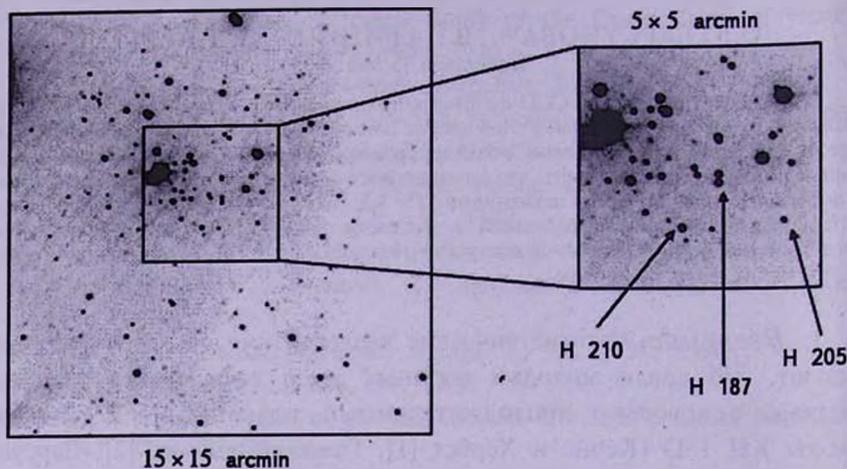


Рис.1. Карта окрестностей H 187 в I полосе. На карте указаны сам объект и используемые звезды сравнения. Координаты объекта даны на 2000г. Север - справа.

Так как исследуемый объект находится в молодом скоплении IC 348, то практически все звезды в его ближайшей окрестности показывают флуктуации блеска разной амплитуды. Для фотометрической привязки нами были отобраны 4 звезды из списка Хербига [6], которые показали наименьшую среднеквадратичную амплитуду переменности по отношению друг к другу в течение рассматриваемого интервала времени. Две из них были выбраны в качестве звезд сравнения. Их номера и звездные величины в полосе I по данным [6] приведены в табл.1. Там же приведены звездные величины звезд сравнения в этой же полосе по данным наших наблюдений. Видно, что результаты, полученные с интервалом времени около 7 лет хорошо согласуются друг с другом,

Таблица 1

ЗВЕЗДЫ СРАВНЕНИЯ

№	I (Herbig)	I	σ
H 205	13.89	13.88	0.02
H 210	12.80	12.81	0.02

что служит дополнительным аргументом в пользу нашего выбора звезд сравнения. Результирующая точность апертурной фотометрии HD 187 обусловлена ошибками метода и флуктуациями блеска звезд сравнения и составляет $0^m.03$ в фильтрах R_c и I_c и $0^m.07$ в фильтре V .

3. *Результаты.* На рис.2 показана кривая блеска HD 187 в полосе I по данным Коэна и др. [4,5]. Согласно этим данным, в конце 90-х годов прошлого столетия произошло обширное затмение HD 187, которое продолжалось около 3.5 года и завершилось в начале 2003г. Следующая по времени группа точек на рис.2 - это наши наблюдения. Из них следует, что в начале 2004г. объект был примерно на $0^m.05$ ярче максимального уровня блеска, наблюдавшегося Коэном и др. [5]. Затем началось постепенное падение блеска, которое продолжалось в течение всего наблюдательного сезона 2004/2005гг. Последнее наше наблюдение в апреле 2005г. показало, что HD 187 прошел примерно половину расстояния на пути к минимальному блеску, наблюдавшемуся Коэном и др. [5]. При этом темп падения блеска был в точности такой же, как и во время предыдущего минимума (см. ниже). Поэтому, хотя наблюдаемое в настоящее время затмение HD 187 еще далеко от завершения, мы, тем не менее, имеем основания предполагать, что оно является повторением предыдущего затмения, а это значит, что обширные затмения этого объекта имеют периодический характер.

Сопоставление наших наблюдений с данными Коэна и др. [5] показывает, что период между затмениями $P = 4.9$ года.

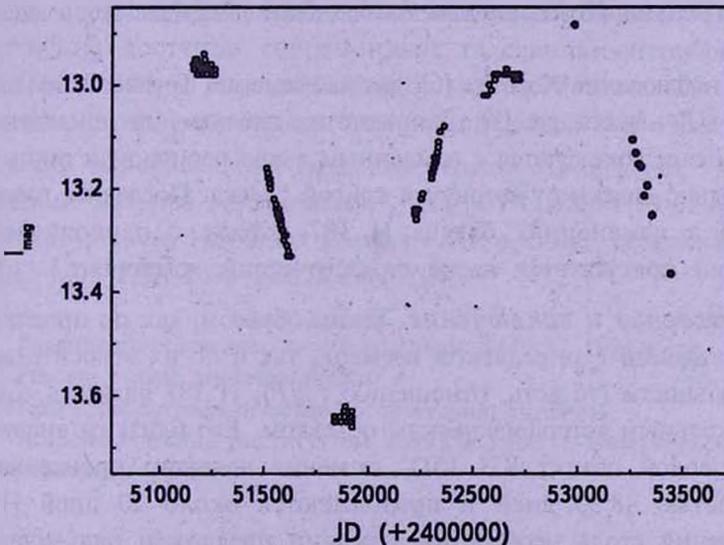


Рис.2. Кривая блеска HD 187 в фильтре I : открытые кружки - данные Коэна и др. [5]; заполненные кружки - наши наблюдения.

На рис.3 показана свертка с этим периодом всех фотометрических наблюдений, представленных на рис.2. Видно, что начавшийся минимум в пределах точности наших наблюдений практически точно повторяет начало предыдущего минимума. Следует отметить, что кроме данных Коэна и др. [5] в литературе имеется несколько разрозненных фотометрических наблюдений этого объекта, выполненных разными авторами в более ранний период.

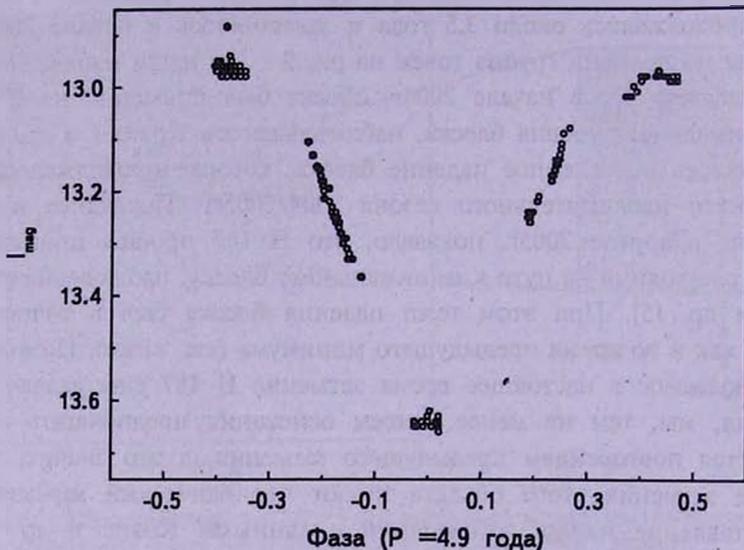


Рис.3. Фазовая кривая H 187 в фильтре I, свернутая с периодом 4.9 года: открытые кружки - данные Коэна и др. [5]; заполненные кружки данные наших наблюдений. Видно, что начавшееся ослабление блеска довольно точно повторяет предыдущий вход в минимум.

Это три наблюдения Хербига [6], два наблюдения Труллолса и Йорди [7] и одно - Лумана и др. [8]. Данные этих наблюдений приведены в [5]. В целом они согласуются с найденным выше периодом и лишь два из них довольно далеки от свернутой кривой блеска. Последнее говорит о том, что в изменениях блеска H 187 наряду с периодической составляющей присутствует также стохастический компонент.

4. Обсуждение и заключение. Таким образом, как по продолжительности затмений $t_{\text{зат}}$ в реальном времени, так и по их относительной продолжительности (то есть, отношению $t_{\text{зат}}/P$), H 187 является совершенно уникальным астрофизическим объектом. Его близким аналогом является молодой объект КН 15D, затмения которого происходят с периодичностью 48.35 дней и продолжаются около 20 дней [1-3]. Для объяснения столь необычных затмений предложен ряд моделей: 1) одиночная молодая звезда, затмеваемая гигантским циклоническим вихрем, образованным в ее околосредном диске в результате диффе-

рениального вращения вещества [9], 2) молодая двойная система, аккрецирующая вещество из окружающего ее (circumbinary или СВ) диска [10,11]; в этой модели продолжительные затмения, напоминающие по форме затмения КН 15D, вызываются поглощением излучения главного компонента дисковым ветром вторичного компонента, 3) молодая двойная система, орбита которой наклонена по отношению к плоскости окружающего ее СВ-диска [12,13]: в этой, весьма оригинальной модели затмения происходят в результате периодического ухода компонентов системы в "тень" от СВ диска.

Совсем недавно было показано (Джонсон и др. [14]), что КН 15D является спектроскопической двойной системой с сильно вытянутой орбитой. Этот результат позволяет сузить класс рассматриваемых моделей затмений и ограничиться моделями, разработанными для молодых двойных систем. Представляет большой интерес проведение аналогичных наблюдений Н 187 как с целью поиска спектроскопической двойственности этого объекта и определения параметров его орбиты, так и с целью изучения его спектральной переменности во время затмения. Кроме того, для выяснения механизма затмений представляет интерес проведение синхронной фотометрии этого объекта в видимой и ближней инфракрасной областях спектра.

Если принять массу главного компонента равной $1M_{\odot}$, то при периоде орбитального движения 4.9 года радиус орбиты вторичного компонента равен примерно 3 а.е. При расстоянии 316 пк, на котором по оценкам Хербига [6] находится скопление IC 348, этому линейному размеру соответствует угловое расстояние около 8 mas. Такое угловое разрешение доступно современным телескопам-интерферометрам. Поэтому двойную систему Н 187 можно попытаться разрешить методами интерферометрии в ближней инфракрасной области спектра.

Работа выполнена при поддержке гранта Президиума РАН "Нестационарные явления в астрономии", гранта INTAS № 03-51-6311, гранта С.-Петербургского Научного Центра РАН, а также молодежного гранта КЦФЕ M05-2.3К-258 (О.Ю.Барсунова).

¹ Главная астрономическая обсерватория РАН, С.-Петербург, Россия, e-mail: grinin@gao.spb.ru

² Крымская астрофизическая обсерватория, Украина,

³ Астрономический институт им В.В.Соболева, С.-Петербургский университет, Россия

H 187 AT THE BEGINNING OF NEW ECLIPSE

O.Yu.BARSUNOVA^{1,3}, V.P.GRININ^{1,2}, S.G.SERGEEV²

Results of a CCD-photometry of the T Tauri star H 187 are presented. They show that a new eclipse of the star began at the end of 2004. Since till now only one eclipse of the 3.5 years duration has been observed, our data permit us to suggest a periodical character of eclipses of this object and to determine the period of 4.9 years. Thus, H 187 belongs to the most exotic objects on duration of eclipses both in real time and relatively to the period of an eclipse.

Key words: (stars:)eclipsing - individual:H187

ЛИТЕРАТУРА

1. K.M.Kearns, W.Herbst, *Astron. J.*, 116, 261, 1998.
2. C.M.Hamilton, W.Herbst, C.Shih, A.J.Ferro, *Astrophys. J.*, 554, L201, 2001.
3. О.Ю.Барсунова, В.П.Гринин, С.Г.Сергеев, *Астрофизика*, 48, 5, 2005.
4. R.E.Cohen, W.Herbst, E.C.Williams, *Astrophys. J.*, 596, L243, 2004.
5. R.E.Cohen, W.Herbst, E.C.Williams, *Astron. J.*, 127, 1602, 2004.
6. G.H.Herbig, *Astrophys. J.*, 497, 736, 1998.
7. E.Trullas, C.Jordi, *Astron. Astrophys.*, 324, 549, 1997.
8. K.L.Luhman, J.R.Stauffer, A.A.Muench et al., *Astrophys. J.*, 593, 1093, 2003.
9. P.Barge, M.Viton, *Astrophys. J.*, 593, L117, 2003.
10. В.П.Гринин, Л.В.Тамбовцева, *Письма в Астрон. ж.*, 28, 667, 2002.
11. В.П.Гринин, Л.В.Тамбовцева, Н.Я.Сотникова, *Письма в Астрон. ж.*, 30, 10, 2004.
12. J.N.Winn, M.J.Holman, J.A.Johnson et al., *Astrophys. J.*, 603, L45, 2004.
13. E.I.Chiang, R.A.Murray-Clay, *Astrophys. J.*, 607, 913, 2004.
14. J.A.Johnson, N.L.Marcy, C.M.Hamilton et al., *Astron. J.*, 127, 2344, 2004.

УДК: 524.31

ЗОНАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ЗАПЯТНЕННОСТИ ЗВЕЗД. ПРИМЕНЕНИЕ К СИСТЕМАМ ТИПА RS CVn

И.Ю.АЛЕКСЕЕВ¹, А.В.КОЖЕВНИКОВА²

Поступила 30 марта 2005

Принята к печати 12 августа 2005

Представлены результаты моделирования запятненности 15 хромосферно-активных двойных систем типа RS CVn. Рассмотрены зависимости параметров пятен от основных характеристик звезд (спектральный класс, класс светимости, вращение, число Россби). Для 9 звезд отмечено наличие широтного дрейфа пятен, циклов пятенной активности и дифференциального вращения.

1. *Введение.* Среди холодных звезд с солнечной активностью в настоящее время наиболее интенсивно изучаются переменные типа RS CVn - разделенные или полуразделенные системы, состоящие из компонентов со спектральными классами F-G V-IV и G-K IV. Они демонстрируют различные проявления звездной активности, в том числе наличие на поверхности крупных холодных пятен. Наиболее перспективным методом изучения таких пятен является доплеровское картирование, однако фотометрические исследования запятненных звезд не теряют своей актуальности. Во-первых, фотометрические исследования охватывают более длительные периоды времени и, соответственно, больше подходят для поиска циклов активности, дифференциального вращения и других длительных эффектов. Во-вторых, часть запятненных звезд, прежде всего обладающих малыми скоростями вращения $V \sin i$ (например, практически все активные карлики типа BY Dra), в принципе недоступна доплеровскому картированию. Соответственно, только фотометрические исследования подходят для поиска статистических зависимостей параметров звездных пятен от глобальных характеристик звезды (спектральный класс и тип светимости, вращение, возраст, эволюционный статус и пр.) для активных звезд всех типов. Остается открытым вопрос и о корректности получаемых доплеровских карт, так как на конечный результат сильное влияние оказывают выбор исследуемых линий, точное определение скорости вращения звезды и угла наклона, подбор параметров модели атмосферы, вклад хромосферной активности, удачный выбор сетки интегрирования и т.д. При ближайшем рассмотрении доплеровское картирование до

сих пор остается своего рода искусством, далеко не всем доступным, в то время как более грубая оценка параметров запятненности по фотометрическим наблюдениям свободна от этих ограничений.

Большинство методов построения поверхностных карт звезд типа RS CVn по данным фотометрии предсказывает наличие гигантских околополярных пятен. Однако разработанная Алексеевым и Гершбергом зональная модель запятненности [1,2] показала для активных карликов, что их фотометрическое поведение хорошо описывается и без привлечения околополярных пятен, и получаемая картина - многочисленные мелкие пятна на низких и средних широтах - качественно аналогична солнечной. Первые же расчеты, проведенные нами для трех незатменных RS-систем (MS Ser, IN Com, V711 Tau), показали, что переменность этих звезд также легко объясняется без привлечения околополярных пятен [3,4]. В настоящей работе мы рассматриваем результаты моделирования запятненности 15 активных систем типа RS CVn на основе всего массива их фотометрических наблюдений. В табл.1 приведены основные параметры программных звезд - спектральный класс, тип двойственности, наибольший блеск системы в полосе V , максимальная амплитуда вращательной модуляции ΔV и амплитуда изменений среднего блеска $\Delta\langle V \rangle$, показатели цвета звезды $U-B$, $B-V$, $V-R$, $V-I$ для ее наиболее яркого состояния, период вращения и скорость вращения $V \sin i$.

Таблица 1

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПРОГРАММНЫХ ЗВЕЗД

Звезда	Sp	Двойств.	V mag	ΔV mag	$\Delta\langle V \rangle$ mag	$U-B$ mag	$B-V$ mag	$V-R$ mag	$V-I$ mag	$P_{\text{в}}$ сутки	$V \sin i$ км/с
IN Com	G5III/IV	SB1	8.83	0.14	0.09	0.31	0.81	0.73	1.20	5.93	67
IL Com	F8V+F8V	SB2	8.08	0.04	0.07	-0.02	0.48	0.52	0.84	0.96	35
V711 Tau	K1IV+G5V	SB2	5.63	0.23	0.14	0.52	0.93	0.79	1.32	2.84	41
CG Cyg	G9V+K3V	EB	9.98	0.10	0.15	0.48	0.81	0.62	1.06	0.63	80
MS Ser	K2IV+G8V	SB2	8.11	0.20	0.19	0.61	0.97	0.69	1.19	9.60	15
V478 Lyr	G8V	SB1	7.72	0.18	0.09	0.21	0.74	0.65	1.08	2.18	25
V1355 Ori	K2IV/V+G8V	SB2	8.91	0.36	0.16	0.57	0.95	0.78	1.36	3.82	41
BI Cet	G6IV/V+G6IV/V	SB2	8.08	0.22	0.18	0.17	0.71	0.62	1.11	0.52	60
BY Cet	G7V+K5V	SB2	9.55	0.14	0.05	0.30	0.78	0.67	1.21	2.60	18
AR Psc	K1IV/V+G5/6V	SB2	7.24	0.22	0.10	0.38	0.85	0.73	1.28	12.38	6.5
IM Peg	K2III	SB1	5.55	0.41	0.27	0.96	1.17	0.87	1.54	24.4	26.5
IL Hya	K1III/IV+G0V	SB2	7.20	0.19	0.42	0.73	1.02	0.81	1.39	12.90	26.5
EZ Men	K1III	SB1	7.52	0.09	0.18	0.77	1.08	0.88	1.50	19.31	20
EI Eri	G5IV+G0V?	SB1	6.97	0.25	0.14	0.13	0.67	0.59	0.99	1.95	50
HU Vir	K1IV	SB1	8.55	0.28	0.15	0.61	1.00	0.83	1.46	10.42	25

2. *Модели запятненности.* Для моделирования запятненности мы использовали разработанную в КрАО зональную модель [1,2], которая дает качественное согласие с картиной солнечной запятненности,

обеспечивая при этом необходимую точность представления фотометрических наблюдений для всех программных звезд независимо от их спектрального класса [5]. Совокупность запятненных областей на звезде представляется в такой модели двумя симметричными относительно экватора поясами запятненности, которые занимают области с широтами от $\pm \varphi_0$ до $\pm(\varphi_0 + \Delta\varphi)$ с плотностью заполнения пятнами, меняющейся по долготе от единицы до некоторого числа f_{min} , причем $0 < f_{min} < 1$. Модель не накладывает никаких ограничений на широту нахождения пятен, кроме естественного $\varphi_0 + \Delta\varphi < 90^\circ$. В простейшем случае представления только экстремальных точек кривой блеска используется линейный закон изменения плотности заполнения пятен. В этом случае для каждого сезона наблюдений модель использует экстремальные точки в полосе V : разницу между блеском незапятненной фотосферы и сезонным максимумом, а также амплитуду вращательной модуляции. Помимо этих входных переменных, модель использует в качестве входных параметров определяемые из наблюдений коэффициенты dB/dV , dR/dV и dI/dV (позволяющие переходить от полосы V к другим полосам), углы наклона оси вращения звезды i , значения температуры фотосферы T_{phot} и ускорения силы тяжести $\log g$ (необходимые для выбора коэффициентов потемнения к краю). Эти параметры моделей даны в табл.2. Определяемыми характеристиками зональной модели являются значения φ_0 , $\Delta\varphi$ и f_{min} , из которых мы получаем площади пятен S_{max} и S_{min} для более темной и более светлой полусферы звезды и среднюю широту пятен $\langle \varphi \rangle = \varphi_0 + \Delta\varphi/2$. Также мы получаем контраст пятен в какой-либо полосе (например, β_V), из которого определяется разность температур

Таблица 2

ВХОДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛЕЙ

Звезда	$\Delta B/\Delta V$	$\Delta R/\Delta V$	$\Delta I/\Delta V$	T_{phot} (K)	$\log g$	i
IN Com	1.20 ± 0.04	0.75 ± 0.03	0.61 ± 0.02	5200	2.5	45
IL Com	1.42 ± 0.11	0.71 ± 0.15	0.63 ± 0.03	5900	4.0	
V711 Tau	1.12 ± 0.03	0.86 ± 0.03	0.73 ± 0.01	4800	3.5	33 - 40
MS Ser	1.08 ± 0.01	0.84 ± 0.03	0.67 ± 0.02	5000	3.5	60
CG Cyg	1.21 ± 0.02	0.80 ± 0.01	0.72 ± 0.02	5200	4.0	82
V478 Lyr	1.05 ± 0.11	0.76 ± 0.15	0.70 ± 0.04	5490	4.0	83
BI Cet	1.20 ± 0.06	1.00 ± 0.05	0.83 ± 0.09	5570	4.0	45
V1355 Ori	1.12 ± 0.03	0.87 ± 0.02	0.72 ± 0.05	4750	4.0	50
BY Cet	1.15 ± 0.04	0.86 ± 0.05	0.66 ± 0.05	5550	4.0	90
AR Psc	1.06 ± 0.03	0.84 ± 0.03	0.52 ± 0.05	4750	4.0	30 - 45
IM Peg	1.11 ± 0.02	0.87 ± 0.01	0.70 ± 0.01	4450	2.4	70
IL Hya	1.13 ± 0.01	0.86 ± 0.02	0.71 ± 0.01	4700	2.5	55
YZ Men	1.11 ± 0.02	0.80 ± 0.02	0.67 ± 0.03	4500	3.0	>25
EI Eri	1.20 ± 0.02	0.80 ± 0.01	0.59 ± 0.01	5500	3.5	46
HU Vir	1.11 ± 0.02	0.84 ± 0.01	0.72 ± 0.02	5000	4.0	65

спокойной фотосферы и пятен. Рассмотрим результаты моделирования запятненности конкретных звезд.

IN Com = HD 112313 проецируется на центр слабой планетарной туманности Lo Tr5, хотя ее физическая связь с центральным O-субкарликом по-прежнему неясна. Звезда имеет спектральный класс G5III-IV. Расчеты запятненности переменной были проведены Алексеевым и Кожевниковой [4]. Согласно их расчетам, фотометрическая переменность IN Com полностью описывается в рамках модели со следующими параметрами: расстояние от экватора до нижней границы области пятен φ_0 изменяется от 32 до 42°, а ширина пояса запятненности $\Delta\varphi$ - от 7 до 20°. Таким образом, средние широты пятен составляют $39 \pm 51^\circ$. Параметр плотности заполнения пятнами f_{max} изменяется за все время наблюдений от 0.0 до 0.8, что дает общую площадь пятен, доходящую до 22% полной поверхности звезды. Отношение поверхностных яркостей пятна и незапятненной фотосферы в полосе V составляет в среднем $\beta_V = 0.30$, соответствуя разности температур спокойной фотосферы и пятен около 600 К. Наши результаты очень хорошо согласуются с доплеровским картированием звезды [6], выполненным при тех же значениях T_{phot} , $\log g$ и ι .

Изменения со временем полной площади пятен, их средней широты и фазы минимума блеска показали для IN Com 7-8-летнюю цикличность колебаний полной площади и средней широты пятен и дрейф пятен к экватору в течение цикла со скоростью $\delta\varphi = -1.0 \div -1.3$ градусов в год, то есть грубый аналог солнечной диаграммы бабочек, а также дифференциальное вращение солнечного типа (экватор вращается быстрее полюса) с коэффициентом $D_p = 0.05$.

IL Com = HD 108102 - малоизученная спектрально-двойная SB2-система. Ее фотометрическая переменность была обнаружена Зейликом и др. [7] и впоследствии подтверждена Алексеевым и Кожевниковой [4]. Наши оценки запятненности IL Com показали, что переменность звезды можно объяснить присутствием пятен, занимающих до 19% ее поверхности. Контраст пятен β_V составляет 0.16, что дает разность температур фотосферы и тени пятна около 1700 К.

V711 Tau = HD 22468 - одна из самых ярких и наиболее изученных звезд типа RS CVn [8]. За длительный период наблюдений у нее были обнаружены циклы фотометрической активности [9], активные долготы и дифференциальное вращение [10]. Многочисленные исследования V711 Tau методами доплеровского картирования [8,10,11] предсказывают наличие на звезде гигантских околополярных пятен.

Наше моделирование запятненности переменной [4] показало, что для объяснения ее фотометрического поведения наиболее подходящей

является модель со среднеширотными ($\langle \phi \rangle = 30 \div 40^\circ$) пятнами, которые занимают до 33% полной поверхности звезды и холоднее окружающей фотосферы на $\Delta T = 1300$ К. В свою очередь, предсказываемые в [8,10,11] околополярные пятна воспроизводят наблюдаемые изменения показателей цвета звезды много хуже, чем зональная модель.

V711 Tau демонстрирует цикличность в вариациях средней широты и площади пятен с двумя характерными длительностями 16.5 и 5.5 лет, наличие диаграммы бабочек и дифференциального вращения солнечного типа [12]. Более короткий, 5.5-летний цикл проявляется и в переключении активных долгот (*flip-flop* эффект).

CG Cyg - короткопериодическая затменная система типа RS CVn, состоящая, в отличие от классических систем такого типа, из двух карликов, относительно близких к заполнению полостей Роша. Звезда хорошо исследована фотометрически [13,14], ее запятнненность подробно рассмотрена нами в работе [15]. Согласно расчетам, пятна на ее главном компоненте были расположены внутри симметричной относительно

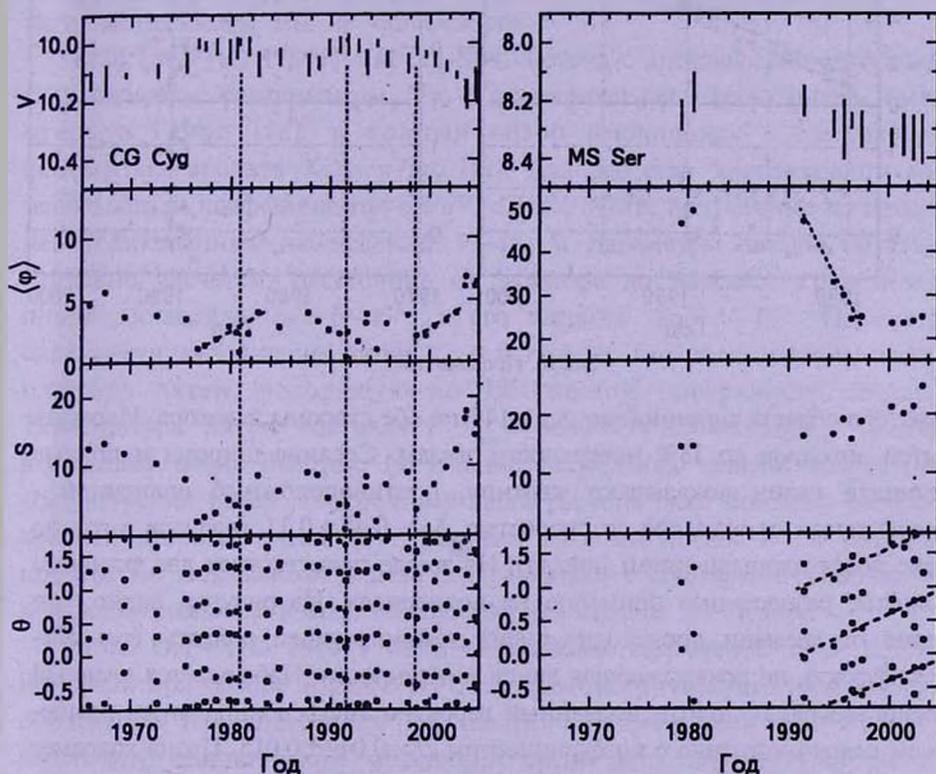


Рис.1а. Циклические изменения пятенной активности программных звезд: долговременная кривая блеска, зависимость полной площади пятен S и их средней широты $\langle \phi \rangle$ от времени, ход долготы максимальной запятнненности θ . Вертикальные линии показывают амплитуду вращательной модуляции "peak-to-peak", сплошные линии - аппроксимация синусоидой с известными длительностями цикла, вертикальные пунктирные линии соответствуют эпохам максимумов широты пятен (CG Cyg и IL Hya) или моментам переключения активных долгот (EI Eri).

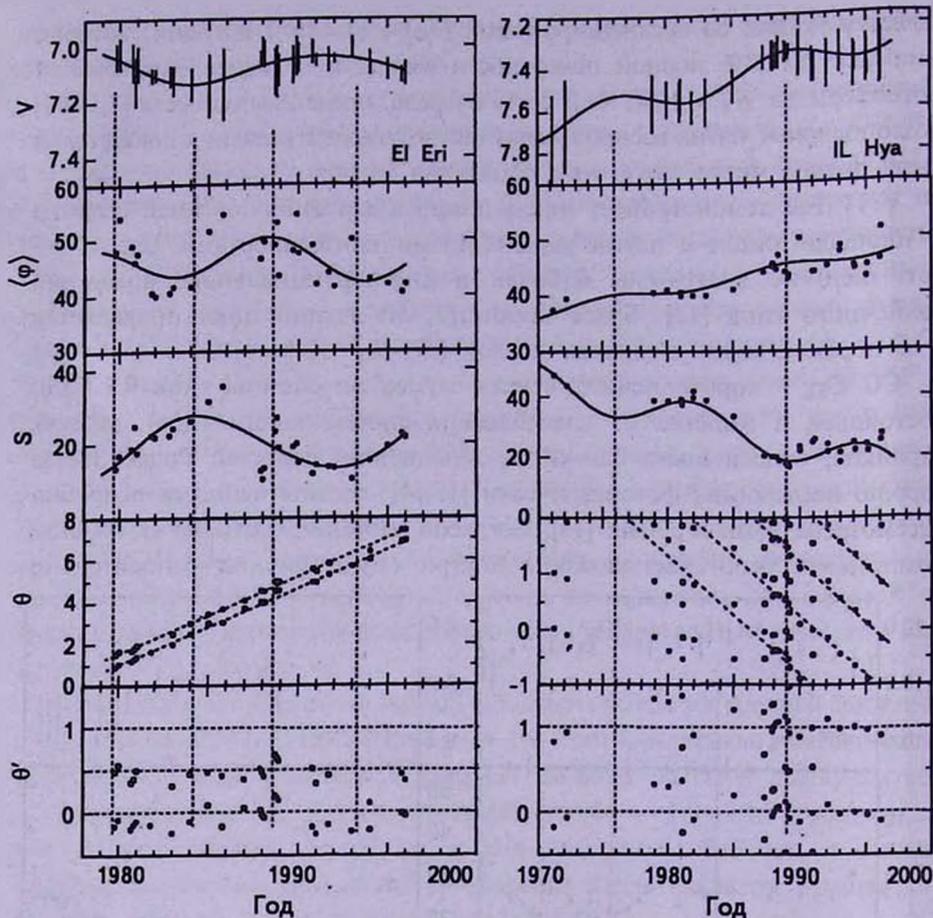


Рис.1б. Продолжение.

экватора области шириной до $\Delta\varphi = 14^\circ$ по обе стороны экватора. Площадь пятен доходила до 18% поверхности звезды. Средние широты и полные площади пятен показывают картину, противоположную солнечной - дрейф пятен от экватора со скоростью $\delta\varphi = 0.45 \pm 0.11$ градусов в год по мере роста площади пятен (рис.1а). На звезде присутствуют две активные долготы, разнесенные примерно на полпериода. Из рисунка видно, что время от времени происходит смена доминирующей долготы (т.н. *flip-flop* эффект), не показывающая явной цикличности. Наблюдается плавный дрейф активных долгот, вызванный вероятно дифференциальным вращением солнечного типа с коэффициентом $D_r = 0.042 \pm 0.015$. Пятна холоднее окружающей фотосферы на 2100 К. Изменения полной площади и средней широты пятен, а также колебания активных долгот вероятно цикличны с характерным временем около 20 лет (рис.1а). Хотя переключения не показывают явных цикличностей, мы можем заподозрить синхронизацию

моментов переключения долготы с минимумами запятненности в 1980, 1991 и 1998 годах.

MS Ser = HD 143313 - двойная SB2-система, состоящая из K2-субгиганта и G8-карлика. Ее фотометрическая переменность была независимо обнаружена Ручинским [16] и Боппом [17]. Обзор фотометрических наблюдений звезды и построение по ним моделей запятненности опубликовали Алексеев и Козлова [3]. Согласно их расчетам, полная площадь пятен доходила до 21% полной поверхности звезды, и пятна были холоднее окружающей фотосферы на 1300 К. Из рис.1а видно, что поверхностные неоднородности на MS Ser локализованы на средних (23-48°) широтах и демонстрируют аналог диаграммы бабочек - при росте площади пятен наблюдается их дрейф к экватору со скоростью $\delta\varphi = -4.0$ градусов в год. Одновременно с этим дрейфом мы видим убегание вперед по фазе наиболее запятненной активной долготы, что является следствием дифференциального вращения солнечного типа с коэффициентом $D_r = 0.007 \pm 0.002$. Проявлений цикличности пятенной активности звезды мы не обнаружили.

V478 Lyr = HD 178450 - яркая SB1-система с хромосферно-активным G8V главным компонентом. Ее фотометрическая переменность была открыта Генри [18], а полный обзор имеющейся в литературе фотометрии провели Холл и др. [19]. Для расчетов запятненности мы использовали коэффициенты dB/dV , dR/dV , dI/dV , полученные из наших неопубликованных наблюдений 1994г., и параметры звезды из [19]. Согласно расчетам, расстояние от экватора до нижнего края пояса пятен составляло $\varphi_0 = 6 - 17^\circ$, а его ширина $\Delta\varphi = 5 - 10^\circ$. Параметр скважности заполнения пятен $f_{min} = 0.0 - 0.44$, что дает максимальную площадь пятен, достигающую до 9% полной поверхности звезды. Температура пятен составляет $T_{spot} = 3640$ К ($\Delta T = 1850$ К). Звезда показывает очень быстрые (в течение нескольких недель) изменения конфигурации пятен [19], поэтому наши расчеты дают большой разброс средней широты пятен $\langle\varphi\rangle$. Так как площадь пятен и их средняя широта не показывают явной корреляции, о диаграмме бабочек и дифференциальном вращении мы ничего сказать не можем.

V1355 Ori = HD 291095 была обнаружена как яркий ЭУФ (EUV) источник при обзоре ROSAT WFC. Ее фотометрическую переменность обнаружили Кутиспото и др. [20], нашедшие наибольшую ($\Delta V = 0^m.37$) амплитуду вращательной модуляции среди всех запятненных звезд. Спектральные наблюдения с высоким разрешением [21,22] показали, что это SB1 синхронизованная двойная система с главным K0-2IV хромосферно-активным компонентом. Долговременную кривую блеска построили Кутиспото и др. [23]. Для расчетов запятненности звезды

мы использовали значения T_{phot} , $\log g$ и угла наклона i , приведенные в [22]. Коэффициенты dB/dV , dR/dV , dI/dV были получены по наблюдениям [23]. Согласно нашим расчетам, расстояние от экватора до края пояса запятненности составляло $\varphi_0 = 27 - 34^\circ$, а ширина пояса $\Delta\varphi = 19 - 43^\circ$. Таким образом, пятна на V1355 Opi находились на средних ($\langle\varphi\rangle = 40 - 56^\circ$) широтах. Минимальная плотность пятен f_{min} изменяется от 0.0 до 0.5, что дает полную площадь пятен, доходящую до $S = 34\%$. Площади пятен и их средние широты демонстрируют корреляцию, но явных признаков цикличности мы не отмечаем. Отношение поверхностных яркостей пятна и фотосферы $\beta_V = 0.06$, то есть пятна холоднее окружающей фотосферы на $\Delta T = 1500$ К. Доплеровское картирование звезды [22] также показывает наличие среднеширотных пятен, но даваемых им околополярных особенностей наша методика не видит. Разность температур пятен и фотосферы, даваемая доплеровским картированием ($\Delta T = 1100$ К), несколько меньше, чем у нас. Это вполне характерно для методики доплеровского картирования, которое не чувствует больших значений ΔT .

VI Cet = HD 8358 - хорошо известная SB2-система типа RS CVn, состоящая из одинаковых быстровращающихся ($V \sin i = 60$ км/с) G5V-компонентов. Фотометрическую переменность звезды обнаружили Бопп и др. [24], они же нашли хромосферную активность VI Cet и провели решение орбиты системы. Долговременная кривая блеска звезды приведена Кутиспото и др. [23]. Проведенное нами моделирование запятненности звезды показало, что расстояние от экватора до нижней границы пояса пятен составляло $\varphi_0 = 5 - 28^\circ$, а ширина пояса $\Delta\varphi = 27 - 53^\circ$. Пятна, таким образом, находились на средних широтах ($\langle\varphi\rangle = 26 - 50^\circ$). Параметр скважности распределения пятен по долготе f_{min} изменялся от 0 до 0.66, что дало полную площадь запятненных областей, доходящую до $S = 55\%$ полной поверхности звезды. Контраст пятен равен $\beta_V = 0.03$, что дает пятна более холодные, чем фотосфера на $\Delta T = 2250$ К. Явных корреляций между площадью пятен и их средней широтой не обнаружено.

VY Cet = SAO 130113 - активная SB2-система, фотометрическая активность которой была обнаружена при наземной поддержке рентгеновских наблюдений [25]. Спектральные исследования орбиты двойной провели Тальяферри и др. [26]. Спектральная классификация на основе орбитального решения и фотометрии дана Кутиспото и др [27], а сводная кривая блеска построена в [23]. Наше моделирование запятненности яркого компонента системы показало, что пятна были расположены вблизи экватора ($\varphi_0 = 0^\circ$), в узком поясе с шириной $\Delta\varphi = 5 - 8^\circ$ по обе стороны экватора. Скважность заполнения пояса пятнами f_{min} менялась от 0 до 0.35, давая площадь запятненных областей $S = 4 - 8\%$ полной поверхности звезды. Контраст пятен $\beta_V = 0.06$ соответствует разности

температур фотосферы и пятна $\Delta T = 2100$ К. Сравнение хода со временем средних широт пятен и их полных площадей каких-либо корреляций не показало.

AR Psc = HD 8357 - яркая хромосферно-активная система, впервые обратившая на себя внимание исследователей как источник всплесков в жестком рентгене [28]. Позднее была найдена хромосферная эмиссия у массивного компонента в линиях CaII НК и H α [29,30]. Звезда известна как активный радио и инфракрасный источник [31,32]. Элементы орбиты системы, спектральная классификация компонентов и отношение их светимостей даны Фекелом [33]. Фотометрическую переменность AR Psc нашли Холл и др. [34], долговременная кривая блеска построена Кутиспото и др. [27]. Фотометрические данные [27] использовались нами для определения величин dB/dV , dR/dV , dI/dV .

Наши расчеты запятненности яркого компонента показывают, что средняя широта пятен плавно изменялась от 23 до 28°, показывая возможную цикличность с характерным временем около 8-9 лет и антикорреляцию с площадью пятен (доходит в минимуме блеска до 44% полной поверхности звезды). Контраст пятен β_V около 0.5 соответствует разности температур фотосферы и пятна $\Delta T = 500 - 600$ К. Скорость широтного дрейфа пятен составляет -0.76 ± 0.11 градусов в год. Приведенные в литературе значения периодов вращения не показывают явных корреляций с определенными нами средними широтами пятен, и мы не можем сделать каких-либо определенных выводов о характере и величине ее дифференциального вращения.

IM Peg = HD 216489 - известная долгопериодическая ($P_{rot} = 24^d.6$) спектрально - двойная SB2-система, отнесенная к типу RS CVn еще Холлом [35]. Ее главный компонент показывает сильную фотометрическую переменность (вращательная модуляция блеска открыта Хербстом [36], сводная кривая блеска приведена в [37,38]). Последнее уточнение параметров орбиты системы и центральной звезды и обширную серию доплеровских карт получили Бердюгина и др. [39,40].

Используемые нами значения температуры фотосферы, $\log g$, угла наклона и блеска незапятненной (при котором исчезает линия TiO 7054 Å) фотосферы определены Бердюгиной и др. [39,40]. Согласно нашим расчетам, пятна на звезде располагались в околоэкваториальной области ($\phi_0 = 0$, $\langle \phi \rangle = 5.5 + 13^\circ$), в то время как доплеровское картирование предсказывает высокоширотные ($\langle \phi \rangle > 30^\circ$) пятна. Параметр скважности заполнения пятнами поясов запятненности f_{min} изменяется от 0.16 до 0.70, что дает максимальную площадь пятен, доходящую до 28% полной поверхности звезды. Контраст пятен составляет $\beta_V = 0.04 - 0.07$, соответствуя разности температур между фотосферой и пятном $\Delta T = 1500$ К.

Определенные нами значения ΔT находятся в неплохом согласии с результатами доплеровского картирования [40], в то время как моделирование фотометрических наблюдений другими авторами [38,41,42] дает более теплые ($\Delta T = 800 - 1100$ K) пятна.

Площадь и средняя широта пятен показывают цикличность с характерным временем около 10.1 лет в сочетании с более длинным 28.2-летним циклом [43]. Переключения активных долгот и изменения фазы минимального блеска показывают 6.5-летний и 20-летний циклы [40,44]. При этом 20-летний цикл *flip-flop* эффекта синхронизован с двумя 10-летними пятненными циклами (переключения происходят вблизи эпохи минимальной запятненности). Рост площади пятен на IM Peg сопровождается повышением их средней широты, то есть происходит дрейф пятен к полюсу в течение цикла со скоростью $\delta\varphi = 0.62 \pm 1.05$. Ход долготы минимального блеска со временем показывает, что осевое вращение звезды не синхронизировано с орбитальным, и период вращения звезды составляет $P_{\text{rot}} = 24^{\text{d}}.39$ [44]. Сопоставление средних широт пятен с уточненными фазами минимального блеска указывает на присутствие дифференциального вращения антисолнечного типа (полюса вращаются быстрее экватора) с коэффициентом $D_p = -0.023$.

IL Нуз = HD 81410 - проэволюционировавшая SB2-система с очень сильной хромосферной эмиссией в линиях CaII НК. Ее активность в рентгене, радио и микроволновом излучении и синхронизованность системы [45-48] позволяет отнести систему к типичным переменным типа RS CVn. Фотометрическая переменность звезды [49] сразу позволила говорить о ее сильной запятненности, которая также ярко проявляется и в спектрах [50]. Долговременная кривая блеска на базе 26-летнего ряда наблюдений была построена в [27].

Для моделирования запятненности звезды мы использовали следующие входные параметры: $T_{\text{surf}} = 4700$ K, $\log g = 2.5$, $i = 55^\circ$, [50]. Согласно моделированию, расстояние от экватора до границы пояса пятен составляло $\varphi_0 = 14 - 37^\circ$ при ширине пояса $\Delta\varphi = 13 - 47^\circ$. Это дает среднюю широту пятен $\langle\varphi\rangle = 37 - 50^\circ$. Параметр скважности заполнения пятен f_{ph} изменяется от 0.0 до 0.56, а максимальная площадь пятен доходит до 47% полной поверхности звезды. Контраст пятен составляет $\beta_V = 0.07 - 0.10$, давая разность температур фотосферы и пятна $\Delta T = 1400 - 1600$ K. Такой результат хорошо согласуется с другими работами по моделированию фотометрического поведения звезды [51], хотя доплеровское картирование [50] дает более теплые пятна (ΔT доходит до 800 K) несколько меньшей площади. Предсказываемое [50] широтное распределение пятен в целом совпадает с нашими результатами (кроме околополярного пятна).

Фотометрическое поведение звезды демонстрирует ее 13-летнюю цикличность [9], которая проявляется также в изменениях полной площади и средней широты пятен. При этом мы видим антикорреляцию площади и средней широты пятен - аналог диаграммы бабочек. Таким образом, при развитии пятен в течение цикла (рост их площади) происходит их дрейф к экватору со скоростью $\delta\varphi = -1.14 \pm 0.17^\circ/\text{год}$ (рис.1b). Систематический ход фазы минимума блеска со временем указывает на небольшую разницу фотометрического и орбитального периодов звезды. Согласно нашим оценкам $P_{\text{phot}} = 13^d.003$. Уточненные значения фазы показывают антикорреляцию с широтой пятен, то есть более низкоширотные области убегают по фазе вперед. Это говорит о присутствии у звезды дифференциального вращения солнечного типа с коэффициентом $D_r = 0.008$.

YZ Men = HD 34802 - двойная SB1-система со слабой CaII хромосферной и рентгеновской эмиссией. Ее оптическая переменность была обнаружена Ллойд-Эвансом и Коеном [52], долговременная кривая блеска построена Кутиспото и др. [27].

Согласно результатам моделирования, расстояние от нижней границы пояса пятен до экватора составляло $\varphi_0 = 8 - 17^\circ$, а ширина пояса пятен $\Delta\varphi = 17 - 37^\circ$. Средняя широта пятен составляла таким образом $\langle\varphi\rangle = 23 - 27^\circ$. Параметр скважности заполнения пятен f_{min} изменялся от 0.00 до 0.52, и таким образом полная площадь пятен доходила до 42% полной поверхности звезды. Контраст пятен β_V изменялся от 0.19 до 0.32, что соответствовало разности температур фотосферы и пятна $\Delta T = 830 - 950$ K.

EI Eri = HD 26337 - двойная SB1-система, которая очень интенсивно наблюдалась различными авторами. Переменная известна как активный ИК и ЭУФ (EUV) источник [53], демонстрирует значительное содержание лития [54] и сильную вспышечную активность на всех длинах волн [55]. Различные авторы неоднократно проводили для переменной доплеровское картирование [56,57], неизменно демонстрирующее наличие околполярного пятна на ее поверхности. Фотометрическую переменность EI Eri обнаружили Ллойд-Эванс и Коэн [52] и Фекел и др. [58], сводная кривая блеска приведена Штрассмайером и др. [37]. Согласно [9], фотометрическое поведение звезды описывается двумя циклами с характерными длительностями 10 и 16 лет. Бердюгина и др. [44] отметили наличие на звезде двух активных долгот и обнаружили цикличность их переключения с характерным временем около 9 лет.

Согласно нашим расчетам, нижняя граница пояса пятен занимает широты $\varphi_0 = 29 + 44^\circ$, а ширина пояса составляет $\Delta\varphi = 11 + 45^\circ$. Таким образом, средняя широта пятен составляет $\langle\varphi\rangle = 40 + 55^\circ$. Параметр скважности заполнения пятнами пояса $f_{\text{min}} = 0.00 + 0.57$, и полная площадь

пятен может достигать до 36% полной поверхности звезды. Контраст пятен $\beta_V = 0.24 \pm 0.33$ соответствует разности температур фотосферы и пятен $\Delta T = 1000 \pm 1300$ К. Значения площадей пятен и их температур хорошо согласуются с результатами доплеровского картирования, в то время как наши расчеты не подтверждают предсказываемых им полярных пятен.

Средняя широта пятен и их полная площадь вероятно цикличны с характерным временем, равным полуторному периоду *flip-flop* эффекта $P_{sc} = 13.5$ лет (рис.1b). Полная площадь и средняя широта пятен плохо коррелированы, и говорить о диаграмме бабочек мы ничего не можем. Скорость широтного дрейфа пятен к экватору $\delta\phi$ изменялась от -1.3 до -3.7 градусов в год в зависимости от сезона. Ход фаз минимумов блеска со временем показывает, что орбитальный период системы ($P_{orb} = 1^d.947$) слегка меньше фотометрического периода звезды ($P_{phot} = 1^d.951$). Исправленные за асинхронность вращения фазы минимумов блеска не показывают явных зависимостей от средней широты пятен, что говорит об очень слабом ($D_r = 0.002$, [57]) дифференциальном вращении.

NU Vir = HD 106225 - SB1 двойная система с хорошо изученной фотометрической переменностью [27,37,59]. Спектральное исследование звезды, включающее решение орбиты и доплеровское картирование, провел Штрассмайер [60]. Звезда показывает все классические признаки активной RS-системы - сильную хромосферную эмиссию в линиях CaII НК, H α и ультрафиолетовом спектре, рентгеновское и радиоизлучение короны и переменность фотосферных линий (см. обзор в [60]). Проведенное нами моделирование запятненности звезды показало, что пятна были сконцентрированы вблизи экватора внутри полосы шириной $2\Delta\phi = 18 \pm 32^\circ$. Параметр скаважности заполнения пятнами пояса запятненности составлял $f_{min} = 0.00 \pm 0.40$, что дало полную площадь пятен, достигающую до 17% полной поверхности звезды. Контраст пятен β_V составлял 0.07 ± 0.08 , что соответствовало разности температур фотосферы и тени пятна $\Delta T = 1600 \pm 1700$ К. Полученные нами результаты плохо согласуются с доплеровским картированием [60], которое дает более теплые $\Delta T = 1000$ К и высокоширотные ($\phi > 30^\circ$) пятна.

Полученная нами зависимость средней широты и полной площади пятен не противоречит найденному в [9] 5.6-летнему циклу. Рост полной площади пятен сопровождается их дрейфом к полюсу со скоростью $\delta\phi = 0.80 \pm 0.16$ градусов в год, обратно солнечной картине. С другой стороны, смещение пятен к полюсу соответствует увеличению фотометрического периода звезды, определяемого по пятнам, что дает дифференциальное вращение солнечного типа с коэффициентом $D_r = 0.023 \pm 0.15$, в то время как доплеровское картирование [60] дает антисолнечное

дифференциальное вращение с коэффициентом $D_p = -0.011$.

3. *Заключение.* Рассмотренное моделирование запятнненности 15 хромосферно-активных двойных систем типа RS CVn позволяет нам сделать следующие выводы:

Фотометрическое поведение всех программных звезд описывается с необходимой точностью при помощи развитой ранее зональной модели пятен и дает картину запятнненности, качественно аналогичную солнечной - многочисленные мелкие пятна, расположенные в низких и средних широтах (рис.2). Рисунок показывает, что звезды типа RS CVn хорошо дополняют найденную нами в том же приближении [12,61] тенденцию роста средней широты пятен к более горячим звездам. Максимальные площади запятненных областей составляют значительную долю полной поверхности звезды и показывают тенденцию роста с уменьшением числа Россби и осевого периода вращения звезды.

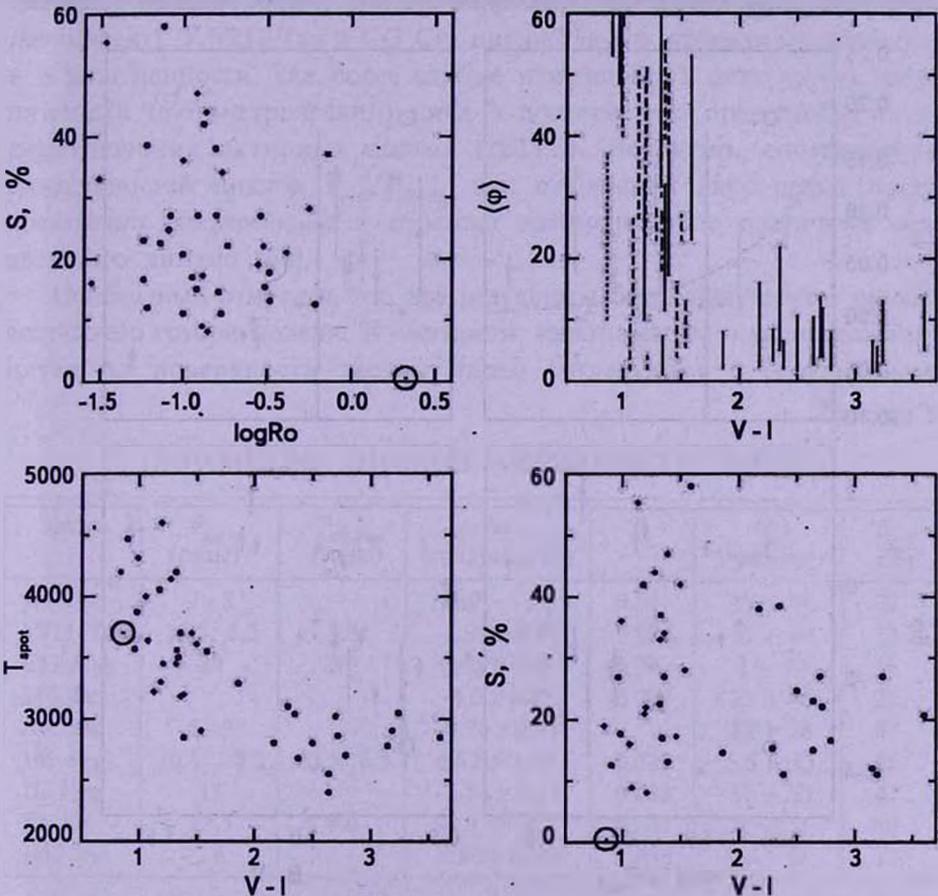


Рис.2. Зависимость характеристик пятен от основных параметров звезд. Кружки и сплошные линии - карлики; ромбы и штрихи - звезды типа RS CVn; квадраты и штрих-пунктир - молодые PMS-звезды; знак \odot и пунктир - Солнце.

Разность температур между спокойной фотосферой и пятнами составляет от 600 до 2200 К для различных звезд, и определенные нами значения температур пятен хорошо дополняют ранее найденную зависимость - рост T_{spot} к более горячим звездам.

Для девяти программных звезд наблюдается цикличность пятенной активности, выраженная в синхронных изменениях определяемых нами полной площади и средней широты пятен (в течение цикла пятна дрейфуют по широте при одновременном росте их площади). У большинства звезд дрейф пятен происходит в направлении экватора - мы считаем это грубым аналогом солнечной диаграммы бабочек. Одновременно эти звезды показывают дифференциальное вращение солнечного типа, при котором экватор вращается быстрее околополярных областей. Наиболее холодная звезда выборки - IM Reg - показывает картину, обратную солнечной: дрейф пятен к полюсу и дифференциальное вращение антисолнечного типа (полюс вращается быстрее

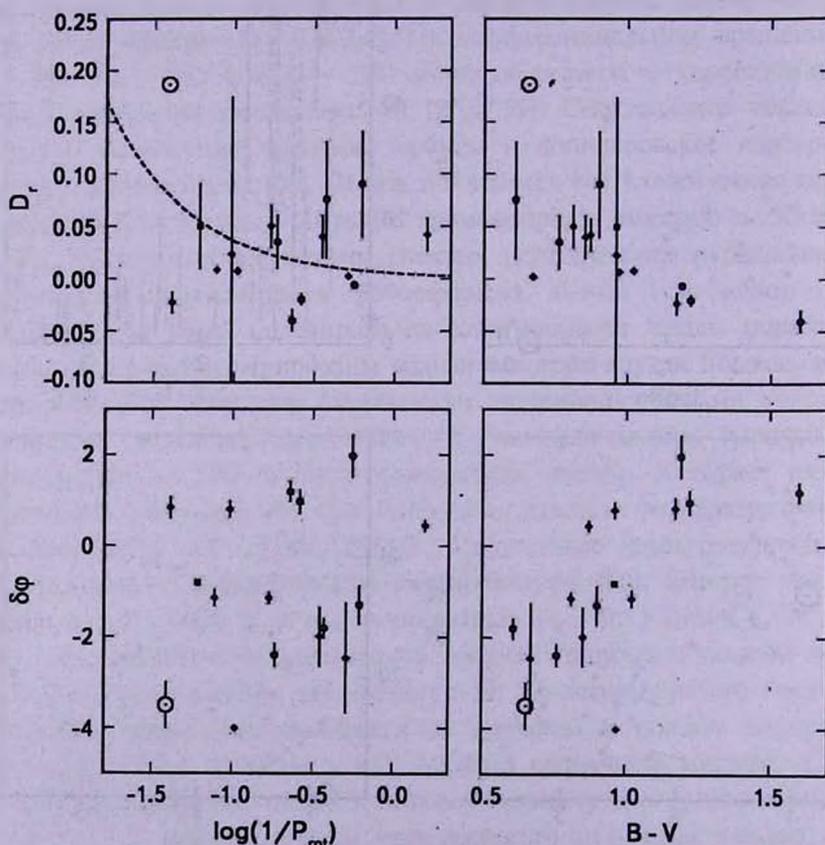


Рис.3. Зависимость скорости широтного дрейфа пятен $\delta\phi$ и коэффициента дифференциального вращения D_r от спектрального класса и темпа вращения звезды. Обозначения различных типов звезд те же, что на рис.2.

экватора). У двух звезд, CG Cyg и HU Vir, мы видим "промежуточный" случай - дрейф пятен к полюсу в сочетании со слабым дифференциальным вращением солнечного типа. На рис.3 приведена зависимость скорости широтного дрейфа пятен $\delta\phi$ от спектрального класса звезды (показателя цвета $B - V$) и ее периода осевого вращения для переменных типа RS CVn и запятненных карликов. Из рисунка следует интересный вывод: скорость широтного дрейфа постепенно уменьшается к более холодным звездам и при достижении некоторого критического спектрального класса изменяет знак - дрейф пятен меняет характер на антисолнечный. Аналогичная зависимость от спектрального класса видна и для дифференциального вращения звезд. Полученные результаты хорошо уточняют и дополняют аналогичные зависимости, заподозренные ранее для звезд-карликов [12,61].

У четырех программных звезд (V711 Tau, CG Cyg, IM Peg, EI Eri) помимо циклических изменений средней широты и полной площади пятен наблюдается циклическое переключение активных долгот (*flip-flop* эффект). У V711 Tau и CG Cyg циклы *flip-flop* эффекта проявляются и в запятненности, как более слабые изменения. У двух других звезд пятенный (фотометрический) цикл в полтора раза превосходит цикл переключения активных долгот (табл.3). Вероятно, соотношение длительностей циклов $P_{cyc} / P_{flip-flop}$ как отношения двух целых чисел достаточно универсально и отражает взаимодействие различных мод звездного динамо [62].

Необходимо отметить, что все результаты были получены в рамках достаточно грубой модели. В частности, наши выводы о распределении пятен по поверхности звезды плохо согласуются с результатами

Таблица 3

ПАРАМЕТРЫ ЦИКЛОВ АКТИВНОСТИ ЗВЕЗД

Звезда	P_{cyc} (годы)	$P_{flip-flop}$ (годы)	$\delta\phi$ (градусы/год)	D	$\langle\phi\rangle$ (градусы)	S_{max} (%)
IN Com	7 - 8		-1.0 + -1.3	0.05	39 + 51	22
V711 Tau	16.5; 5.5	5.5	-1.99 ± 0.64	0.04	30 + 40	33
CG Cyg	20	16?	0.45 ± 0.11	0.04	2 + 10	16
MS Ser			-4.0 ± 0.05	0.007	23 + 48	21
AR Psc	8 - 9		-0.76 ± 0.11		23 + 28	44
IM Peg	10.1; 28.2	20.5; 6.5	0.62 + 1.05	-0.023	5.5 + 13	28
IL Hya	13		-1.14 ± 0.17	0.008	37 + 50	47
EI Eri	13.5	9.0	-1.3 + -3.7	0.002	40 + 55	36
HU Vir	5.6		0.80 ± 0.16	0.023	4 + 8	17

доплеровского картирования и теоретическими предсказаниями для компонентов тесной двойной системы [63,64].

Авторы благодарны М.М.Кацовой (ГАИШ) и М.А.Лившицу (ИЗМИРАН) за обсуждение работы. Работа И.Ю.Алексеева частично поддерживалась грантом No 02.07/00300 Украинского фонда фундаментального развития. Авторы благодарны за поддержку директору АО УрГУ П.Е.Захаровой и оргкомитету Зимней астрономической школы.

¹ Крымская астрофизическая обсерватория,
Украина, e-mail: iyu@crao.crimea.ua

² Уральский государственный университет,
Россия, e-mail: kozhevnikova-a@yandex.ru

STARSPOTS ZONAL MODEL. APPLICATION TO RS CV_n-TYPE STARS

I.Yu.ALEKSEEV¹, A.V.KOZHEVNIKOVA²

We present results of starspots modelling for 15 chromospherically-active RS CV_n-type binaries. The dependence of starspots parameters on the general stellar characteristics (such as spectral type, luminosity class, rotation, and Rossby number) is considered. For 9 stars we have found a presence of starspots latitudinal drift, activity cycles and differential rotation.

Key words: *stars:spots - stars - zonal model*

ЛИТЕРАТУРА

1. И.Ю.Алексеев, Р.Е. Гершберг, *Астрофизика*, **39**, 67, 1996.
2. И.Ю.Алексеев, Р.Е. Гершберг, *Астрон. ж.*, **74**, 240, 1997.
3. I.Yu.Alekseev, O.V.Kozlova, *Astron. Astrophys.*, **403**, 205, 2003.
4. И.Ю.Алексеев, А.В.Кожевникова, *Астрофизика*, **47**, 519, 2004.
5. И.Ю.Алексеев, *Запятненные звезды малых масс*, АстроПринт, Одесса, 2001.
6. K.G.Strassmeier, B.Hubl, J.B.Rice, *Astron. Astrophys.*, **322**, 511, 1997.
7. M.Zeilik, D.Batuski, S.Burke et al., *Inform. Bull. Var. Stars*, **2257**, 1983.
8. K.G.Strassmeier, J.Bartus, *Astron. Astrophys.*, **354**, 537, 2000.
9. K.Oláh, Z.Kolláth, K.G.Strassmeier, *Astron. Astrophys.*, **356**, 643, 2000.
10. S.S.Vogt, A.Hatzes, A.A.Mirsch, M.Kürster, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **121**, 547, 1999.

11. *D.Garcia-Alvarez, J.R.Barnes, A.Collier Cameron et al.*, *Astron. Astrophys.*, **402**, 1073, 2003.
12. *И.Ю.Алексеев*, *Астрофизика*, **48**, 29, 2005.
13. *D.P.Kjurkchieva, D.V.Marchev, W.Ogloza*, *Astron. Astrophys.*, **400**, 623, 2003.
14. *M.Afsar, P.A.Heckert, C.Ibanoglu*, *Astron. Astrophys.*, **420**, 595, 2004.
15. *А.В.Кожевникова, И.Ю.Алексеев, В.П.Кожевников, М.А.Свечников*, *Астрофизика* (в печати), 2005.
16. *S.M.Rucinski*, *Acta Astron.*, **32**, 363, 1981.
17. *B.W.Bopp, P.V.Noah, A.Klimke, J.L.Africano*, *Astrophys. J.*, **249**, 210, 1981.
18. *G.W.Henry*, *Inform. Bull. Var. Stars*, **1928**, 1981.
19. *D.S.Hall, G.W.Henry, J.R.Sowell*, *Astron. J.*, **99**, 396, 1990.
20. *G.Cutispoto, R.Pallavicini, M.Kürster, M.Rodonó*, *Astron. Astrophys.*, **297**, 764, 1995.
21. *R.A.Osten, S.H.Saar*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **295**, 257, 1998.
22. *K.G.Strassmeier*, *Astron. Astrophys.*, **357**, 608, 2000.
23. *G.Cutispoto, S.Messina, M.Rodonó*, *Astron. Astrophys.* **400**, 659, 2003.
24. *B.W.Bopp, T.B.Ake, B.D.Goodrich et al.*, *Astrophys. J.*, **297**, 691, 1985.
25. *G.Cutispoto, G.Tagliaferri, R.Pallavicini, L.Pasquini*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **115**, 11, 1996.
26. *G.Tagliaferri, G.Cutispoto, R.Pallavicini et al.*, *Astron. Astrophys.*, **285**, 272, 1994.
27. *G.Cutispoto, S.Messina, M.Rodonó*, *Astron. Astrophys.*, **367**, 910, 2001.
28. *M.Garcia, S.L.Baliunas, M.Conroy et al.*, *Astrophys. J.*, **240**, L.107, 1980.
29. *B.W.Bopp*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **54**, 387, 1984.
30. *F.C.Fekel, T.J.Moffett, G.W.Henry*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **60**, 551, 1986.
31. *O.B.Slee, G.J.Nelson, R.T.Stewart et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **229**, 659, 1987.
32. *B.E.Schaefer*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **98**, 556, 1986.
33. *F.C.Fekel*, *Astron. J.*, **112**, 269, 1996.
34. *D.S.Hall, G.W.Henry, H.Louth*, *Astrophys. J.*, **257**, L.91, 1982.
35. *D.S.Hall*, in: *Multiple Periodic Variable Stars*, ed. W.S.Fitch, Reidel, Dordrecht, **287**, 1976.
36. *W.Herbst*, *Astron. Astrophys.*, **26**, 137, 1973.
37. *K.G.Strassmeier, J.Bartus, G.Cutispoto, M.Rodonó*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **125**, 11, 1997.
38. *G.Ribarik, K.Oláh, K.G.Strassmeier*, *Astron. Nachr.*, **324**, 202, 2003.
39. *S.V.Berdyugina, I.V.Ilyin, I.Tuominen*, *Astron. Astrophys.*, **347**, 932, 1999.
40. *S.V.Berdyugina, A.V.Berdyugin, I.V.Ilyin, I.Tuominen*, *Astron. Astrophys.*, **360**, 272, 2000.
41. *C.H.Poe, J.A.Eaton*, *Astrophys. J.*, **289**, 644, 1985.
42. *Padmakar, S.K.Pandey*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **138**, 203, 1999.
43. *K.Oláh, K.G.Strassmeier*, *Astron. Nachr.*, **323**, 361, 2002.
44. *S.V.Berdyugina*, in: *Astrophysics with the NOT*, eds. H.Karttunen, V.Pirola, Univ., Turku, **206**, 1999.

45. *R.C.Dempsey, J.L.Linsky, T.A.Fleming, J.H.M.M.Schmitt*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **86**, 599, 1993.
46. *O.B.Slee, R.F.Haynes, A.E.Wright*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **208**, 865, 1984.
47. *C.K.Mitrou, J.G.Doyle, K.Mathioudakis, E.Antonopoulou*, *Astron. Astrophys. Supp. Ser.*, **115**, 61, 1996.
48. *A.V.Raveendran, M.V.Mekkaden, S.Mohin*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **199**, 707, 1982.
49. *O.J.Eggen*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **85**, 42, 1973.
50. *M.Weber, K.G.Strassmeier*, *Astron. Astrophys.*, **330**, 1029, 1998.
51. *M.V.Mekkaden, A.V.Raveendran*, *Astron. Astrophys.*, **338**, 1031, 1998.
52. *T.Lloyd-Evans, M.C.J.Koen*, *South Afr. Astron. Observ. Circ.*, **11**, 21, 1987.
53. *K.A.Pounds, D.J.Allan, C.Barber et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **260**, 77, 1993.
54. *S.Randich, R.Gratton, R.Pallavicini*, *Astron. Astrophys.*, **273**, 194, 1993.
55. *R.A.Osten, A.Brown, B.E.Wood, Ph.Brady*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **138**, 99, 2002.
56. *K.G.Strassmeier, J.B.Rice, W.H.Wehlau et al.*, *Astron. Astrophys.*, **247**, 130, 1991.
57. *A.P.Hatzes, S.S.Vogt*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **258**, 387, 1992.
58. *F.C.Fekel, D.S.Hall, G.W.Henry et al.*, *Inform. Bull. Var. Stars*, **2110**, 1982.
59. *F.C.Fekel, D.S.Hall, G.W.Henry*, *Inform. Bull. Var. Stars*, **2543**, 1984.
60. *K.G.Strassmeier*, *Astron. Astrophys.*, **281**, 395, 1994.
61. *I.Yu.Alekseev*, *Sol. Phys.*, **224**, 187, 2004.
62. *S.V.Berdyugina*, *Sol. Phys.*, **224**, 123, 2004.
63. *D.D.Sokoloff, N.E.Piskunov*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **334**, 925, 2002.
64. *Д.Д.Соколов, Н.Е.Пискунов*, *Изв. РАН, Сер. физическая*, **67**, 305, 2003.

УДК: 524.312/.318

ПОИСК ПЕРЕМЕННОСТИ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ
ШИРИНЫ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ He I D₃
У НЕКОТОРЫХ ЗВЕЗД ПОЗДНЕГО
СПЕКТРАЛЬНОГО ТИПА

Т. Н. ТАРАСОВА

Поступила 3 апреля 2005

Принята к печати 12 августа 2005

Получены спектры с высоким разрешением и большим отношением сигнал/шум в области спектральной линии He I D₃ для 13 карликов спектрального типа от A5 до K0. У пяти звезд была исследована переменность эквивалентной ширины спектральной линии на протяжении нескольких сотен дней. Показано, что значимая переменность наблюдается только у одной звезды - θ Cug.

1. *Введение.* Переменность хромосферной активности звезд спектральных типов G, K и позднего F достаточно хорошо изучена. Получены многолетние ряды наблюдений хромосферной эмиссии в спектральных линиях H и K Ca II для более чем 100 звезд [1]. Эти данные позволили изучить характер долговременной переменности активности у этих звезд, а у некоторых звезд обнаружить циклы активности, подобные 11-летнему солнечному. Кроме того, для многих звезд проводились исследования переменности, связанной с вращением, для них получены периоды вращения и свидетельства дифференциального вращения у некоторых звезд.

Переменность у звезд позднего спектрального типа A и раннего спектрального типа F практически не исследовалась по двум причинам. Во-первых, принято считать, что мелкомасштабные структуры активных областей, которые формируются в случае тонкой конвективной оболочки, более равномерно распределены по поверхности F-звезды, и поэтому переменность, связанная с вращением не наблюдается. Во-вторых, у звезд позднего спектрального типа A и раннего спектрального типа F отсутствуют ряды наблюдений, так как спектральные линии H и K Ca II, которые являются наиболее удобными для наблюдений за хромосферной активностью, менее эффективны при исследовании звездных хромосфер у этих звезд. Эффективность снижается из-за уменьшения контраста между излучением в непрерывном спектре и эмиссионным излучением в линиях H и K Ca II при повышении

температуры поверхности звезды. Активность хромосфер у таких звезд исследовалась преимущественно в ультрафиолетовом диапазоне и с Земли в линии He I D₃. Но линия гелия является слабой и, кроме того, она блендирована теллурическими спектральными линиями и линиями фото-сферного спектра звезды. Поэтому в процессе обработки накапливаются большие ошибки, не позволяющие выделить физическую переменность. Основные ошибки связаны с процедурой проведения континуума. Точность проведения континуума зависит от соотношения сигнал/шум. В этой работе были получены спектры с очень высоким отношением сигнал/шум, что позволило исследовать переменность эквивалентной ширины линии гелия у нескольких звезд.

Несмотря на то, что наблюдения гелия проводились неоднократно и разными авторами [2-14], переменность эквивалентной ширины линии He I D₃ изучалась всего несколькими исследователями и преимущественно у звезд с активностью солнечного типа. В результате, переменность была обнаружена всего у трех звезд κ Ceti (G5) [3], χ^1 Ori [5,8] и 70 Ophi [8], но только у одной звезды χ^1 Ori она наблюдалась дважды разными исследователями.

У звезд спектрального типа F переменность спектральной линии He I D₃ практически не изучалась. Была попытка найти ее у трех ближайших звезд [14], но полученные результаты не показали значимой переменности.

В данной работе была продолжена попытка обнаружить переменность хромосферного излучения в спектральной линии He I D₃ у трех звезд спектрального типа F: ρ Gem, θ Cyg и θ Boo и у звезды ξ BooA спектрального типа G8, а также подтвердить существование переменности у карликов χ^1 Ori (G0).

Кроме того, в работе представлены измерения эквивалентной ширины линии гелия для 13 звезд спектрального типа от A5 до G8. Для большинства звезд, представленных в данной работе, проводились измерения эквивалентной ширины триплета гелия He I D₃ другими исследователями, поэтому было интересно рассмотреть возможность существования долговременной переменности линии гелия у таких звезд.

2. Наблюдения и обработка. Наблюдения проводились на ЗТШ в фокусе Кудэ, где расположен классический спектрограф АСП-14 [15]. Спектрограф оснащен ПЗС-матрицей фирмы Electronix форматом 1024 x 280 пиксел. В качестве диспергирующего элемента используется дифракционная решетка 600 шт/мм. Наблюдения линии D₃ проводились во втором порядке решетки, где максимальная концентрация света приходится на область 6000 Å. Обратная дисперсия в этом случае составляла 3 Å/мм (0.06 Å/пиксел).

Триплет D₃ является слабой спектральной линией, поэтому для наблюдения необходимо высокое разрешение и большое отношение сигнал/шум. В связи с этим входная щель (0.4 мм или 0".8) была выбрана так, чтобы соотношение между разрешением и отношением сигнал/шум было оптимальным. В таком случае спектральное разрешение составило 30000, а отношение сигнал/шум в зависимости от погодных условий получалось не ниже 200. Кроме того, для увеличения отношения сигнал/шум проводились последовательно две или три экспозиции одного и того же спектрального участка. Время отдельной экспозиции составляло от 25 до 40 минут. После калибровки по длинам волн спектры суммировались. Методом корреляционного анализа определялось возможное за время экспозиции смещение между спектрами. Перед суммированием спектров смещение вычиталось. В результате отношение сигнал/шум получалось более 300, а для наиболее ярких звезд достигало 400 и более.

Наблюдение линии D₃ у холодных звезд проблематично не только потому, что линия слабая, и для определения эквивалентной ширины необходимо высокое разрешение и большое отношение сигнал/шум. Линия D₃ также блендирована теллурическими линиями, главным образом парами воды. Кроме того, в спектрах более холодных звезд появляются бленды железа и хрома. А у карликов спектрального типа более раннего, чем F5 линия "замывается" вращением. Для того, чтобы исключить влияние теллурических бленд, были получены в той же спектральной области несколько спектров быстровращающейся звезды α Aql с большим отношением сигнал/шум (~200). Фотосферные линии в спектре такой звезды сильно уширены. Это дает возможность получить теллурический спектр после вычитания псевдоконтинуума из спектра быстровращающейся звезды. Теллурические спектры суммировались, в результате был получен спектр, в котором отношение сигнал/шум составило около 700. Этот спектр использовался для исключения теллурических линий из спектров исследуемых звезд. Совмещение спектра звезды и теллурического спектра осуществлялось корреляционным методом. Первичная обработка спектров проводилась по стандартной методике, включающей удаление следов космических частиц, деление на "плоское поле" и вычитание фона неба. Нормирование спектров к уровню континуума и построение дисперсионной кривой проводилось с помощью программы SPE, которая была разработана в Крымской астрофизической обсерватории С.С.Сергеевым и В.В.Румянцевым. Калибровка по длинам волн осуществлялась с помощью спектра сравнения торий-аргоновой лампы. При построении спектра учитывалось смещение длины волны спектральной линии, связанное с лучевой скоростью звезды.

3. *Обсуждение результатов.* На рис. 1a, b, c представлены спектры всех исследуемых в данной работе звезд от спектрального типа A5 до G8,

после того, как из них были удалены теллурические линии. На рисунках линия гелия отмечена стрелочкой. Триплет He I D₃ в спектрах звезд, начиная с раннего спектрального типа F, блендирован линией железа, а у звезд позднего спектрального типа G и раннего K, еще и линией хрома. Для отождествления бленд строились синтетические спектры. Синтетические спектры для каждой звезды рассчитывались с помощью программы MERSEN [16], с использованием базы данных VALD [17]. Бленды исключались делением наблюдаемого спектра звезды на синтетический спектр. На рис.2 показаны для сравнения линия гелия до и после того, как из спектра были исключены бленды. Стрелочкой отмечена бленда в крыле линии He I λ 5876.

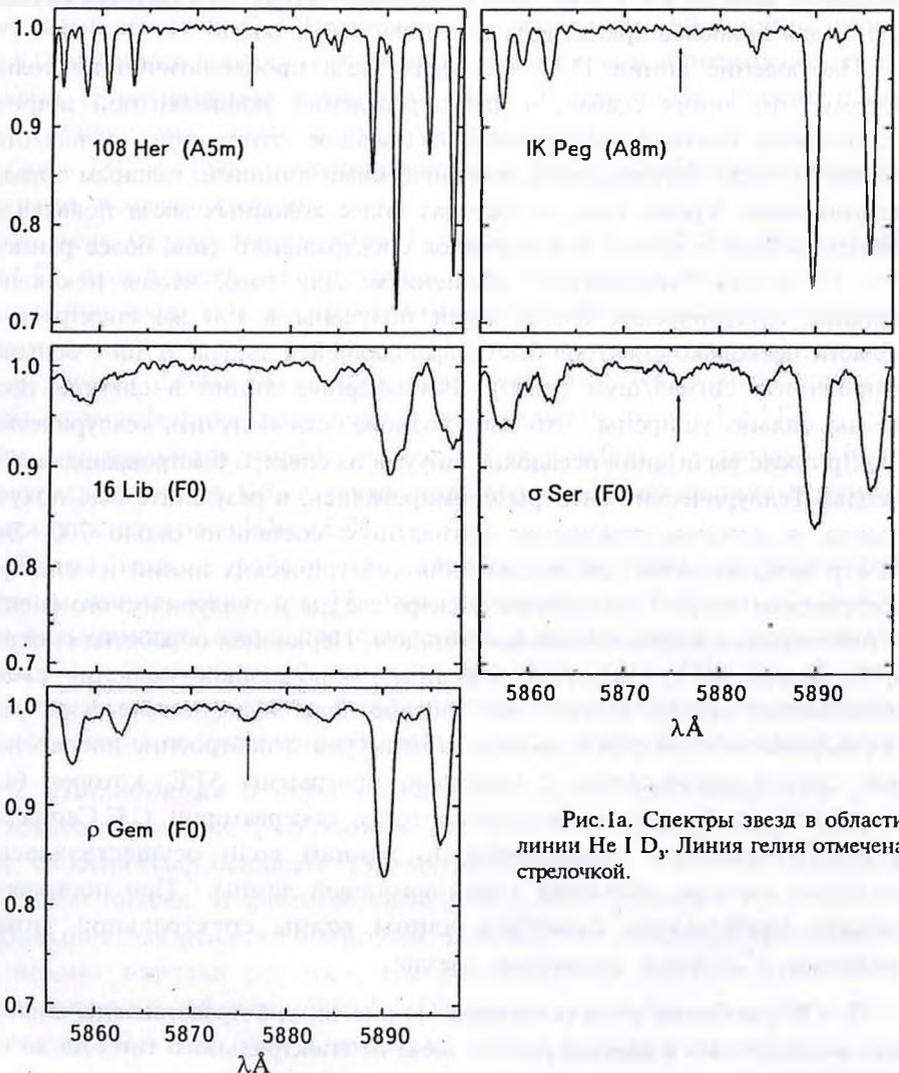


Рис.1а. Спектры звезд в области линии He I D₃. Линия гелия отмечена стрелочкой.

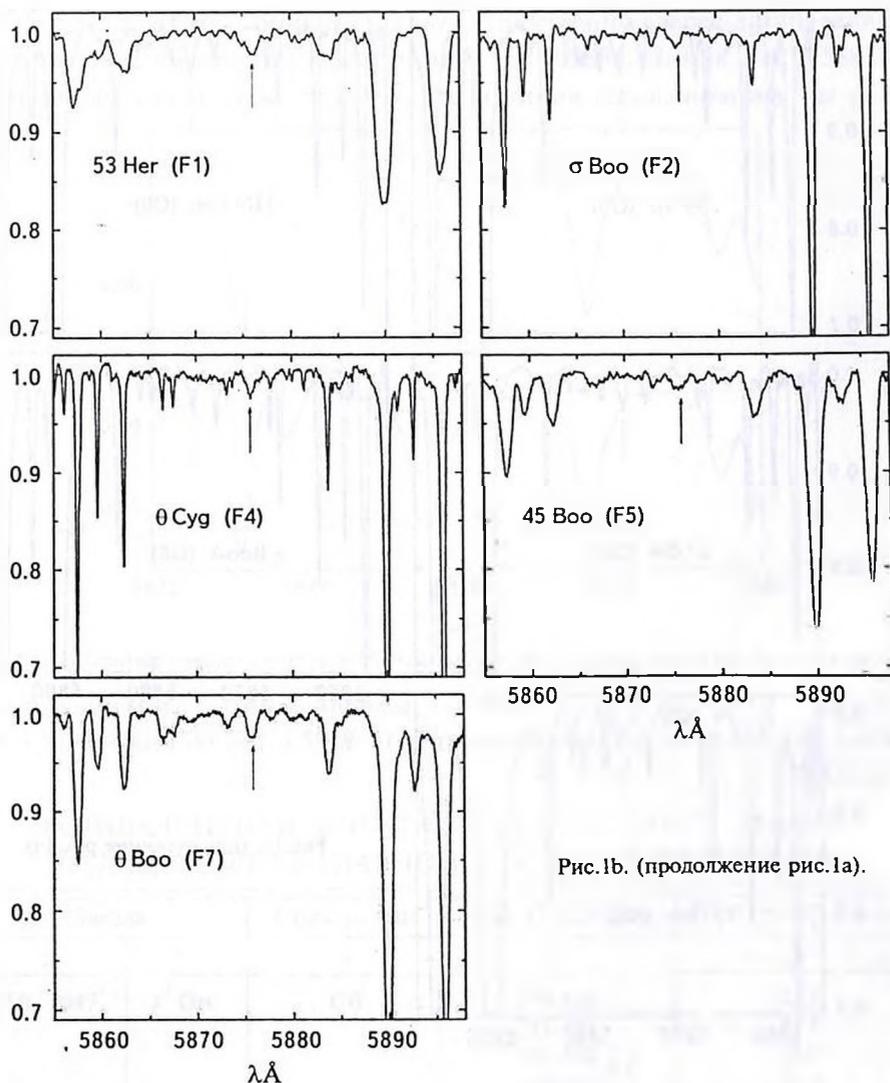


Рис.1b. (продолжение рис.1a).

На рис.1a, b, с видно, что линия гелия присутствует у карликов спектрального типа от F0 (ρ Gem, σ Ser) до K0 (70 OphA). Результаты измерения эквивалентной ширины спектральной линии He I λ5876 представлены в табл.1.

Для пяти звезд χ¹ Ori, ξ BooA, ρ Gem, θ Boo и θ Cyg было получено несколько измерений. Это позволило нам рассмотреть вопрос о существовании переменности эквивалентной ширины. Предпосылкой к этому являются измерения других авторов, которые наблюдали переменность как временную, так и связанную с вращением у звезды χ¹ Ori [11,14] и заподозрили ее существование у звезды ξ BooA.

Значения эквивалентной ширины спектральных линий, представленные

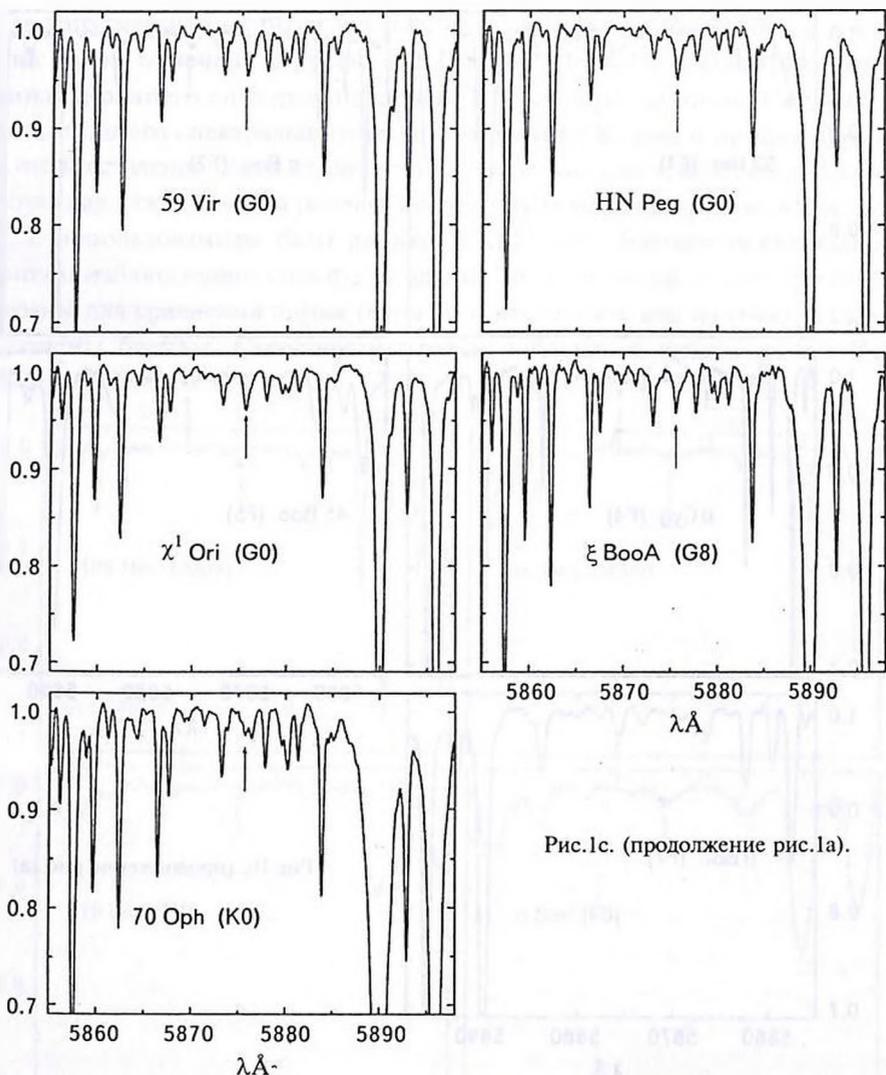


Рис.1с. (продолжение рис.1а).

в табл.1, указывают на возможность существования переменности еще у ρ Gem и θ Cyg. Однако, чтобы ответить на вопрос, является ли эта переменность физической или же она связана с погрешностями измерения, у этих звезд были определены эквивалентные ширины фотосферных спектральных линий. Фотосферные линии не показывают переменности той же интенсивности, что и линия гелия у звезд солнечного типа. Поэтому вариации измеренных значений эквивалентной ширины у таких линий мы рассматривали как погрешности измерения.

Фотосферные линии отбирались, по возможности, соседние с линией гелия и так, чтобы их интенсивность была близка к интенсивности линии D₃. У холодных звезд χ^1 Ori и ξ BooA - это линии FeI λ 5878 и

ПЕРЕМЕННОСТЬ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ШИРИНЫ ЛИНИИ He I D₃ 559

FeI λ 5881. У θ Cyg - линия FeI λ 5878 существенно слабее линии гелия, и потому мы вместо нее взяли линию FeI λ 5855. Линия FeI λ 5881 у этой звезды имеет ту же глубину, что и линия гелия, поэтому мы ее и

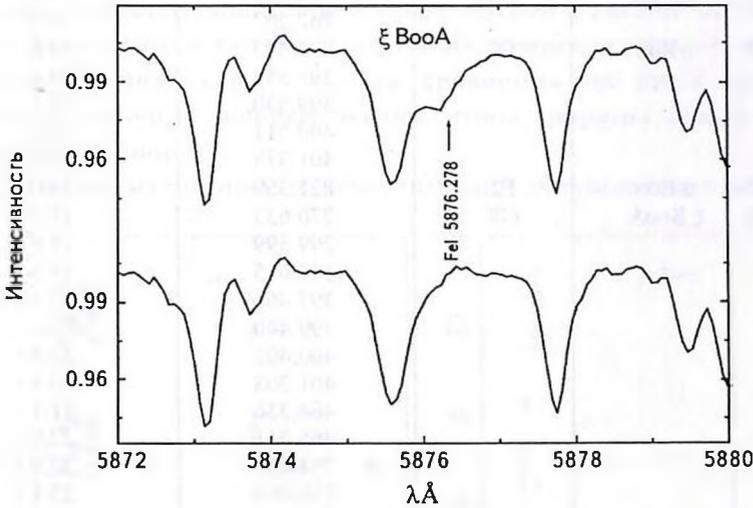


Рис.2. Пример участка спектра в области линии He I D₃ до и после исключения blends. использовали. Для звезды θ Boo мы выбрали линию TiI λ 5899 и линию FeI λ 5848. Эти линии расположены далеко от линии

Таблица 1

ЭКВИВАЛЕНТНАЯ ШИРИНА СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ He I D₃ У ЗВЕЗД ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ

Звезда		Спектр. тип	HJD (2452000+)	W_{λ} (HeI D ₃) [m Å]
1	2	3	4	5
HR 2047	χ^1 Ori	G0	270.439	25.2
			281.481	27.5
			298.480	28.0
			299.462	27.0
			313.443	26.6
			335.271	25.2
			336.291	25.3
			337.277	28.2
			338.317	27.7
			673.417	26.1
HR 2852	ρ Gem	F0	925.521	25.4
			313.511	32.1
			335.355	30.0
			755.338	37.8
			761.317	35.6
			762.311	43.6
			763.296	42.8
779.288	48.2			

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5
HR 5011	59 Vir	G0	270.560	29.8
			762.207	36.2
HR 5404	0 Boo	F7	335.443	29.6
			397.555	29.8
			399.530	29.1
			400.511	36.2
			401.378	27.7
HR 5447	σ Boo	F2	821.369	19.0
HR 5544	ξ BooA	G8	270.633	21.9
			299.599	21.8
			313.615	24.3
			397.466	25.3
			399.440	25.5
			400.402	22.4
			401.308	23.8
			464.336	21.7
			465.311	22.9
			754.424	22.9
			756.463	25.1
			820.310	19.8
			821.312	20.8
HR 5570	16 Lib	F0	820.370	-
HR 5634	45 Boo	F5	819.376	29.7
HR 6093	σ Ser	F0	818.387	29.2
HR 6279	53 Her	F0-2	782.344	38.4
HR 6752	70 OphA	K0	754.543	17.8
			756.545	18.8
HR 7469	θ Cyg	F4	447.502	19.8
			450.479	16.1
			451.486	23.4
			511.378	20.3
			512.484	11.0
			513.509	17.9
			514.505	14.1
			519.501	26.9
			572.332	24.6
HR 8314	HN Peg	G0	449.498	33.8
			486.476	38.6

гелия, практически по краям наблюдаемой спектральной области, но имеют такую же глубину. Звезда ρ Gem одна из наиболее быстро вращающихся в нашем списке звезд, поэтому линии сильно уширены из-за вращения. Для сравнения мы использовали спектральные линии BaII λ 5854, FeI λ 5884.

В качестве ошибки для фотосферных линий была взята средняя ошибка из указанных выше пар, эквивалентные ширины которых представлены

на рис.3. На этом рисунке представлены значения эквивалентной ширины линий для всех звезд, у которых в данной работе была заподозрена переменность эквивалентной ширины. Черными кружочками отмечены значения, соответствующие линии гелия, другими значками - фотосферные линии. По оси ординат отложены значения эквивалентной ширины, по оси абсцисс - юлианская дата. Для сравнения на рис.3 приведены среднеквадратичные ошибки эквивалентной ширины линии гелия и фотосферной линии.

Как видно из рисунка, разброс значений эквивалентной ширины D₃

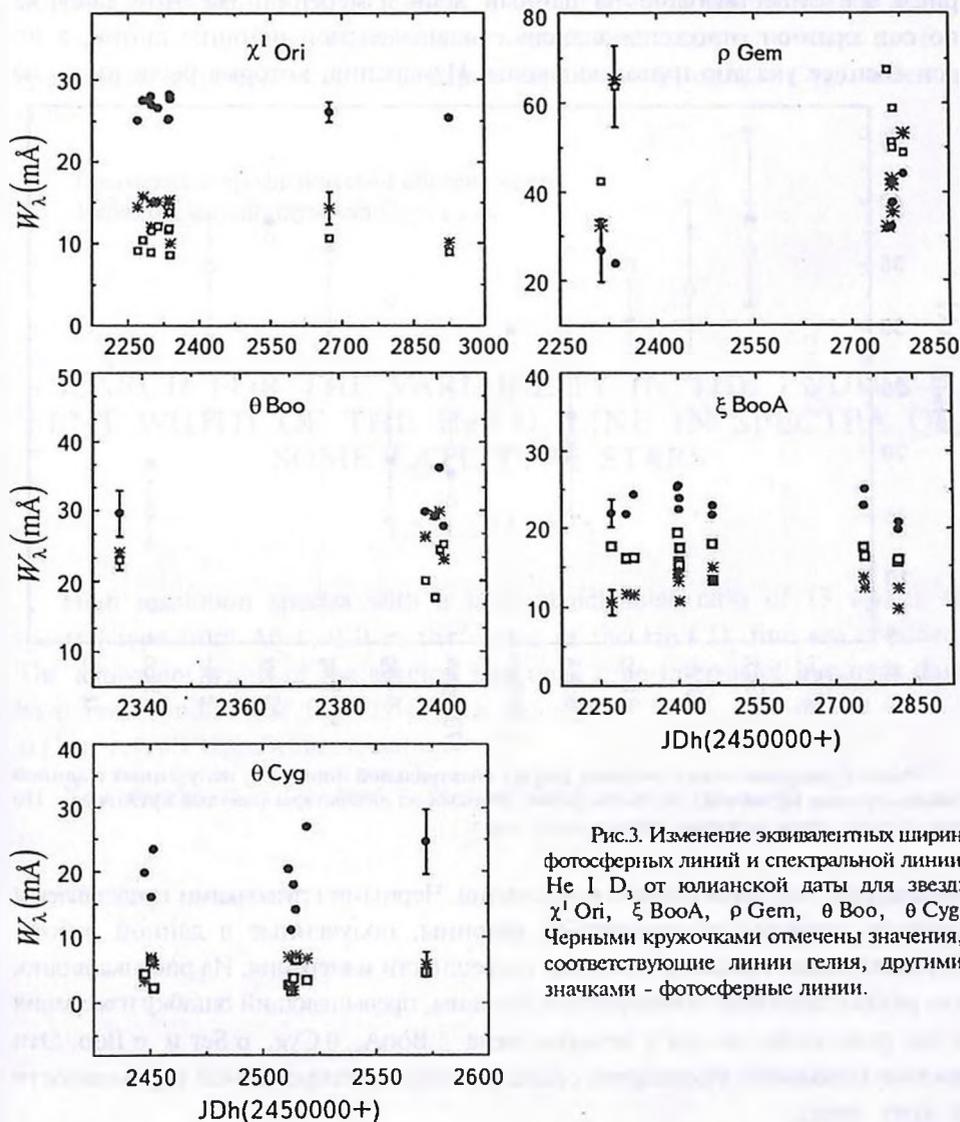


Рис.3. Изменение эквивалентных ширин фотосферных линий и спектральной линии He I D₃ от юлианской даты для звезд: χ^1 Ori, ξ BooA, ρ Gem, θ Boo, θ Cyg. Черными кружочками отмечены значения, соответствующие линии гелия, другими значками - фотосферные линии.

превышает разброс эквивалентной ширины фотосферных линий более чем в два раза у одной звезды θ Cyg. Таким образом, проведенный анализ ошибок показывает, что переменность эквивалентной ширины линии гелия наблюдается только у одной звезды - θ Cyg.

Измерения эквивалентной ширины линии D_3 для всех представленных в данной работе звезд, за исключением 45 Boo, проводились ранее другими исследователями. Поэтому интересно было выяснить, наблюдается ли у них долговременная переменность эквивалентной ширины линии на шкале времени в несколько лет. Для наглядности мы представили на рис.4 все существующие на данный день измерения. На этом рисунке по оси ординат отложены значения эквивалентной ширины линии, а по оси абсцисс указано название звезды. Измерения, которые были взяты из

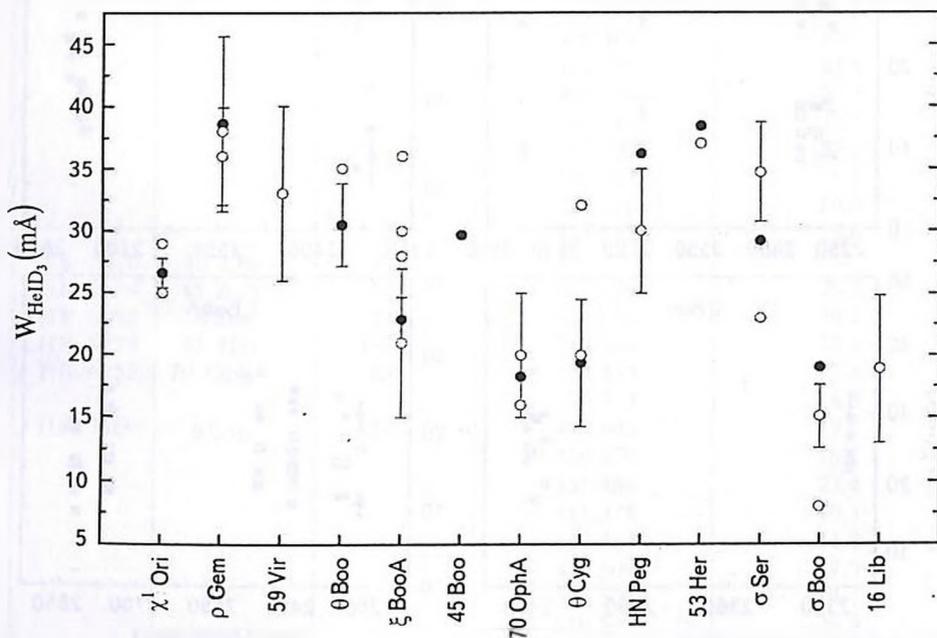


Рис.4. Сравнение эквивалентных ширин спектральной линии D_3 , полученных в данной работе (темные кружочки), со значениями, взятыми из литературы (светлые кружочки). По оси абсцисс даны названия исследуемых звезд.

литературы, показаны белыми кружочками. Черными кружочками представлены средние значения эквивалентной ширины, полученные в данной работе. Вертикальными линиями показаны погрешности измерения. Из рисунка видно, что разброс значений эквивалентной ширины, превышающий ошибку измерения в два раза, наблюдается у четырех звезд ξ BooA, θ Cyg, σ Ser и σ Boo. Эти данные позволяют заподозрить существование долговременной переменности у этих звезд.

4. *Заключение.* Проведены измерения эквивалентной ширины линии гелия у 13 звезд, принадлежащих Главной последовательности, спектрального типа от A5 до K0. Линия гелия уверенно регистрируется у звезд спектрального типа от F0 до K0.

Минимальное значение эквивалентной ширины (11 mÅ) у θ Cyg и максимальное (48.2 mÅ) у ρ Gem отличается почти в 5 раз. Обе звезды принадлежат раннему спектральному типу F. Изучение вариаций эквивалентной ширины спектральной линии гелия у пяти звезд показало, что только у одной звезды θ Cyg спектрального типа F4, наблюдается значимая переменность. У звезды χ^1 Ori переменность не обнаружена.

Результаты измерений позволяют заподозрить существование долговременной переменности у четырех карликов ξ BooA, θ Cyg, σ Ser и σ Boo.

Крымская астрофизическая обсерватория,
Украина, e-mail: taya@crao.crimea.ua

SEARCH FOR THE VARIABILITY IN THE EQUIVALENT WIDTH OF THE He I D₃ LINE IN SPECTRA OF SOME LATE-TYPE STARS

T.N.TARASOVA

High resolution spectra with a large signal/noise ratio of 13 dwarfs of spectral type from A5 to K0 in the region of the He I D₃ line are obtained. The equivalent width of the spectral line on a time interval of hundreds days have been studied for five stars. It is found that only one of the stars - θ Cyg reveals significant variations.

Key words: stars:late-type - spectral lines: equivalent width

ЛИТЕРАТУРА

1. *S.L.Baliunas, R.A.Donahue, W.H.Soon et al.*, *Astrophys. J.*, **438**, 269, 1995.
2. *O.C.Wilson, M.K.Aly*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **68**, 149, 1956.
3. *D.L.Lambert, G.T.O'Brien*, *Astron. Astrophys.*, **128**, 110, 1983.
4. *S.C.Wolff, J.N.Heasley*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **99**, 957, 1987.
5. *A.C.Danks, D.L.Lambert*, *Astron. Astrophys.*, **148**, 293, 1985.
6. *S.C.Wolff, J.N.Heasley, J.Varsik*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **97**, 707, 1985.
7. *S.C.Wolff, A.M.Boesgaard, T.Simon*, *Astrophys. J.*, **310**, 360, 1986.
8. *G.Cutispoto, M.S.Giampapa*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **100**, 1452, 1988.
9. *S.H.Saar, J.Huovelin, R.A.Osten, A.G.Shcherbakov*, *Astron. Astrophys.*, **326**, 741, 1997.
10. *R.J.Garcia-Lopez, R.Rebolo, J.E.Beckman, C.D.McKeith*, *Astron. Astrophys.*, **273**, 482, 1993.
11. *B.L.Rachford*, *Astrophys. J.*, **486**, 994, 1997.
12. *B.L.Rachford*, *Astrophys. J.*, **505**, 255, 1998.
13. *B.L.Rachford*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **315**, 24, 2000.
14. *B.L.Rachford*, *Bull. of the American Astron. Soc.*, **30**, 1396, 1998.
15. *А.С.Васильев*, *Изв. Крымской астрофиз. обсерв.*, **55**, 224, 1976.
16. *В.В.Цымбал* (частное сообщение).
17. *F.Kupka, N.E.Piskunov, T.A.Ryabchikova et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **138**, 119, 1999.

УДК: 524.387

СИСТЕМА ВМ Ori. III. ГЛУБИНА МИНИМУМА В ИК-ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Э.А.ВИТРИЧЕНКО

Поступила 10 мая 2005

Принята к печати 12 августа 2005

Изучена глубина минимума затменной системы ВМ Ori в ИК-области спектра. Для этой цели выполнены наблюдения в полосах *JHKLM* вне затмения и в полосах *JHKL* вблизи центральной фазы затмения. Обнаружена сложная зависимость глубины минимума от длины волны. Эта глубина в коротковолновой области спектра от полосы *U* до *R* (λ 0.36–0.71 мкм) уменьшается, что объясняется в рамках гипотезы о затмении главной звезды пылевой оболочкой вокруг спутника и диском спутника. В ИК-области от полосы *I* до *L* (λ 0.97–3.5 мкм) глубина минимума резко возрастает. Эффект можно объяснить частичным экранированием диском спутника горячей области пылевого облака.

1. *Введение.* Кратная система ВМ Ori (= HD 37021 = θ^1 Ori B) является членом Трапеции Ориона и привлекает к себе особое внимание. В первую очередь это связано с тем, что в системе наблюдается полное затмение, и это затмение не удастся объяснить как обычное. Дело в том, что во время полной фазы затмения горячей звезды заведомо более холодной звездой спектр остается таким же, как и вне затмения, а именно - спектром горячей главной звезды. Приходится предположить, что спутник окружен полупрозрачной пылевой оболочкой, которая и производит затмение. Возможно, что вблизи центральной фазы затмения диск спутника также частично экранирует главную звезду [1,2].

Другая интересная особенность системы - она шестикратная. Как двойная затменная система звезда ВМ Ori впервые изучалась в работах [3,4], визуальный спутник на расстоянии 0".8 от затменной пары обнаружен в [5]. Этот спутник был разрешен на две звезды [6] и обнаружен еще один визуальный спутник [7] и, наконец, по невязкам лучевой скорости был найден шестой член системы [8]. Эта звезда имеет довольно экзотическую орбиту: эксцентриситет близок к единице, периастр находится в области орбит компонентов затменной системы. Либо эта звезда находится на последней стадии "испарения" из системы, либо недавно захвачена. За последние годы выполнено несколько интересных работ по вопросу о кратности системы ВМ Ori.

В недавней работе Клоза и др. [9] выполнены наблюдения с адаптивным телескопом, звезда В1 разрешена на два компонента и

обнаружено их обращение, а также предложена интересная идея: система ВМ Ог₁ является мини-скоплением, из которого "испаряются" звезды малых масс, которые и образуют одиночные звезды поля.

Результаты исследования системы по состоянию на 2002г. содержатся в книге автора [10].

В работе [11] предложено несколько критических экспериментов, позволяющих подтвердить или опровергнуть гипотезу о затмении пылевым облаком. Один из них - определение глубины главного минимума в ИК-области спектра. Если, например, окажется, что глубина минимума плавно уменьшается с длиной волны, то гипотеза об околосреднем пылевом облаке несостоятельна. В таком случае ИК-избыток, вероятнее всего, образуется в облаке, окружающем всю систему в целом. Если же пылевое облако расположено вокруг спутника, то следует ожидать особенности в зависимости глубины минимума от длины волны, которые связаны с участием пылевого облака в затмении.

Впервые зависимость глубины минимума Δm от длины волны в диапазоне полос от U до I изучена в [12]. В координатах (Δm , $1/\lambda$) эта зависимость хорошо представляется прямой линией. В работе [13] исследована зависимость Δm от величины поглощения пылью на единицу геометрической толщины $A(\lambda)$ в этом же спектральном диапазоне. Авторы показали, что затмение невозможно объяснить, предполагая только экранирование главной звезды пылевым облаком с нормальным законом поглощения. Приходится предполагать, что либо поглощение пылью частично не селективно, либо в затмении кроме пыли участвует и спутник.

В более длинноволновой области спектра глубина минимума ранее не изучалась.

Первые наблюдения ВМ Ог₁ в ИК-области спектра выполнили Ней и др. [14] в полосах $KLMQ$ (λ 2.2-10.7 мкм). Эти наблюдения совместно с новыми наблюдениями были использованы для построения распределения энергии в непрерывном спектре звезды [11]. Сравнение наблюдений Ней и др. с наблюдениями авторов выявило расхождение до $\sim 1^m$. Объяснение этому расхождению не было найдено. Одна из возможных причин - измерения в некоторых полосах были выполнены в области затмения. Предположение невозможно проверить, поскольку в статье [14] не приведены моменты наблюдений. Другими причинами могут быть переменность компонентов двойной звезды, туманности вблизи звезды или оптического спутника Θ^1 Ог₁ В1 [5].

В данной работе изучена зависимость глубины минимума от длины волны в широком спектральном диапазоне с целью поисков проявлений пылевой оболочки. Приведены новые наблюдения ВМ Ог₁ в полосах

JHKLM вне затмения и в полосах *JHKL* вблизи центральной фазы затмения, оценена глубина минимума в ИК-области спектра и обсуждается аномальное поведение глубины минимума с длиной волны для полос от *U* до *L*.

Предварительные результаты были опубликованы в [15].

2. *Наблюдения.* Наблюдения получены В.М.Ларионовым на ИК-фотометре, принадлежащем Астрономическому институту Санкт-Петербургского университета, в 1994-1997гг. в полосах *JHKLM*. Фотометр установлен на телескопе АЗТ-8 Крымской астрофизической обсерватории.

В табл.1 приведены сведения обо всех наших наблюдениях, включая и опубликованные ранее [11]. В первой строке рядом с названием полосы в скобках приведена эффективная длина волны в мкм. В третьем столбце дана фаза, вычисленная с элементами, приведенными

Таблица 1

НАБЛЮДЕНИЯ ВМ Оп В ИК-ОБЛАСТИ СПЕКТРА

№	JD 2440000+	Фаза	<i>J</i> (1.25)	<i>H</i> (1.62)	<i>K</i> (2.2)	<i>L</i> (3.5)	<i>M</i> (4.7)
1	9629.619	0.212	6 ⁿ .6(1)	6 ⁿ .3(1)	5 ⁿ .9(1)	4 ⁿ .9(1)	4 ⁿ .5(1)
2	9633.568	0.822	6.5(1)	6.2(1)	6.0(1)	5.3(1)	4.9(1)
3	10395.497	0.575	6.67(3)	6.25(3)	5.89(2)	5.23(5)	4.5(2)
4	10396.506	0.731		6.26(2)	6.12(6)	5.3(1)	
5	10397.479	0.882	6.56(6)	6.23(8)	5.94(8)	5.5(1)	4.8(3)
6	10404.518	0.969	6.97(6)	6.43(2)	5.94(3)	4.96(6)	
7	10758.552	0.684	6.56(3)	6.36(3)	5.99(3)		
8	10759.517	0.833	6.49(3)	6.20(4)	5.86(2)	5.61(6)	5.0(1)
9	10760.523	0.989	7.19(8)	7.05(3)	6.39(6)	6.2(1)	
	m_0		6.56(3)	6.26(2)	5.96(4)	5.3(1)	4.7(1)
	Δm		0.70(8)	0.85(3)	0.53(6)	0.6(1)	

в работе [13]. Далее даны наблюдения, рядом со звездными величинами в круглых скобках приведены ошибки в единицах последнего знака. Наблюдение под номером 9 относится к фазе полного затмения. Наблюдение с номером 6 расположено на нисходящей части кривой блеска. В предпоследней строке приведен внезатменный блеск, в последней - глубина минимума.

В связи со значительным разбросом наблюдений в полосе *L* глубина минимума для всех полос Δm определялась как разность блеска между 9-м и 8-м наблюдениями, полученными в соседние даты, с целью уменьшить влияние возможной переменности главной звезды и ее спутников. Среднее значение внезатменного блеска m_0 было вычислено с использованием всех наблюдений, за исключением 6-го и 9-го, которые попадают в фазу затмения.

3. *Поведение глубины минимума с длиной волны.* На рис.1 показано изменение глубины минимума с длиной волны. Для полос от *U* до *I* глубина минимума взята из работы [11].

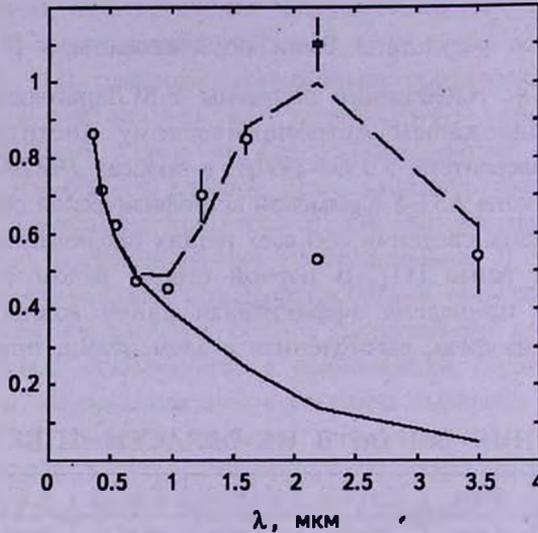


Рис.1. Изменение глубины минимума ВМ $O\mu_1$ с длиной волны. Кружки - наблюдения, сплошная линия - глубина минимума, вычисленная по уравнению (1), штриховая - по уравнению (2). Звездочка - глубина минимума в полосе *K*, исправленная за излучение оптического спутника. Отрезками показаны величины ошибок.

На этом рисунке кружками показаны наблюдаемые глубины минимумов. Сплошной линией нанесена вычисленная глубина минимума в предположении, что для всех длин волн пылевой оболочкой закрывается одинаковая часть главной звезды. Вычисления выполнены по формуле:

$$\Delta m = -2.5 \log[(1 - \alpha_0) L_1 + L_2 + L_3], \quad (1)$$

где Δm - разность звездных величин в центральной фазе затмения и вне затмения, $\alpha_0 = 0.63$ - максимальная фаза затмения, L_1 - блеск главной звезды (относительная светимость), L_2 - блеск спутника, L_3 - блеск пылевой оболочки. Величины блеска в зависимости от длины волны взяты из статьи [3]. Формула (1) описывает глубину минимума для частного затмения в рамках гипотезы *U* [16]. При этом не учитывается вклад остальных четырех звезд системы.

Из рис.1 видно, что зависимости (1) удовлетворяют все наблюдения в полосах от *U* до *R*. Для всех полос от *I* до *L* глубина минимума значительно больше, чем предсказывается формулой (1).

Для объяснения этого явления воспользуемся результатами расчета температуры в пылевой оболочке [2]. В указанной работе было показано, что эта оболочка, вероятнее всего, состоит из твердых кварцевых частиц. Часть оболочки, обращенная к главной звезде, нагрета до температуры

~2000 К. Предположим, что вблизи центральной фазы затмения диск спутника частично закрывает эту наиболее горячую область. Тогда глубину минимума можно определить по формуле:

$$\Delta m = -2.5 \log[(1 - \alpha_0) L_1 + L_2 + L_3 - \beta L_4], \quad (2)$$

где L_4 - чернотельное излучение горячей пыли с температурой 2000 К и эквивалентным радиусом $48 R_{\odot}$ [11]. Множитель $\beta = 0.45$ - доля объема горячей пыли, закрытая диском спутника. Температура нагретой пыли и множитель β подбирались так, чтобы получить наилучшее согласие между теоретической и наблюдаемой зависимостями глубины минимума от длины волны.

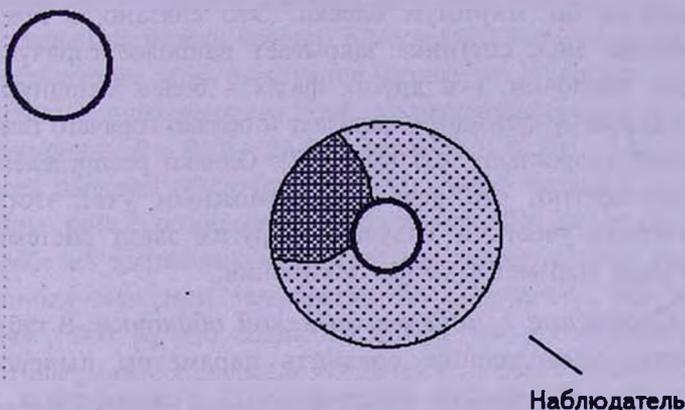


Рис.2. Схема центральной фазы затмения. Жирными окружностями показаны звезды, окружность с тонкой линией - наружная граница пылевой оболочки вокруг спутника, дуговыми линиями выделена область с наиболее горячей пылью.

На рис.2 приведена схема, поясняющая этот эффект. Здесь слева сверху показана главная звезда, справа внизу - спутник с оболочкой.

Вернемся к рис.1. Из него видно, что теоретическая зависимость (2) удовлетворительно согласуется с наблюдаемыми глубинами минимума в полосах от U до L (за исключением полосы K). Скачок глубины минимума в полосе K можно связать с тем, что рядом со звездой ВМ Огі на расстоянии $0''.8$ расположена звезда Θ^1 Огі В1 [5]. В дальнейшем назовем эту звезду ИК-спутник, в отличие от спутника двойной системы ВМ Огі. Этот объект попадает в диафрагму фотометра, которая составляет $8''$, и его излучение приводит к уменьшению глубины минимума.

Оценим вклад излучения ИК-спутника. Для ВМ Огі в указанной работе приведено значение блеска $K' = 6^m.43$. Штрих обозначает, что измерения относятся к инструментальной системе. Для ИК-спутника $K' = 7^m.53$. Разность блеска ВМ Огі и спутника составляет $\Delta K' = 1^m.10$. В дальнейшем штрих у величины K будем опускать, пренебрегая поправкой для перевода инструментальной системы в стандартную систему

($-0^m.03$). Истинную глубину минимума Δm_0 вычислим по формуле:

$$\Delta m_0 = \Delta m + \Delta K - 2.5 \log(1 + 10^{0.4\Delta K} - 10^{0.4\Delta m}) = 1^m.08, \quad (3)$$

где Δm - наблюдаемая глубина минимума в полосе K . Исправленное наблюдение глубины минимума для этой полосы показано на рис.1 звездочкой. Это наблюдение согласуется в пределах ошибок с теоретической кривой, вычисленной по формуле (2). Таким образом, удалось согласовать все имеющиеся наблюдения глубины минимума в полосах от U до L ($\lambda\lambda$ 0.36-3.5 мкм) с зависимостью (2).

Из формулы (3) следует, что если бы в главном минимуме главная звезда не затмевалась пылевой оболочкой, то в полосе K все равно наблюдался бы минимум блеска. Это связано с тем, что вблизи соединения диск спутника закрывает наиболее горячую часть своей пылевой оболочки, а в других фазах - более холодную.

В диафрагму фотометра попадает и облако горячего газа, движущееся с лучевой скоростью ~ 100 км/с [17]. Однако распределение энергии в нем неизвестно, что делает невозможным учет этого излучения. Невозможно учесть и излучение других звезд системы, поскольку неизвестны параметры этого излучения.

4. *Сравнение с моделью пылевой оболочки.* В табл.2 приведены сведения, позволяющие сравнить параметры пылевой оболочки, вычисленные по моделям Витриченко [2], с параметрами, полученными здесь из анализа глубин минимумов. В указанной работе получено

Таблица 2

СРАВНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЫЛЕВОЙ ОБОЛОЧКИ

Параметр	C	SiO ₂	Затмение
Температура, К	3700	1700	2000
Радиус, R_{\odot}	7	8	22

решение кривой блеска в предположении, что в максимальной фазе затмения главная звезда экранируется пылевой оболочкой, расположенной вокруг спутника, и частично (на $\sim 20\%$ площади диска главной звезды) диском спутника. Это решение не противоречит наблюдениям.

В первом столбце табл.2 приведено название параметра. Для вычисления указанных параметров в моделях оболочек, состоящих из частиц графита или частиц кварца, выделялась подзвездная область оболочки (обращенная к главной звезде), ограниченная цилиндром, опирающимся на спутник, то есть та часть оболочки, которая экранируется спутником в полной фазе затмения (см. рис.2). Для модели оболочки, состоящей из графита, область зазора между звездой и

оболочкой, где пыль испаряется, исключалась из рассмотрения.

Температура этой цилиндрической области оценивалась как среднее значение температуры в узлах квадратной сетки (по карте температур из [2]) с весовым множителем $|u|$, где u - расстояние узла от линии центров. Эквивалентный радиус пыли представляет собой радиус такой сферы, площадь которой равна суммарной площади всех пылинок. Эта величина определялась по объему выделенной области, а также по плотности частиц в единице объема и по их радиусу, приведенной в статье [2].

В столбце, обозначенном буквой С, даны сведения для модельной оболочки, состоящей из частиц графита. В следующем столбце - для оболочки, состоящей из частиц кварца. В последней колонке приведены величины, определенные здесь по глубине минимума. В качестве радиуса пылевой оболочки R приведена его доля, закрываемая диском спутника в момент соединения: $R = R_0 \cdot \beta = 22 R_0$. Здесь $R_0 = 48 R_{\odot}$ - эквивалентный радиус всей пылевой оболочки, $\beta = 0.45$ - доля закрытой ее части.

Рассмотрение табл.2 позволяет сделать вывод, что по температуре модель оболочки из кварцевых частиц лучше согласуется с моделью затмения. Ошибка значений температур не определена, но она по нашим оценкам ~ 300 К, что совпадает с разностью температур.

Эквивалентные радиусы пылевых оболочек для обеих моделей плохо согласуются с радиусами, полученными из решения кривой блеска. Но они и не должны совпадать. Эквивалентный радиус - радиус такой сферы, площадь которой равна сумме площадей пылинок. Радиус, определенный из кривой блеска, является внешним радиусом пылевой оболочки.

Нет полной уверенности и в правильности модели оболочки, поскольку неизвестен ее минералогический состав. Недавно обнаруженная шестая звезда является холодной, и учет ее излучения значительно уменьшает температуру оболочки [8]. Наконец, ИК-наблюдения получены на значительном интервале времени, поэтому глубины минимумов могут быть искажены фотометрической переменностью системы.

5. Заключение. Выполнен анализ зависимости глубины минимума от длины волны для полос от U до L . Этот анализ показал, что в коротковолновой области спектра (в полосах от U до R) глубина минимума объясняется в рамках модели геометрического экранирования главной звезды пылевой оболочкой и частично спутником.

Для объяснения поведения глубины минимума от длины волны в полосах от I до L необходимо привлечь предположение, что в центральной части затмения диском спутника закрывается область горячей пыли. Если это предположение окажется верным, то тем

самым подтверждается модель пылевой оболочки, состоящей из кварцевых частиц.

Резкий скачок глубины минимума в полосе K удается объяснить, если учесть вклад в излучение ИК-спутника, попадающего в диафрагму фотометра. Но приведенное объяснение не является единственно возможным. Например, фотометрическая переменность компонентов системы может быть причиной изменения глубины минимумов.

Необходимо выполнить новые ИК-наблюдения для подтверждения найденной зависимости глубины минимума от длины волны. Представляется важным измерить глубину минимума для больших длин волн.

Интересно также получить измерения глубины вторичного минимума в ИК-области спектра. Если интерпретация поведения глубины главного минимума с длиной волны, изложенная здесь, верна, то можно ожидать значительную глубину и вторичного минимума в этой области спектра. Волф [18] получил кривые блеска $BM\ Ori$ в полосах $uvbyRI$ ($\lambda\lambda$ 0.35-1.03 мкм). На этих кривых блеска в полосах uv вторичный минимум определенно отсутствует, но в остальных полосах он заметен, и его глубина увеличивается с длиной волны, [19]. Этот факт является аргументом в пользу высказанных здесь предположений.

Автор благодарен В.М.Ларионову за получение наблюдательного материала, а также Н.И.Бондарь, А.А.Галееву, Н.С.Кардашеву, В.С.Бычковой, Л.И.Матвеевко, А.В.Тутукову, В.П.Федотову, В.Л.Хохловой, Г.Б.Шоломицкому и В.С.Шевченко за полезное обсуждение проблемы.

Институт космических исследований РАН,
Россия, e-mail: vitrich@nserv.iki.rssi.ru

THE $BM\ Ori$ SYSTEM. III. THE MINIMUM DEPTH OF $BM\ Ori$ IN INFRARED

E.A.VITRICHENKO

Depth of a minimum of eclipsing binary $BM\ Ori$ is investigated in infrared. For this purpose observations in $JHKLM$ bands outside of an eclipse and in $JHKL$ bands near to the central phase of an eclipse are executed. Complex dependence of depth of a minimum on a wave length is found out. This depth in short-wave portion of a spectrum from band U up to R ($\lambda\lambda$ 0.36-0.71 microns) decreases, that speaks within the

framework of a hypothesis about an eclipse of the main star by a dust environment around of the secondary and a disk of the secondary. In IR region from band *I* up to *L* (λ 0.97-3.5 microns) depth of the minimum sharply grows. It is possible to explain effect partial obscuring by a disk of the secondary of hot region of a dust cloud.

Key words: *stars: eclipsing binary - Individual:VM Ori*

ЛИТЕРАТУРА

1. Э.А.Витриченко, Письма в Астрон. ж., 22, 587, 1996.
2. Э.А.Витриченко, Письма в Астрон. ж., 24, 708, 1998.
3. П.П.Паренаго, Переменные звезды, 6, 217, 1947.
4. O.Struve, J.Titus, Astrophys. J., 99, 84, 1944.
5. M.J.McCaughrean, J.R Stauffer, Astron. J., 108, 1382, 1994.
6. M.G.Petr, V.C.Foresto, S.V.W.Beckwith, A.Richichi, M.J.McCaughrean, Astron. Astrophys., 347, L15, 1999.
7. M.Simon, L.M.Close, T.L.Beck, Astron. J., 117, 1375, 1999.
8. Э.А.Витриченко, В.Г.Клочкова, Астрофизика, 47, 199, 2004.
9. L.M.Close, F.Wildi, M.Lloyd-Hart et al., Astrophys. J., 599, 517, 2003.
10. Э.А.Витриченко, Трапеция Ориона, Наука, М., 2004.
11. Э.А.Витриченко, В.М.Ларионов, Письма в Астрон. ж., 22, 178, 1996.
12. М.М.Закиров, В.С.Шевченко, Переменные звезды, 21, 629, 1982.
13. Н.И.Бондарь, Э.А.Витриченко, Письма в Астрон. ж., 21, 700, 1995.
14. E.P.Ney, D.W.Strecker, R.D.Gehrz, Astrophys. J., 180, 809, 1973.
15. Э.А.Витриченко, Препр. ИКИ РАН, №1991, 1998.
16. В.П.Цесевич, Затменные переменные звезды, Наука, М., 1971.
17. R.M.Massey, J.Meaburn, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 273, 615, 1995.
18. G.W.Wolf, Experimental Astronomy, 5, 61, 1994.
19. А.С.Василейский, Э.А.Витриченко, Письма в Астрон. ж., 26, 613, 2000.

УДК: 524.3-337

МОДЕЛЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ HD 187474

Ю.В. ГЛАГОЛЕВСКИЙ

Поступила 29 апреля 2005

Принята к печати 12 августа 2005

Построена модель магнитного поля звезды HD 187474, имеющей очень большой период осевого вращения $P = 2345^d$. Оказалось, что структура магнитного поля лучше всего описывается моделью смещенного ($\Delta\alpha = 0.1$) диполя, наклоненного к оси вращения на угол $\beta = 24^\circ$. Звезда наклонена к лучу зрения на угол $i = 86^\circ$. Вследствие смещенного диполя величина магнитного поля на полюсах разная: $B_p = +6300$ и -11600 Гс. Получена меркаторская карта распределения магнитного поля по поверхности. У изученных к настоящему времени 7 медленно вращающихся CP-звезд среднее значение угла $\beta = 62^\circ$, что равно среднему значению в случае произвольной ориентации диполей.

1. *Введение.* В этой работе мы продолжаем исследование конфигураций магнитных полей CP-звезд с большими периодами вращения $P > 25^d$. Первые наши работы по данной задаче это [1-3] (HD 2453, HD 12288, HD 200311, HD 116458, HD 126515). Задача этих исследований состоит в сравнительном изучении свойств магнитных полей у медленных и быстрых ротаторов, а также в проверке гипотезы [4] о том, что медленные ротаторы должны иметь малые углы наклона β осей диполей к осям вращения.

Наша методика моделирования методом "магнитных зарядов" подробно описана в нескольких статьях [5-8]. В этой работе мы исследуем магнитное поле HD 187474. В статье [1] на примере моделирования звезды HD 2453 показано, что результаты нашей методики удовлетворительно согласуются с результатами методики Ландстрита, использующего модель коллинеарно расположенных центральных диполя, квадруполя и октуполя. Различие методов состоит в том, что в нашем случае можно задавать любое число зарядов внутри и вне звезды, если понадобится, и в любой точке. Таким образом, она является более гибкой. Количество и координаты "зарядов" подбираются методом последовательных приближений, но практически всегда оказывается достаточным ограничиваться двумя "зарядами" - положительным и отрицательным, т.е. диполем. В большом числе случаев диполь не находится в центре звезды. Это означает, что либо магнитное поле таких CP-звезд несимметрично относительно центра звезды, либо на разных полюсах разная структура поля, т.е. наблюдается отклонение от дипольной конфигурации. Однозначного ответа на этот

вопрос пока нет.

Самый точный метод моделирования магнитного поля CP-звезд основан на доплеровском картировании профилей поляризации в 4-х параметрах Стокса. Однако такая методика требует спектров с чрезвычайно высоким отношением сигнал/шум и очень высокого спектрального разрешения, поэтому она доступна только для ограниченного числа самых ярких звезд. Только две звезды были изучены последнее время с достаточной точностью, это $\alpha^2 CVn$ [9] и 53 Cam [10]. Первая из них имеет конфигурацию поля, близкую к дипольной, тогда как вторая обладает сильно искаженной полоидальной структурой. Таких звезд, у которых сложная структура магнитного поля, известно в настоящее время несколько. Основная же масса CP-звезд в первом приближении имеет структуру центрального или смещенного диполя. Еще Бэбкок [11] в 1960г. писал, что структура поля у CP-звезд преимущественно дипольная, однако, возможно, имеется еще тонкая структура, а результаты измерения выражаются через эффективное поле при упрощающем предположении его однородности. Именно такой подход используется нами в настоящее время. Используемая методика дает некоторые "эффективные" средние параметры. Если, например, в некоторой фазе Φ мы измерили поле B_e , то это значит, что этому значению соответствует средний вектор по всей видимой полусфере, независимо от сложности конфигурации. В какой мере измерения поля искажены влиянием неравномерного распределения химических элементов и тонкой структурой магнитного поля, можно будет решить, когда накопятся точные данные. В настоящее время накоплено довольно большое количество измерений магнитного поля, которые возможно исследовать единой методикой. Модель магнитного поля строится по фазовым зависимостям продольной компоненты $B_e(\Phi)$ и среднего поверхностного поля $B_s(\Phi)$.

2. *Основные параметры HD 187474.* Период вращения звезды HD 187474 равен $P=2345^d$ [12]. Она принадлежит к CP-звездам SiSrCrEu типа, имеет температуру $T_e=10350$ K, абсолютную болометрическую звездную величину, оцененную по параметру β многоцветной фотометрии, $M_e=+0.1$ [13]. Радиус звезды относительно ее радиуса на ZAMS равен $R/R_z=1.5$, что соответствует $\log g=3.91$ [13]. Это показывает, что звезда принадлежит V классу светимости.

Зависимость продольного магнитного поля B_e от фазы вращения Φ построена по данным [14,15], а зависимость среднего поверхностного магнитного поля $B_s(\Phi)$ построена по данным из [16]. Эти зависимости приведены на рис.1а, б черными кружками.

3. Модели.

А. *Вариант малого угла β .* Как обычно, в качестве первого шага мы

применили модель центрального диполя в варианте с малым углом β . Наилучшее согласие вычисленных и наблюдаемых зависимостей показано на рис. 1а сплошной линией и на рис. 1б штриховой жирной линией. Параметры магнитного поля приведены в табл. 1а. Наилучшее совпадение вычисленных и наблюдаемых зависимостей по фазе при долготе λ монополей, сдвинутой по отношению к положению экстремумов зависимостей $Be(\Phi)$ и $Bz(\Phi)$ на величину -14° . Широта монополей в таблице обозначена δ , величина магнитного поля на полюсах Bp . Угол наклона оси диполя к оси вращения $\beta = 14^\circ$, угол наклона оси вращения к лучу зрения $i = 91^\circ$ (89°). Угол отсчитывается от полюса вращения в той полусфере, в которой находится положительный магнитный полюс. Из рис. 1а, б видно, что хорошее совпадение можно получить только для одной зависимости, в нашем случае для зависимости $Be(\Phi)$. Это свидетельствует о том, что модель центрального диполя не подходит для объяснения магнитной конфигурации HD 187474.

Следующий вариант состоит из предположения смещенного диполя и малого угла β . Поскольку экстремумы на обеих зависимостях совпадают, то это говорит о том, что диполь сдвинут вдоль своей оси. Такой сдвиг в сторону отрицательного монополя на величину $\Delta\alpha = 0.1$ действительно позволил получить обе вычисленные зависимости, хорошо совпадающие с наблюдательными данными. На рис. 1а и б они проведены сплошной линией. Параметры магнитного поля для рассмотренного случая приведены в табл. 1б, это $\beta = 24^\circ$, $i = 94^\circ$ (86°). Координаты магнитных полюсов равны соответственно координатам магнитных зарядов.

В. Вариант большого угла β . При предположении большого значения угла β сначала рассмотрим модель центрального диполя. Добившись хорошего совпадения зависимостей $Be(\Phi)$, посмотрим как поведут себя зависимости $Bz(\Phi)$ при тех же параметрах. На рис. 1а это будет та же зависимость (сплошная линия), а на рис. 1б форма вычисленной зависимости

Таблица 1а

МОДЕЛЬ ЦЕНТРАЛЬНОГО ДИПОЛЯ, β -МАЛОЕ

Знак заряда	Координата λ	Координата δ	Bp , Гс
+	350°	66°	8630
-	170	-66	-8630

Таблица 1б

МОДЕЛЬ СМЕЩЕННОГО ДИПОЛЯ, β -МАЛОЕ

Знак заряда	Координата λ	Координата δ	Bp , Гс
+	350°	66°	6320
-	170	-66	-11620

$B_s(\Phi)$ обозначена тонкой сплошной линией, которая плохо соответствует измерениям. Параметры магнитного поля приведены в табл.2а, величины

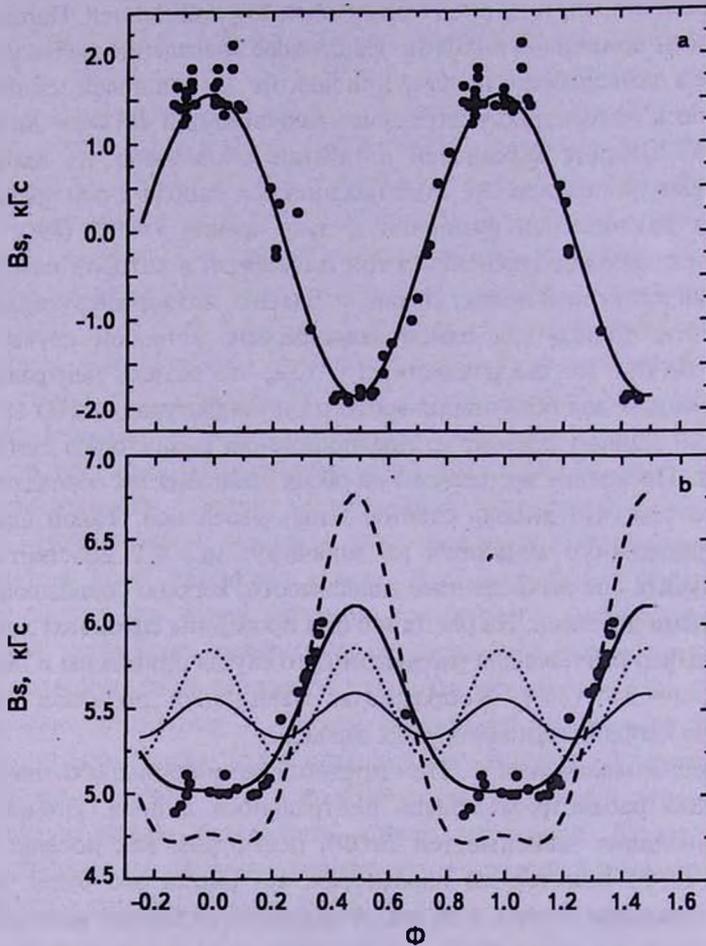


Рис.1. Фазовые зависимости HD 187474

а - зависимость $B_e(\Phi)$: точки - наблюдения, кривая - все модели,
 б - зависимость $B_s(\Phi)$: точки - наблюдения; штриховая кривая - модель с малым углом β и центральным диполем; сплошная кривая - модель с малым углом β и смещенным диполем; тонкая сплошная линия - модель с большим углом β и центральным диполем; точечная линия - модель с большим углом β и смещенным диполем.

$\beta = 88^\circ$, $i = 40^\circ$. Это приводит к предположению о необходимости применить модель смещенного диполя, как в предыдущем случае. Однако вычисления показывают, что невозможно добиться одновременного совпадения обеих зависимостей. На рис.1б точками обозначена вычисленная зависимость. Параметры магнитного поля для этого случая приведены в табл.2б. Из рассмотрения всех вариантов делаем вывод, что наилучшим является тот, когда звезда имеет модель смещенного диполя с малым углом β . Параметры

такого варианта приведены в табл.1b, при этом $\beta = 24^\circ$, $i = 86$, $\Delta\alpha = 0.1$, смещение диполя в сторону "-", $V_p = +6300$ и -11600 Гс. Распределение магнитного поля по поверхности показано на рис.2.

4. Сравнение с данными других авторов. В табл.3 приведены

Таблица 2a

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ ДИПОЛЬ, β -БОЛЬШОЕ

Знак заряда	λ	δ	V_p , Гс
+	350°	-2	9160
-	170	+2	-9160

Таблица 2b

СМЕЩЕННЫЙ ДИПОЛЬ, β -БОЛЬШОЕ

Знак заряда	λ	δ	V_p , Гс
+	350°	-6	6210
-	170	+4	-12210

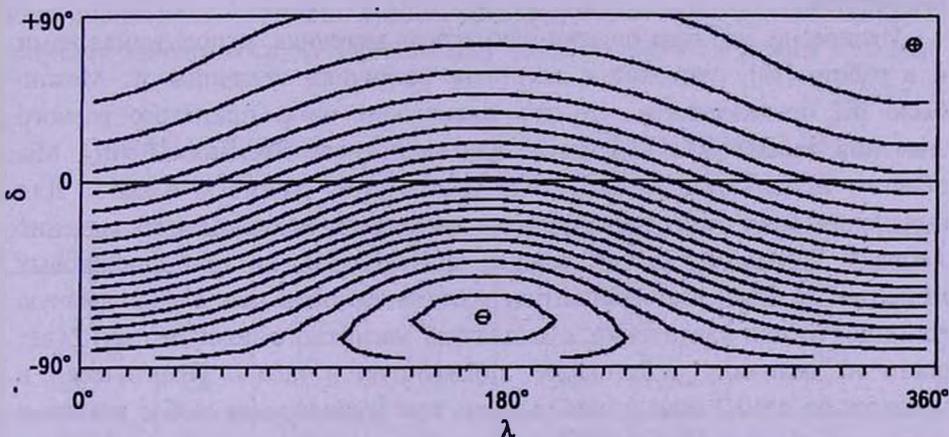


Рис.2. Распределение магнитного поля по поверхности HD 187474

параметры магнитного поля HD 187474, полученные в трех работах. В отличие от двух моделей, приведенных в последних строчках, сделанных практически по одинаковой идее, в работе [17] используется другая модель, а именно коллинеарно расположенные диполь, квадруполь и октополь. Все модели дают хорошее согласие величины угла наклона звезды к лучу зрения i , но разброс значений β значительный. Пока нет достаточного количества результатов моделирования для объяснения различий и выяснения, какой же из трех методов наиболее точно отражает структуру магнитного поля CP-звезд.

У многих звезд наблюдается асимметрия магнитного поля вдоль оси. Эту асимметрию при вычислениях можно изобразить либо сдвигом диполя из центра, либо добавляя к диполю мультиполи. Правильность результатов моделирования зависит от того, насколько близко реальное поле соответствует тому или иному описанию. Следует иметь также в виду, что имеется заметное влияние неравномерности распределения химических

Таблица 3

СРАВНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ HD187474, ПОЛУЧЕННЫХ РАЗНЫМИ АВТОРАМИ

i	β	$\Delta\alpha$	V_p , кГс	Автор
86°	45°	-	-	[17]
89	37	0.055	9.7 -12.8	[18]
86	24	0.1	6.3 -11.6	Эта работа

элементов по поверхности. Поэтому даже в том случае, если структура реального поля действительно соответствует структуре поля смещенного диполя, приближенными методами мы не получим точные значения параметров.

Интересно, что практически одинаковая методика, используемая нами и в работе [18], приводит к заметным различиям величины β . Можно было бы предположить, что это происходит из-за принятого разного значения параметра a в формуле для магнитного момента $M = aQ$. Мы обычно используем $a = 0.1$, а в упомянутой работе $a = 0.035$. Для выяснения роли этого параметра мы вычислили максимальное значение $Ve(\max)$ в фазе $\Phi = 0$ при разных значениях a , но при одинаковых моментах M . Если взять амплитуду магнитного поля при $a = 0.01$ равную единице, то при увеличении a амплитуда магнитного поля $Ve(\max)$ будет расти на величину $\Delta Ve(\max)\%$, показанную в табл.4. Практически в пределах до $a = 0.2$ можно использовать при вычислениях любое значение параметра a , потому что амплитуда увеличивается при этом меньше, чем на один процент, чем можно пренебречь. Таким образом, различие с результатами [18] нельзя объяснить различием принятых значений a . Различие, вероятно, состоит в методике вычислений. В [18] распределение поля представляется аналитическим методом, мы вычисляем матричным

Таблица 4

ВЛИЯНИЕ ВЕЛИЧИНЫ a НА ФОРМУ ФАЗОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ

a	0.01	0.10	0.20	0.30	0.40	0.50	0.70
$\Delta Ve(\max)\%$	0.00	0.25	0.90	2.10	3.80	5.90	11.60

методом. В нашем случае точность зависит от ранга матрицы, который можно выбирать. Очевидно, накопление данных, полученных с разными программами, позволит выяснить причину различий.

5. Сводка результатов моделирования медленных CP-ротаторов.

К настоящему времени мы уже имеем результаты моделирования 7 медленных ротаторов, и можно подвести некоторые предварительные итоги. Использование методики "магнитных зарядов" дает возможность представлять модели магнитного поля, удовлетворительно описывающие наблюдательные данные в виде фазовых зависимостей $B_e(\Phi)$ и $B_s(\Phi)$. Учитывая сказанное во Введении, мы получаем некоторую среднюю, эффективную конфигурацию напряженности магнитного поля. С другой стороны, нет причин сомневаться в сильном нарушении общей картины, за исключением отдельных звезд. В работе Матисса и Ланка [20] приведено большое количество спектров CP-звезд, содержащих расщепленную в магнитном поле линию $\lambda 6149\text{\AA}$. Область между расщепленными линиями практически всюду доходит до континуума. В случае наличия достаточно сильной недипольной составляющей и если существуют неоднородности магнитного поля, то вследствие наложения несмещенных или смещенных частично линий пространство между расщепленными линиями заполнилось бы. Приводимые нами аргументы в пользу того или

Таблица 5

СВОДКА РЕЗУЛЬТАТОВ НАШЕГО МОДЕЛИРОВАНИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ МЕДЛЕННЫХ РОТАТОРОВ

Звезда	i	β	$\Delta\alpha$	B_p , Гс	Автор
2453	14°	80°	0.00	± 6560	[2]
12288	24	66	0.00	± 13400	[2]
116458	75	12	0.07	+9510 -6220	[3]
126515	22:	86:	0.24	-45800 +11100	[3]
187474	86	24	0.10	+6300 -11600	Эта работа
200311	30	86	0.08	+18500 -11420	[2]
201601	30	80	0.00	± 5500	[19]
Среднее	40°	62°			

иного решения дают возможность, по нашему мнению, выбирать наиболее вероятную модель из нескольких возможностей. Предполагается, что по мере накопления данных моделирования можно будет окончательно определить границы использования методики.

В табл.5 дана сводка наших результатов моделирования медленно вращающихся магнитных звезд. В таблицу включены также данные для HD 201601, полученные в работе [16]. Параметры для HD 126515 не следует считать надежными, поскольку структура поля заметно отличается от

дипольной [3]. Приведенные данные показывают, что магнитные диполи могут иметь любую ориентацию относительно оси вращения. Половина из них имеет заметное смещение диполя из центра, причем смещение может быть как в сторону положительного заряда, так и в сторону отрицательного. Возможно, это свидетельствует о том, что либо распределение магнитного поля несимметрично относительно центра звезды, либо структура поля вблизи магнитных полюсов различна. У рассмотренных звезд среднее значение угла $\beta = 62^\circ$, что равно среднему значению, которое должно быть в случае произвольной ориентации диполей. Таким образом, нет преимущественной ориентации магнитного поля по отношению к оси вращения. Это главный предварительный вывод, который мы делаем из обзора результатов моделирования магнитных полей медленных ротаторов.

В настоящее время мы обсуждаем две гипотезы о медленном вращении СР-звезд: 1) момент вращения теряется в период эволюции до Главной последовательности путем взаимодействия магнитного поля звезд с окружающим веществом; 2) СР-звезды вращаются медленно с начала рождения. В статье [4] показано, что для наиболее эффективного торможения необходимо, чтобы ось магнитного диполя была параллельна оси вращения. Из предыдущего нашего вывода мы видим, что это далеко не так. Следовательно вторая гипотеза более вероятна.

Относительно структуры магнитного поля изученных звезд можно сказать, что три из них имеют структуру, близкую к дипольной, три звезды по форме имеют небольшие отклонения от диполя и одна HD 126515 искажена значительно [3].

Специальная астрофизическая обсерватория РАН,
Россия, e-mail: glagol@sao.ru

THE MAGNETIC MODEL OF HD 187474

Yu.V.GLAGOLEVSKIJ

The model of the magnetic field of the star HD 187474, having a very long period of axial rotation $P = 2345^d$, is constructed. It appeared that the structure of the magnetic field is in the best way described by a model of the displaced dipole ($\Delta\alpha = 0.1$) inclined to the axis of rotation at the angle $\beta = 24^\circ$. The star is inclined to the line of sight at the angle $i = 86^\circ$. As a consequence the displaced dipole values of the magnetic field on the poles are

different $B_p = +6300$ and -11600 G. The map of distribution of the magnetic field on the surface is calculated. Seven slowly rotating CH stars investigated by us have the average value of the angle $\beta = 62^\circ$ that is equal to the average value for arbitrary oriented dipoles.

Key words: *stars: magnetic fields - individual: HD 187474*

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.В.Глаголевский, *Астрофизика*, **47**, 575, 2004.
2. Yu.V.Glagolevskij, E.Gerth, *Bull. Spec. Astrophys. Observ.*, **58**, 29, 2004.
3. Ю.В.Глаголевский, *Астрон. ж.*, 2005 (в печати).
4. K.Steppen, *Astron. Astrophys.*, **353**, 227, 2000.
5. E.Gerth, Yu.V.Glagolevskij, G.Scholz, in: "Stellar magnetic fields", eds. Yu.V.Glagolevskij, I.I.Romanyuk, M., 1997, p.67.
6. E.Gerth, Yu.V.Glagolevskij, in: "Magnetic Fields of Chemically Peculiar and Related Stars", eds. Yu.V.Glagolevskij, I.I.Romanyuk, M., 2000, p.151.
7. E.Gerth, Yu.V.Glagolevskij, *Bull. Spec. Astrophys. Observ.*, **56**, 252, 2003.
8. V.R.Khalack, Yu.N.Khalack, A.V.Shavrina, N.S.Polosukhina, *Astron. Z*, **78**, 655, 2001.
9. O.Kochukhov, N.Piskunov, I.Ilyin, S.Ilyina, I.Tuominen, *Astron. Astrophys.*, **389**, 420, 2002.
10. O.Kochukhov, S.Bagnulo, G.A.Wade et al., *Astron. Astrophys.*, **414**, 613, 2004.
11. Г.У.Бэбкок, *Звездные атмосферы*, ред. Дж.Гринстейн, ИИЛ, М., 1963, стр.283.
12. P.Renson, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **127**, 421, 1998.
13. Yu.V.Glagolevskij, *Bull. Spec. Astrophys. Observ.*, **53**, 332, 2002.
14. G.Mathys, S.Hubrig, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **124**, 475, 1997.
15. G.Mathys, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **89**, 121, 1991.
16. G.Mathys, S.Hubrig, J.D.Landstreet, T.Lanz, J.Manfroid, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **123**, 353, 1997.
17. J.D.Landstreet, G.Mathys, *Astron. Astrophys.*, **359**, 213, 2000.
18. V.R.Khalack, J.Zverko, J.Ziznovsky, *Astron. Astrophys.*, **403**, 179, 2003.
19. L.L.Leroy, S.Bagnulo, M.Landolfi, E.Landi Del'Innocenti, *Astron. Astrophys.*, **284**, 1741, 1994.
20. G.Mathys, N.Lanc, *Astron. Astrophys.*, **256**, 169, 1992.

УДК: 524.7:53

ВКЛАД МОЛЕКУЛ HD В ОХЛАЖДЕНИЕ
ПЕРВИЧНОГО ГАЗАЕ.О.ВАСИЛЬЕВ^{1,2}, Ю.А.ЩЕКИНОВ²

Поступила 25 апреля 2005

Принята к печати 12 августа 2005

В работе исследовано влияние молекул HD на термохимическую эволюцию первичного газа за фронтами ударных волн, возможно возникающих в эпоху формирования галактик. Показано, что существует критическое значение скорости ударной волны, при котором дейтерий эффективно переходит в молекулы HD и вклад в охлаждение от молекул HD оказывается доминирующим. Начиная с этого значения скорости ударной волны газ способен охлаждаться до значений, близких к температуре реликтового излучения. При этом величина массы Джинса в этом случае будет зависеть только от красного смещения и начальной плотности $M_J \propto \delta_z^{-0.5} (1+z)^{0.5}$. При $z \geq 45$ молекулы HD нагревают газ, а при больших красных смещениях, вообще, перестают играть значительную роль в тепловой эволюции газа.

1. *Введение.* Образование звезд определяется в первую очередь способностью газа охлаждаться. В первичном веществе в отсутствие металлов радиационное охлаждение газа обеспечивается в основном молекулярным водородом и его изотопным аналогом HD. Молекулы H_2 и HD в расширяющейся Вселенной образуются после рекомбинации водорода [1-5]. Благодаря наличию дипольного момента и низкой энергии возбуждения, молекулы HD могут эффективно охлаждать газ при температурах $T \leq 200$ K, где скорость охлаждения на молекулах H_2 резко уменьшается. Если в первичном газе нет достаточного количества молекул HD, то он практически перестает охлаждаться при $T \leq 200$ K.

Таким образом, тепловой режим первичного газа в области низких температур, а следовательно и характеристики первых звезд во Вселенной, критичны к концентрации молекул HD. В настоящее время отсутствует анализ условий, в которых HD образуется достаточно эффективно. Различные авторы, исследовавшие роль молекул HD на дозвездных стадиях эволюции Вселенной, приходят к качественно отличающимся выводам. В частности, в [1] показано, что охлаждение на молекулах HD при сжатии сферического облака никогда не доминирует над охлаждением от H_2 . В то же время авторы [6-8] указывают на важность охлаждения на молекулах HD при сжатии первичных облаков, хотя их расчеты и ограничены только начальными стадиями сжатия. Очевидно, впрочем,

что окончательная концентрация HD существенным образом зависит от тепловой эволюции газа в области температур $T > 500$ К. Отличие в указанных заключениях о роли HD связано с тем, что авторы [1], с одной стороны, и [6-8], с другой, брали разные начальные условия в газе. Кроме того, в работе [1] расчеты проводились с завышенной функцией охлаждения на молекулярном водороде. Поэтому для того, чтобы сделать уверенные заключения о роли молекул HD в дозвездном веществе, необходимо исследовать эффективность образования HD как можно в более широком интервале начальных условий.

Известно, что эффективность образования молекул H_2 , а с ними и HD, значительно возрастает за фронтами ударных волн [10-13]. Это связано в первую очередь с тем, что за фронтами УВ температура газа и степень ионизации достаточно высоки, вследствие чего увеличиваются скорости молекулярных реакций. При охлаждении газа за фронтом до температур $\sim 10^4$ К в нем сохраняется достаточно высокая относительная концентрация электронов, $x \geq 0.001$, что обеспечивает быстрое рождение молекул H_2 в каталитических реакциях с участием ионов H^+ . В таких условиях концентрация H_2 может достигать $\sim 10^{-2}$. Последующее охлаждение газа будет обеспечиваться главным образом молекулами H_2 , эффективными в интервале температур 200-7000 К. При достижении более низких температур ≤ 200 К дейтерий за счет эффектов химического фракционирования начинает переходить в молекулы HD [14,15]. Доля в суммарных потерях энергии от охлаждения на HD с уменьшением T будет возрастать, и если она оказывается доминирующей, то температура газа может уменьшиться до нескольких десятков градусов. Можно ожидать, что, по крайней мере в ограниченном интервале параметров ударных волн, происходит эффективное образование молекул HD, достаточное для последующего охлаждения газа до низких температур. Исследованию этого посвящена настоящая работа.

В разделе 2 обсуждается модель, принятая нами для описания термохимической эволюции газа за фронтами ударных волн, в разделе 3 - результаты, в разделе 4 - обсуждение и в разделе 5 приведены выводы. В расчетах предполагалась космологическая модель с Λ -членом и холодной темной материей (Λ CDM-модель): $(\Omega_0, \Omega_\Lambda, \Omega_m, \Omega_b, h) = (1.0, 0.71, 0.29, 0.047, 0.72)$, относительная концентрация дейтерия принимается равной $n[D]/n = 2.6 \cdot 10^{-5}$ [16].

2. Формирование молекул за фронтом ударной волны. В отсутствие теплопроводности и диффузии термохимическую эволюцию газа за фронтом ударной волны можно описать системой обыкновенных дифференциальных уравнений, записанных для отдельного лагранжева элемента жидкости и включающих в себя уравнения химической кинетики

$$\dot{x}_i = F(x_i, T, n) - D(x_i, T, n), \quad (1)$$

и изменения энергии газа,

$$\dot{T} = \frac{2}{3} \sum_i [\Gamma_i(x_i, T, n) - \Lambda_i(x_i, T, n)] + \frac{2}{3} \frac{T}{n} \dot{n}, \quad (2)$$

где x_i - относительная концентрация i -го элемента, $F(x_i, T, n)$, $D(x_i, T, n)$ - суммарные скорости образования и разрушения i -го элемента, $\Gamma_i(x_i, T, n)$, $\Lambda_i(x_i, T, n)$ - скорости нагрева и охлаждения газа. Химическая кинетика первичного газа включает в себя следующие основные компоненты: H, H⁺, H⁻, He, He⁺, He⁺⁺, H₂, H₂⁺, D, D⁺, D⁻, HD, e. Скорости химических реакций для столкновительных и радиационных процессов были взяты из [4,12], а для иона D⁻ из [5]. В уравнении для энергии были учтены процессы охлаждения на атомах и ионах H, He, He⁺, He⁺⁺ за счет столкновительного возбуждения и ионизации, свободно-свободных переходов, рекомбинации, диэлектронной рекомбинации, молекулярного охлаждения H₂ и HD, комптоновского взаимодействия с квантами реликтового излучения (РИ). В отсутствие внешнего поля ионизирующего излучения изменение концентраций химических элементов в газе, а также его радиационное охлаждение происходят в результате столкновительных процессов. Вследствие этого правая часть уравнения (1) и первое слагаемое в правой части уравнения (2) будут пропорциональны плотности газа, поэтому удобно ввести параметр времени:

$$d \eta = ndt, \quad (3)$$

где t - время, n - концентрация; в последующем все результаты приведены в зависимости от этого параметра.

Для функции охлаждения H₂ использовалось выражение из [17], для HD - из [18], остальные скорости были взяты из [19]. Кроме этого, учитывался эффект от взаимодействия молекул с квантами РИ [2,15,20], который заключается в том, что при достижении значений температуры газа, близких к температуре РИ, молекулы H₂ и HD возбуждаются квантами РИ и при столкновениях передают энергию газу, то есть нагревают его. Таким образом, газ не способен охладиться ниже температуры РИ. Будем считать, что температура газа за фронтом ударной волны скачком увеличивается и принимает значение

$$T_0 \sim \alpha^2 \frac{m_p v_c^2}{k} \approx 1.2 \cdot 10^2 \alpha^2 \left(\frac{v_c}{\text{км с}^{-1}} \right)^2, \quad (4)$$

где $\alpha^2 = 3/16$ для УВ, распространяющейся по неподвижному газу, и $\alpha^2 = 1/3$ для УВ, возникающей при столкновении двух встречных потоков (облаков) с одинаковой скоростью v_c [21]. В пренебрежении теплопроводностью эволюцию каждого элемента газа за фронтом УВ

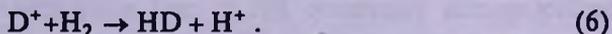
можно считать изобарической [10,12,22], так что плотность описывается выражением

$$n = \frac{P}{\mu kT}, \quad (5)$$

где μ - средний молекулярный вес.

3. *Образование HD за фронтом UV.* В современных теориях происхождения структуры во Вселенной формирование первых протогалактик относится к эпохе $z = 10 - 30$. Для определенности мы будем рассматривать термохимическую эволюцию вещества за фронтом UV для красного смещения $z = 20$. Процесс выделения темных гало (будущих протогалактик) и их последующей вириализации сопровождается формированием UV в газовой компоненте. Длительность этого процесса оказывается близкой к локальному (сопутствующему) хаббловскому времени [23], поэтому мы ограничим расчет термохимической эволюции локальным хаббловским временем, что для начального $z_i = 20$ соответствует конечному $z_e \approx 12$. Следует ожидать, что столкновение барионных потоков в процессе вириализации темных гало будет приводить к значительным вариациям плотности. Для того, чтобы исследовать возможное влияние таких вариаций на термохимическую эволюцию, мы будем проводить расчеты для плотностей сталкивающихся потоков в широком интервале от фонового до вириального. В связи с этим в качестве характерного значения плотности в расчетах мы будем использовать вириальное, $18\pi^2 n_b (1+z)^3$ (см. например, [24]), где n_b - фоновая барионная плотность в современную эпоху. Однако мы также рассмотрим зависимость термохимической эволюции от начальной плотности газа. Газ перед фронтом UV мы будем считать холодным по сравнению с газом сразу за фронтом UV, что соответствует приближению сильной UV.

Молекулы HD эффективно формируются при низких температурах и наличии достаточного количества молекулярного водорода, поскольку основным каналом образования является реакция:



Поэтому в первую очередь рассмотрим процессы образования и разрушения молекул H_2 за фронтами UV [10,12,13,25].

Образование H_2 в первичном веществе возможно в результате взаимодействия атомов водорода с ионами H^- и H_2^+ , которые эффективно формируются при высокой температуре. Так как ударные волны приводят к существенному повышению температуры, то это означает увеличение скорости образования молекул H_2 и рост их концентрации [12]. Известно, что в первичном газе охлаждение на атомарном водороде становится неэффективным при температуре $\leq 10^4$ К, а излучение в

линиях молекулярного водорода становится основным способом охлаждения газа. Можно оценить минимально необходимую концентрацию молекул для эффективного охлаждения: для этого время охлаждения газа должно становиться меньше локального хаббловского, что выполняется при значении концентрации H_2 выше некоторого критического значения $x_{H_2} = 5 \cdot 10^{-4}$ [24]. При увеличении концентрации H_2 время охлаждения уменьшается. В веществе, подверженном действию ударных волн, при температуре газа за фронтом УВ $\geq 8 \cdot 10^4$ К за счет столкновительных процессов, степень

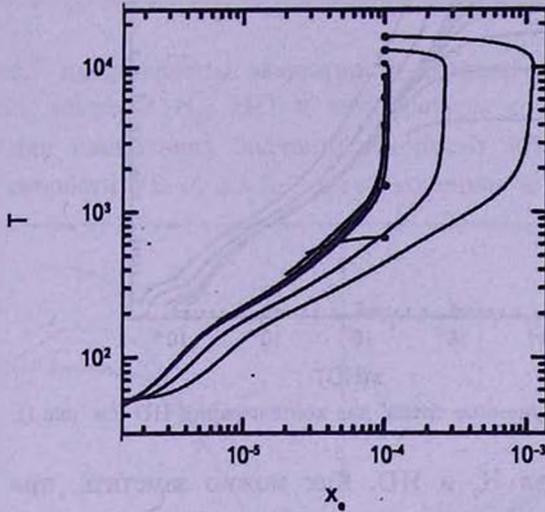


Рис.1. "Эволюционные треки", связывающие температуру и степень ионизации газа за фронтом УВ для значений скорости УВ: 2.3, 3.5, 4.6, 5.8, 7, 8, 9.2, 10.4, $11.6 \alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ - снизу вверх (начальные точки эволюции показаны жирными точками).

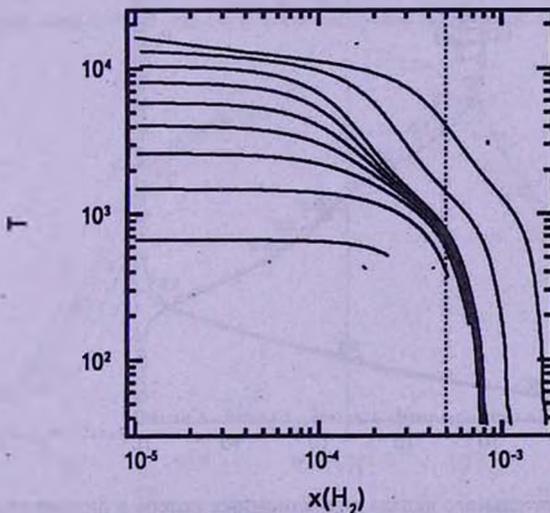


Рис.2. "Эволюционные треки", связывающие температуру и концентрацию H_2 ; значения скорости такие же, как и на рис.1 - слева направо. Вертикальной линией показано критическое значение $5 \cdot 10^{-4}$ (см. [24]).

ионизации повышается, что приводит к более эффективному образованию ионов H^- , H_2^+ и молекулярного водорода. На рис.1-3 показаны эволюционные "траектории" термохимического состояния элемента газа за фронтом УВ: эволюция начинается от высоких температур и идет в сторону монотонного охлаждения газа, сопровождающегося монотонным увеличением

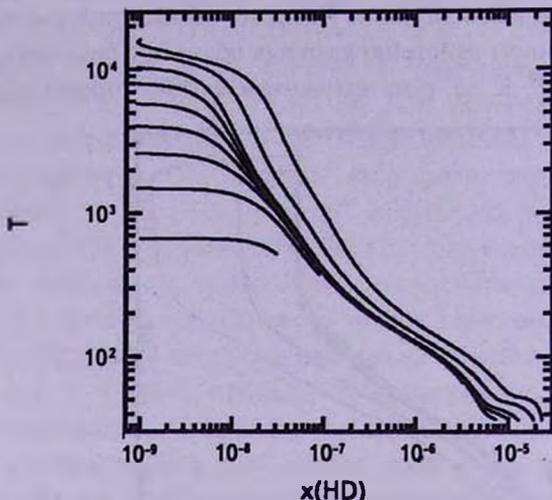


Рис.3. "Эволюционные треки" для концентрации HD (см. рис.1).

концентраций молекул H_2 и HD. Как можно заметить, при больших скоростях столкновения концентрация свободных электронов на начальных стадиях существенно возрастает и тем самым стимулирует образование

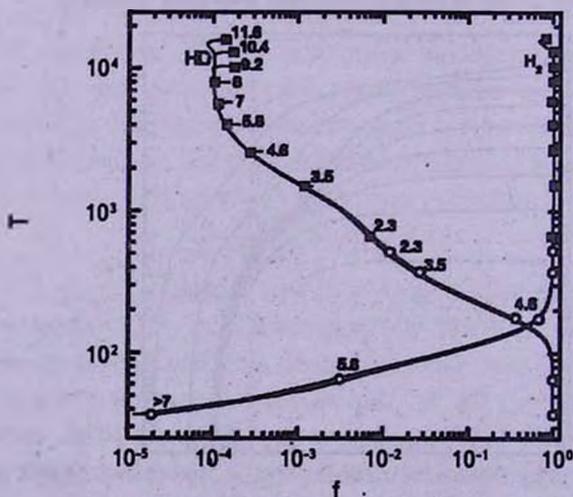


Рис.4. Величина относительного вклада радиационных потерь в линии молекул H_2 и HD в суммарную функцию охлаждения (см. рис.1). Квадраты соответствуют начальным, кружки - конечным точкам эволюции для заданной величины скорости 2.3, 3.5, 4.6, 5.8, 7, 8, 9.2, 10.4, $11.6 \text{ а}^{-1} \text{ км с}^{-1}$.

ионов H^- и, следовательно, молекулярного водорода. Температура газа в области радиационного охлаждения в этом случае значительно понижается. Концентрация H_2 быстро увеличивается в интервале температур $T \sim 10^4 - 10^3$ К; при более низких значениях T образование молекул практически прекращается [25]. Уже образовавшиеся молекулы H_2 обеспечивают дальнейшее охлаждение вплоть до $T \sim 200 - 400$ К в зависимости от точного значения концентрации H_2 . Если температура газа уменьшается до $T \leq 150$ К, то, благодаря эффектам химического фракционирования, дейтерий быстро связывается в HD и дальнейшее охлаждение определяется этими молекулами (рис.4).

На рис.5 представлены зависимости относительных концентраций электронов, молекул H_2 , HD и температуры от параметра времени $\eta = \int n dt$ для нескольких значений скорости УВ. Заметим, что при значении скорости УВ $v_s \geq 3.5 \alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ конечная концентрация молекул

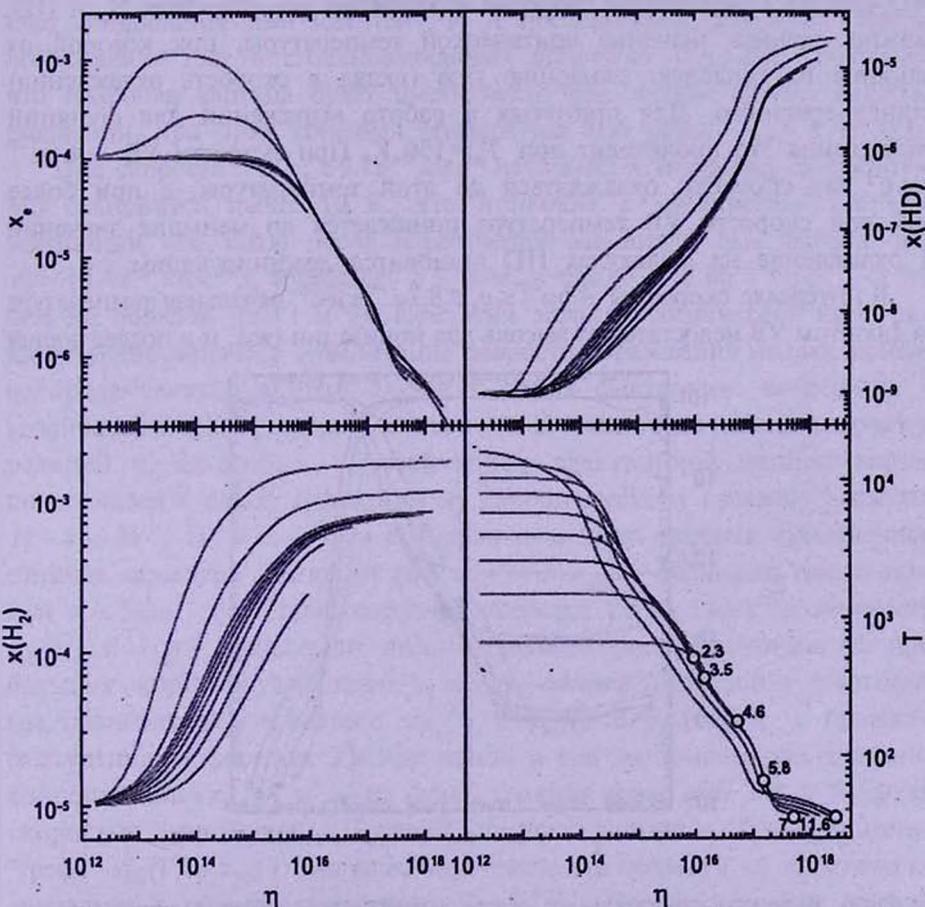


Рис.5. Зависимость степени ионизации, концентраций H_2 , HD и температуры за фронтом УВ от параметра η для значений скорости УВ: 2.3, 3.5, 4.6, 5.8, 7, 8, 9.2, 10.4, 11.6 $\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$. Кружки соответствуют конечным точкам эволюции для заданной величины скорости.

H_2 будет выше критического значения $5 \cdot 10^{-4}$ и, следовательно, газ за фронтом УВ может терять существенную часть тепловой энергии за время, короче сопутствующего хаббловского. Поскольку большей скорости УВ соответствует более высокая температура сразу за фронтом, то при прочих равных условиях конечная плотность газа за фронтом УВ будет расти с увеличением скорости $\rho \propto v_s^2$ (4), (5). На рис.5 этому соответствует большее значение параметра η . Легко видеть отсюда, что характерное время тепловой эволюции уменьшается как $\propto v_s^{-2}$. Уже при $v_s = 4.6 \alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ концентрация H_2 составляет $\sim 7 \cdot 10^{-4}$ и оказывается достаточной для охлаждения газа до $T=130 \text{ К}$, а концентрация HD в этих условиях - $4 \cdot 10^{-7}$. Дальнейшее увеличение скорости УВ приведет к возрастанию относительных концентраций молекул и понижению температуры за более короткое время, при этом главную роль в охлаждении газа при низкой температуре будут играть именно молекулы HD (рис.6). Приравнивая функции охлаждения на молекулах H_2 и HD, можно оценить значение критической температуры, при которой их влияние на тепловую эволюцию газа (вклад в скорость охлаждения) станет сравнимо. Для принятых в работе выражений для функций охлаждения это происходит при $T_{cr}=130 \text{ К}$. При скорости УВ $\sim 4.6 \alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ газ способен охлаждаться до этой температуры, а при более высокой скорости УВ температура понижается до меньших значений и охлаждение на молекулах HD становится доминирующим.

В интервале скоростей $4.6 \alpha^{-1} \leq v_s \leq 8.7 \alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ начальная температура за фронтом УВ недостаточно высока для ионизации газа, и в последующей

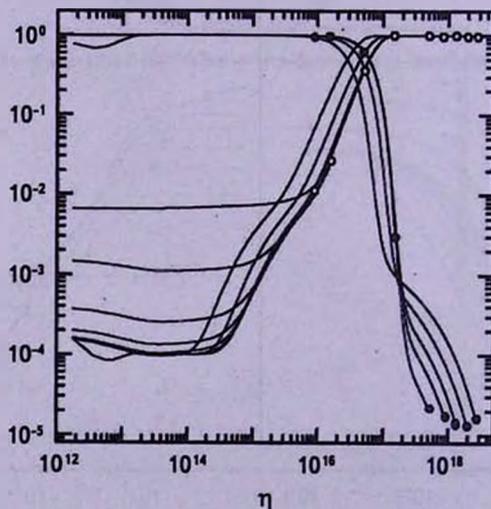


Рис.6. Величины относительного вклада радиационных потерь в линии молекул H_2 и HD в суммарную функцию охлаждения (см. рис.5). Заполненные (H_2) и незаполненные (HD) кружки соответствуют конечным значениям для заданной величины скорости 2.3, 3.5, 4.6, 5.8, 7, 8, 9.2, 10.4, 11.6 $\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ (слева направо).

эволюции концентрация электронов будет только уменьшаться (рис.1 и 5). При этом с увеличением скорости концентрации молекул H_2 и HD будут расти только за счет увеличения температуры и связанного с ним роста скоростей химических процессов. Как видно на рис.2, для УВ, распространяющейся со скоростью в указанном выше интервале, конечная концентрация H_2 приблизительно одинакова $x_{H_2} \approx 8 \cdot 10^{-4}$. Этого оказывается достаточно для эффективного образования молекул HD, что позволяет газу охлаждаться до $T \leq 130$ К. При $v \geq 7\alpha^{-1}$ км с⁻¹ образовавшегося количества молекул HD оказывается достаточно для последующего охлаждения газа до температуры РИ. Из-за сильного охлаждения в линиях HD температура падает до нескольких десятков градусов, ~ 30 К (рис.5), и оказывается близкой к температуре РИ на данном красном смещении. Последнее связано с тем, что молекулы HD обеспечивают эффективный обмен теплом между РИ и барионами за счет поглощения ими квантов РИ и последующей передачи энергии возбуждения газу в столкновительных процессах [2,15,20]. Очевидно, что подобная картина будет иметь место при любом другом красном смещении, при этом конечная температура газа равна $T_{min} \approx 2.7(1+z)$.

При скорости УВ $v_s \geq 9.2\alpha^{-1}$ км с⁻¹ начальная температура за фронтом УВ становится выше 10^4 К, что приводит к увеличению степени ионизации газа сразу после пересечения элементом газа фронта: для $v_s = 10.4\alpha^{-1}$ км с⁻¹ x_e возрастает в 2 раза, а при $v_s \geq 11.6\alpha^{-1}$ км с⁻¹ - более чем на порядок (рис.1 и 5). При этом характер химической кинетики качественно меняется - увеличение скорости образования молекулярного водорода связано в этом случае с двумя факторами: во-первых, с увеличением температуры и связанным с этим увеличением скоростей реакций и, во-вторых, с увеличением электронной концентрации, приводящим к более эффективному каталитическому процессу в канале $H + e \rightarrow H^{-1}$, $H^{-1} + H \rightarrow H_2 + e$. Результатом этого является качественное отличие характера эволюции $x(t)$, $x_{H_2}(t)$ и $x_{HD}(t)$, видное на рис.5: если при $v_s < 9.2\alpha^{-1}$ км с⁻¹ при изменении скорости УВ на 1 км с⁻¹ зависимости $x_{H_2}(t)$ и $x_{HD}(t)$ показывают лишь незначительные изменения, то при бóльших скоростях увеличение v_s на $\Delta v_s = 1$ км с⁻¹ приводит к заметному (на полпорядка) увеличению $x_{H_2}(t)$ и $x_{HD}(t)$. В результате, в процессе охлаждения за фронтом УВ при одной и той же температуре значение концентраций $x_{H_2}(t)$ и $x_{HD}(t)$ будет заметно выше для УВ с большей скоростью (рис.2 и 3). При меньших скоростях v_s эволюционные "треки" $x_{H_2}(T)$ и $x_{HD}(T)$ для различных значений скорости v_s практически совпадают в области температур $T \leq 10^3$ К. Подчеркнем, что во всех случаях в рассматриваемом интервале скоростей v_s образование молекул H_2 происходит в основном за счет эффективного образования ионов H^{-1} ,

роль ионов H_2^+ , как правило, заметно меньше.

Таким образом, за фронтами УВ молекулы HD обеспечивают понижение температуры до меньших значений, чем это возможно только при охлаждении на молекулярном водороде, начиная со скорости УВ $v = 4.6\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$. Следует отметить, что при $z \sim 45$ температура РИ оказывается близкой к критическому значению T_{cr} , при котором вклад в функцию охлаждения от HD оказывается сравним с вкладом от H_2 . Таким образом, в этих условиях молекулы HD начинают нагревать газ, а при больших красных смещениях, вообще, перестают играть значительную роль в тепловой эволюции газа.

До сих пор мы принимали, что плотность газа в сталкивающихся потоках равна вириальному значению, соответствующему данному красному смещению. Вместе с тем, следует допустить, что в процессе слияний гало определенная часть барионной массы может ими теряться. При выходе в межгалактическую среду такие "отрывные" барионные потоки могут расширяться с существенным уменьшением плотности, зависящем от скорости столкновения v_c , массы сталкивающихся гало, особенностей отрыва барионов от темной материи и т.д. В последующем они могут сталкиваться с газовыми компонентами других темных гало или между собой. При этом их термодинамика будет отличаться от таковой для барионных потоков большей плотности. Исследуем, как величина плотности газа в сталкивающихся потоках влияет на его тепловую и химическую эволюцию. На рис.7 приведены зависимости температуры и концентрации молекул HD для нескольких значений скорости УВ при двух красных смещениях. Хорошо видно, что при $z = 20$ и низких скоростях столкновения, $v \leq 5.8\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$, только близкие к вириальному значению плотности допускают возможность понижения температуры газа за фронтом до критического значения, при котором доминирует охлаждение на молекулах HD. Однако при более высоких скоростях УВ охлаждение остается существенным даже при плотностях, на порядок ниже вириального значения. При скорости $v = 5.8\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ и плотности, близкой к вириальной, в HD переходит лишь ≈ 0.25 всего дейтерия, однако этого оказывается достаточно для охлаждения газа до температуры РИ. При большей скорости УВ это может иметь место и для плотности газа, в несколько раз меньшей вириальной. Столкновения с достаточно высокими скоростями, $v \geq 11.6\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$, сопровождаются изменением кинетики H_2 . Образование молекул H_2 становится более эффективным из-за существенного увеличения степени ионизации непосредственно за фронтом УВ, как для скорости $\geq 10.4\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ на рис.1 и 5, а не только из-за увеличения температуры. Эти особенности видны на рис.7. В целом можно сказать, что молекулы HD могут играть существенную роль в

охлаждении барионных потоков и в области низких плотностей.

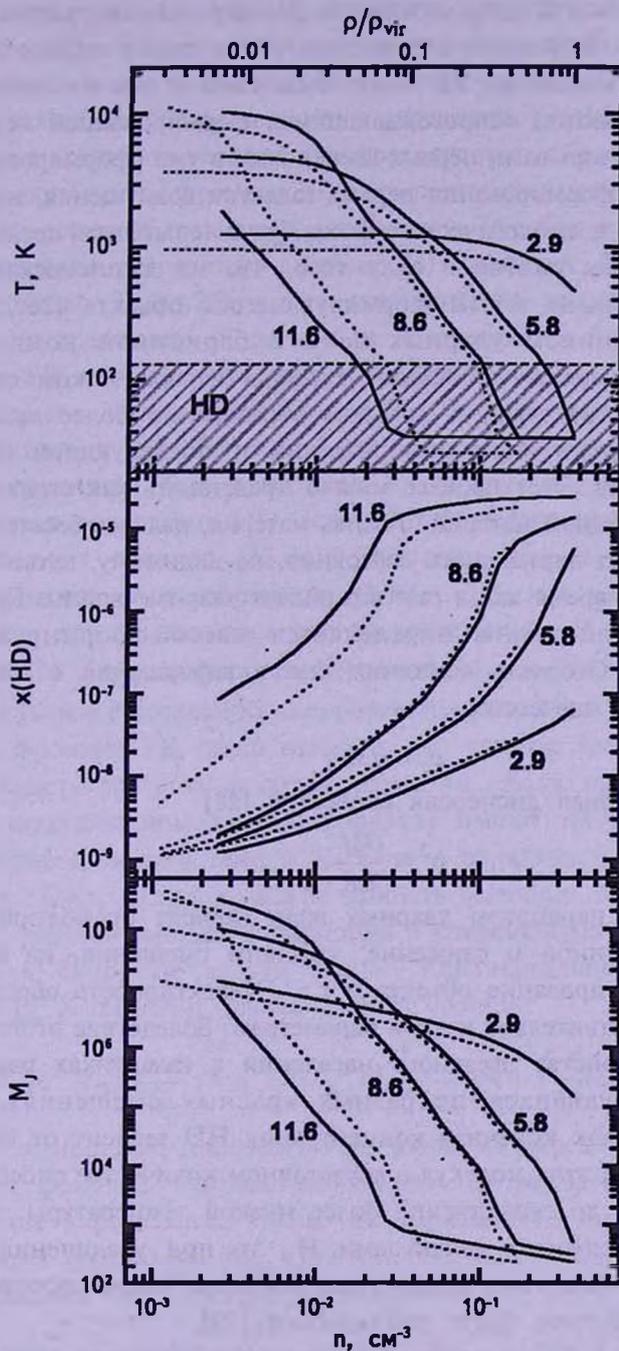


Рис.7. Температура, концентрация молекул HD и масса Джинса, достигаемые за фронтом УВ со скоростями 2.9, 5.8, 8.6, 11.6 km s^{-1} для двух красных смещений: $z=20$ - сплошные линии, $z=15$ - пунктирные. На верхнем рисунке область, в которой основную роль в охлаждении играют молекулы HD, показана штриховкой. На верхней шкале приведена плотность в единицах вириальной плотности для $z=20$.

4. *Обсуждение: образование протозвездных конденсаций.* Рождение звезд всегда сопровождается формированием ударных волн. Это утверждение безусловно справедливо и для самых первых звезд во Вселенной. Возникновение УВ может быть связано как с образованием первых протогалактик, сопровождающимся формированием встречных течений, так и с взрывами первых сверхновых в уже сформировавшихся галактиках. При формировании первых галактик возмущения, выделяющиеся из общего космологического фона, будут испытывать преимущественно одномерное сжатие в силу того, что их джинсовская масса существенно меньше массы формирующегося объекта [26,27]. Это является источником ударных волн в барионной компоненте. Аналогичные процессы происходят также в иерархическом сценарии формирования структуры, в котором образование более массивных объектов происходит при столкновении и последующем слиянии меньших объектов. Этот процесс можно представить как столкновения потоков газа и темной материи. Темная материя, являясь бесстолкновительной, достигает вириального состояния, по-видимому, путем бурной релаксации, в то время как в газе возникают ударные волны. При этом скорость ударной волны определяется массой формирующейся протогалактики. Скорость движения газа в возмущении с массой M будет близкой к значению:

$$v_c = \sqrt{3}\sigma, \quad (7)$$

где σ - одномерная дисперсия скоростей [28]

$$\sigma^2 = \frac{GM}{2R}. \quad (8)$$

Таким образом, параметры ударных волн зависят от полной массы материи, вовлеченной в движение, красного смещения, на котором происходит формирование объекта и т.д. Эффективность образования молекул HD чувствительна к этим параметрам. Вследствие этого можно ожидать, что свойства звездного населения в галактиках различной массы, формирующихся на разных красных смещениях, будут отличаться. Так как конечная концентрация HD зависит от скорости УВ, а присутствие этих молекул в достаточном количестве способствует охлаждению газа до существенно более низкой температуры, чем это может быть обеспечено молекулами H_2 , то при увеличении массы формирующейся галактики характерные значения массы протозвездных молекулярных облаков будут уменьшаться [29].

Возникновение УВ в эпоху формирования галактик может быть связано также со вспышками первых сверхновых. При этом образуются существенно более мощные ударные волны: характерные значения скорости могут превышать $\geq 100 \text{ км с}^{-1}$, а соответствующая температура за фронтом

$\geq 2.8 \cdot 10^5$ К. На радиационной фазе по достижении газом температуры $\leq 10^4$ К концентрация молекул H_2 оказывается достаточно высокой, $\geq 5 \cdot 10^{-3}$ [12,30] из-за большой степени ионизации газа на предшествующих стадиях. Вследствие этого газ безусловно будет достигать низких температур, при которых охлаждение будет полностью определяться молекулами HD. При этом могут возникать условия для фрагментации оболочки [31].

Плотность газа за фронтом УВ за счет изобарического сжатия значительно возрастает по сравнению с начальной. Так, при скорости $v_c \geq 7\alpha^{-1}$ км с⁻¹ начальная температура согласно (4) составляет $T \geq 5.8 \cdot 10^3$ К, газ охлаждается до $T_{СМВ} \approx 2.7(1+z)$, а его плотность возрастет более чем в 200 раз по сравнению с начальным значением. В таких условиях за фронтом УВ возникают условия, благоприятные для фрагментации и последующего звездообразования [32]. Оказавшиеся гравитационно неустойчивыми фрагменты могут стать протозвездами или их протоскоплениями. Таким образом, в тех случаях, когда охлаждение определяется молекулами HD, возможно формирование маломассивных протозвездных облаков [33,34]. Действительно, в таких условиях температура газа уменьшается до $\sim 2.7(1+z)$ К, что на $z=20$ в 4 раза ниже, чем при охлаждении только молекулами H_2 . Масса Джинса $M_J \approx 30 T^{3/2} n^{-1/2} M_\odot$ за фронтом УВ равна $M_J = 15 T^2 n_0^{-1/2} T_0^{-1/2} M_\odot$, где n_0 - плотность газа в потоке (облаке) перед столкновением, T_0 - температура сразу за фронтом УВ; здесь принято, что ударная волна сильная, так что плотность сразу за фронтом равна $4n_0$. Если предположить, что перед столкновением потоки (облака) имеют плотность, которая устанавливается в гало темной материи в вириальном состоянии (см., например, [24]), то для n_0 можно принять величину $n_0 = 18\pi^2 n_b(1+z)^3$, где n_b - фоновая плотность барионов в современную эпоху. С учетом этого для скорости $v_c \geq 7\alpha^{-1}$ км с⁻¹ или начальной температуры $T_0 \geq 5.8 \cdot 10^3$ К значение массы Джинса составит

$$M_J \leq 2.4 \cdot 10^5 M_\odot \left(\frac{1+z}{T_0 \delta_c} \right)^{0.5} = 7.2 \cdot 10^3 M_\odot \left(\frac{\alpha \omega}{1 \text{ км с}^{-1}} \right)^{-1} \left(\frac{\delta_c}{18\pi^2} \right)^{-0.5} \left(\frac{1+z}{20} \right)^{0.5}, \quad (9)$$

где δ_c - отношение плотности газа в облаке перед столкновением к величине фоновой плотности барионов. В то же время, если бы охлаждение определялось только молекулами H_2 , характерная температура газа составляла бы ~ 200 К с соответствующим увеличением массы Джинса (9) $\sim 13.5(1+z/20)^{-2}$ раз:

$$M_J \leq 1.3 \cdot 10^9 M_\odot \left(\frac{1}{T_0 \delta_c (1+z)^3} \right)^{0.5} = 10^5 M_\odot \left(\frac{\alpha \omega}{1 \text{ км с}^{-1}} \right)^{-1} \left(\frac{\delta_c}{18\pi^2} \right)^{-0.5} \left(\frac{1+z}{20} \right)^{-1.5}. \quad (10)$$

Иными словами, за фронтами УВ, в зависимости от начальных параметров, возможно формирование как массивных фрагментов, охлаждение которых

определяется молекулами H_2 , так и менее массивных, в которых образовалось достаточное количество молекул HD. Плотность в этих фрагментах будет составлять $\geq 10^9 - 300 \text{ см}^{-3}$ в зависимости от красного смещения и начальной температуры. Последующее сжатие будет изотермическим до тех пор, пока оптическая толщина в линиях H_2 и HD не достигнет 1, что происходит при плотностях $\sim 10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$. При этом, если охлаждение определяется молекулами HD, то масса Джинса $M_J \sim 30 T_{CMB}^{3/2} n^{-1/2} M_\odot \sim 10^{-3} (1+z)^{3/2} M_\odot$ [29], в том случае, когда молекулы HD неэффективны, масса Джинса может быть на 2-3 порядка выше [35]. Последующая эволюция определяется скоростью аккреции газа на центральное ядро [36,37]. Если скорость аккреции ниже эддингтоновского предела, то масса образующейся звезды будет сопоставима с первоначальной массой протозвездного облака, в противном случае масса звезды может оказаться значительно меньше массы всего протозвездного облака [35,36]. Таким образом, можно ожидать, что характерная масса первых звезд в более массивных протогалактиках, которым соответствуют большие скорости столкновения, из-за охлаждения на молекулах HD будет смещена в сторону меньших значений.

Легко видеть, что поскольку термодинамика газа при столкновениях потоков меньшей плотности меняется, то конечное значение джинсовской массы, а также ее зависимость от красного смещения будут отличаться от приведенного выше. На рис.7 приведена зависимость массы Джинса от плотности газа в потоке. Видно, что при скорости $5.8\alpha^{-1} \leq v_c < 8.6\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ только для плотности газа, очень близкой к вириальной, величина M_J оказывается меньше $10^4 M_\odot$, что вполне может соответствовать массе протозвездного облака. Но уже для $v \geq 8.6\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ значение массы Джинса становится $\leq 10^4 M_\odot$ при плотности, примерно в 4 раза меньше вириальной. При этом, как уже говорилось, при более высокой скорости газ охлаждается до температуры РИ и значение массы Джинса оказывается $\leq 10^3 M_\odot$, что также следует из выражения (9), на рис.7 этому соответствуют пологие части кривых для скорости $\geq 8.6\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$. Таким образом, лишь при малых скоростях столкновения потоков низкой плотности джинсовские массы в них могут быть заметно выше приведенного значения (9). Высокоскоростные столкновения $v_c \geq 8.6\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ обеспечивают охлаждение газа за фронтом до температур $T \approx T_{CMB}$ даже при низких плотностях.

Рассмотрим столкновения потоков с характерной плотностью равной к фоновой, что соответствует $\delta_c \sim 1$, $\rho/\rho_{vir} \approx 6 \cdot 10^{-3}$. На рис.7 видно, что даже при высокоскоростных столкновениях, $v_c = 11.6\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$, газ не в состоянии существенно охладиться за хаббловское время, масса Джинса в этом случае оказывается довольно большой: $\sim 10^6 - 10^7 M_\odot$. Кроме того, при такой низкой плотности газа время свободного падения будет больше сопутствующего хаббловского. В таких условиях, определенно барионные объекты

образовываться не могут. Однако при дальнейшем увеличении скорости столкновения, $v_c > 11.6\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$, газ за фронтом УВ будет вполне способен охладиться в течение сопутствующего хаббловского времени до температуры $\leq 1000 \text{ К}$. Так для потоков с фоновой плотностью, сталкивающихся со скоростью $v_c \approx 19.2\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$, конечная температура за фронтом УВ составит $\sim 200 \text{ К}$, а при более высокой скорости достигнет меньших значений, и в этом состоянии основную роль в охлаждении газа будут играть молекулы HD, а значение массы Джинса окажется равным $\sim 7 \cdot 10^4 M_\odot$.

5. **Выводы.** Исследовано влияние молекул HD на термохимическую эволюцию первичного газа за фронтами ударных волн, возможно возникающих в эпоху формирования галактик.

1. Показано, что при скорости ударной волны $\geq 4.6\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ ($\alpha = 0.5$) дейтерий эффективно переходит в молекулы HD, вклад от которых в охлаждение оказывается доминирующим. При этом за фронтами ударных волн возможно выполнение условий, благоприятных для иерархической фрагментации, и, следовательно, формирование протозвездных скоплений.

2. При скорости ударной волны $\geq 7\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ газ способен охлаждаться до значений близких к температуре реликтового излучения. При этом величина массы Джинса в этом случае будет зависеть только от красного смещения и начальной плотности $M_J \leq 2.4 \cdot 10^5 M_\odot (1+z)^{0.5} (T_0 \delta_c)^{-0.5}$, что для вириализованных гало ($\delta_c = 18\pi^2$) на $z = 20$ соответствует величине $M_J \leq 10^3 M_\odot$.

3. При $z \geq 45$ температура РИ оказывается близкой к критическому значению T_c , при котором вклад в функцию охлаждения от HD оказывается сравним с вкладом от H_2 . Таким образом, молекулы HD начинают нагревать газ, а при больших красных смещениях, вообще, перестают играть значительную роль в тепловой эволюции газа.

4. При плотностях сталкивающихся потоков меньших вириальной эффективность образования молекул HD уменьшается. В частности, на $z = 20$ температура газа за фронтом при $v \sim 5.8\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ существенно понижается только для плотности газа, близкой к вириальному значению. Однако уже при скорости $\sim 8.6\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ молекулы HD включаются в охлаждения при плотностях, в 2-3 раза меньших вириального значения. Для $v \sim 11.6\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ охлаждение остается существенным даже при плотности газа, близкой к фоновому значению, а при плотности, на порядок ниже вириальной, в HD связывается почти весь дейтерий. При плотности газа, равной фоновому значению и столкновениях с $v_c \geq 19.2\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ температура газа понижается $\leq 200 \text{ К}$, и в охлаждении существенную роль начинают играть молекулы HD.

¹ НИИ физики, Ростовский государственный университет, Россия

² Физический факультет, Ростовский государственный университет, Россия, e-mail: yus@phys.rsu.ru

CONTRIBUTION OF HD MOLECULES IN PRIMORDIAL GAS COOLING

E.O.VASILIEV^{1,2}, Yu.A.SHCHEKINOV²

The effects of HD molecules on thermo-chemical evolution of primordial gas behind shock waves possibly arised in the process of galaxy formation are studied. The critical shock velocity when deuterium transforms efficiently into HD molecules, which then dominate gas cooling, is found. Above this critical velocity shocked gas is able to cool down to the temperature of the cosmic microwave background. The corresponding Jeans mass depends in these conditions only on redshift and initial density of baryons $M_J \propto \delta_z^{-0.5}(1+z)^{0.5}$. At $z \geq 45$ HD molecules heat shocked gas, and at larger redshift their contribution to thermal evolution of gas becomes negligible.

Key words: *ISM:molecules*

ЛИТЕРАТУРА

1. *S.Lepp, J.M.Shull*, *Astrophys. J.*, **280**, 465, 1984.
2. *D.Puy, G.Alecian, J. Le Bourlot et al.*, *Astron. Astrophys.*, **267**, 337, 1993.
3. *F.Palla, D.Galli, J.Silk*, *Astrophys. J.*, **451**, 44, 1995.
4. *D.Galli, F.Palla*, *Astron. Astrophys.*, **335**, 403, 1998.
5. *P.C.Stancil, S.Lepp, A.Dalgarno*, *Astrophys. J.*, **509**, 1, 1998.
6. *E.Bougleux, D.Galli*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **288**, 638, 1997.
7. *D.Puy, M.Signore*, *NewA*, **2**, 299, 1997.
8. *D.Puy, M.Signore*, *NewA*, **3**, 247, 1998.
9. *F.Palla*, *Proceedings of Star Formation 1999*, Nobeyama Radio' Observatory, **6**, 1999.
10. *А.А.Сучков, Ю.А.Щекинов, М.А.Эдельман*, *Астрофизика*, **18**, 629, 1982.
11. *M.-M.Mac Low, J.M.Shull*, *Astrophys. J.*, **302**, 585, 1986.
12. *P.R.Shapiro, H.Kang*, *Astrophys. J.*, **318**, 32, 1987.
13. *H.Kang, P.R.Shapiro*, *Astrophys. J.*, **386**, 432, 1992.
14. *P.M.Solomon, N.J.Woolf*, *Astrophys. J.*, **180**, 89, 1973.
15. *Д.А.Варшолович, В.К.Херсонский*, *Письма в Астрон. ж.*, **2**, 574, 1976.
16. *D.N.Spergel, L.Verde, H.V.Peiris et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **148**, 175, 2003.
17. *D.Hollenbach, C.F.McKee*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **41**, 555, 1979.
18. *D.Flower*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **318**, 875, 2000.
19. *R.Cen*, *Astron. J. Suppl. Ser.*, **78**, 341, 1992.
20. *D.Galli, F.Palla*, *Planetary and Space. Sci.*, **12-13**, 1197, 2002.
21. *J.Smith*, *Astrophys. J.*, **238**, 842, 1980.

22. *P. Anninos, M. Norman*, *Astrophys. J.*, **460**, 556, 1996.
23. *Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков*, *Строение и эволюция Вселенной*, Наука, М., 1975.
24. *M. Tegmark, J. Silk, M.J. Rees et al.*, *Astrophys. J.*, **474**, 1, 1997.
25. *S.P. Oh, Z. Haiman*, *Astrophys. J.*, **569**, 558, 2002.
26. *C. Lin, L. Mestel, F. Shu*, *Astrophys. J.*, **142**, 1431, 1965.
27. *Я.Б.Зельдович*, *Астрофизика*, **6**, 119, 1970.
28. *A. Blanchard, D. Valls-Gabaud, G.A. Mamon*, *Astron. Astrophys.*, **264**, 365, 1992.
29. *Е.О.Васильев, Ю.А.Щекинов*, *Астрон. ж.*, в печати, 2005.
30. *A. Ferrara*, *Astrophys. J.*, **499**, L17, 1998.
31. *E.T. Vishniac*, *Astrophys. J.*, **274**, 152, 1983.
32. *M. Yamada, R. Nishi*, *Astrophys. J.*, **505**, 148, 1998.
33. *H. Uehara, S. Inutsuka*, *Astrophys. J. Lett.*, **531**, 91, 2000.
34. *F. Nakamura, M. Umemura*, *Astrophys. J.*, **569**, 549, 2002.
35. *B. Ciardi, A. Ferrara*, *Space Sci. Rev.* in press, astro-ph/0409018.
36. *K. Omukai, F. Palla*, *Astrophys. J.*, **589**, 677, 2003.
37. *J. Tan, C.F. McKee*, *Astrophys. J.*, **603**, 383, 2004.

УДК: 524.3-6

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ
РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ПОЛИТРОПЫ $n = 1$

Д.М.СЕДРАКЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН

Поступила 25 апреля 2005

Рассмотрено гравитационное излучение политропы $n=1$, испытывающей квазирадиальные пульсации. Вычислены интенсивность гравитационного излучения и амплитуда гравитационной волны политропных моделей белых карликов и нейтронных звезд, когда источником энергии излучения служит энергия вращения объекта. Расчетные значения h_c показывают, что объекты с политропным уравнением состояния могут описать ожидаемое гравитационное излучение белых карликов и нейтронных звезд. Рассмотрено также гравитационное излучение политропных моделей галактических ядер и квазаров. Показано, что эти объекты могут создать достаточно большой фон гравитационного излучения на частоте 10^4 - 10^{11} Гц для детекторов гравитационных волн с рабочими частотами в этом диапазоне.

1. *Введение.* В последнее время возрастает интерес к проблеме гравитационного излучения в связи с планированием ввести в строй новые сверхчувствительные детекторы гравитационных волн. Пока существование гравитационных волн можно констатировать лишь косвенно из наблюдений двойной системы PSR 1913+16 Хаалса-Тейлора [1]. Известные детекторы гравитационного излучения (LIGO, Virgo, LISA) перекрывают спектр рабочих частот от 10^0 Гц до 10^4 Гц и имеют цель прямого детектирования волн. Поэтому прежде всего необходимо указать источники гравитационного излучения и частоты этих волн с целью более эффективного выбора прибора и его характеристик.

Как известно, гравитационные волны излучает объект, квадрупольный момент которого зависит от времени. Следовательно, для рассмотрения гравитационного излучения от космических тел необходимо, чтобы в них происходили процессы, приводящие к временной зависимости квадрупольного момента. В работах [2-12] рассматривалось гравитационное излучение вращающихся компактных объектов - белых карликов и нейтронных звезд. Из-за вращения эти объекты сплюсциваются и обладают отличным от нуля квадрупольным моментом. Если в силу каких-то причин в них возбуждается главная мода осцилляций звездного вещества - квазирадиальные пульсации, то квадрупольный момент звезды становится зависящим от времени. Следовательно, вращающийся и осциллирующий белый карлик и нейтронная звезда являются потенциальными источниками гравитационных волн. Ранее возможность

гравитационного излучения пульсациями вращающихся компактных объектов - белых карликов и нейтронных звезд - рассматривалась в работе [2], где вычислены интенсивность излучения и характерное время затухания таких пульсаций при их однократном возбуждении. Если в той работе материя нейтронной звезды считалась нормальной, то в работах [4-7] рассматривались различные моды пульсаций и прецессии нейтронной звезды с учетом сверхтекучести внутренних слоев звезды. Согласно результатам работы [6], где изучались долгоживущие прецессии трехосной нейтронной звезды, амплитуда гравитационной волны оказывается не выше 10^{-30} , что существенно ниже порога чувствительности планируемых детекторов. Что касается гравитационного излучения на различных модах пульсаций двухкомпонентной сверхтекучей системы в нейтронной звезде, предполагаемого в работе [5], то более точные расчеты показывают, что эти пульсации не могут вызвать изменения квадрупольного момента звезды, следовательно эти пульсации не могут сопровождаться излучением гравитационных волн [7]. В работах [8-12] предложены ряд источников для непрерывного поддержания квазирадиальных пульсаций белых карликов и нейтронных звезд. В них также вычислены интенсивности излучения этих источников и оценены амплитуды гравитационных волн для земного наблюдателя. Так, в работе [8] источником энергии гравитационного излучения нейтронной звезды принимается энергия деформации, выделяющаяся при замедлении звезды магнитодипольным излучением. Показано также, что источником энергии пульсаций может служить энергия, выделившаяся при нерегулярных изменениях угловой скорости вращения нейтронной звезды: микро- и макроскачках угловой скорости. Оценки амплитуды гравитационных волн для земного наблюдателя показывают, что ее значение пока ниже предела чувствительности существующих детекторов гравитационного излучения, что подтверждается недавними измерениями [13]. Как показано в работах [9,10], излучение энергии деформации в виде гравитационных волн также является эффективным механизмом излучения от намагниченных белых карликов. В этих работах была учтена также роль джоулевых потерь при квазирадиальных пульсациях и показано, что эти потери намного меньше энергии, переходящий в гравитационное излучение. Еще один источник гравитационного излучения белого карлика предложен в работе [11], где рассматривалось излучение дифференциально вращающихся белых карликов, испытывающих квазирадиальные пульсации. В этом случае принималось, что по мере установления однородного вращения в виде гравитационных волн со временем излучается часть энергии дифференциального вращения. Рассматривалось также гравитационное излучение белых карликов с шероховатой поверхностью [12]. Шероховатость, т.е. наличие гор на поверхности, приводит к эллиптической

форме экваториального сечения звезды и, следовательно, к отличному от нуля квадрупольному моменту. При вращении и квазирадиальных пульсациях появляется синусоидальная зависимость от времени в выражении квадрупольного момента, при котором звезда излучает гравитационные волны. Для быстровращающихся белых карликов источником энергии пульсаций служит кинетическая энергия вращения, т.е. принималось, что белый карлик замедляется гравитационным излучением. Заметим, что в этом случае звезда излучает и без квазирадиальных пульсаций. Как показывают расчеты, гравитационные волны от быстровращающихся белых карликов имеют достаточно большую амплитуду и их можно отделить от космического шума приборами нового поколения. Учитывая все вышеуказанные механизмы излучения гравитационных волн от белых карликов, можно ожидать, что среднее значение амплитуды гравитационных волн от популяции галактических белых карликов превысит космологическое фоновое значение. Этот результат имеет большое значение, так как наличие источников гравитационных волн с частотами ~ 1 Гц очень важно для планирующихся узкополосных детекторов с рабочими частотами именно в этом диапазоне.

Известно, что довольно большой класс космических тел с центральными плотностями порядка от 10^{-14} г/см³ до 10^{15} г/см³ хорошо описывается политропным уравнением состояния $P = K \rho^{1+1/n}$, где P - давление, ρ - плотность вещества, K - постоянная, n - показатель политропы. Эти объекты включают в себя квазары, галактические ядра, сверхмассивные звезды Главной последовательности, а также компактные объекты, как белые карлики и нейтронные звезды. Расчеты вращающихся политропных моделей звезд в нерелятивистской теории гравитации выполнены в работе [14]. Для политропы с показателем $n = 1$, при различных значениях малого параметра $\beta = \Omega^2 / 8\pi G \rho_c$ найдены мультипольные моменты масс и форма поверхности звезды в зависимости от центральной плотности ρ_c , вплоть до приближения β^5 . Задавая центральную плотность ρ_c конфигурации и значение параметра $\alpha = P_c / \rho_c c^2$, где P_c - давление в центре звезды, можно найти как радиусы звезды в экваториальном и полярном направлениях, так и массу и квадрупольный момент при разных значениях параметра β . В работе [15] при рассмотрении стабильности невращающихся и вращающихся релятивистских политроп найдены собственные частоты квазирадиальных пульсаций этих звезд в зависимости от значений параметра α . Таким образом, имеющиеся данные политроп с показателем $n = 1$ достаточны, чтобы качественно рассмотреть гравитационное излучение от этих объектов.

Цель данной статьи - изучить возможность гравитационного излучения от объекта, описывающегося политропным уравнением состояния с $n = 1$ испытывающего квазирадиальные пульсации. Результаты этих

исследований могут быть сравнены с результатами, полученными ранее в работах [8-12], где изучалось гравитационное излучение компактных объектов. Кроме того, наши расчеты позволят оценить амплитуды гравитационных волн от галактических ядер и квазаров на соответствующей частоте излучения. Далее в разделе 2 приведены основные формулы, описывающие квазирадиальные пульсации политропы и связанное с ними гравитационное излучение. В разделе 3 приводятся основные параметры моделей политроп, используемых для расчета гравитационного излучения. В разделе 4 результаты вычислений сравнены с полученными ранее данными гравитационного излучения компактных объектов и приведены также оценки интенсивности излучения и соответствующие амплитуды волн от галактических ядер и квазаров.

2. *Гравитационное излучение политропы при квазирадиальных пульсациях.* Рассмотрим вращение политропы с $n = 1$, испытывающей квазирадиальные пульсации, при котором координаты каждой ее точки меняются по закону

$$x_{\alpha} = x_{\alpha}^0 (1 + \eta \sin \omega t'), \quad (1)$$

где ω - частота, а η - относительная амплитуда этих пульсаций. Предполагается, что $\eta \ll 1$ и не зависит от радиальной и угловых координат. Тогда квадрупольный момент масс, который определяется по формуле

$$D_{\alpha\beta} = \int \rho (3 x_{\alpha} x_{\beta} - r^2 \delta_{\alpha\beta}) dV, \quad (2)$$

становится зависящим от времени по гармоническому закону:

$$D_{\alpha\beta}(t) = D_{\alpha\beta}^0 (1 + 2\eta \sin \omega t), \quad (3)$$

где $D_{\alpha\beta}^0$ - квадрупольный момент политропы без пульсаций. Заметим, что если выбрать ось z по оси вращения, то отличные от нуля компоненты $D_{\alpha\beta}^0$ будут:

$$-D_{zz}^0 = 2 D_{xx}^0 = 2 D_{yy}^0. \quad (4)$$

Так как $D_{\alpha\beta}$ зависит от времени, то политропа будет источником гравитационного излучения, интенсивность которого определяется формулой [16]

$$J = \frac{G}{45c^5} \ddot{D}_{\alpha\beta}^2, \quad (5)$$

где G - гравитационная постоянная, c - скорость света. Подставляя выражение (3) в (5) и учитывая (4), для интенсивности гравитационного излучения получим:

$$J = \frac{2G}{15c^5} |D_{zz}^0|^2 \eta^2 \omega^6 \cos^2 \omega t' = J_0 \cos^2 \omega t', \quad (6)$$

где $t' = t - r_0/c$ - время запаздывания для источника на расстоянии r_0 , и

$$J_0 = \frac{2G}{15c^5} |D_{\alpha\alpha}^0|^2 \eta^2 \omega^6. \quad (7)$$

Вращая систему координат так, что волновой вектор гравитационных волн был направлен по оси x , два типа линейно-поляризованных плоских гравитационных волн будут характеризоваться величинами h_+ и h_x , которые определяются как

$$\begin{aligned} h_+ &= \frac{1}{2}(h_{yy} - h_{zz}) = -\frac{3G}{c^4 r_0} (\ddot{D}_{yy} - \ddot{D}_{zz}) \sin^2 \theta = \\ &= \frac{G \eta \omega^2 |D_{\alpha\alpha}^0|^2}{c^4 r_0} \sin^2 \theta \sin \omega t' = h_0 \sin \omega t', \end{aligned} \quad (8)$$

$$h_x = h_{yx} = -\frac{2G}{c^4 r_0} \ddot{D}_{yx} = 0. \quad (9)$$

Здесь θ - угол между осью вращения и волновым вектором и

$$h_0 = \frac{G \eta \omega^2}{c^4 r_0} \sin^2 \theta \quad (10)$$

амплитуда гравитационных волн.

Ясно, что без источника энергии пульсации будут затухать. Время затухания можно оценить, если предположить, что единственным механизмом изменения энергии пульсаций является гравитационное излучение. Тогда для времени затухания получим [12]:

$$\tau = \frac{15c^5}{2G\omega^4} \frac{I_0}{|D_{\alpha\alpha}^0|^2}, \quad (11)$$

где I_0 - момент инерции политропы относительно центра.

Далее мы предполагаем, что источником энергии для непрерывного поддержания пульсаций является кинетическая энергия вращения политропы. Это значит, что интенсивность гравитационного излучения можно определить как

$$J_0 = \gamma \frac{W_{rot}}{\tau_0}, \quad (12)$$

где τ_0 - характерное время уменьшения угловой скорости вращения, а коэффициент γ показывает, какая часть энергии вращения W_{rot} уносится гравитационными волнами в течение этого времени.

3. Политропные конфигурации с показателем политропы $n = 1$.

Как было отмечено выше, политропным уравнением состояния описывается большой класс космических объектов, в том числе белые карлики и нейтронные звезды. Для сравнения гравитационного излучения политропы

и этих компактных объектов, рассмотренных в работах [8-12], необходимо иметь модели политроп с интегральными параметрами белых карликов и нейтронных звезд. Такие модели можно получить из работы [14], если задать соответствующее значение параметра $\alpha = P_c / \rho_c c^2$, где P_c - давление в центре звезды, и уравнение состояния $P = P(\rho)$. Так, для политропных моделей белых карликов с центральной плотностью $\rho_c = 10^6 - 10^{11}$ г/см³ мы использовали уравнение состояния [17]

$$c^2 \rho = \frac{32}{3} \left(\frac{m_e}{m_n} \right)^3 K_n \left(\frac{A}{Z} \right) x^3, \quad (13)$$

$$P = \frac{4}{3} \left(\frac{m_e}{m_n} \right)^4 K_n \left[x(2x^2 - 3)\sqrt{1+x^2} + 3 \ln(x + \sqrt{1+x^2}) \right], \quad (14)$$

где $x = p_e / m_e c$, p_e - ферми-импульс электрона, m_e и m_n - массы электрона и нейтрона, A и Z - атомный вес и номер ядер и $K_n = m_n^4 c^5 / (32\pi^2 \hbar^3)$. Для моделей нейтронных звезд с центральной плотностью от $\rho_c = 10^{12} - 10^{16}$ г/см³ применялось уравнение состояния вырожденного идеального нейтронного газа [17]

$$c^2 \rho = K_n (\text{sh } t - t), \quad (15)$$

$$P = \frac{1}{3} K_n \left(\text{sh } t - 8 \text{sh} \frac{t}{2} + 3t \right), \quad (16)$$

где $t = 4 \text{ars } h(p_n / m_n c)$, а p_n - граничный импульс вырожденного газа нейтронов. Значения α , вычисленные на основе (13), (14) и (15), (16) по формуле $\alpha = P_c / \rho_c c^2$, приведены в табл.1. При заданном α вычисляются также интегральные параметры и частота пульсаций политропы, величины которых приведены в 3-8 столбцах табл.1. Как видно из табл.1, для всех приведенных в таблице конфигураций хорошо выполняется условие $\alpha \ll 1$. Поэтому значение безразмерной частоты пульсаций σ из работы [15] выбрано равным $\sigma = 0.2$, что соответствует нерелятивистскому пределу $\alpha = 0$. Это обусловлено тем, что, как показано в работе [15], σ очень слабо зависит от α , и при значениях, приведенных в табл.1, изменения σ несут существенны по отношению к использованным значениям при $\alpha = 0$.

Для вычисления параметров конфигураций, описывающих галактические ядра и квазары, необходимо найти соответствующие значения величины α . Если принять, что конфигурация состоит из идеального невырожденного газа, то уравнение состояния имеет вид [18]:

$$P = \frac{k}{\mu} \rho_g T, \quad (17)$$

$$\rho = \rho_g + \frac{P/c^2}{\gamma - 1}, \quad (18)$$

где ρ_g - плотность массы покоя, μ - молекулярный вес, k - постоянная Больцмана, $\gamma = 1 + 1/n$ - адиабатический индекс. При $n=1$ имеем $\gamma = 2$, следовательно уравнение состояния примет вид:

$$P = \frac{k}{\mu} \rho_g T, \tag{19}$$

$$\rho = \rho_g + P/c^2. \tag{20}$$

Так как для характерных значений температуры T_c в центре звезды выполняется условие $\mu c^2 \gg kT_c$, то из (19) и (20) можно получить, что

$$\alpha = \frac{P_c}{\rho_c c^2} = \frac{1}{1 + \mu c^2/kT_c} \approx \frac{kT_c}{\mu c^2}. \tag{21}$$

Значения интегральных параметров и частоты пульсаций соответствующих конфигураций будут приведены в разделе 4.

4. *Обсуждение результатов.* Для вычисления интенсивности гравитационного излучения по формуле (12), необходимо знать энергию

Таблица 1

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ГРАВИТАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛИТРОПЫ $n=1$ ПРИ $\beta = 0.02$

ρ_c г/см ³ × 10 ⁻³	α	Ω с ⁻¹	R_{eq} × 10 ⁸ см	R_{pol} × 10 ⁸ см	M/M_\odot	$ D \times 10^{46}$ г см ²	ω с ⁻¹	$I \times 10^{48}$ г см ²	$W_{rot} \times 10^{49}$ эрг	$J_0 \times 10^{29}$ эрг/с	η × 10 ⁻³	h_0 × 10 ⁻²⁵
10 ⁴	0.03	0.18	10.9	6.78	0.41	482	0.21	256	0.43	1.36	33	13
10 ⁷	0.09	0.58	6.2	3.85	0.75	284	0.67	151	2.53	8.01	4.3	10
10 ⁸	0.24	1.83	3.13	1.94	0.96	92.6	2.11	49.1	8.23	26.1	0.76	5.7
10 ⁹	0.54	5.79	1.49	0.92	1.03	22.5	6.67	11.9	20.0	63.4	0.15	2.8
10 ¹⁰	1.2	18.31	0.69	0.43	1.05	5.0	21.06	2.65	44.4	141	0.03	1.3
10 ¹¹	2.5	57.9	0.32	0.2	1.05	1.08	66.6	0.57	96.2	305	0.007	0.6

ρ_c г/см ³ × 10 ⁻³	α	Ω с ⁻¹	R_{eq} × 10 ⁶ см	R_{pol} × 10 ⁶ см	M/M_\odot	$ D \times 10^{42}$ г см ²	ω с ⁻¹	$I \times 10^{44}$ г см ²	$W_{rot} \times 10^{49}$ эрг	$J_0 \times 10^{33}$ эрг/с	η × 10 ⁻⁵	h_0 × 10 ⁻²⁷
10 ¹²	0.6	183	4.98	3.09	0.04	9.5	183.1	5.0	0.84	0.27	110	3.3
10 ¹³	2.8	579	3.38	2.1	0.12	14.0	579.0	7.2	12	3.8	0.1	3.9
10 ¹⁴	10	1831	2.25	1.4	0.36	18.0	1831	9.5	160	51	0.83	4.5
10 ¹⁵	50	5790	1.41	0.88	0.88	17.0	5790	9.1	1500	490	0.08	4.4
10 ¹⁶	130	18310	0.75	0.46	1.29	7.0	18310	3.7	6300	2000	0.01	2.9

Примечания. ρ_c - центральная плотность политропы, Ω - максимальная угловая скорость вращения, R_{eq} и R_{pol} - экваториальный и полярный радиусы, M - масса, D - квадрупольный момент, ω - частота пульсаций, I - момент инерции, W_{rot} - энергия вращения, J_0 - интенсивность гравитационного излучения, η - относительная амплитуда квазирадиальных пульсаций, h_0 - амплитуда гравитационной волны.

вращения W_{rot} и характерное время излучения τ_0 . Энергию вращения W_{rot} мы оценили как

$$W_{rot} = I \Omega^2 / 2, \quad (22)$$

где

$$I = 0.4 M (R_{eq} + R_{pol})^2 / 4. \quad (23)$$

Соответствующие значения величин I и W_{rot} приведены в девятом и десятом столбцах табл.1. Для вычисления J_0 мы выбрали значение τ_0 следующим образом. При центральной плотности конфигураций $\rho_c = 10^6 - 10^{11}$ г/см³, описывающих белые карлики, принято, что $\tau_0 \approx 10^{10}$ лет, что порядка времени жизни Вселенной. Для конфигураций с центральной плотностью $\rho_c = 10^{12} - 10^{16}$ г/см³, описывающих нейтронные звезды, принято $\tau_0 \approx 10^7$ лет, что порядка времени их жизни. Для всех компактных конфигураций мы приняли также, что $\gamma = 10^{-2}$ часть энергии вращения уносится гравитационными волнами. Значения интенсивности гравитационного излучения J_0 , амплитуды волны h_0 для земного наблюдателя и амплитуды пульсаций η по формулам (12), (10) и (7), соответственно, приведены в конце табл.1. Отметим здесь, что для вычисления h_0 по формуле (10) от белых карликов мы приняли $r_0 \approx 50$ пк, а для нейтронных звезд $r_0 \approx 3$ кпк.

Интересно сравнить полученные нами значения h_0 со значениями этой величины, полученными в работах [8-12], где рассматривалось гравитационное излучение белых карликов и нейтронных звезд. В этих работах были оценены амплитуды гравитационных волн от белых карликов и нейтронных звезд и получено, что $h_0 \approx 10^{-25} - 10^{-26}$. При сравнении этого значения h_0 с аналогичными значениями из табл.1 оказывается, что эти значения одинакового порядка. Такое совпадение показывает, что объекты с политропным уравнением состояния при соответствующем выборе α могут описать ожидаемое гравитационное излучение от белых карликов и нейтронных звезд. Кроме этого, полученный результат подтверждает вычисления фонового значения амплитуды гравитационных волн от галактической популяции белых карликов, проводившиеся в работах [9-12].

Для оценки гравитационного излучения от галактических ядер мы задали температуру в центре объекта $T_c = 10^{10}$ К и вычислили значение α по формуле (21). Используя значение α , на основе работ [14,15] получим следующие интегральные параметры для конфигурации с центральной плотностью $\rho_c = 10^{-13}$ г/см³ и $\beta = 2 \cdot 10^{-3}$: масса $M = 1.8 \cdot 10^8 M_\odot$, радиус $R \approx 1.4 \cdot 10^{18}$ см, квадрупольный момент $D_{\alpha\alpha}^0 = 6.6 \cdot 10^{74}$ г см², $\Omega = 10^{-11}$ с⁻¹, а значение частоты пульсаций равно $\omega = 5.8 \cdot 10^{-11}$ с⁻¹. Далее мы вычислили время затухания квазирадиальных пульсаций по формуле (11) и получили,

что для этой политропы $\tau = 2.3 \cdot 10^{29}$ с. Это значение намного больше времени жизни Вселенной, поэтому однажды возмущенная политропа может излучать гравитационные волны практически с постоянной интенсивностью. С учетом вышесказанного, в формуле (12) для интенсивности J_0 мы положили характерное время излучения $\tau_0 = \tau$. Тогда J_0 будет $J_0 \approx 2 \cdot 10^{26} \gamma$ эрг/с, а из (10) и (7) получим соответственно $h_0 \approx 5.7 \cdot 10^{-23} \sqrt{\gamma}$ и $\eta = 0.44 \sqrt{\gamma}$, принимая, что этот объект находится на расстоянии 10^9 световых лет. При $\gamma = 10^{-4}$ соответствующие значения вышеприведенных величин равны $J_0 = 2 \cdot 10^{22}$ эрг/с, $h_0 = 2.8 \cdot 10^{-25}$ и $\eta = 0.4 \cdot 10^{-2}$.

Для модели квазаров мы выбрали центральную плотность конфигурации $\rho_c = 10^{-8}$ г/см³, $\beta = 2 \cdot 10^{-4}$ и центральную температуру $T_c = 10^{10}$ К и получили следующие интегральные параметры: масса $M = 0.5 \cdot 10^6 M_\odot$, радиус $R \approx 4.4 \cdot 10^{15}$ см, $\Omega = 1.8 \cdot 10^{-9}$ с⁻¹, а значение частоты пульсаций - $\omega = 1.8 \cdot 10^{-8}$ с⁻¹. Тогда, как следует из (11) и (12), при $\gamma = 10^{-4}$ значение интенсивности гравитационного излучения равно $J_0 = 2.3 \cdot 10^{19}$ эрг/с, значение амплитуды волны для земного наблюдателя на расстоянии 10^9 световых лет - $h_0 = 3.1 \cdot 10^{-29}$, а амплитуда квазирадиальных пульсаций - $\eta = 0.14 \cdot 10^{-2}$. Заметим, что при вышеприведенных расчетах для всех объектов мы получили $\eta \ll 1$, что говорит о правомерности наших вычислений, так как это условие является необходимым для применимости изложенной выше теории. Как видно из расчетных значений амплитуды h_0 гравитационной волны от галактических ядер и квазаров, фоновое значение излучения от этих объектов на частоте излучения порядка 10^{-8} - 10^{-11} Гц может быть достаточно большим. Этот факт необходимо учесть при использовании детекторов гравитационного излучения, рабочая частота которых лежит в этом диапазоне.

Интересно было бы проводить аналогичные вычисления гравитационного излучения от политропных конфигураций, если источником энергии излучения является энергия деформации объекта. Эти исследования будут проведены в будущем.

Авторы выражают благодарность гранту ANSEF N05-PS-astroth-811-78 за финансовую поддержку.

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: dsedrak@server.physdep.r.am

GRAVITATIONAL RADIATION OF RELATIVISTIC POLYTROP $n = 1$

D.M.SEDRAKIAN, M.V.HAYRAPETYAN

The gravitational radiation of a polytrop $n = 1$ undergoing quasiradial pulsations is considered. The intensity of gravitational radiation and amplitude of a gravitational wave are calculated for polytropic models of the white dwarfs and neutron stars, when the source of energy radiation is the energy of rotation. The values of h_0 show that the objects with polytropic equation of state can describe expected gravitational radiation of the white dwarfs and neutron stars. The gravitational radiation of polytropic models of galactic nuclei and quasars is considered also. It is shown that these objects can create enough large background of the gravitational radiation in frequency range 10^{-8} - 10^{-11} Hz for gravitational wave detectors with working frequencies in this range.

Key words: *Gravitation: relativistic polytrop*

ЛИТЕРАТУРА

1. J.H.Taylor, J.M.Weisberg, *Astrophys. J.*, **253**, 908, 1982.
2. Ю.Л.Вартанян, Г.С.Адջян, *Астрон. ж.*, **54**, 1047, 1977.
3. M.Zimmerman, *Phys. Rev.*, **D21**, 891, 1980.
4. D.I.Jones, N.Andersson, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **324**, 811, 2001.
5. N.Andersson, C.T.Comer, *astroph/0101193*, 2001.
6. A.D.Sedrakian, I.Wasserman, J.Cordes, *Astrophys. J.*, **524**, 341, 1999.
7. A.D.Sedrakian, I.Wasserman, *Phys. Rev.*, **D63**, 024016, 2000.
8. Д.М.Седракян, М.Бенаквиста, К.М.Шахабасян, А.А.Садоян, М.В.Айрапетян, *Астрофизика*, **46**, 545, 2003.
9. M.Benacquista, D.M.Sedrakian, M.V.Hairapetyan, K.M.Shahabasyan, A.A.Sadoyan, *Astrophys. J.*, **596**, L223, 2003.
10. М.Бенаквиста, Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, А.А.Садоян, М.В.Айрапетян, *Астрофизика*, **47**, 381, 2004.
11. D.M.Sedrakian, M.Benacquista, M.V.Hairapetyan, K.M.Shahabasyan, A.A.Sadoyan, *Classical and Quantum Gravity*, **21**, 5493, 2004.
12. Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, А.А.Садоян, *Астрофизика*, **48**, 69, 2005.
13. V.Abbott, M.Kramer, A.G.Lyne et al., *gr-qc/0410007*.
14. В.В.Папоян, Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян, *Астрофизика*, **3**, 41, 1967.
15. В.В.Папоян, Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян, *Астрофизика*, **8**, 405, 1972.
16. Л.Д.Ландау, И.М.Лифшиц, *Теория поля*, Наука, М., 1972.
17. G.S.Sahakian, Yu.L.Vartanian, *Nuovo Cimento*, **30**, 82, 1963.
18. R.F.Tooper, *Astrophys. J.*, **142**, 1541, 1965.

УДК: 524.7

АНИЗОТРОПНЫЕ И НЕОДНОРОДНЫЕ S-ЭЛЛИПСОИДЫ РИМАНА ВНУТРИ СФЕРОИДАЛЬНОГО ГАЛО. I

М.Г.АБРАМЯН

Поступила 24 марта 2005

Принята к печати 12 августа 2005

Обобщены классические S-эллипсоиды Римана с учетом феррерсовской неоднородности распределения массы, трехмерной анизотропии дисперсии скоростей и гравитации сфероидального гало. Феррерсова неоднородность не влияет на условия равновесия и устойчивости эллипсоидов, а лишь изменяет численные коэффициенты у равновесных параметров. Анизотропия дисперсии скоростей меняет как условия равновесия, так и критерии устойчивости эллипсоидов, расширяя или ограничивая области существования эллипсоидов. Гало расширяет эту область во всех случаях и стабилизирует эллипсоиды. В рамках неоднородной модели получены наблюдаемые в окрестностях Солнца дисперсии скоростей звезд.

1. *Введение.* Известно, что галактики состоят из ряда взаимопроникающих, вложенных друг в друга подсистем, которые характеризуются собственными полями скоростей, мерами сплюснутостей вдоль оси вращения, плотностями распределения их масс. Равновесие каждой подсистемы определяется не только силами собственной гравитации, давления и вращения, а также гравитацией других подсистем. Поэтому для детального астрофизического описания галактик нельзя обойти факт сложного неоднородного характера их распределения в фазовом пространстве. Однако из-за комплексности характера этой проблемы представляется целесообразным применение модельного подхода, учитывающего некоторые основные черты строения, динамики и кинематики галактики, но допускающего аналитическое рассмотрение проблемы до конца. В нулевом приближении галактику можно представить в виде вращающейся с угловой скоростью Ω сплошной гравитирующей среды с однородной плотностью распределения массы ρ и изотропным давлением. Это позволит применять к галактикам результаты классической теории фигур равновесия гравитирующей массы [1], согласно которой равновесие вращающейся массы возможно в виде сфероида Маклорена ($a_1 = a_2 \neq a_3$ - его полуоси) и трехосного эллипсоида Якоби. При этом существует критическое значение углового момента $L_c = 0.304$ (в единицах $(GM^3R)^{1/2}$, где $R = (a^2 a_3)^{1/3}$, M - масса) такое, что при $L < L_c$ единственно возможной фигурой равновесия

является сфероид Маклорена. При $L > L_c$ - равновесие возможно как в виде сфероида Маклорена, так и трехосного эллипсоида Якоби. Сфероид Маклорена становится динамически неустойчивым при $L > L_d = 0.509$, а эллипсоид Якоби неустойчив по отношению к грушеобразующим возмущениям и при $L \geq 0.39$ переходит к грушевидным фигурам. Для сфероидов Маклорена имеем [1]:

$$\frac{\Omega^2}{\pi \bar{G} \rho} = 2(A_1 - c^2 A_3) \equiv 2(1 - c^2) B_{13}, \quad (1)$$

где $c = a/a_3$ - отношение полуосей сфероида, а

$$A_{ik...} = \int_0^\infty \frac{a_1 a_2 a_3 ds}{\Delta^2(s) (a_i^2 + s) (a_k^2 + s) \dots}, \quad \Delta^2(s) = \prod_{j=1}^3 (a_j^2 + s), \quad B_{ik} = A_k - a_i^2 A_{ik} \quad (2)$$

- индексные символы Чандрасекара.

Применяя эти результаты к Галактике [2], для правой части (1) получаем значение 0.179. Учитывая, что в области Галактики $R \approx 10 - 15$ кпк угловая скорость вращения порядка $\Omega \approx 25 - 15$ км/с кпк, а плотность массы - $\rho \approx 7 \cdot 10^{-24}$ г/см³, для левой части (1) получаем оценку $\approx 0.161 - 0.473$. Однако результаты классической теории фигур явно противоречат наблюдениям в вопросах устойчивости сфероидов Маклорена. Согласно этой теории Галактика неустойчива по отношению к барообразующим возмущениям и должна была иметь бароподобную структуру. Численные эксперименты Пиблза и Острайкера показали [3], что этот результат имеет место и для бесстолкновительных гравитирующих систем, каковыми являются звездные системы типа галактик. Для стабилизации этой неустойчивости была высказана гипотеза о необходимости присутствия массивного гало у Галактики.

Стабилизирующее действие гало на барообразующие возмущения сфероидов Маклорена было установлено Абрамяном и Капланом [4], Абрамяном [5], практически одновременно с Пиблзом и Острайкером [3]. Обобщая классическую теорию фигур равновесия в рамках двухкомпонентной модели, ими были модифицированы критерии динамической и вековой неустойчивостей вложенных в сфероидальное гало фигур Маклорена (которые, кстати, в дальнейшем были "переоткрыты" рядом авторов [6,7]):

$$B_{11} - (1 - c^2) B_{13} + \frac{M_h}{M} c_h c^3 A_3^h = 0, \quad (3)$$

$$2 B_{11} - (1 - c^2) B_{13} + \frac{M_h}{M} c_h c (1 - (1/2 - c^2) A_3^h) = 0, \quad (4)$$

где M , M_h - массы сфероида и части гало, гравитационно действующей на вложенный сфероид, $c_h = a_{3h}/a_h$ - отношение полуосей гало. Уравнение (3) дает отношения полуосей вложенного сфероида бифуркации,

от которого ответвляются трехосные фигуры Якоби, а (4) - критическое значение c_d динамически устойчивого сфероида.

Учитывая, что для Галактики $c_G \approx 0.067$, легко оценить, что для стабилизации ее динамической и вековой неустойчивостей необходимо сферическое гало с массами $M_h \approx M$, $M_h \approx 200 M$ (!) соответственно. Положение практически не меняется, если вместо однородной вложенной подсистемы рассмотреть неоднородные подсистемы с политропным [8] или феррерсовым законами изменения плотности массы [9]:

$$\rho(x) = \rho_c \left(1 - \sum_{i=1}^3 x_i^2 / a_i^2 \right)^n, \quad (n \geq 0), \quad (5)$$

где ρ_c - центральная плотность, n - целое число, определяющее степень концентрации массы к центру системы. При этом вместо (1) получается уравнение, отличающееся от исходного лишь численным коэффициентом [9]:

$$\frac{\Omega^2}{\pi G \rho_c} = K_n (1 - c^2) B_{13}, \quad K_n = \frac{2^n}{n+1} \frac{(n+2)(n+3)\dots(2n+2)}{(2n+7)(2n+9)\dots(4n+5)}. \quad (6)$$

Поэтому учет неоднородности массы в рамках класса моделей (5) никак не влияет на критические сплюснутости динамически и секулярно устойчивых сфероидов Маклорена.

С другой стороны, наблюдения показывают, что дисперсия скоростей у галактик анизотропна [10]. В классической теории фигур равновесия гравитирующих масс фактор анизотропии давления впервые был учтен в работе [11], где в рамках биаксиальной анизотропии (дисперсия скоростей изотропна в плоскости вращения и отличается от дисперсии скоростей вдоль оси вращения сфероида: $\beta \equiv \sigma_1^2 / \sigma_3^2 \neq 1$) было показано, что существует критическое значение параметра анизотропии β_k , определяемое уравнением

$$B_{11} - A_1 - \beta_k c^2 A_3 = 0, \quad (7)$$

выше которого сфероидальные фигуры неустойчивы относительно к барообразующим колебаниям и переходят в трехосные эллипсоиды. Однако это значение β_k превосходит наблюдаемое отношение соответствующих дисперсий скоростей в нашей Галактике. Предположение о наличии массивного гало у Галактики тоже не разрешает проблему, так как, оказывается, гало не меняет критерий вековой неустойчивости анизотропного сфероида [12].

В более общей постановке классическая теория фигур равновесия вращающейся однородной, изотропной одиночной гравитирующей массы была построена Риманом [1].

Систематический учет влияния гало на равновесие и устойчивость классических эллипсоидальных фигур равновесия был проведен нами

в рамках теории вложенных фигур равновесия в работах [3,4,13-19]. В частности, в работах [17] были рассмотрены простейшие неоднородные модели S-эллипсоидов Римана с анизотропным давлением, где показаны видоизменения последовательностей самосопряженных эллипсоидов, а также свойств эллипсоидов Якоби, Дедекинда, Маклорена.

В настоящей работе будут обобщены S-эллипсоиды с учетом:

- гравитации сфероидального гало,
- неоднородности массы по закону (5),
- анизотропии дисперсии скоростей типа:

$$\sigma_i^2 = \sigma_{ic}^2 \left(1 - \sum_{j=1}^3 x_j^2 / a_j^2 \right)^m, \quad (m \geq 0), \quad (8)$$

где σ_{ic} - дисперсия скоростей вдоль i -той главной оси в центре эллипсоида.

2. *Основные уравнения равновесного состояния.* Рассмотрим гравитирующую массу с плотностью распределения по закону (5), которая вращается с угловой скоростью Ω вокруг главной оси X_3 . Во вращающейся системе отсчета, связанной с главными осями эллипсоида, вещество циркулирует с линейным полем скоростей:

$$u_i = Q_{ij} x_j, \quad Q_{ij} = -\lambda \Omega \varepsilon_{ij3} a_i / a_j, \quad (9)$$

где ε_{ijk} - тензор Леви-Чивита, λ - частота циркуляций вещества в единицах Ω .

Давление внутри эллипсоида будем считать имеющим тензорный характер, связанное с дисперсией скоростей (8) по закону

$$p_{ij} = \rho \sigma_i^2 \delta_{ij}. \quad (10)$$

Эллипсоид вложен в однородное сфероидальное гало с отношением полуосей c_h и с объемной плотностью массы ρ_h .

Тензорные уравнения вириала второго порядка для относительного равновесия вложенного эллипсоида имеют вид [1]

$$2T_{ij} + W_{ij} + W_{ij}^h + \Omega^2 (I_{ij} - \delta_{i3} I_{3j}) + 2\varepsilon_{ij3} \Omega \int_V \rho u_i x_j dV = -U_{ij}, \quad (11)$$

где

$$T_{ij} = \frac{1}{2} \int_V \rho u_i u_j dV = \frac{1}{2} Q_{jm} Q_{jn} I_{mn} \quad (12)$$

-тензор кинетической энергии внутренних циркуляций вещества,

$$W_{ij} = -K_n \pi G \rho_c A_i I_{ij}, \quad W_{ij}^h = -2\pi G \rho_h A_i^h I_{ij} \quad (13)$$

-тензоры собственной гравитационной энергии вложенного эллипсоида и его потенциальной энергии в поле гравитации гало ($A_1^h = A_2^h = 1 - (1/2)A_3^h$),

$$I_{ij} = \frac{M_n a_i^2}{2n+5} \delta_{ij} \quad (14)$$

-тензор момента инерции эллипсоида и

$$U_{ij} = \int_V \rho_{ij} dV = M_{n+m} \sigma_{ic}^2 \delta_{ij}, \quad (15)$$

где

$$M_k = 4\pi \rho_c \frac{a_1 a_2 a_3 2^k k!}{(2k+3)!!}. \quad (16)$$

С учетом (12)-(15) уравнение (11) дает

$$Q_{lm} Q_{jn} a_m^2 \delta_{mn} - (A_l + \kappa_n A_l^h) a_l^2 \delta_{lj} + \Omega^2 (a_l^2 \delta_{lj} - a_3^2 \delta_{3l}) + \\ + 2\Omega \varepsilon_{ll3} Q_{lm} a_m^2 \delta_{mj} = -(2n+5) \frac{M_{n+m} \sigma_{ic}^2}{K_n \pi G \rho_c M_n} \delta_{lj}. \quad (17)$$

Здесь и далее Ω^2 измеряется в единицах $K_n \pi G \rho_c$, и будут использованы обозначения

$$\kappa_n = 2\rho_h / K_n \rho_c, \quad b = a_2/a_1, \quad c = a_3/a_1. \quad (18)$$

С учетом (9) уравнения (17) в компонентах представим в виде

$$\Omega^2 (1 + \lambda^2) + 2\lambda \Omega^2 b = (A_1 + \kappa_n A^h) - (A_3 + \kappa_n A_3^h) c^2 \alpha, \quad (19)$$

$$\Omega^2 (1 + \lambda^2) b^2 + 2\lambda \Omega^2 b = (A_2 + \kappa_n A^h) b^2 - (A_3 + \kappa_n A_3^h) c^2 \beta, \quad (20)$$

$$(A_3 + \kappa_n A_3^h) c^2 = \frac{2n+5}{K_n \pi G \rho_c a_1^2} \frac{M_{n+m} \sigma_{3c}^2}{M_n}. \quad (21)$$

Здесь введены параметры анизотропии дисперсии скоростей модели:

$$\alpha = \sigma_{1c}^2 / \sigma_{3c}^2, \quad \beta = \sigma_{2c}^2 / \sigma_{3c}^2. \quad (22)$$

Из (19) и (20) следует

$$(1 + \lambda^2) \Omega^2 = B_{12} + \kappa_n A^h + (A_3 + \kappa_n A_3^h) \frac{c^2 (\beta - \alpha)}{1 - b^2} \equiv \Omega_J^2, \quad (23)$$

$$2\lambda \Omega^2 = a_1 a_2 A_{12} - (A_3 + \kappa_n A_3^h) \frac{c^2}{b} \frac{\alpha - b^2 \beta}{1 - b^2} \equiv J,$$

откуда для λ получаем уравнение

$$\lambda^2 - 2\lambda \Omega_J^2 / J + 1 = 0, \quad (24)$$

инвариантное относительно преобразования $\lambda \rightarrow \lambda^{-1}$, что соответствует теореме Дедекинда о сопряженных конфигурациях эллипсоидов [1].

Области возможных геометрий обобщенных S-эллипсоидов Римана в плоскости (b, c) получаются из условий действительности Ω и λ , которые из (23) дают:

$$\Omega_J^2 \geq |J|. \quad (25)$$

Классические S-эллипсоиды Римана в плоскости (b, c) ограничены сверху последовательностью самосопряженных эллипсоидов с отрицательной циркуляцией вещества $\lambda = -1$, а снизу - последовательностью самосопряженных эллипсоидов с положительной циркуляцией вещества

$\lambda = 1$. Эта область разделяется на две части ($\lambda < 0$ и $\lambda > 0$) последовательностью эллипсоидов Якоби ($\lambda = 0$). В рассматриваемом случае уравнениям последовательностей самосогласованных эллипсоидов $\lambda \neq 1$ соответствует равенство в (25) со знаками "-" и "+" соответственно:

$$B_{12} + a_1 a_2 A_{12} + \kappa_n A^h - (A_3 + \kappa_n A_3^h) \frac{c^2}{1+b} \left(\alpha + \frac{\beta}{b} \right) = 0, \quad (\lambda = -1), \quad (26)$$

$$B_{12} - a_1 a_2 A_{12} + \kappa_n A^h - (A_3 + \kappa_n A_3^h) \frac{c}{1-b} \left(\frac{\beta}{b} - \alpha \right) = 0, \quad (\lambda = +1). \quad (27)$$

Геометрия неоднородных и анизотропных вложенных эллипсоидов Якоби определяется уравнением $J = 0$:

$$a_1 a_2 A_{12} - (A_3 + \kappa_n A_3^h) \frac{c^2}{b} \frac{\alpha - b^2 \beta}{1 - b^2} = 0, \quad (\lambda = 0). \quad (28)$$

Угловая же скорость вращения эллипсоидов Якоби равна Ω_J и определяется через (23).

В общем случае частота внутренних циркуляций λ и угловая скорость вложенных анизотропных эллипсоидов определяются формулами

$$\lambda = \frac{\sqrt{\Omega_J^2 + J} - \sqrt{\Omega_J^2 - J}}{\sqrt{\Omega_J^2 + J} + \sqrt{\Omega_J^2 - J}}, \quad (29)$$

$$\Omega = \left(\sqrt{\Omega_J^2 + J} + \sqrt{\Omega_J^2 - J} \right) / 2. \quad (30)$$

Очевидно, угловые скорости эллипсоидов последовательностей $\lambda = \mp 1$ равны $\Omega_{J, \pm 1} / \sqrt{2}$, где в выражение (23) для Ω_J следует вставить решения уравнений (26) и (27).

3. *Области равновесных фигур в плоскости (α, β) .* Условия равновесия (19)-(21) ограничивают значения параметров анизотропии, что наглядно представляется графически в плоскости (α, β) . Так как область равновесных фигур ограничена последовательностями $\lambda = \mp 1$, то из (26) и (27) видно, что в рассматриваемой плоскости они изображаются прямыми, которые пересекают ось β в точках β_{-1} и β_{+1} , где

$$\beta_{\mp 1} = \frac{b(bA_2 \pm A_1) \pm \kappa_n A_3^h (1 \pm b)}{c^2 (A_3 + \kappa_n A_3^h)}, \quad \beta_0 = \frac{b^2 (A_2 - A_1)}{c^2 (A_3 + \kappa_n A_3^h)}. \quad (31)$$

Здесь приведена также координата β_0 точки пересечения последовательности Якоби с осью β . Все три прямые пересекаются в точке P с координатами (рис.1)

$$\alpha_P = \frac{(A_1 + \kappa_n A_3^h)}{(A_3 + \kappa_n A_3^h) c^2}, \quad \beta_P = \frac{(A_2 + \kappa_n A_3^h) b^2}{(A_3 + \kappa_n A_3^h) c^2}. \quad (32)$$

Из (31) и (32) видно, что $\beta_{-1} > \beta_P > \beta_0 > \beta_{+1}$. На графике рис.1а приведены области возможных значений α и β , необходимых для

равновесия одиночного (прерывистые линии) и вложенного внутри сферического гало с относительной плотностью κ_n (сплошные линии)

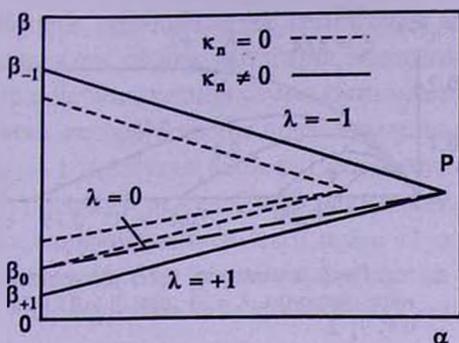


Рис. 1а. Области возможных значений α и β для одиночного (прерывистые линии) и вложенного внутри сферического гало с $\kappa_n = 0.3$ (сплошные линии) эллипсоида данной геометрии.

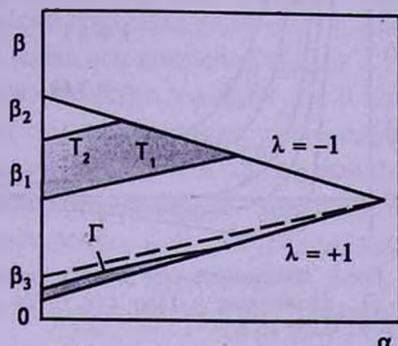


Рис. 1б. Области неустойчивости вложенных анизотропных эллипсоидов в плоскости α, β . Верхняя треугольная область устойчивости существует лишь для эллипсоидов табл. 1.

эллипсоида заданной геометрии. С изменением геометрии эллипсоида размеры этих равносторонних треугольников меняются. Заметим, что гало расширяет эту область. При условии $\kappa_n A_3^h \geq (bA_2 - A_1)/(1 - b)$ значение β_{+1} становится отрицательным.

4. *Сфероидальные фигуры ($b = 1$).* Из (19), (20) видно, что для этих фигур дисперсия скоростей должна быть изотропной в плоскости вращения: $\alpha = \beta$. В инерциальной системе отсчета сфероидальные фигуры вращаются с угловой скоростью

$$\Omega_{Mc}^2 = 1 + \kappa_n - (A_3 + \kappa_n A_3^h) \left(\frac{1}{2} + \beta c^2 \right). \quad (33)$$

Соотношение (21) дает дисперсию скоростей вдоль оси вращения фигуры, а (26)-(28) - отношение полуосей тех сфероидов, от которых ответвляются последовательности изотропных в плоскости вращения самосопряженных эллипсоидов $\lambda \neq 1$ и сфероида бифуркации $\lambda = 0$ соответственно. Очевидно, что последовательность самосопряженных эллипсоидов с $\lambda = -1$ ответвляется от покоящейся фигуры. В классической теории такой фигурой является сфера. При наличии сфероидального гало эта фигура имеет форму сфероида [4]. В анизотропном случае, в зависимости от меры сплюснутости гало и его относительной плотности κ_n , всегда существует значение β , при котором эта фигура является сферой. В общем случае последовательность самосопряженных эллипсоидов $\lambda = -1$ ответвляется от покоящегося сфероида, зависимость β от сплюснутости которого, внутри гало с отношением полуосей s_n при разных значениях относительной плотности κ_n ,

изображается спадающими кривыми, которые независимо от κ_n пересекаются в точке $c = c_n$, $\beta = (1 - 0.5 A_3^h) / A_3^h c_n^2$.

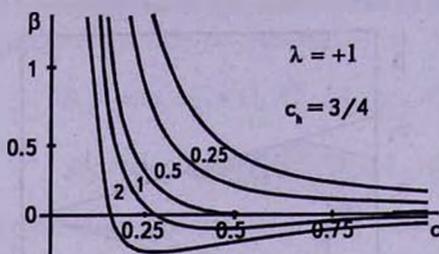


Рис.2. Зависимость $\beta(c)$ для сфероидов $\lambda = +1$, вложенных в гало с $c_n = 3/4$ и $\kappa_n = 0; 0.25; 1; 2$.

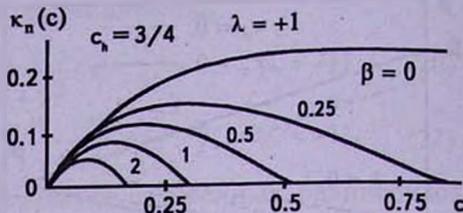


Рис.3. Зависимость $\kappa_n(c)$ для вложенного сфероида $\lambda = +1$ при $\beta = 0; 0.25; 0.5; 1; 2$.

Интересной представляется зависимость $\beta(c)$ для вложенного сфероида, от которого отщепляется последовательность изотропных в плоскости вращения самосопряженных эллипсоидов $\lambda = +1$ (рис.2). Внутри гало данной сплюснутости существует область κ_n , каждому из которых соответствуют значения c_1, c_2 , такие, что сфероиды с отношением полуосей $c_1 > c > c_2$ не являются фигурами равновесия из-за отрицательности β . Так, например, внутри гало с отношением полуосей $c_n = 3/4$ и относительной плотностью $\kappa_n \geq 0.245$ параметр анизотропии β положителен для всех сплюснутостей c , а уже при $\kappa_n = 0.24$ возможными фигурами с $\lambda = +1$ являются либо сфероиды с $c < 0.54$, либо, практически холодные вдоль оси вращения ($\beta \approx 0$), сфероиды с $c > 0.74$. Вторая ветвь исчезает при $\kappa_n \approx 0.227$, где возможными фигурами равновесия являются сфероиды с $c < 0.41$, при $\kappa_n = 0.2$ - сфероиды с $c < 0.28$. Внутри сферического гало аналогичная картина имеет место при меньших значениях κ_n . Кривые на рис.3 дают зависимость $\kappa_n(c)$ при разных значениях параметра анизотропии $\beta = 0; 0.25; 0.5; 1; 2$.

Уравнение (28) с учетом (21) дает зависимость дисперсии скоростей в плоскости вращения σ_{1c}^2 вложенного сфероида бифуркации от меры его сплюснутости. В таком виде это уравнение уже не содержит κ_n и c_n . Это означает, что гало не влияет на геометрию анизотропного сфероид бифуркации [12], т.е. на его вековую неустойчивость, однако обеспечивает равновесие и устойчивость сильно сплюснутых вдоль оси вращения сфероидов (см. "гало-эффект" [5]).

5. *Вложенные S-эллипсоиды, изотропные в плоскости вращения* ($\alpha = \beta$). Одиночные неоднородные S-эллипсоиды, независимо от степени уплотнения вещества к их центру, т.е. от значения n , в плоскости геометрий (b, c) занимают аналогичные жидким S-эллипсоидам области. Присутствие биаксиальной анизотропии, изучаемой в настоящем

разделе, меняет эту картину лишь количественно. В зависимости от меры анизотропии β , последовательности самосопряженных эллипсоидов с $\lambda \neq 1$, которыми ограничена эта область (см.рис.4), либо приближаются к оси абсцисс, сплющивая все эллипсоиды вдоль оси вращения (если $\beta > 1$), либо удаляются от нее, вытягивая эллипсоиды вдоль оси вращения (при $\beta < 1$). Правда, в последнем случае вытягивание происходит до значения $\beta = 0.424$, ниже которого члены последовательности самосопряженных эллипсоидов $\lambda = -1$ перестают быть фигурами равновесия. При еще меньших значениях β : $\beta \leq 0.21$ и $\beta \leq 0.045$ нарушаются условия равновесия эллипсоидов последовательностей $\lambda = 0$ и $\lambda = +1$ соответственно, хотя, как увидим ниже в разделе б, еще раньше нарушаются условия их устойчивости.

Присутствие гало качественно меняет приведенную картину, особенно

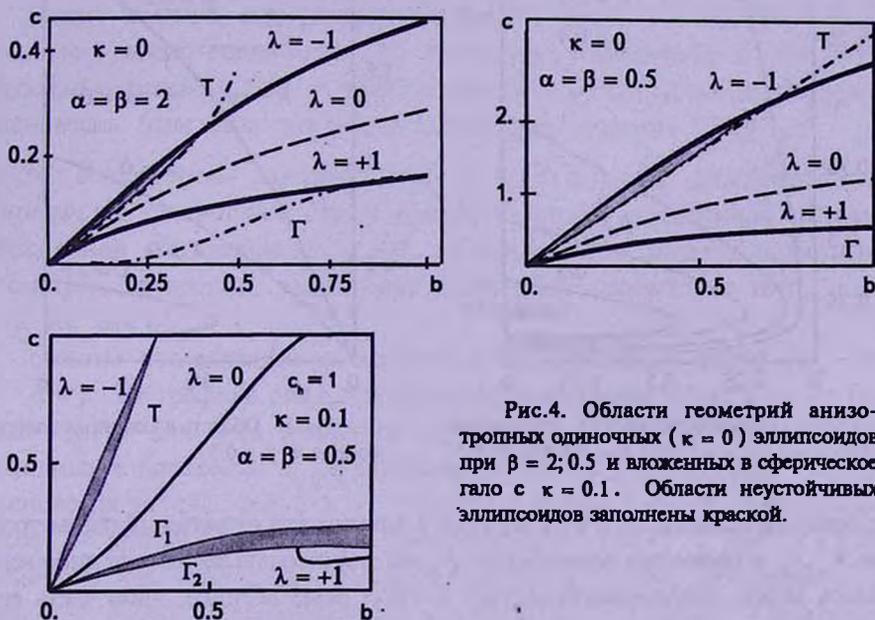


Рис.4. Области геометрий анизотропных одиночных ($\kappa = 0$) эллипсоидов при $\beta = 2; 0.5$ и вложенных в сферическое гало с $\kappa = 0.1$. Области неустойчивых эллипсоидов заполнены краской.

в области эллипсоидов с положительной циркуляцией вещества. На графиках рис.5а представлены области возможных геометрий эллипсоидов, вложенных внутри сплюснутого гало с отношением полуосей $c_n = 3/4$ и относительной плотностью $\kappa_n = 0.1$, при значениях параметра анизотропии $\beta = 1; 2; 0.5$. Эти области сверху ограничены, как обычно, последовательностями вложенных самосопряженных эллипсоидов $\lambda = -1$, ниже которых, до последовательности вложенных эллипсоидов Якоби ($\lambda = 0$), занимают место эллипсоиды с $\lambda < 0$. Самую нижнюю область заполняют эллипсоиды с положительной циркуляцией вещества ($\lambda > 0$).

По мере увеличения дисперсии скоростей вдоль оси вращения (т.е. с уменьшением значения параметра β), вложенные трехосные эллипсоиды

вытягиваются вдоль оси вращения. Наиболее вытянутыми при этом являются эллипсоиды самосопряженной последовательности $\lambda = -1$, которая ответвляется от вытянутого вдоль оси симметрии X_3 покоящегося сфероида ($c > 1$). Однако существует минимальное значение параметра β_- , зависящее от параметров гало, ниже которого рассматриваемые трехосные эллипсоиды уже не являются фигурами равновесия (см. рис.1). В данном случае это имеет место при $\beta_- = 0.369$, вместо 0.424 - при отсутствии гало.

Как у вложенных жидких эллипсоидов [16], здесь тоже имеет место так называемый "гало-эффект". Гало обеспечивает равновесие сильно сплюснутых вдоль оси вращения анизотропных трехосных эллипсоидов с положительной

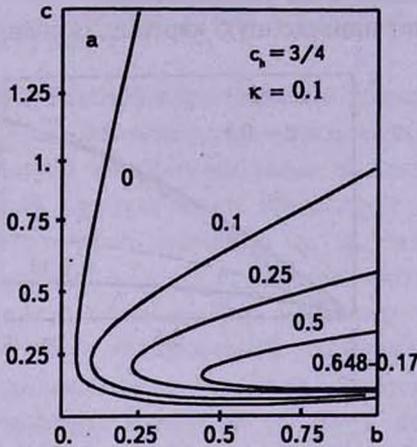


Рис.5а. Последовательности вложенных эллипсоидов с $\lambda = +1$ при $\beta = 0; 0.1; 0.25; 0.5$.

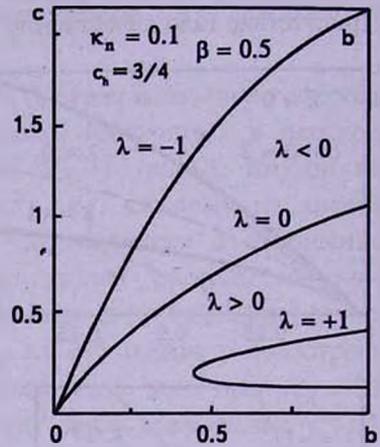


Рис.5б. Область вложенных эллипсоидов с $\beta = 0.5$.

циркулирующей вещества ($\lambda > 0$). При этом, в зависимости от значений параметров гало κ_n, c_h и параметра анизотропии β , эти эллипсоиды заполняют либо всю область между последовательностью $\lambda = 0$ и осью абсцисс, либо часть ее. Последнее зависит от условий существования последовательности вложенных самосопряженных эллипсоидов с положительной циркулирующей вещества $\lambda = +1$. В отсутствии гало эта последовательность существует при значениях параметра анизотропии $\beta \geq 0.045$, и с ростом β все больше приближается к оси абсцисс. Присутствие гало, даже очень малой относительной плотности, резко меняет эту картину. Во-первых, члены последовательности вложенных самосопряженных эллипсоидов $\lambda = +1$ становятся фигурами равновесия даже при значении $\beta = 0$, т.е. когда эллипсоид является холодным в плоскости вращения. На графике рис.5а приведены эти последовательности эллипсоидов, вложенные в гало с параметрами $c_h = 3/4, \kappa_n = 0.1$, при значениях параметра анизотропии $\beta = 0; 0.1; 0.25; 0.5$. Кстати, кривая $\beta = 0$ на рис.5а совпадает с кривой, представляющей холодные в плоскости вращения бесстолкновительные

вложенные эллипсоиды [16]. Во-вторых, внутри гало данной сплюснутости существует зависящее от κ_n критическое значение $\beta_{+1}(\kappa_n)$, при котором последовательность эллипсоидов с $\lambda = +1$ вырождается в точку (в сфероид). Эллипсоиды с $\beta \geq \beta_{+1}(\kappa_n)$ и $\lambda > 0$ заполняют всю область между осью абсцисс последовательностями Маклорена и Якоби ($\lambda = 0$). Эллипсоиды же с $\beta < \beta_{+1}(\kappa_n)$ и $\lambda > 0$ заполняют область между последовательностями вложенных эллипсоидов с $\lambda = +1$, $\lambda = 0$ Маклорена и осью абсцисс (рис.5б). В рассматриваемом случае $\kappa_n = 0.1$, $c_h = 3/4$ имеем $\beta_{+1}(0.1) = 0.648$. Поэтому на графиках рис.5б последовательность вложенных эллипсоидов $\lambda = +1$ фигурирует лишь у эллипсоидов с $\beta = 0.5$. Она начинается и заканчивается сфероидами, отношения полюсей которых равны $c_1 = 0.29$, $c_2 = 0.12$, и вращаются с угловыми скоростями $\Omega_1 = 0.55$ и $\Omega_2 = 0.46$ соответственно.

Важно заметить, что сильно сплюснутые вдоль оси вращения биаксиально - анизотропные ($\alpha = \beta$) трехосные эллипсоиды, в том числе двухосные диски ($a_3 = 0$), в присутствии гало всегда являются фигурами равновесия (при всех значениях параметров системы β, κ_n, c_h).

6. Вложенные эллипсоиды с трехмерной анизотропией дисперсии скоростей. Если давление внутри эллипсоида обладает трехмерной анизотропией: $\alpha \neq \beta$, то оказывается, область возможных геометрий трехосного эллипсоида качественно зависит от того, $\alpha > \beta$ или же $\alpha < \beta$.

Начнем исследование с одиночных анизотропных фигур ($\kappa_n = 0$).

$\alpha < \beta$. На графике рис.6 представлена характерная область геометрий этих фигур для всех значений параметров $\alpha < \beta$, за исключением холодных в плоскости X_1, X_3 эллипсоидов ($\alpha = 0$), для которых условия равновесия эллипсоидов с $\lambda = -1$ нарушаются при $\beta \leq 0.39$, эллипсоидов Якоби - при $\beta \leq 0.20$, а последовательности $\lambda = +1$ - при $\beta \leq 0.04$. Заметим, что последовательности Якоби и $\lambda = +1$ начинаются от круглого диска и заканчиваются иглообразной фигурой. Сфероидам соответствуют лишь отрицательные внутренние циркуляции вещества ($\lambda < 0$). Последовательность $\lambda = -1$ при $\alpha > 1$ всегда начинается от сплюснутого покоящегося сфероида, а при $\alpha < 1$ - от вытянутого.

$\alpha > \beta$. Область геометрий и свойства анизотропных эллипсоидов качественно меняются, если дисперсия скоростей вдоль большой оси превосходит дисперсию скоростей вдоль малой оси в плоскости вращения эллипсоида. Сфероиды при этом уже не являются фигурами равновесия. Все последовательности эллипсоидов начинаются от трехосного эллипсоида (назовем его вырожденным), геометрия которого определяется значениями α и β , и заканчиваются иглообразной фигурой. Здесь также вырожденный эллипсоид при $\alpha < 1$ вытянут вдоль оси вращения. На графике рис.7а представлена область геометрий эллипсоидов $\alpha = 1.5$, $\beta = 0.75$. При заданном

значении α , с уменьшением β область геометрий сжимается к началу координат до некоторого, зависящего от α значения β , ниже которого эллипсоиды $\lambda = -1$ перестают быть фигурами равновесия, при еще меньших значениях β - нарушаются условия равновесия эллипсоидов с $\lambda = 0$. Например, при значении $\alpha = 1.5$ первое имеет место при значениях $\beta \leq 0.21$, а второе - при $\beta \leq 0.176$.

Заметим, что в отсутствие гало, ни при каких значениях параметров анизотропии двухосные в плоскости вращения диски, а также близкие к ним сильно сплюснутые вдоль оси вращения трехосные эллипсоиды не являются фигурами равновесия.

Присутствие гало вновь резко меняет ситуацию.

$\alpha < \beta$. Независимо от значений α и параметров гало здесь полностью исчезает последовательность эллипсоидов $\lambda = +1$ и поэтому эллипсоиды с $\lambda > 0$ заполняют всю область между осью абсцисс и последовательностью безвихревых эллипсоидов $\lambda = 0$ (рис.6б). Изменения эллипсоидов $\lambda = -1$ и $\lambda = 0$ носят лишь количественный характер.

$\alpha > \beta$. Здесь также качественные изменения терпят последовательность $\lambda = +1$. На графике рис.7б, с приведены кривые, представляющие последовательности вложенных эллипсоидов $\lambda = \pm 1$, $\lambda = 0$ в случае $\alpha = 1.5$, $\beta = 0.75$. Аналогичные изменения терпят области геометрий всех одиночных анизотропных эллипсоидов с $\alpha > \beta$.

Приведенные исследования показывают общность характера установленного нами в [16] эффекта гало на вложенные в него эллипсоидальные подсистемы. Гало, даже незначительной плотности, обеспечивает равновесие сильно сплюснутых вдоль оси вращения трехосных эллипсоидов и двухосных дисков, независимо от меры концентрации массы к центру системы, от меры и характера анизотропии (биаксиальной или грехмерной) дисперсии скоростей, а также от меры сплюснутости гало.

7. Устойчивость вложенных анизотропных эллипсоидов.

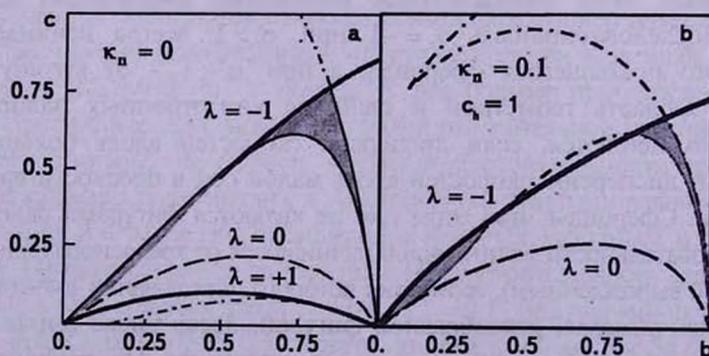


Рис.6. Области геометрий анизотропных с $\alpha = 0.75$, $\beta = 1.5$ одиночных (а) и вложенных (б) эллипсоидов.

Рассмотрим вторые формы колебания вложенного, неоднородного и анизотропного эллипсоида методом тензорных уравнений вириала [18]:

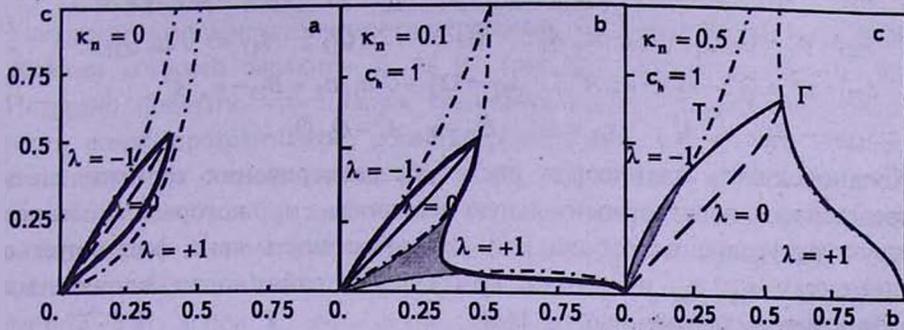


Рис.7. Области геометрий анизотропных с $\alpha = 1.5$, $\beta = 0.75$ одиночных (а) и вложенных внутри гало с $\kappa_n = 0.1, 0.5$ (b, c) эллипсоидов.

$$\omega^2 N_{i,j} - i 2\omega Q_{jl} N_{i,l} - i 2\omega \varepsilon_{ll3} N_{ij} + 2\Omega \varepsilon_{ll3} (Q_{lk} N_{j,k} - Q_{jk} N_{l,k}) - Q_{jl}^2 N_{i,l} - Q_{il}^2 N_{j,l} = \kappa_n A^h N_{i,j} - \delta W_{ij} - \Omega^2 (N_{ij} - N_{3j} \delta_{i3}) - \delta U_i \delta_{ij}, \quad (34)$$

где возмущения характеризованы лагранжевым смещением частиц:

$$\xi(x, t) = \xi(x) \exp[-i \omega t], \quad (35)$$

ω - частота, δU_i и δW_{ij} - возмущения внутренней и собственной гравитационной энергий вложенного эллипсоида [8]

$$\delta W_{ij} = -K_n \pi G \rho_c B_{ij} N_{ij}, \quad (36)$$

$$N_{ij} = \int \rho (\xi_i x_j + \xi_j x_i) dV = N_{i,j} + N_{j,i}. \quad (37)$$

Уравнения (34) дополняются условием соленидальности возмущений:

$$\sum_{i=1}^2 N_{ii} / a_i^2 = 0. \quad (38)$$

В работе [18], исследуя вопрос устойчивости вложенных S-эллипсоидов Римана, мы установили, что неустойчивость возникает лишь по отношению к нечетным по индексу 3 формам колебания. При этом оказалось, что часть эллипсоидов с обратной циркуляцией вещества, которые устойчивы в отсутствие гало и внутри сферического гало, становятся неустойчивыми внутри сплюснутого гало. Здесь не будем приводить подробные расчеты, а приведем лишь характеристическое уравнение, определяющее вопрос устойчивости вложенных неоднородных и анизотропных эллипсоидов по отношению к нечетным по индексу 3 формам колебания:

$$\text{Det}(S) = 0, \quad (39)$$

где S - матрица четвертого ранга с элементами

$$\begin{aligned}
 s_{11} &= \omega^2 + \Omega^2 - B_{13} - \kappa_n A_3^h, & s_{12} &= \Omega_J^2 + J a_2/a_1 - B_{13} - \kappa_n A^h, \\
 s_{13} &= -s_{31} = -i 2\omega\Omega, & s_{14} &= s_{23} = s_{32} = s_{41} = 0, & s_{21} &= -B_{13} - \kappa_n A_3^h, \\
 s_{22} &= \omega^2 - Q_{12}Q_{21} - B_{13} - \kappa_n A_3^h, & s_{24} &= -i 2\omega Q_{12}, & s_{42} &= -i 2\omega Q_{21}, \\
 s_{33} &= \omega^2 + \Omega^2 - B_{23} - \kappa_n A^h, & s_{34} &= \Omega_J^2 + J a_1/a_2 - B_{23} - \kappa_n A^h, \\
 s_{43} &= -B_{23} - \kappa_n A_3^h, & s_{44} &= \omega^2 - B_{23} - \kappa_n A_3^h - Q_{12}Q_{21}.
 \end{aligned} \tag{40}$$

Неоднородность эллипсоида после обезразмеривания времени здесь представлена через относительную плотность κ_n , которая не меняет структуру уравнения работы [18]. Анизотропность явно фигурирует в элементах s_{12} , s_{34} и меняет критерий устойчивости вложенных эллипсоидов, полученный в [18].

Левая часть уравнения (39) является многочленом четвертой степени по ω^2 . В общем случае несферического гало его удастся представить в виде $(\omega^2 - \lambda^2 \Omega^2)D$, где D - многочлен третьей степени по ω^2 . В настоящей работе будем рассматривать случай сферического гало: $A^h = A_3^h = 2/3$, при котором уравнение (39) допускает корни

$$\omega^2 = \Omega^2, \quad \omega^2 = \lambda^2 \Omega^2, \tag{41}$$

а устойчивость определяется биквадратным уравнением

$$\omega^4 - 2R\omega^2 + T = 0, \tag{42}$$

где

$$R = \frac{1}{2} \Omega_J^2 + B_{13} + B_{23} + \frac{4}{3} \kappa_n, \tag{43}$$

$$T = \left(2B_{13} + \frac{4}{3} \kappa_n + J a_1/2 a_2 \right) \left(2B_{23} + \frac{4}{3} \kappa_n + J a_2/2 a_1 \right). \tag{44}$$

Реальные решения уравнения (43) получаются при

$$\Gamma \equiv R^2 - T \geq 0, \quad T \geq 0. \tag{45}$$

Как видно из (44), второе условие (45) может быть нарушено лишь у эллипсоидов с отрицательной циркуляцией вещества, так как $J < 0$ только в случае $\lambda < 0$. Но тогда первое условие выполняется автоматически для всех эллипсоидов. Поэтому вопрос неустойчивости эллипсоидов с положительной циркуляцией вещества решается первым условием (45), а эллипсоидов с отрицательной циркуляцией вещества - вторым. Рассмотрим сначала условия устойчивости (45) в плоскости α, β . Второе условие требует, чтобы выражения в скобках имели одинаковый знак. С учетом (23) получаем, что устойчивым эллипсоидам соответствуют значения параметров анизотропии вне полосы

$$\beta_1 + b^2 \alpha \leq \beta \leq \beta_2 + b^2 \alpha, \tag{46}$$

расположенной параллельно прямой $\lambda = 0$, где использованы обозначения

$$\beta_1 = \frac{4 B_{13} + a_1^2 A_{12} + (8/3)\kappa_n}{c^2 (A_3 + (2/3)\kappa_n)} b^2 (1 - b^2), \quad \beta_2 = \frac{4 B_{23} + b^2 a_1^2 A_{12} + (8/3)\kappa_n}{b^2 (A_3 + (2/3)\kappa_n)} (1 - b^2).$$

Указанная полоса неустойчивости пересекает ось β на отрезке, крайними точками которого являются β_1 и β_2 (рис.1б). Очевидно, что $\beta_1 > \beta_0$. Нетрудно показать, что нижняя граничная прямая полосы неустойчивости всегда проходит через область треугольника, т.е. $\beta_1 < \beta_{-1}$. Что же касается точки с координатой β_2 , то она лежит ниже точки β_{-1} лишь в небольшом, слабо зависящем от κ_n , диапазоне сплюснутости эллипсоида b в плоскости вращения. Например, при $\kappa_n = 0$ это имеет место в диапазоне сплюснутости $b = 0.67 - 0.83$, при $\kappa_n = 0.25$ - в диапазоне $b = 0.73 - 0.81$, а при $\kappa_n = 1$ - в диапазоне $b = 0.75 - 0.80$. Для этих фигур значения α и β , которые соответствуют устойчивым конфигурациям, заполняют отделенные полосой неустойчивости две области - треугольник и трапецию (см. рис.1б). Для эллипсоидов вне указанного диапазона, верхняя треугольная область в плоскости α, β исчезает.

Исследование критерия устойчивости эллипсоидов с положительной циркуляцией вещества показывает, что в плоскости α, β первое условие в (45), при знаке равенства, изображается гиперболой Γ , которая пересекает ось β в точке с координатой β_3 . Эллипсоиды, лежащие ниже Γ , - неустойчивы. В зависимости от геометрии эллипсоида и от относительной плотности гало, β_3 может быть как меньше β_{+1} , так и больше. В первом случае неустойчивость не возникает. Во втором - Γ пересекает также прямую $\lambda = +1$. Область между Γ и прямой $\lambda = +1$ соответствует неустойчивым фигурам (рис.1б).

Для анизотропных сфероидов ($b = 1$, $\alpha = \beta$) второе условие (45) выполняется автоматически, так как здесь $T = g^2(c)$, где $g(c) = 2 B_{13}(c) + (1/2)J(c) + (4/3)\kappa_n$. Первое же условие принимает более упрощенный вид: $(R - g)(R + g) \geq 0$, который дает

$$\beta_1 \leq \beta \leq \beta_2, \quad (47)$$

где

$$\beta_1(c) = \frac{A_1 - 2 B_{11} - (2/3)\kappa_n}{(A_3 + (2/3)\kappa_n)c^2}, \quad \beta_2(c) = \frac{A_1 + 8 B_{13} + 6 \kappa_n}{(A_3 + (2/3)\kappa_n)c^2}. \quad (48)$$

При знаках равенства, (47) дает кривые марджинально - устойчивых сфероидов. В случае одиночных сфероидов в изотропном случае ($\beta = 1$, $\kappa = 0$) условие (47) для сплюснутости устойчивых сфероидов дает известный результат: $c \geq 0.303$. При наличии сферического гало с $\kappa > 0.21$ функция $\beta_1(c)$ отрицательна для всех значений c . При меньших, чем 0.21 значениях относительной плотности гало функция $\beta_1(c)$ становится положительной сначала в области слабо сплюснутых сфероидов, а при дальнейшем уменьшении κ_n - умеренно сплюснутых сфероидов.

Следовательно, гало обеспечивает равновесие и устойчивость даже холодных в плоскости вращения сильно сплюснутых сфероидов. Функция $\beta_2(c)$ положительна для всех c и принимает значения больше, чем 4.2. Графически все это в плоскости β, c представлено на рис.8а, где приведены кривые

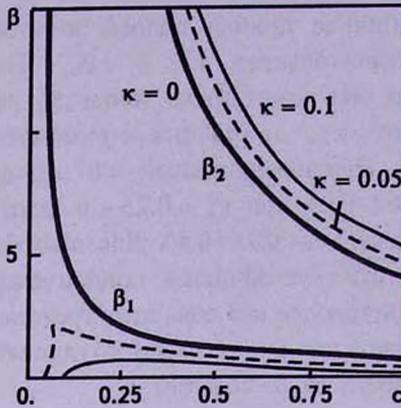


Рис.8а. Кривые маргинально-устойчивых анизотропных одиночных ($\kappa = 0$) и вложенных сфероидов внутри сферического гало с $\kappa = 0.05; 0.1$. Устойчивые области лежат между соответствующими кривыми β_1 и β_2 .

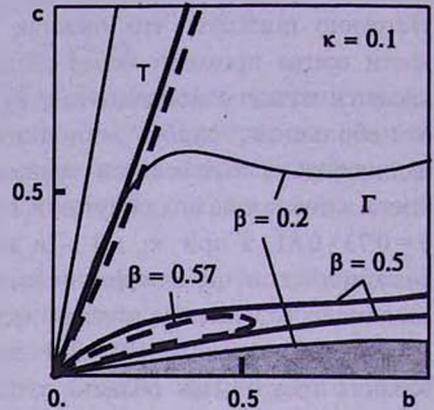


Рис.8б. Кривые маргинально-устойчивых анизотропных сфероидов внутри сферического гало с $\kappa = 0.1$ при $\beta = 0, 0.2, 0.5, 0.57$. Неустойчивые фигуры заполняют области между Γ кривыми (область петли) и выше T кривых. Область холодных в плоскости вращения устойчивых эллипсоидов ($\beta = 0$) окрашена.

маргинальной устойчивости одиночных ($\kappa_n = 0$) и вложенных в гало с $\kappa_n = 0.05, 0.1$ сфероидов. Очевидно - гало расширяет область устойчивых сфероидов, стабилизируя в первую очередь сильно сплюснутые вдоль оси вращения анизотропные сфероиды.

Изотропные в плоскости вращения одиночные эллипсоиды: $\kappa_n = 0$, $\alpha = \beta$. При этом, в плоскости геометрий (b, c) устойчивые эллипсоиды занимают область между кривыми маргинальной устойчивости, которые определяются через (46), при знаках равенства. Эта область снизу ограничена кривой Γ , а сверху - кривой T . Они обе начинаются от иглообразной фигуры и заканчиваются сфероидом. С ростом параметра анизотропии β кривые приближаются к оси абсцисс.

Кривая Γ лежит ниже области возможных геометрий эллипсоидов с $\lambda > 0$ пока $\beta \geq 0.5$. При меньших значениях β кривая Γ проходит выше последовательности $\lambda = +1$, пересекая ее в крайних точках $b = 0$ и $b = 1$. Так что, все эллипсоиды с $\lambda > 0$ устойчивы по отношению к рассматриваемым модам колебаний, пока $\beta \geq 0.5$. Ниже этого значения, до $\beta = 0.21$, устойчива лишь часть эллипсоидов с $\lambda > 0$, которая заполняет область между кривой Γ и последовательностью $\lambda = 0$.

Кривая T пересекает последовательность $\lambda = -1$ в двух точках. Поэтому неустойчивость эллипсоидов с обратной циркуляцией вещества возникает в участке, ограниченном последовательностью $\lambda = -1$ и кривой T - между точками их пересечения (рис.4а, 4б).

Изотропные в плоскости вращения вложенные эллипсоиды: $\kappa_n \neq 0$, $\alpha = \beta$. Присутствие гало опять усложняет картину, особенно в области эллипсоидов с положительной осцилляцией вещества. Внутри сферического гало с заданной относительной плотностью массы κ_n (пусть $\kappa_n = 0.1$) с постепенным ростом дисперсии скоростей вдоль оси вращения, т.е. с уменьшением β , начиная с некоторого значения $\beta(\kappa_n)$, в области иглообразных фигур возникает кривая Γ в виде узкой петли, которая быстро вытягивается к оси сфероидов $b=1$, пересекает в двух ее точках (после этого первое условие (45) представляется двумя кривыми - Γ_1 и Γ_2), образуя в области геометрий вложенных эллипсоидов с $\lambda > 0$ полосу неустойчивости (рис.8б). Еще раньше, при $\beta \leq \beta_{+1}(\kappa_n)$, от оси сфероидов возникает другая петля - последовательность вложенных самосопряженных эллипсоидов $\lambda = +1$, которая, расширяясь на оси сфероидов, вытягивается в обратную сторону - к иглообразным фигурам (см. раздел 5). Следовательно, преобладающая дисперсия скоростей вдоль оси вращения (в рассматриваемом случае $\beta(0.1) = 0.594$, т.е. при $\sigma_{3c} > 1.3\sigma_{1c}$) приводит не только к нарушениям условий равновесия эллипсоидов внутри петли $\lambda = +1$, но и к дестабилизации части вложенных эллипсоидов с $\lambda > 0$. Однако сильно сплюснутые вдоль оси вращения эллипсоиды и двухосные диски при этом остаются устойчивыми образованиями.

8. Устойчивость эллипсоидов с трехмерной анизотропией ($\alpha \neq \beta$).

Сначала рассмотрим устойчивость одиночных анизотропных эллипсоидов.

При $\alpha < \beta$ кривая T расщепляется на две кривые - T_1 и T_2 , область между которыми заполняют неустойчивые фигуры. Кривые T_1 и T_2 начинаются от круглого диска. Первая заканчивается на иглообразной фигуре, а вторая поднимается вверх (см. рис.6а). Неустойчивость здесь возникает в основном в узкой, приграничной с последовательностью $\lambda = -1$ и кривой T_2 полосе. Кривая Γ тоже начинается от круглого диска и заканчивается на иглообразной фигуре. Область над этой кривой соответствует устойчивости. И так как кривая Γ проходит ниже последовательности $\lambda = +1$, то неустойчивость по первому критерию (45) у эллипсоидов с $\lambda > 0$ не возникает.

При $\alpha > \beta$ вопрос устойчивости одиночных эллипсоидов определяется двумя кривыми - T_1 и Γ , которые начинаются от иглообразной фигуры и поднимаются вверх (рис.7а). Область, заключенная между этими кривыми, соответствует устойчивости. Кстати, соответствующие равновесные фигуры

в основном лежат именно в устойчивой области, за исключением очень маленькой приграничной с $\lambda = -1$ области.

В присутствии сферического гало:

$\alpha < \beta$. Все эллипсоиды с $\lambda > 0$, которые заключены между осью абсцисс и кривой $\lambda = 0$, являются устойчивыми фигурами равновесия, так как кривая Γ , так же, как и последовательность $\lambda = +1$, здесь отсутствуют. Неустойчивость, определяемая кривыми T_1 и T_2 , опять возникает лишь в узких полосках в области $\lambda < 0$, которые с ростом α, β и k_n становятся еще уже и, наконец, исчезают при их больших значениях (рис.7b, c).

$\alpha > \beta$. При малой относительной плотности гало условия (45) представляются тремя кривыми T_1 , Γ_1 и Γ_2 . Притом, устойчивые фигуры расположены в областях: между T_1 и Γ_2 и ниже Γ_1 . Кривые Γ_1 и Γ_2 начинаются от иглообразной фигуры. Γ_1 заканчивается на круглом диске, а T_1 и Γ_2 - имеют поведение соответствующих кривых одиночного эллипсоида (рис.6b). Поэтому все сильно сплюснутые вдоль оси вращения трехосные эллипсоиды устойчивы. С ростом относительной плотности гало кривые Γ_1 и Γ_2 сливаются в одну Γ кривую, которая сначала проходит вдоль последовательности $\lambda = +1$ и, не доходя T_1 , поднимается вверх, медленно приближаясь к последней.

9. Обсуждение результатов. Усредняя дисперсии скоростей разных типов звезд в окрестностях Солнца [2], находим $\langle \sigma_1 \rangle \approx 15.1 \pm 5.3$ км/с, $\langle \sigma_2 \rangle \approx 22.8 \pm 9.6$ км/с, $\langle \sigma_3 \rangle \approx 12.6 \pm 4.7$ км/с, которым соответствуют значения параметров анизотропии $\langle \alpha \rangle \approx 1 - 2$, $\langle \beta \rangle \approx 2 - 4$. Подставляя эти величины в (45) в качестве значений α, β в центре Галактики, получаем области b , Ω и $\lambda\Omega$, соответствующие устойчивым анизотропным эллипсоидам. Расчеты показывают, что неоднородные подсистемы стабилизируются при меньших значениях относительной массы гало. Анизотропность дисперсий скоростей тоже стабилизирует эллипсоиды, притом тем сильнее, чем больше сумма $\alpha + \beta$. Трехосные эллипсоиды с $c \approx 0.067$ устойчивы и без наличия гало.

Если принимать Галактику в виде сильно сплюснутого неоднородного сфероида с отношением полуосей меридианного сечения $c \approx 0.067$, то условия динамической устойчивости (50) и равновесия вдоль оси вращения (21), с учетом (5),(8),(16),(18) в области солнечной окрестности примут вид

$$\sigma_1^2 = \sigma_2^2 \geq \frac{K_n \pi G \rho_\Theta a^2}{(2n+5)} \frac{M_n}{M_{n+m}} \left(A_1 - 2B_{11} - \frac{c^{2n+2} n!}{K_n (2n+3)!} \frac{M_h}{M_n} \right) \left(1 - R_\Theta^2/a^2 \right)^{m-n}, \quad (52)$$

$$\sigma_3^2 = \frac{K_n \pi G \rho_\Theta c^2 a^2 M_n}{(2n+5) M_{n+m}} \left(A_3 + \frac{c^{2n+2} n!}{K_n (2n+3)!} \frac{M_h}{M_n} \right) \left(1 - R_\Theta^2/a^2 \right)^{m-n}. \quad (53)$$

В отсутствие гало в случае однородного распределения массы эти формулы

совпадают с результатами работы [11] и для окрестности Солнца, с учетом $\rho_{\odot} \approx 7 \cdot 10^{-24}$ г/см³, $R_{\odot} \approx 10$ кпк, $a \approx 15$ кпк, дают: $\sigma_1 \geq 88$ км/с, $\sigma_3 = 39$ км/с, которые находятся в сильном несоответствии с наблюдениями. Наличие гало понижает нижний предел σ_1 , но увеличивает (хотя незначительно) значение σ_3 . Например, учет гало с $M_h/M_n \approx 0.6$ дает: $\sigma_1 \geq 56$ км/с и практически не меняет σ_3 . Так что в рамках однородной модели гало не может устранять несоответствие теории с наблюдениями. Учет неоднородности массы дает результаты, близкие к наблюдаемым. Например, при $n=2$; $m=3-5$ формулы (52) и (53) при $c=0.067$, даже без учета гало, дают: $\sigma_1 \geq 25.4$ км/с, $\sigma_3 \approx 18.7$ км/с. Однако формула (33) для скорости локального центроида звезд в районе Солнца при этом дает пониженную оценку: 200 км/с, вместо наблюдаемого 250 км/с. Для углового же момента модели получаем $L \approx 0.8 \cdot 10^{74}$ г см²/с, вместо наблюдаемого $1.2 \cdot 10^{74}$ г см²/с.

В следующей работе будет рассмотрен случай, когда дисперсия скоростей вдоль оси вращения эллипсоида зависит от плотности квадратичным законом, а в плоскости вращения - линейным. Обычно такое уравнение состояния используется с целью замыкания цепочки моментных уравнений при построении бесстолкновительной гидродинамики для сильно сплюснутых гравитирующих систем (см., например, [20]).

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: mabr49@arminco.com

ANISOTROPIC INHOMOGENEOUS RIEMANN S-TYPE ELLIPSOIDS IN THE SPHEROIDAL HALO. I

M.G.ABRAHAMYAN

The classical S-type Riemann ellipsoids are generalized taking into account inhomogeneous density distribution of mass (Ferrers type), three dimensional anisotropy of the velocity dispersion and the gravitation of spheroidal halo. Inhomogeneity doesn't change equilibrium conditions and stability criteria of ellipsoids. The anisotropy can enlarge or restrict the possible geometrie's region of stable ellipsoids, while the halo always enlarge it and stabilize ellipsoids. In the framework of inhomogeneous model the anisotropic velocity dispersion of stars at the solar vicinity is obtained.

Key words: *Galaxies: halo: anisotropy: subsystems of galaxy*

ЛИТЕРАТУРА

1. *С.Чандрасекар*, Эллипсоидальные фигуры равновесия, Мир, М., 1973.
2. *К.У.Аллен*, Астрофизические величины, Мир, М., 1977.
3. *P.J.Peebse, P.J.E.Ostriker*, *Astrophys. J.*, 186, 467, 1973.
4. *М.Г.Абрамян, С.А.Каплан*, *Астрофизика*, 10, 665, 1974.
5. *М.Г.Абрамян*, *Астрофизика*, 11, 121, 487, 1975.
6. *R.H.Durisen*, *Astrophys. J.*, 224, 826, 1978.
7. *F.Pacheco*, Thesis, Univ. Rome, 1982.
8. *P.O.Vandervoort, O.E.Welty*, *Astrophys. J.*, 263, 654, 1982.
9. *P.H.Roberts*, *Astrophys. J.*, 136, 1108, 1962.
10. *J.J.Binney*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 183, 501, 1978.
11. *R.Weigandt*, *Astron. Astrophys.*, 82, 177, 1980.
12. *R.Weigandt*, *Astron. Astrophys.*, 105, 326; 106, 240, 1982.
13. *М.Г.Абрамян*, *Астрофизика*, 12, 177, 1976
14. *М.Г.Абрамян*, *Астрофизика*, 13, 253, 1977.
15. *М.Г.Абрамян*, *Астрофизика*, 25, 173, 342, 1986.
16. *М.Г.Абрамян, Д.М.Седракян*, *Астрон. ж.*, 63, 1089, 1986.
17. *М.Г.Абрамян*, Труды АН КазССР, 1989, 'и в сб. "Вопросы небесной механики и звездной динамики". Наука, Алма-Ата, 1990, с.54.
18. *М.Г.Абрамян*, *Астрофизика*, 45, 125, 2002; 45, 251, 2002.
19. *М.Г.Абрамян*, *Астрофизика*, 47, 657, 2004.
20. *Л.С.Марочник, А.А.Сучков*, *Галактика*, Наука, М., 1984.

УДК: 524.8:531.51

КОСМОЛОГИЧЕСКИЙ СКАЛЯР В ТЕОРИИ ЙОРДАНА-БРАНСА-ДИККЕ. II

Р.М.АВАКЯН, Г.Г.АРУТЮНЯН

Поступила 6 апреля 2005

Принята к печати 12 августа 2005

Рассматриваются космологические решения в собственном представлении теории ЙБД с доминирующим неминимально связанным скалярным полем. Показано, что только при введении космологического скаляра, переходящего в эйнштейновском представлении в обычную космологическую постоянную, возникает возможность фазы развития с равномерным, а затем ускоренным расширением Вселенной за космологические времена.

1. *Введение.* В первой части данной работы (I) рассмотрены космологические решения, полученные для эйнштейновского представления теории ЙБД, т.е. при наличии минимально связанного скалярного поля. Показано, что ускорение космологического расширения в таком варианте теории возможно только при наличии космологического скаляра. Во второй части (II) представлено решение космологической задачи в собственном представлении теории ЙБД при наличии неминимально связанного скалярного поля. Введение космологического скаляра создает возможность реализации фазы развития от равномерного к ускоренному расширению Вселенной. Как отмечалось в [8], современные представления о Вселенной свидетельствуют в пользу введения космологической постоянной в ОТО, поэтому имеет смысл ввести аналогичную величину в теорию ЙБД. Предположив, что поле этой величины должно быть скалярным, но не может быть динамическим (его изменения должны управляться гравитационным скаляром $y = y(x^\mu)$), введем в действие теории ЙБД космологический скаляр $\varphi = \varphi(y)$ аналогично тому, как вводится космологическая постоянная в действие ОТО [8].

$$W = \frac{1}{c} \int \sqrt{-g} \left[-\frac{c^4}{16\pi} y \left(R + 2\varphi(y) - \zeta \frac{y^{\mu\nu} y_{,\mu\nu}}{y^2} \right) + L_m \right] d^4x, \quad (1)$$

здесь ζ - безразмерная константа связи теории ЙБД. Приравнивая нулю результат независимого варьирования (2) по g^{ab} и y , получим уравнения теории ЙБД с космологическим скаляром

$$\nabla_a y^a = \frac{kT}{3+2\zeta} + \frac{2y}{3+2\zeta} \left(\varphi - y \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right), \quad k = \frac{8\pi}{c^4}, \quad (2)$$

$$G_{\nu}^{\mu} = R_{\nu}^{\mu} - \frac{1}{2} \delta_{\nu}^{\mu} R = \frac{k}{y} \left(T_{\nu}^{\mu} - \delta_{\nu}^{\mu} \frac{T}{3+2\zeta} \right) + \frac{\nabla_{\nu} y^{\mu}}{y} + \zeta \left(\frac{y_{,\nu} y^{\mu}}{y^2} - \frac{1}{2} \delta_{\nu}^{\mu} \frac{y_{,\alpha} y^{\alpha}}{y^2} \right) + \frac{\delta_{\nu}^{\mu}}{3+2\zeta} \left[(1+2)\zeta\varphi + 2y \frac{\partial\varphi}{\partial y} \right] = k \left(\frac{T_{m\nu}^{\mu}}{y} + T_{y\nu}^{\mu} \right), \quad (3)$$

где

$$T_{m\nu}^{\mu} = -P_m \delta_{\nu}^{\mu} + (\rho_m + P_m) U_{\nu} U^{\mu}, \quad (4)$$

$$T_{y\nu}^{\mu} = \frac{1}{k} \left[\frac{1}{y} (\nabla_{\nu} y^{\mu} - \delta_{\nu}^{\mu} \nabla_{\alpha} y^{\alpha}) + \frac{\zeta}{y^2} \left(y_{,\nu} y^{\mu} - \frac{1}{2} \delta_{\nu}^{\mu} y_{,\alpha} y^{\alpha} \right) + \delta_{\nu}^{\mu} y \varphi(y) \right].$$

Здесь $T_{m\nu}^{\mu} = \frac{2}{\sqrt{-g}} \frac{\delta(\sqrt{-g} L_m)}{\delta g^{\mu\nu}}$ - тензор энергии-импульса материи, а $T_{y\nu}^{\mu}$ обусловлен наличием скалярного поля y , P_m и ρ_m - давление и плотность энергии материи (пыли и радиации), рассматриваемой как идеальная жидкость, $U^{\alpha} = dx^{\alpha}/d\tau$ - 4-мерная скорость, удовлетворяющая условию нормировки $U_{\alpha} U^{\alpha} = 1$. Дальнодействующее скалярное безмассовое поле, потенциал которого $y = y(x^{\mu})$ (гравитационный скаляр), возможно в каждой точке заменяет собой ньютоновскую гравитационную постоянную G , а в соответствии с идеями Маха [5] - это фон, создаваемый всей энергией во Вселенной. Существенная особенность скалярного поля теории ЙБД, которая отличает его от полей других тензорно-скалярных теорий (теория Калуцы-Клейна, теория струн), состоит в том, что оно непосредственно не взаимодействует с материей. Это обстоятельство наталкивает на мысль рассматривать скалярное поле ЙБД само по себе, без наличия материи и радиации, что, возможно, позволит раскрыть его роль в формировании темной материи и темной энергии.

В связи со сказанным интересно напомнить, как была построена теория ЙБД. Идея о существовании скалярного поля самым естественным образом возникла при попытке объединить гравитацию и электромагнетизм. Выяснилось, что пятимерная формулировка теорий гравитаций Эйнштейна и Максвелла намного проще четырехмерной. Вывод был сделан после расширенного теоретико-группового анализа, согласно которому свойство инвариантности эйнштейн-максвелловской теории в пятимерии намного симметричнее. Было обращено внимание на то, что объединенная группа произвольных преобразований координат четырехмерия и калибровочных преобразований потенциала электромагнитного поля изоморфна группе преобразований однородных координат пятимерного риманового пространства, относительно которой инвариантны полевые уравнения проективной теории [1-3], а также модификации единой теории, предложенной Паули [4]. В этой изоморфной группе X^{μ} преобразуются как 5-векторы, что позволяет

построить дополнительный инвариант

$$y = g_{\mu\nu} X^\mu X^\nu.$$

Для того, чтобы редуцированные в четырехмерие уравнения единой теории были эквивалентны системе полевых уравнений Эйнштейна-Максвелла, необходимо требование постоянства скаляра $y = 1$. Так, естественным образом, без спекуляций и дополнительных гипотез в результате физического анализа возникла идея обобщения теории гравитации, в которой кроме тензорного и векторного полей фигурирует скалярное поле с потенциалом y . Одной из физически содержательных и полно разработанных версий является теория ЙБД, в которой гравитационный скаляр непосредственно не взаимодействует с материей. Его существование проявляется лишь влиянием на движение частиц.

2. Коэффициент "замедления" в теории ЙБД, обусловленный наличием неминимально связанного скалярного поля. Имеет смысл отбросить возможный вклад от всех видов материи и выяснить роль скалярного поля, неминимально связанного с гравитацией. Используем пространственно-плоскую метрику Фридмана-Робертсона-Уолкера, предполагая однородность и изотропию пространства-времени

$$dS^2 = dt^2 - R^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2) \right], \quad (5)$$

$$y = y(t)$$

где $k=0$ для пространственно-плоского случая, $R(t)$ - масштабный фактор. Уравнения космологической задачи в собственном представлении теории ЙБД принимают вид

$$\frac{\ddot{y}}{y} + \frac{3\dot{y}\dot{R}}{yR} = \frac{2}{3+2\zeta} \left(\varphi - y \frac{\partial\varphi}{\partial y} \right), \quad (6)$$

$$\frac{2\ddot{R}}{R} + \frac{\dot{R}^2}{R^2} = -\frac{\ddot{y}}{y} - \frac{2\dot{R}\dot{y}}{Ry} - \frac{\zeta\dot{y}^2}{2y^2} + \varphi, \quad (7)$$

$$3\frac{\dot{R}^2}{R^2} = \frac{1}{2}\zeta\frac{\dot{y}^2}{y^2} - 3\frac{\dot{R}\dot{y}}{Ry} + \varphi, \quad (8)$$

где точкой обозначена временная производная.

Если φ определить из (8) и подставить в (6) и (7), то (6) в точности совпадает с (7), то есть при любом выборе φ имеем два независимых уравнения.

Выбор $\varphi = \Lambda y/y_0$, где y_0 - современное значение y , а Λ - космологическая постоянная теории Эйнштейна, обусловлен тем, что в этом случае при конформном преобразовании $g'_{ik} = yg_{ik}$ получается эйнштейновское представление теории ЙБД, а по существу означает,

что в (1) кроме кинетического учтен также потенциальный член.

Интегрирование разности уравнений (7)-(8)

$$2 \left[\frac{\ddot{R}}{R} - \left(\frac{\dot{R}}{R} \right)^2 \right] + \left(\frac{\ddot{y}}{y} - \frac{\dot{y}^2}{y^2} \right) + (\zeta + 1) \frac{\dot{y}^2}{y^2} - \frac{\dot{R}}{R} \frac{\dot{y}}{y} = 0, \quad (9)$$

а также (6) с $\varphi = \Lambda y/y_0$

$$\frac{\ddot{y}}{y} = -3 \frac{\dot{R}}{R} \frac{\dot{y}}{y} \quad (10)$$

позволяют получить результат в виде

$$\frac{\dot{y}}{y} = c_- y^{(\sigma+1)/2} + c_+ y^{(1-\sigma)/2}, \quad \sigma = \sqrt{3(3+2\zeta)}. \quad (11)$$

Подставив (11) в (8) с учетом (10) из

$$\frac{1}{3} \left(\frac{\ddot{y}}{y} \right)^2 - \frac{\zeta}{2} \left(\frac{\dot{y}}{y} \right)^2 - \frac{\ddot{y}}{y} - \Lambda y/y_0 = 0$$

получаем соотношение

$$c_- c_+ = -\frac{\Lambda}{(3+2\zeta)y_0}; \quad (12)$$

которое позволяет придти к заключению о том, что при $\Lambda = 0$ в (11) отлично от нуля либо c_- , либо c_+ , а при $\Lambda \neq 0$ - c_- и c_+ имеют противоположные знаки, если $\Lambda > 0$, а $\zeta > -3/2$.

а) Рассмотрим случай $\Lambda = 0$. Из (8) следует непосредственная связь между \dot{R}/R и \dot{y}/y в виде

$$\frac{\dot{R}}{R} = -\frac{(3 \pm \sigma)}{6} \frac{\dot{y}}{y}, \quad (13)$$

причем знак плюс, как это следует из (10), соответствует $\dot{y} = -|c_-| y^{(\sigma+3)/2}$,

$\ddot{y} = -|c_-| \frac{(\sigma+3)}{2} y^{(\sigma+1)/2} < 0$, а минус - случаю $\dot{y} = |c_+| y^{(3-\sigma)/2}$,

$\ddot{y} = \frac{(\sigma-3)}{2} |c_+| y^{(1-\sigma)/2} < 0$.

В результате для масштабного фактора имеем

$$R_{\pm} = R_0 \left(\frac{y_0}{y_{\pm}} \right)^{\pm \frac{(\sigma \pm 3)}{6}}, \quad \left(\frac{y_0}{y_{\pm}} \right)^{\pm 1} = \left[1 + |c_{\mp}| \left(\frac{\sigma \pm 1}{2} \right) y_0^{\pm \frac{(\sigma \pm 1)}{2}} (t - t_0) \right]^{\frac{2}{\sigma \pm 1}}, \quad (14)$$

где $t = t_0$, $R = R_0$, $y = y_0$ соответствует современному моменту.

Коэффициент "замедления" $q = -(\ddot{R}/\dot{R}^2)R$ удобно представить в виде

$$q = -\frac{\ddot{R}}{R^2} R = 3 - \frac{R^* R}{R^2} \left(\left(\cdot \right)' = \frac{d}{dy} \right). \quad (15)$$

Тогда из (14) имеем

$$q_{\pm} = \frac{2\sigma}{\sigma \pm 3}. \quad (16)$$

Исходя из (4), можно по аналогии ввести понятия давления и плотности энергии скалярного поля $T_{\nu\mu}^{\mu} = -P_y \delta_{\nu}^{\mu} + (\rho_y + P_y) u_{\nu} u^{\mu}$,

$$\rho_y^{\mp} = \frac{1}{2k} (\zeta + \sigma \pm 3) c_{\mp}^2 y^{(3 \pm \sigma)}, \quad (17)$$

$$P_y^{\mp} = \frac{1}{2k} \left(\zeta + \frac{\sigma \pm 3}{3} \right) c_{\mp}^2 y^{(3 \pm \sigma)}, \quad (18)$$

откуда $1/3 < P_y^-/\rho_y^- < 1$, $1 < P_y^+/\rho_y^+ < \infty$ при $0 < \zeta < \infty$, и соответственно эффективная скорость распространения элементарных возмущений (звука), возникающих в такой среде, может быть определена как [9]

$$c^2 = \frac{dP_y^{\pm}}{d\rho_y^{\pm}} = 1 \mp \frac{4 \left(\frac{\sigma \pm 3}{2} - 1 \right)}{3\zeta \pm 2(\sigma \pm 3)}. \quad (19)$$

Как следует из (16), $q = 0$ получается только в случае $\zeta = -3/2$, но это значение безразмерного параметра теории Йордана изначально при формировании теории исключено из рассмотрения [3], поскольку в этом частном случае в результате варьирования действия получается 10 уравнений для 11 неизвестных величин. Интересно отметить, что при $\zeta = -3/2$ $P_y = -(1/3)\rho_y$, а $c^2 < 0$. Отрицательное давление можно разумно интерпретировать, но мнимость скорости распространения звука в жидкости весьма сомнительна. Таким образом, при требовании $\zeta > -3/2$ и наличии только скалярного поля в теории ЙБД можно прийти к заключению о том, что q_+ может принимать только положительные значения, что соответствует замедлению расширяющейся Вселенной, а q_- положительно для $\zeta > 0$ и может стать отрицательным при $-3/2 < \zeta < 0$, но $\lim_{\zeta \rightarrow \pm 0} q_- = \pm \infty$, что еще раз подтверждает целесообразность предположения о положительности ζ .

6) *Рассмотрим случай $\Lambda \neq 0$.* Как уже отмечалось выше, в выражении для \dot{y}/y из (11) в случае $\Lambda > 0$ отличны от нуля c_- и c_+ , причем они различаются знаком. Знаки c_- и c_+ совпадают, если $\Lambda < 0$.

Из (10) и (11)

$$\frac{R'}{R} = -\frac{1}{6y} \frac{[c_-(\sigma+3)y^{\sigma/2} + c_+(3-\sigma)y^{-\sigma/2}]}{(c_-y^{\sigma/2} + c_+y^{-\sigma/2})}. \quad (20)$$

Учитывая соотношение (15), будем иметь

$$q = 2 - \frac{6}{[c_-(\sigma+3)y^{\sigma/2} + c_+(3-\sigma)y^{-\sigma/2}]^2} [c_-^2(\sigma+3)y^{\sigma} + c_+^2(3-\sigma)y^{-\sigma} + c_-c_+(6-2\sigma^2)] \quad (21)$$

При равенстве нулю одной из постоянных интегрирования (c_-

или c_+) (21) совпадает с (16). При наличии Λ появляется возможность, кроме положительных q , получить $q = 0$ и $q < 0$. Нулевое ускорение расширяющейся Вселенной соответствует определенному значению y_1 , удовлетворяющему уравнению

$$c_-^2(\sigma + 3)y_1^{2\sigma} + 4\sigma c_- c_+ y_1^\sigma + c_+^2(\sigma - 3) = 0,$$

откуда

$$y_1^\sigma = \frac{c_+}{c_-} \left(\frac{-2\sigma \pm \sqrt{3\sigma^2 + 9}}{(\sigma + 3)} \right) = \frac{2\Lambda}{y_0 c_-^2 \left(\sqrt{1 + \frac{2}{3}\zeta} + 1 \right) (3 + 2\zeta)} \left(\sqrt{1 + \frac{2}{3}\zeta} \mp \sqrt{1 + \frac{\zeta}{2}} \right). \quad (22)$$

Из факта расширения Вселенной следует

$$R = \frac{c}{\dot{y}^{1/3}} \rightarrow \infty, \quad \dot{y} \rightarrow 0 \Rightarrow \ddot{y} < 0,$$

а из равенства $\dot{y} = 0$, с учетом того, что знаки c_- и c_+ различны, получаем предельное значение для y

$$y_n^\sigma = \left| \frac{c_+}{c_-} \right|.$$

Из выражения

$$\ddot{y} = c_- \left(\frac{3 + \sigma}{2} \right) y^{\frac{1+\sigma}{2}} - c_+ \left(\frac{\sigma - 3}{2} \right) y^{\frac{1-\sigma}{2}}$$

легко видеть, что $\ddot{y} < 0$ при $c_- < 0$ и $c_+ > 0$, при этом $\dot{y} = |c_-| y^{(3+\sigma)/2} (|y_n/y|^\sigma - 1)$.

При $y(t_0) > y_n$, $\dot{y} < 0$, а y асимптотически убывает до значения y_n . Если же $y(t_0) < y_n$, то $\dot{y} > 0$ и y асимптотически растет до значения y_n . В обоих случаях при $t \rightarrow \infty$, $R \rightarrow \infty$, $y = y_n + Ae^{-(t-t_0)/\tau}$, где

$\tau = \frac{2}{\sigma \sqrt{|c_- c_+|} y_0 \cdot c}$ - характерное время, c - скорость света, а знак постоянной интегрирования A зависит от знака \dot{y} .

Что касается параметра "замедления" q из (22), то его можно представить в виде

$$\frac{\ddot{R}R}{\dot{R}^2} = 1 + \frac{3\dot{y} \left[|c_-|(\sigma + 3)(\sigma + 1)y^{\sigma/2} - |c_+|(\sigma - 3)(\sigma - 1)y^{-\sigma/2} \right]}{y^{3/2} \left[|c_-|(\sigma + 3)y^{\sigma/2} + |c_+|(\sigma - 3)y^{-\sigma/2} \right]^2}, \quad (22.1)$$

откуда следует, что в пределе $\dot{y} \rightarrow 0$, $\ddot{R}R \rightarrow 1$, что соответствует ускоренному расширению Вселенной. Таким образом, величина скалярного потенциала в момент нулевого ускорения

$$\left(\frac{y_1}{y_n} \right)^\sigma = \frac{2\sigma \pm \sqrt{3\sigma^2 + 9}}{3 + \sigma} \quad (23)$$

может быть больше или меньше предельного значения y_n .

3. *Заключение.* В результате анализа коэффициента "замедления" для модели расширяющейся Вселенной в рамках теории ЙБД выяснено:

а) если доминирует неминимально связанное скалярное поле, то возможно только замедленное расширение Вселенной;

б) при введении космологического скаляра в случае неминимально связанного скалярного поля появляется возможность эволюционного развития Вселенной с переходом через фазу нулевого ускорения ($q=0$) к фазе ускоренного расширения ($\ddot{R} > 0$) за время порядка 10 млрд. лет;

в) в случае минимально связанного скалярного поля [8] ситуация, в принципе, аналогичная. Наличие скалярного поля способствует замедленному расширению Вселенной и только введение положительной космологической постоянной может привести к появлению фазы равномерного расширения, переходящего в ускоренное, что в отсутствие Λ может иметь место только при отрицательном давлении.

Кафедра теоретической физики им. академика Г.С.Саакяна, ЕГУ,
Армения, e-mail: ravagyan@www.physdep. r.am, gohar@www.physdep.r.am

THE COSMOLOGICAL SCALAR IN JORDAN-BRANS-DICKE THEORY. II

R.M.AVAGYAN, G.H.HARUTHUNYAN

Cosmological solutions are considered in the proper frame of the JBD theory with a dominating non-minimally coupled scalar field. It is shown that only by introduction of the cosmological scalar, corresponding to the usual cosmological constant in the Einstein frame, the possibility arises for the evolution phase with uniform and further accelerated expansion of the Universe during cosmological time scales.

Key words: scalar-tensor theory - cosmological solutions

ЛИТЕРАТУРА

1. *P.Jordan*, *Astron. Nachr.*, 276, 193, 1948.
2. *G.Ludwig*, *Fortschritte der Projektiven Relativitäts Theorie*, Braunschweig, 1951.
3. *P.Jordan*, *Schwerkraft und Weltall*, Braunschweig, 1951.
4. *W.Pauli*, *Ann. Phys.*, 18, 305, 1933.
5. *C.Brans*, *C.H.Dicke*, *Phys. Rev.*, 124, 925, 1961.
6. *S.Weinberg*, *Gravitation and Cosmology*, John Wiley and Sons, New York, 1972.
7. *R.J.Scherrer*, *Phys. Rev. Lett.*, 93, 301, 2004.
8. *Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, В.В.Папоян*, *Астрофизика*, 48, 455, 2005.
9. *J.Garriga, V.F.Mukhanov*, *Phys. Lett.*, B458, 219, 1999.
10. *N.Panagia*, *arxiv: astro-ph/ 0502247 VI*, 2005.
11. *Y.F. and K.Macda*, *Cambridge Univ. Press*, 5, 23, 2003.

УДК: 52:532:5

NOTE ON A THEOREM OF RELATIVISTIC HYDRODYNAMICS

R.A.KRIKORIAN

Received 31 May 2005

Accepted 12 August 2005

A well known theorem of relativistic hydrodynamics states that the stream-lines of an isentropic perfect fluid are the future-pointing timelike (FPT) curves extremizing the integral $J = \int_{s_1}^{s_2} f ds$, where f is the so-called index function and s the proper time on the world line of the fluid particle. The integral being taken over all possible FPT curves with regular representations $x^i = x^i(s)$ joining the fixed end events E_1, E_2 . The purpose of this note is to show that the stream-lines of an adiabatic perfect fluid can likewise be regarded as extremizing curves of the functional J provided the class of admissible curves consists of those FPT curves satisfying the side condition $u^i \partial_i S = 0$, u^i unit 4-velocity and S specific proper entropy of the fluid, with first end point fixed and second end point variable.

Key words: *Relativity:hydrodynamics*

1. Introduction. In relativistic hydrodynamics, the class of isentropic perfect fluids, i.e. those for which the specific proper entropy S takes a value S_0 independent of the space-time coordinates x^i ($i = 1, 2, 3, 4$) throughout the fluid, is of special interest since the stream-lines of such fluids are known to satisfy the variational principle (e.g. [1-3])

$$J = \int_{s_1}^{s_2} f \sqrt{g_{rs} \dot{x}^r \dot{x}^s} ds \rightarrow \text{extremum} \quad (\dot{x}^r = dx^r/ds) \quad (1)$$

for fixed end events.

The integral is taken over all possible future-pointing timelike (FPT) curves having regular representations $x^i = x^i(s)$, $s_1 \leq s \leq s_2$, in terms of proper time, i.e. curves $x^i(s)$ with a nonvanishing set of s -derivatives \dot{x}^i equal to the unit 4-velocity u^i , $u^i u_i = 1$, and joining the fixed end events E_1, E_2 . The positive scalar function f entering the integrand is the so-called index function of the fluid and is regarded as a known function of position in space-time; it is given by [2b,3]

$$f = 1 + c^{-2} \left(\varepsilon + \frac{p}{r} \right), \quad (2)$$

where p is the pressure, r the proper material density and ε the internal energy density; the proper energy density ρ of the fluid being set equal to

$$\rho = r \left(1 + \frac{\varepsilon}{c^2} \right) \quad (3)$$

An important property of the functional J is that its value is independent of the particular parameter chosen, a consequence of the homogeneity of the integrand in the variables x^i . The corresponding Euler necessary condition for an extremum deduced from the first variation of the functional J assumes the form of the equation of motion of an isentropic perfect fluid

$$u^t \nabla_t u_i - (g_i^t - u^t u_i) \frac{\partial_t f}{f} = 0. \quad (4)$$

The differential system (4) expresses the fact that the stream-lines are geodesics of the metric $f^2 ds^2$, conformal to the metric ds^2 of the space-time¹.

A more general class of fluids consists of those for which the specific proper entropy S is constant only along each stream-line, constraint translated into

$$u^i \partial_i S = 0, \quad (5)$$

such fluids are said adiabatic. By virtue of the equation of continuity, condition (5) is equivalent to the equation, stating the conservation of proper material density [2b]

$$\nabla_i (r u^i) = 0. \quad (6)$$

The equation governing the motion of an adiabatic perfect fluid can be written in the form [2b,3]

$$u^t \nabla_t u_i - (g_i^t - u^t u_i) \left[\frac{\partial_t f}{f} - T \frac{\partial_t S}{c^2 f} \right] = 0, \quad (7)$$

where T is the proper temperature of the fluid.

The question which naturally arises is whether the functional J can be used to formulate an extremum principle such that along any FPT curve extremizing the integral J eq. (7) holds.

In this note we propose to show that if the class of admissible curves consists of those FPT curves satisfying the side condition (5), with the first end event fixed and the second end event variable, then the extremals of the functional J satisfy a differential equation which agrees with the differential system (7) provided we identify the Lagrange multiplier associated with the constraint (5), or more precisely its s-derivative, as the proper temperature T divided by c^2 .

2. Extremum principle for the stream-lines of an adiabatic perfect fluid. Our problem is that of finding the necessary condition, known as the multiplier rule, which is imposed on the curve g of class C^1 with regular

¹This property of the stream-lines in the case of a perfect fluid seems to have been first established by Eisenhart (Trans. Amer. Math. Soc. 26, 205, 1924) using a different approach.

representation in terms of proper time

$$g : x^i = \bar{x}^i(s), \quad s_1 \leq s \leq s_2 \quad (i = 1, \dots, 4) \tag{8}$$

in order that it furnishes an extremum to the functional

$$J = \int_{s_1}^{s_2} \sqrt{g_{ij} \dot{x}^i \dot{x}^j} ds \quad (\dot{x}^i = dx^i/ds), \tag{9}$$

relative to neighboring admissible curves. The class of admissible curves consists of those FPT curves satisfying the side conditions

$$\phi_1(x, \dot{x}) = \sqrt{g_{ij} \dot{x}^i \dot{x}^j} = 1, \tag{10}$$

$$\phi_2(x, \dot{x}) = \dot{x}^i \partial_i S = 0. \tag{10'}$$

Curves satisfying differential side conditions of the form (10) are said differentially admissible. We further suppose that the matrix $\| \phi_{A \dot{x}^i} \|$, $A = 1, 2$ has rank 2 along g . A variational problem of this kind is designated in the calculus of variations as a parametric problem of Lagrange, a special case of the problem of Bolza whose theory in Riemannian space has been first discussed by Hestenes [4]. It should be noted that the equality constraint (10) not only specifies the parameter to be used but it also expresses the timelike character of the curves admitted to competition. A regular representation of g in terms of an arbitrary parameter θ , with $\dot{\theta}(s) > 0$, would yield an inequality constraint [5]. It remains to specify under which end conditions the functional J is to be extremized. In order that g be a "normal" extremizing curve, we have to treat an extremum problem with variable end point, i.e. the admissible curves neighboring g cannot have both their end points fixed respectively at the initial and final end points of g as it is the case for the variational principle satisfied by the stream-lines of an isentropic perfect fluid. The definition of normality will be given when discussing the so called multiplier rule. For variable-endpoint problems this term refers to both the Euler necessary condition and the transversality condition. If we consider our problem as a non-parametric problem in the space of coordinates (s, x^i) the above conditions follow from the corresponding conditions in non-parametric form [4,6a]. Adopting Morse's formulation of end conditions [6a, b], let us denote points near the initial and final end points of the extremal $g : x^i = \bar{x}^i(s)$, regarded as a curve in the space (s, x) , by (s^A, x^{iA}) , $A = 1, 2$. Without loss of generality we may assume that the class of terminally admissible curves neighboring g consists of those FPT curves whose end points (s^A, x^{iA}) are respectively given by

$$s^1 = 0, \quad x^{i1} = \bar{x}^{i1}(s_1) = \bar{P}_1; \quad s^2 = s^2(\sigma_1, \dots, \sigma_r), \quad x^{i2} = x^{i2}(\sigma_1, \dots, \sigma_r) \quad (1 \leq i \leq 4+1) \tag{11}$$

For values of (σ) near (0) . It is assumed that the functions appearing in (11) are of class C^2 and that for $(\sigma) = (0)$ they give the end point of g ,

i.e. $s^2(0) = s_2$, $x'^2(0) = \bar{x}'(s_2) = \bar{P}_2$

We see that while (s^1, x'^1) has the prescribed value corresponding to the initial end value of $g(s_1 = 0, \bar{P}_1)$, the end condition leaves the value of s^2 undetermined in order to comply with the relativistic demand of the path dependence of proper time.

It follows from the non-parametric theory (e.g. [7-9]) that if g affords an extremum to the functional J there exists a constant λ_0 and two functions $\lambda_A(s)$, $A=1, 2$ not all identically zero if $\lambda_0 = 0$; such that g satisfies the Euler-Lagrange (EL) equations

$$(a) \quad P_i = \frac{d}{ds} F_{x'^i} - F_{x^i} = 0, \quad (b) \quad \phi_1(x, \dot{x}) - 1 = \sqrt{g_{ij} \dot{x}^i \dot{x}^j} - 1 = 0, \quad (12)$$

$$(c) \quad \phi_2(x, \dot{x}) = \dot{x}^i \partial_i S = 0,$$

where

$$F = \lambda_0 f \sqrt{g_{ij} \dot{x}^i \dot{x}^j} + \lambda_1(s)(\phi_1 - 1) + \lambda_2(s)\phi_2. \quad (13)$$

Moreover the following transversality relation holds

$$(F - \dot{x}^i F_{x'^i}) ds^2 + F_{x^i} dx'^i = 0. \quad (14)$$

Taking into account the very useful identity

$$F + \lambda_1(s) = \dot{x}^i F_{x'^i}, \quad (15)$$

which follows from the relation $F(x, k\dot{x}, \lambda_1, \lambda_2) = k[F(x, \dot{x}, \lambda_1, \lambda_2) + \lambda_1]$, the transversality equation reduces to

$$-\lambda_1 ds^2 + F_{x^i} dx'^i = 0, \quad (14')$$

where (s, x, \dot{x}) must be taken on g at the second end point of g . ds^2 and dx'^i are the differentials of the functions appearing in (11) evaluated at $(\sigma) = (0)$, and (14') is regarded as an identity in these differentials. If there are no nontrivial multipliers $\lambda_0, \lambda_A(s)$ ($A=1, 2$) with $\lambda_0 = 0$ the admissible curve is called normal, otherwise abnormal. In the normal case we can always replace a nontrivial set of multipliers by $1, \lambda_A(s)/\lambda_0$ or realize the same end by simply setting $\lambda_0 = 1$. The multipliers $\lambda_0 = 1, \lambda_A(s)$ are then unique. A geometrical interpretation of normality has been given by Morse and Myers [7]. The importance of this property resides in the fact that if the admissible curve C is normal there are always neighboring curves belonging to the set of admissible curves so that the extremum problem is never trivial [8]. It is readily proved that under arbitrary transformations of space-time coordinates P_i in eq. (12) will transform as the covariant component of a 4-vector and the first member of the identity (14) will be an invariant provided the multipliers λ_0, λ_A belonging to g are invariants. Lagrange multipliers are often treated inadequately in the physical literature. In particular the function F with λ_0 arbitrarily chosen as unity is simply

presented without a proof to exclude the abnormal case.

Making use of formula (15), the EL equation (12a) and the transversality condition (14) can be written explicitly as

$$\lambda_0 f u^t \nabla_t u_i - \lambda_0 \partial_t f (g_i^t - u_i u^t) + \lambda_1(s) u^t \nabla_t u_i + \dot{\lambda}_1(s) u_i + \lambda_2(s) \partial_t S = 0 \quad (16)$$

and

$$-\lambda_1(s_2) ds^2 + [\lambda_0 f + \lambda_1(s) u_i + \lambda_2(s) \partial_t S]_2 dx^{i2} = 0 \quad (17)$$

where $u^i = \dot{x}^i$ is the unit 4-velocity and the subscript 2 indicates that (s, x, \dot{x}) in the functions appearing in the square bracket is to be taken on g at its second end point. Multiplying eq. (17) by u^i and noting that $u^t \nabla_t u_i = 0$, $u^i u_i$ being constant (=1), we obtain

$$\dot{\lambda}_1(s) = 0 \quad \text{or} \quad \lambda_1(s) = \text{const.} \quad (18)$$

Further useful informations on λ_1 and λ_2 will come from the transversality condition.

Since the curve $g : x^i = \bar{x}^i(s)$ joining the points

$$s^1(0) = 0 \quad x^{i1}(0) = \bar{x}^i(s_1) = \bar{P}_1; \quad s^2(0), x^{i2}(0) = \bar{x}^i(s_2) = \bar{P}_2 \quad (19)$$

in (s, x) space furnishes an extremum for the integral J on the class of admissible curves with end conditions (11), it will furnish an extremum compared to differentially admissible neighboring curves with end points $(0, \bar{P}_1)$ and $(s^2(\sigma), \bar{P}_2)$. The transversality condition with $dx^{i2} = 0$ then yields

$$\lambda_1(s_2) = 0. \quad (20)$$

Accordingly, as a consequence of the homogeneity of F and of the transversality condition, we see that if g is to extremize the functional J the multiplier λ_1 associated with g must be constant and equal to zero. Substitution of $\lambda_1 = 0$ in eqs (16) and (17) gives

$$\lambda_0 f u^t \nabla_t u_i - \lambda_0 \partial_t f (g_i^t - u_i u^t) + \dot{\lambda}_2(s) \partial_t S = 0, \quad (21)$$

$$[\lambda_0 f + \lambda_2(s) \partial_t S]_2 dx^{i2} = 0. \quad (22)$$

Comparison of the EL equation (21) with eq. (7) defining the streamlines of an adiabatic perfect fluid shows that λ_0 must be different from zero, i.e. the extremal g must be normal, if these two equations are to coincide. Let us show that this is indeed the case for our extremum problem with variable end point. Substitution of $\lambda_0 = 0$ in eqs (21) and (22) gives respectively

$$\dot{\lambda}_2(s) \partial_t S = 0 \quad (i = 1, \dots, 4), \quad (23)$$

$$[\lambda_2(s) \partial_t S]_2 x^{i2} = 0, \quad (24)$$

where the subscript q attached to s^2 or x^{i2} means differentiation with respect to σ_q and evaluation at $\sigma = 0$.

These equations require that λ_2 be constant and equal to zero.

Accordingly if $\lambda_0 = 0$ then $\lambda_2 = \lambda_1 = 0$, but the multiplier rule assures that values for these multipliers exist that are not all zero; hence if there is an extremizing curve g it must be normal and we can set $\lambda_0 = 1$. This conclusion remains valid in the special case where just one of the space-time coordinates x^{i2} ($i = 1, 2, 3, 4$), say x^{42} , is left undetermined while the space coordinates $x^{\alpha 2}$ ($\alpha = 1, 2, 3$) are set equal to the space coordinates $\bar{x}^\alpha(s_2)$ of the final end point \bar{P}_2 of g , provided we assume $\partial_4 S$ different from zero. If the admissible curves neighboring g have their final end events $(x^{12}(\sigma), \dots, x^{42}(\sigma))$ fixed at \bar{P}_2 , it turns out that λ_0 can have the value zero. Indeed, one easily verifies that the multiplier rule ensures the existence of an abnormal set of multipliers $\lambda_0 = 0$, $\lambda_1 = 0$ and $\lambda_2 = \text{const} \neq 0$. Returning to eq. (21) and setting $\lambda_0 = 1$ the EL equation now reads

$$u^t \nabla_t u_i - \frac{\partial_t f}{f} (g_i^t - u_i u^t) + \dot{\lambda}_2(s) \partial_i S = 0. \quad (25)$$

This agrees with eq. (7) provided we identify $\dot{\lambda}_2(s)$ with T/c^2 . The multiplier λ_2 or more exactly its s -derivative $\dot{\lambda}_2$ thus acquires a physical significance.

3. Conclusion. Although the respective stream-lines of an adiabatic and isentropic perfect fluid extremize the same functional J , the timelike curves admitted to competition satisfy different side and end conditions so that we have to deal with different variational principles. For an adiabatic perfect fluid, the class of admissible curves consists of those timelike curves along which the specific proper entropy S is constant and whose second end points are undetermined. Translating these constraints into equations, we have seen that the derivation of the equation of motion from a variational principle requires the use of the transversality condition. This condition furnishes further informations on the multipliers not obtainable from the Euler equations. For instance, without the use of this condition, one cannot prove that the multiplier associated with the constraint specifying the timelike nature of the 4-velocity, $\sqrt{u^t u_t} = 1$, is a constant equal to zero; the only information furnished by the Euler equation is the constancy of the corresponding multiplier.

ОБ ОДНОЙ ТЕОРЕМЕ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ГИДРОДИНАМИКИ

Р.А.КРИКОРЯН

Хорошо известная теорема релятивистской гидродинамики гласит, что линиями тока изэнтропической идеальной жидкости являются направленные к будущему временноподобные (futurepointing timelike, FPT) кривые, сообщающие экстремум интегралу $J = \int_{s_1}^{s_2} f ds$, где f - так называемая индекс-функция, а s - соответствующее время на мировой линии частицы. Интеграл берется по всевозможным FPT кривым с регулярными представлениями $x^i = x^i(s)$, соединяющими фиксированные конечные события E_1, E_2 . Цель данной заметки показать, что линии тока адиабатической идеальной жидкости могут подобным образом рассматриваться как кривые, сообщающие экстремум функционалу J при условии, что класс допустимых кривых состоит из FPT кривых, которые удовлетворяют условиям $u^i \partial_i S = 0$, где u^i - единичная 4-скорость, а S - соответствующая удельная энтропия жидкости, когда первая конечная точка фиксирована, а вторая - переменна.

REFERENCES

1. *J.L.Synge*, Proc. London Math. Soc., 43, 376, 1937.
2. *A.Lichnerowicz*, (a) Théories relativistes de la gravitation et de l'électromagnétisme, Masson-Paris, 1955; (b) Relativistic Hydrodynamics and magnetohydrodynamics, W.A.Benjamin, NY, 1967.
3. *Phan-Mau-Quam*, Centr. Int. Matem. Est. Cremoniese, Roma 1971, 1-85, 1970.
4. *M.R.Hestenes*, Amer. Journal of mathematics LVIII, 391, 1936.
5. *V.Fock*, The Theory of Space, Time and gravitation, Pergamon Press, 1959.
6. *M.Morse*, (a) The calculus of Variations in the Large, American Mathematical Society N.Y., 1934; (b) Variational Analysis, Wiley, NY, 1973.
7. *M.Morse, S.B.Myers*, Proc. of the American Acad. of Arts and Sciences, 60, 235, 1931.
8. *G.A.Bliss*, (a) Lectures on the Calculus of Variations, University of Chicago Press, 1946; (b) Am. J. Math 52, 673, 1930.
9. *M.R.Hestenes*, Calculus of Variations and Optimal Control theory, RE Krieger Publishing Company Huntington NY, 1980.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

журнала "Астрофизика", том 48, 2005 год

<i>Абрамян М.Г.</i> Анизотропные и неоднородные S-эллипсоиды Римана внутри сфероидального гало	613
<i>Абубекеров М.К., Черепашук А.М.</i> К вопросу о существовании массивных нейтронных звезд	211
<i>Абударам Ж.</i> (см. <i>Никогосян А.Г.</i>)	303
<i>Авакян Р.М., Арутюнян Г.Г., Папоян В.В.</i> Космологический скаляр в теории Йордана-Бранса-Дикке. I	455
<i>Авакян Р.М., Арутюнян Г.Г.</i> Космологический скаляр в теории Йордана-Бранса-Дикке. II	633
<i>Аджян Г.С., Аджян С.Г.</i> Тонкая структура поверхности голой странной звезды	139
<i>Аджян С.Г.</i> (см. <i>Аджян Г.С.</i>)	139
<i>Аззопарди М.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	383
<i>Айрапетян М.В.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	69
<i>Айрапетян М.В.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	603
<i>Алексеев И.Ю.</i> Пятна, циклы активности и дифференциальное вращение на холодных звездах	29
<i>Алексеев И.Ю., Кожевникова А.В.</i> Зональная модель запятненности звезд. Применение к системам типа RS CVn	535
<i>Алексеев И.Ю.</i> (см. <i>Кожевникова А.В.</i>)	349
<i>Альварес Г.</i> (см. <i>Май Х.</i>)	491
<i>Анкай А.</i> (см. <i>Гусейнов О.Х.</i>)	393
<i>Антипов Г.А.</i> (см. <i>Липунов В.М.</i>)	463
<i>Арутюнян А.Н.</i> (см. <i>Малумян В.Г.</i>)	223
<i>Арутюнян Г.Г.</i> (см. <i>Авакян Р.М.</i>)	455
<i>Арутюнян Г.Г.</i> (см. <i>Авакян Р.М.</i>)	633
<i>Архаров А.А., Гаген-Торн Е.И., Пузакова Т.Ю., Рубан Е.В.</i> Спектрофотометрическая переменность Миры	175
<i>Барков М.В., Бисноватый-Коган Г.С.</i> Инфракрасное послесвечение гамма-всплеска GRB041219 как следствие переизлучения на пыли в околозвездном облаке	439
<i>Барсунова О.Ю., Гринин В.П., Сергеев С.Г.</i> Уникальная затменная система КН 15D: Новые фотометрические данные	5
<i>Барсунова О.Ю., Гринин В.П., Сергеев С.Г.</i> Н 187 - в начале нового затмения	529
<i>Белинский А.А.</i> (см. <i>Липунов В.М.</i>)	463
<i>Бисноватый-Коган Г.С.</i> (см. <i>Барков М.В.</i>)	439
<i>Борисов Г.В.</i> (см. <i>Липунов В.М.</i>)	463
<i>Борчхадзе Т.М.</i> (см. <i>Когошвили Н.Г.</i>)	515
<i>Валдес Дж.Р.</i> (см. <i>Чавушян В.О.</i>)	113

<i>Васильев Е.О., Шекинов Ю.А.</i> Вклад молекул HD в охлаждение первичного газа	585
<i>Верходанов О.В.</i> (см. <i>Чавушян В.О.</i>)	113
<i>Витриченко Э.А.</i> Система VM Ori. III. Глубина минимума в ИК-области спектра	565
<i>Витрищак В.М.</i> (см. <i>Липунов В.М.</i>)	463
<i>Гаген-Торн Е.И.</i> (см. <i>Архаров А.А.</i>)	175
<i>Галазутдинова О.А.</i> (см. <i>Тихонов Н.А.</i>)	261
<i>Гигоян К.С., Маурон Н., Аззопарди М., Руссей Д.</i> Инфракрасные характеристики звезд поздних спектральных классов из обзора FBS. Природа красных объектов	383
<i>Глазголевский Ю.В.</i> Некоторые проблемы медленного вращения CP-звезд	229
<i>Глазголевский Ю.В.</i> Модель магнитного поля HD 187474	575
<i>Голубинский Ю.В.</i> (см. <i>Дорошенко В.Т.</i>)	191
<i>Голубинский Ю.В.</i> (см. <i>Дорошенко В.Т.</i>)	365
<i>Горбовской Е.С.</i> (см. <i>Липунов В.М.</i>)	463
<i>Гришин В.П.</i> (см. <i>Барсунова О.Ю.</i>)	5
<i>Гришин В.П.</i> (см. <i>Барсунова О.Ю.</i>)	529
<i>Гринин В.П.</i> (см. <i>Шаховской Д.Н.</i>)	165
<i>Гусейнов О.Х., Анкай А., Тагиева С.О.</i> Поиск убегающих OB-звезд в остатках сверхновых	393
<i>Гюльбудагян А.Л., Май Х.</i> CO наблюдения южных молекулярных облаков. Истечения из молодых звездных объектов (M3O) GRV8 и GRV16	101
<i>Гюльбудагян А.Л.</i> (см. <i>Май Х.</i>)	491
<i>Джурашевич Г.</i> (см. <i>Кумсиашвили М.И.</i>)	59
<i>Дорошенко В.Т., Сергеев С.Г., Меркулова Н.И., Сергеева Е.А., Голубинский Ю.В., Проник В.И., Охмат Н.Н.</i> BVRI CCD-фотометрия звезд сравнения в окрестностях галактик с активными ядрами. I.	191
<i>Дорошенко В.Т., Сергеев С.Г., Меркулова Н.И., Сергеева Е.А., Голубинский Ю.В., Проник В.И., Охмат Н.Н.</i> BVRI CCD-фотометрия звезд сравнения в окрестностях галактик с активными ядрами. II.	365
<i>Егиазарян А.А.</i> Об активной галактике KAZ 49	331
<i>Епремян Р.А.</i> (см. <i>Хачикян Э.Е.</i>)	45
<i>Ихсанов Н.Р.</i> Нейтронные звезды на стадии дозвукового пропеллера	477
<i>Казарян М.А., Мовсисян Т.А.</i> Морфологическое и спектральное исследование галактики KAZ 73	291
<i>Казарян М.А., Петросян Г.В.</i> Новые галактики с UV-избытком. VI	409
<i>Каллоглян А.Т.</i> (см. <i>Когошвили Н.Г.</i>)	515
<i>Кандалян Р.А.</i> Свойства OH-мегамазерных галактик в радиоконтинууме. I. Наблюдательные данные	125

<i>Кандалян Р.А.</i> Свойства ОН-мегамазерных галактик в радиоконтинууме. II. Анализ данных	281
<i>Кандалян Р.А.</i> Некоторые особенности рентгеновского и радиоизлучения в ОН-мегамазерных галактиках	421
<i>Карапетян А.А.</i> (см. <i>Тамазян В.С.</i>)	335
<i>Когошвили Н.Г., Борчхадзе Т.М., Каллоглян А.Т.</i> Исследование структуры скопления Сота на основе метода силового иерархического сгущивания	515
<i>Кожневникова А.В., Алексеев И.Ю., Кожневников В.П., Свечников М.А.</i> Долговременная пятенная активность затменной переменной системы CG Суг	349
<i>Кожневников В.П.</i> (см. <i>Кожневникова А.В.</i>)	349
<i>Кожневникова А.В.</i> (см. <i>Алексеев И.Ю.</i>)	535
<i>Корнилов В.Г.</i> (см. <i>Липунов В.М.</i>)	463
<i>Кочиашвили Н.Т.</i> (см. <i>Кумсиашвили М.И.</i>)	59
<i>Крикорян Р.А.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	431
<i>Крикорян Р.А.</i> Об одной теореме релятивистской гидродинамики	641
<i>Крылов А.В.</i> (см. <i>Липунов В.М.</i>)	463
<i>Кувшинов Д.А.</i> (см. <i>Липунов В.М.</i>)	463
<i>Кузнецов М.В.</i> (см. <i>Липунов В.М.</i>)	463
<i>Кумсиашвили М.И., Кочиашвили Н.Т., Джурашевич Г.</i> Результаты анализа фотоэлектрических кривых блеска V448 Лебедя с учетом геометрии Роша	59
<i>Кучми С., Никогосян А.Г.</i> Анализ излучения корональных надтепловых струй	79
<i>Липунов В.М., Корнилов В.Г., Крылов А.В., Борисов Г.В., Кувшинов Д.А., Белинский А.А., Горбовской Е.С., Антипов Г.А., Тюрин Н.В., Витрищак В.М., Потанин С.А., Кузнецов М.В.</i> Мобильная астрономическая система Мастер. Оптические наблюдения гамма-всплесков	463
<i>Май Х.</i> (см. <i>Гюльбудагян А.Х.</i>)	101
<i>Май Х., Гюльбудагян А.Л., Альварес Г.</i> Молекулярные облака в направлении новой ОВ-ассоциации в PUP-CMA	491
<i>Малумян В.Г., Арутюнян А.Н.</i> О зависимости некоторых параметров излучения радиопульсаров от их возраста	223
<i>Мартиросян Г.С.</i> Опыт классификации солнечных событий. I. Классификация по энергиям излома в спектрах энергичных ионов	247
<i>Матвиенко Е.Е., Щекинов Ю.А.</i> О динамике ветра с массовым нагружением	315
<i>Маурон Н.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	383
<i>Меликян Н.Д.</i> (см. <i>Тамазян В.С.</i>)	335
<i>Меркулова Н.И.</i> (см. <i>Дорошенко В.Т.</i>)	191

<i>Меркулова Н.И.</i> (см. <i>Дорошенко В.Т.</i>)	365
<i>Мовсисян Т.А.</i> (см. <i>Казарян М.А.</i>)	291
<i>Мурадян З.</i> (см. <i>Никогосян А.Г.</i>)	303
<i>Мухика Р.</i> (см. <i>Чавушян В.О.</i>)	113
<i>Нацвлишвили Р.Ш.</i> (см. <i>Тамазян В.С.</i>)	335
<i>Никогосян А.Г., Абударам Ж., Мурадян З.</i> Флуктуации интенсивности излучения выходящего из многокомпонентной стохастической атмосферы. II	303
<i>Никогосян А.Г.</i> (см. <i>Кучми С.</i>)	79
<i>Оганесян Р.Х.</i> (см. <i>Хачикян Э.Е.</i>)	45
<i>Охмат Н.Н.</i> (см. <i>Дорошенко В.Т.</i>)	191
<i>Охмат Н.Н.</i> (см. <i>Дорошенко В.Т.</i>)	365
<i>Папоян В.В.</i> (см. <i>Авакян Р.М.</i>)	455
<i>Петросян Г.В.</i> (см. <i>Казарян М.А.</i>)	409
<i>Плачинда С.И.</i> Результаты измерения магнитного поля у четырех желтых сверхгигантов. I	15
<i>Потанин С.А.</i> (см. <i>Липунов В.М.</i>)	463
<i>Проник В.И.</i> (см. <i>Дорошенко В.Т.</i>)	191
<i>Проник В.И.</i> (см. <i>Дорошенко В.Т.</i>)	365
<i>Пузакова Т.Ю.</i> (см. <i>Архаров А.А.</i>)	175
<i>Ростопчина А.Н.</i> (см. <i>Шаховской Д.Н.</i>)	165
<i>Рубан Е.В.</i> (см. <i>Архаров А.А.</i>)	175
<i>Руссей Д.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	383
<i>Саарян А.А.</i> Поверхностная вакуумная энергия и натяжения на Бране в AdS-пространстве с приложением к модели Бран-Миров	151
<i>Садоян А.А.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	69
<i>Саргсян Л.А.</i> (см. <i>Хачикян Э.Е.</i>)	503
<i>Свечников М.А.</i> (см. <i>Кожевникова А.В.</i>)	349
<i>Седракян Д.М., Айрапетян М.В.</i> Гравитационное излучение релятивистской политропы $n = 1$	603
<i>Седракян Д.М., Айрапетян М.В., Садоян А.А.</i> Гравитационное излучение белого Карлика с шероховатой поверхностью	69
<i>Седракян Д.М., Крикорян Р.А.</i> Энергия кулоновского взаимодействия плазмы с сверхпроводящими частицами	431
<i>Сергеев С.Г.</i> (см. <i>Барсунова О.Ю.</i>)	5
<i>Сергеев С.Г.</i> (см. <i>Барсунова О.Ю.</i>)	529
<i>Сергеев С.Г.</i> (см. <i>Дорошенко В.Т.</i>)	365
<i>Сергеев С.Г.</i> (см. <i>Дорошенко В.Т.</i>)	191
<i>Сергеева Е.А.</i> (см. <i>Дорошенко В.Т.</i>)	191
<i>Сергеева Е.А.</i> (см. <i>Дорошенко В.Т.</i>)	365
<i>Симония И.А.</i> Замороженные углеводородные частицы как люминесцирующая пылевая составляющая вещества туманностей	445
<i>Тагиева С.О.</i> (см. <i>Гусейнов О.Х.</i>)	393

<i>Тамазян В.С., Меликян Н.Д., Карапетян А.А., Нацвлишвили Р.Ш.</i>	
Спектральные наблюдения вспыхивающей звезды HU Del	335
<i>Тарасова Т.Н.</i> Поиск переменности эквивалентной ширины спектральной линии He I D ₂ у некоторых звезд позднего спектрального типа	553
<i>Тихонов Н.А., Галазутдинова О.А.</i> Звездные диски и гало видимых с ребра спиральных галактик: NGC 891, NGC 4144, NGC 4244	261
<i>Трушкин С.А.</i> (см. <i>Чавушян В.О.</i>)	113
<i>Тюрина Н.В.</i> (см. <i>Липунов В.М.</i>)	463
<i>Хачикян Э.Е., Оганесян Р.Х., Епремян Р.А.</i> Распределение звезд ранних типов и пылевой материи, обнаруженных в направлении звездного скопления NGC 2175	45
<i>Хачикян Э.Е., Саргсян Л.А.</i> Спектрофотометрическое исследование области неба вокруг галактик Маркарян 261 и 262	503
<i>Холтыгин А.Ф., Шнейвайс А.Б.</i> Стохастические данные в астрономии: Фурье-анализ сильно неравномерных временных рядов	87
<i>Чавушян В.О., Верходанов О.В., Валдес Дж.Р., Мухика Р., Трушкин С.А.</i> IRAS F02044+0957: Взаимодействующая система	113
<i>Черепашук А.М.</i> (см. <i>Абубекеров М.К.</i>)	211
<i>Шаховской Д.Н., Гринин В.П., Ростопчина А.Н.</i> Анализ исторической кривой блеска звезды типа UX Ori CQ Tau	165
<i>Шнейвайс А.Б.</i> (см. <i>Холтыгин А.Ф.</i>)	87
<i>Щекинов Ю.А.</i> (см. <i>Васильев Е.О.</i>)	585
<i>Щекинов Ю.А.</i> (см. <i>Матвиенко Е.Е.</i>)	315

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск I

- Уникальная затменная система КН 15D: Новые фотометрические данные
О.Ю.Барсунова, В.П.Гринин, С.Г.Сергеев 5
- Результаты измерения магнитного поля у четырех желтых сверхгигантов. I
С.И.Плачинда 15
- Пятна, циклы активности и дифференциальное вращение на холодных звездах
И.Ю.Алексеев 29
- Распределение звезд ранних типов и пылевой материи, обнаруженных в направлении звездного скопления NGC 2175
Э.Е.Хачикян, Р.Х.Оганесян, Р.А.Епремян 45
- Результаты анализа фотоэлектрических кривых блеска V448 Лебеда с учетом геометрии Роша
М.И.Кумсиащвили, Н.Т.Кочиашвили, Г.Джурашевич 59
- Гравитационное излучение белого карлика с шероховатой поверхностью
Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, А.А.Садоян 69
- Анализ излучения корональных надтепловых струй
С.Кучми, А.Г.Никогосян 79
- Стохастические данные в астрономии: Фурье-анализ сильно неравномерных временных рядов
А.Ф.Халтыгин, А.Б.Шнейвайс 87
- СО наблюдения южных молекулярных облаков. Истечения из молодых звездных объектов (МЗО) GRV 8 и GRV 16
А.Л.Гольбудагян, Х.Май 101
- IRAS F02044+0957: Взаимодействующая система
В.О.Чавушян, О.В.Верходанов, Дж.Р.Валдес, Р.Мухика, С.А.Трушкин 113
- Свойства OH-мегамазерных галактик в радиоконтинууме. I. Наблюдательные данные
Р.А.Кандалян 125
- Тонкая структура поверхности голой странной звезды
Г.С.Аджян, С.Г.Аджян 139
- Поверхностная вакуумная энергия и натяжения на бране в AdS-пространстве с приложением к модели Бран-миров
А.А.Саарян 151

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 2

Анализ исторической кривой блеска звезды типа UX Ori CQ Tau <i>Д.Н.Шаховской, В.П.Гринин, А.Н.Росточина</i>	165
Спектрофотометрическая переменность Миры <i>А.А.Архаров, Е.И.Гаген-Торн, Т.Ю.Пузакова, Е.В.Рубан</i>	175
BVRI CCD-фотометрия звезд сравнения в окрестностях галактик с активными ядрами. I <i>В.Т.Дорошенко, С.Г.Сергеев, Н.И.Меркулова, Е.А.Сергеева, Ю.В.Голубинский, В.И.Проник, Н.Н.Охмат</i>	191
К вопросу о существовании массивных нейтронных звезд <i>М.К.Абубекеров, А.М.Черепашук</i>	211
О зависимости некоторых параметров излучения радиопульсаров от их возраста <i>В.Г.Малумян, А.Н.Арутюнян</i>	223
Некоторые проблемы медленного вращения СР-звезд <i>Ю.В.ГлазOLEВСКИЙ</i>	229
Опыт классификации солнечных событий. I. Классификация по энергиям излома в спектрах энергичных ионов <i>Г.С.Мартirosян</i>	247
Звездные диски и гало видимых с ребра спиральных галактик NGC 891, NGC 4144, NGC 4244 <i>Н.А.Тихонов, О.А.Галазутдинова</i>	261
Свойства ОН-мегамазерных галактик в радиоконтинууме. II. Анализ данных <i>Р.А.Кандалян</i>	281
Морфологическое и спектральное исследования галактики KAZ 73 <i>М.А.Казарян, Т.А.Мовсисян</i>	291
Флуктуации интенсивности излучения, выходящего из многокомпонентной стохастической атмосферы. II <i>А.Г.Никогосян, Ж.Абударам, З.Мурадян</i>	303
О динамике ветра с массовым нагружением <i>Е.Е.Матвиенко, Ю.А.Щекинов</i>	315
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
Об активной галактике KAZ 49 <i>А.А.Егизарян</i>	331

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 3

Спектральные наблюдения вспыхивающей звезды HU Del <i>В.С.Тамазян, Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян, Р.Ш.Нацелишвили</i>	335
Долговременная пятенная активность затменной переменной системы CG Суг <i>А.В.Кожеевникова, И.Ю.Алексеев, В.П.Кожеевников, М.А.Свечников</i>	349
BVRI CCD- фотометрия звезд сравнения в окрестностях галактик с активными ядрами. II <i>В.Т.Дорошенко, С.Г.Сергеев, Н.И.Меркулова, Е.А.Сергеева, Ю.В.Голубинский, В.И.Проник, Н.Н.Охмат</i>	365
Инфракрасные характеристики звезд поздних спектральных классов из обзора FBS. Природа красных объектов <i>К.С.Гигоян, Н.Маурон, М.Аззопарди, Д.Руссей</i>	383
Поиск убегающих OB-звезд в остатках сверхновых <i>О.Х.Гусейнов, А.Анкай, С.О.Тагиева</i>	393
Новые галактики с UV-избытком. VI <i>М.А.Казарян, Г.В.Петросян</i>	409
Некоторые особенности рентгеновского и радиоизлучения в OH-мегамазерных галактиках <i>Р.А.Кандалян</i>	421
Энергия кулоновского взаимодействия плазмы с сверхпроводящими частицами <i>Д.М.Седракян, Р.А.Крикорян</i>	431
Инфракрасное послесвечение гамма-всплеска GRB041219 как следствие переизлучения на пыли в околозвездном облаке <i>М.В.Барков, Г.С.Бисноватый-Коган</i>	439
Замороженные углеводородные частицы как люминесцирующая пылевая составляющая вещества туманностей <i>И.А.Симония</i>	445
Космологический скаляр в теории Йордана-Бранса-Дикке. I <i>Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, В.В.Папоян</i>	455
Мобильная астрономическая система МАСТЕР. Оптические наблюдения гамма-всплесков <i>В.М.Липунов, В.Г.Корнилов, А.В.Крылов, Г.В.Борисов, Д.А.Кувшинов, А.А.Белинский, Е.С.Горбовской, Г.А.Антипов, Н.В.Тюрина, В.М.Витрищак, С.А.Потанин, М.В.Кузнецов</i>	463
ОБЗОРЫ	
Нейтронные звезды на стадии дозвукового пропеллера <i>Н.Р.Ихсанов</i>	477

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 4

Молекулярные облака в направлении новой OB-ассоциации в Pup-SMa	<i>Х.Май, А.Л.Гюльбудагян, Г.Альварес</i>	491
Спектрофотометрическое исследование области неба вокруг галактик Маркарян 261 и 262	<i>Э.Б.Хачикян, Л.А.Саргсян</i>	503
Исследование структуры скопления Coma на основе метода силового иерархического сгущивания	<i>Н.Г.Когошвили, Т.М.Борчхадзе, А.Т.Каллоглян</i>	515
H 187 - в начале нового затмения	<i>О.Ю.Барсунова, В.П.Гринин, С.Г.Сергеев</i>	529
Зональная модель запытенности звезд. Применение к системам типа RS CVn	<i>И.Ю.Алексеев, А.В.Кожевникова</i>	517
Поиск переменности эквивалентной ширины спектральной линии He I D ₂ у некоторых звезд позднего спектрального типа	<i>Т.Н.Тарасова</i>	553
Система BM Ogi. III. Глубина минимума в ИК-области спектра	<i>Э.А.Витриченко</i>	565
Модель магнитного поля HD 187474	<i>Ю.В.Глаголевский</i>	575
Вклад молекул HD в охлаждение первичного газа	<i>Е.О.Васильев, Ю.А.Щекинов</i>	585
Гравитационное излучение релятивистской политропы $n = 1$	<i>Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян</i>	603
Анизотропные и неоднородные S-эллипсоиды Римана внутри сфероидального гало. I	<i>М.Г.Абрамян</i>	613
Космологический скаляр в теории Йордана-Бранса-Дикке. II	<i>Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян</i>	633
Об одной теореме релятивистской гидродинамики	<i>Р.А.Крикорян</i>	641

CONTENTS

Number 1

The unique eclipsing system KH 15D: New photometric data <i>O.Yu.Barsunova, V.P.Grinin, S.G.Sergeev</i>	5
Results of magnetic field measurements on four yellow supergiants. I <i>S.I.Plachinda</i>	15
Starspots, activity cycles and differential rotation on cool stars <i>I.Yu.Alekseev</i>	29
The distribution of early type stars in the direction of stellar cluster NGC 2175 <i>E.Ye.Khachikian, R.Kh.Hovhannessian, R.A.Epremian</i>	45
Results of an analysis of photoelectric light curves of V448 Cyg taking into account the Roche geometry <i>M.I.Kumsiashvili, N.T.Kochiashvili, G.Djurašević</i>	59
Gravitational radiation of the white dwarf with rough surface <i>D.M.Sedrakian, M.V.Hayrapetyan, A.A.Sadoyan</i>	69
Analysis of the radiation of coronal supra-thermal streams <i>S.Koutchmy, A.G.Nikoghossian</i>	79
Stochastic data in astronomy: Fourier-analysis of strongly uneven time series <i>A.F.Kholtygin, A.B.Shneiwais</i>	87
CO observations of southern molecular clouds. Outflows from young stellar objects GRV 8 and GRV 16 <i>A.L.Gyulbudaghian, J.May</i>	101
IRAS F02044+0957: An interacting system <i>V.H.Chavushyan, O.V.Verkhodanov, J.R.Valdés, R.Mújica, S.A.Trushkin</i>	113
Properties of the OH megamaser galaxies in the radio continuum. I. Observational data <i>R.A.Kandalyan</i>	125
The fine structure of the surface of bare strange stars <i>G.S.Hajyan, S.G.Hajyan</i>	139
Surface vacuum energy and stresses on a brane in AdS space with an application to the brane-world model <i>A.A.Saharian</i>	151

CONTENTS

Number 2

Analysis of the historical light curve of the UX Ori star CQ Tau <i>D.N.Shakhovskoj, V.P.Grinin, A.N.Rostopchina</i>	165
Spectrophotometric variability of mira <i>A.A.Arkharov, E.I.Hagen-Torn, T.U.Puzakova, E.V.Ruban</i>	175
BVRI CCD-photometry of comparison stars in the fields of active galaxies. I <i>V.T.Doroshenko, S.G.Sergeev, N.I.Merkulova, E.A.Sergeeva, Yu.V.Golubinsky, V.I.Pronik, N.N.Okhmat</i>	191
On the existence of the massive neutron stars <i>M.K.Abubekеров, A.M.Cherepaschuk</i>	211
On dependence of some parameters of radio pulsars radiation on their age <i>V.H.Malumian, A.N.Harutyunyan</i>	223
Some problems of slow rotation of CP stars <i>Ju.V.Glagolevsky</i>	229
Solar flare classification attempt by Sep. I. Classification according to knee energies of Sep Ion spectra <i>H.S.Martirosyan</i>	247
Stellar disks and halos of the edge-on spiral galaxies: NGC 891, NGC 4144, NGC 4244 <i>N.A.Tikhonov, O.A.Galazutdinova</i>	261
Properties of the OH megamaser galaxies in the radio continuum. II. Data analysis <i>R.A.Kandatyán</i>	281
Morphology and spectroscopy of the galaxy Kaz 73 <i>M.A.Kazarian, T.A.Movsessian</i>	291
Fluctuations of the radiation intensity outgoing from a multicomponent stochastic atmosphere. II <i>A.G.Nikoghossian, J.Abou darham, Z.Mouradian</i>	303
On dynamics of mass-loaded winds <i>E.E.Matvienko, Yu.A.Shchekinov</i>	315
NOTES On the active galaxy Kaz 49 <i>A.A.Yeghiazarian</i>	331

CONTENTS

Number 3

- Spectral observations of flare star HU Del
V.S.Tamazian, N.D.Melikian, A.A.Karapetian, R.Sh.Natsvlishvili 335
- Long-term starspots activity of eclipsing binary CG Cyg
A.V.Kozhevnikova, I.Yu.Alekseev, V.P.Kozhevnikov, M.A.Svechnikov 349
- BVRI CCD-photometry of comparison stars in the fields of active galaxies. II
V.T.Doroshenko, S.G.Sergeev, N.I.Merkulova, E.A.Sergeeva, Yu.V.Golubinsky, V.I.Pronik, N.N.Okhmat 365
- Infrared properties of late - type stars provided by the First Byurakan spectral sky survey. The nature of the red objects
K.S.Gigoyan, N.Mauron, M.Azzopardi, D.Russeil 383
- Searching for runaway OB stars in supernova remnants
O.H.Guseinov, A.Ankay, S.O.Tagieva 393
- The new galaxies with UV-excess. VI
M.A.Kazarian, G.V.Petrosian 409
- Some properties of the X-ray and radio emission of the OH megamaser galaxies
R.A.Kandalyan 421
- The Coulomb interaction energy of plasmas with superconducting particles
D.M.Sedrakian, R.A.Krikorian 431
- Infrared afterglow of GRB041219 as a result of reradiation on dust in a circumstellar cloud
M.V.Barkov, G.S.Bisnovatyi-Kogan 439
- Frozen hydrocarbon particles as luminescence dust component of the nebulae matter
I.A.Simonia 445
- The cosmological scalar in Jordan-Brans-Dicke theory. I
R.M.Avagian, G.H.Harutyunyan, V.V.Papoyan 455
- MASTER: the mobile astronomical system of telescope-robots.
- Optical observations of gamma-ray bursts
V.M. Lipunov, V.G.Kornilov, A.V.Krylov, G.V.Borisov, D.A.Kuvshinov, A.A.Belinski, E.S.Gorbovskoy, G.A.Antipov, N.V.Tyurina, V.M.Vitrischak, S.A.Potantin, M.V.Kuznetsov 463
- REVIEWS
- Neutron stars in the state of subsonic propeller
N.R.Ikhsanov 477

CONTENTS

Number 4

Molecular clouds toward a new OB association in PUP-CMA <i>J. May, A.L. Gyulbudaghian, H. Alvarez</i>	491
Spectrophotometrical investigation of the region around the galaxies Markarian 261 and 262 <i>E. Ye. Khachikian, L.A. Sargsyan</i>	503
The study of the Coma cluster structure based on the method of powerful hierarchical clustering <i>N.G. Kogoshvili, T.M. Borchkhadze, A.T. Kalloghlian</i>	515
H 187 at the beginning of new eclipse <i>O. Yu. Barsunova, V.P. Grinin, S.G. Sergeev</i>	529
Starspots zonal model application to RS CVn-type stars <i>I. Yu. Alekseev, A.V. Kozhevnikova</i>	535
Search for the variability in the equivalent width of the He I D ₃ line in spectra of some late-type stars <i>T.N. Tarasova</i>	553
The BM Ori system. III. The minimum depth of BM Ori in infrared <i>E.A. Vitrichenko</i>	565
The magnetic model of HD 187474 <i>Yu. V. Glagolevskij</i>	575
Contribution of HD molecules in primordial gas cooling <i>E.O. Vasiliev, Yu.A. Shchekinov</i>	585
Gravitational radiation of relativistic polytrop $n=1$ <i>D.M. Sedrakian, M.V. Hayrapetyan</i>	603
Anisotropic inhomogeneous Riemann S-type ellipsoids in the spheroidal halo. I <i>M.G. Abrahamyan</i>	613
The cosmological scalar in Jordan-Brans-Dicke theory. II <i>R.M. Avagyan, G.H. Haruthyunyan</i>	633
Note on a theorem of relativistic hydrodynamics <i>R.A. Krikorian</i>	641

CONTENTS

Molecular clouds toward a new OB association in PUP-CMA	491
<i>J. May, A.L. Gyulbudaghian, H. Alvarez</i>	
Spectrophotometrical investigation of the region around the galaxies Markarian 261 and 262	503
<i>E. Ye. Khachikian, L.A. Sargsyan</i>	
The study of the Coma cluster structure based on the method of powerful hierarchical clustering	515
<i>N. G. Kogoshvili, T. M. Borchkhadze, A. T. Kalloghlian</i>	
H 187 at the beginning of new eclipse	529
<i>O. Yu. Barsunova, V. P. Grinin, S. G. Sergeev</i>	
Starspots zonal model application to RS CVn-type stars	535
<i>I. Yu. Alekseev, A. V. Kozhevnikova</i>	
Search for the variability in the equivalent width of the He I D ₃ line in spectra of some late-type stars	553
<i>T. N. Tarasova</i>	
The BM Ori system. III. The minimum depth of BM Ori in infrared	565
<i>E. A. Vitrichenko</i>	
The magnetic model of HD 187474	575
<i>Yu. V. Glagolevskij</i>	
Contribution of HD molecules in primordial gas cooling	585
<i>E. O. Vasiliev, Yu. A. Shchekinov</i>	
Gravitational radiation of relativistic polytrop $n = 1$	603
<i>D. M. Sedrakian, M. V. Hayrapetyan</i>	
Anisotropic inhomogeneous Riemann S-type ellipsoids in the spheroidal halo. I	613
<i>M. G. Abrahamyan</i>	
The cosmological scalar in Jordan-Brans-Dicke theory. II	633
<i>R. M. Avagyan, G. H. Haruthyunyan</i>	
Note on a theorem of relativistic hydrodynamics	641
<i>R. A. Krikorian</i>	

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

МОДЕЛЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ HD 187474

Ю.В.Глаголевский 575

ВКЛАД МОЛЕКУЛ HD В ОХЛАЖДЕНИЕ ПЕРВИЧНОГО ГАЗА

Е.О.Васильев, Ю.А.Щекинов 585

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ
ПОЛИТРОПЫ $n = 1$

Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян 603

АНИЗОТРОПНЫЕ И НЕОДНОРОДНЫЕ S-ЭЛЛИПСОИДЫ
РИМАНА ВНУТРИ СФЕРОИДАЛЬНОГО ГАЛО. I

М.Г.Абрамян 613

КОСМОЛОГИЧЕСКИЙ СКАЛЯР В ТЕОРИИ ЙОРДАНА-
БРАНСА-ДИККЕ. II

Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян 633

ОБ ОДНОЙ ТЕОРЕМЕ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ГИДРО-
ДИНАМИКИ

Р.А.Крикорян 641