AZƏRBAYCAN MİLLİ ELMLƏR AKADEMİYASI

AZƏRBAYCAN ASTRONOMİYA JURNALI

2009
CILD 4
№ 1-2

AZERBAIJANI ASTRONOMICAL JOURNAL

Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası

AZƏRBAYCAN ASTRONOMİYA JURNALI

Cild 4 – № 1-2 – 2009

Azerbaijan National Academy of Sciences

AZERBAIJANI ASTRONOMICAL JOURNAL

Volume 4 – No 1-2 – 2009

Национальная Академия Наук Азербайджана

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ АЗЕРБАЙДЖАНА

Том 4 – № 1-2 – 2009

Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının **"AZƏRBAYCAN ASTRONOMIYA JURNALI"** Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası (AMEA) Rəyasət Heyətinin 28 aprel 2006-cı il tarixli 50-saylı Sərəncamı ilə təsis edilmişdir.

Baş Redaktor: Ə.S. Quliyev

Baş Redaktorun Müavini: E.S. Babayev

Məsul Katib: P.N. Şustarev

REDAKSIYA HEYƏTİ:

Cəlilov N.S.	AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası
Hüseynov R.Ə.	Baki Dövlət Universiteti
İsmayılov N.Z.	AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası
Qasımov F. Q.	AMEA Fizika İnsitutu
Quluzadə C.M.	Baki Dövlət Universiteti
Sultanov H.F	AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası

Texniki redaktor: Əsgərov A.B.

İnternet səhifəsi: http://www.shao.az/AAJ

Ünvan: Azərbaycan, Bakı, AZ-1001, İstiqlaliyyət küç. 10, AMEA Rəyasət Heyəti

Jurnal AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasında (www.shao.az) nəşr olunur.

Məktublar üçün: ŞAR, Azərbaycan, Bakı, AZ-1000, Mərkəzi Poçtamt, a/q №153
e-mail: aaj@shao.az
tel.: (+99412) 439 82 48
faks: (+99412) 497 52 68

© 2009 Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası.
© 2009 AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası.
Bütün hüquqlar qorunmuşdur.
Bakı – 2009

"Астрономический Журнал Азербайджана" Национальной Академии Наук Азербайджана (НАНА).
Основан 28 апреля 2006 г.

Web- адрес: http://www.shao.az/AAJ
Главный редактор: А.С.Гулиев
Заместитель главного редактора: Э.С.Бабаев
Ответственный секретарь: П.Н.Шустарев
Редакционная коллегия:
Джалилов Н.С. (Шамахинская Астрофизическая Обсерватория)
Гусейнов Р.Э. (Бакинский Государственный Университет)
Исмаилов Н.З. (Шамахинская Астрофизическая Обсерватория)
Гасымов Ф.К. (Институт физики НАНА)
Гулузаде Дж.М. (Бакинский Государственный Университет)
Султанов Г.Ф. (Шамахинская Астрофизическая Обсерватория)

Технический редактор: Аскеров А.Б.

Адрес редакции:
Азербайджан, Баку, AZ-1001, ул. Истиглалийят 10, Президиум НАНА

Журнал издается в Шамахинской Астрофизической Обсерватории (ШАО) им. Н.Туси НАНА

Адрес для писем: Азербайджан, Баку, AZ-1000, Главпочтамт, а/я №153, ШАО

e-mail: aaj@shao.az
тел.: (+99412) 439 82 48
факс: (+99412) 497 52 68

© Национальная Академия Наук Азербайджана, 2008 г.
© Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н.Туси НАНА, 2008 г. Все права защищены.
Баку - 2009

Azerbaijani Astronomical Journal of the Azerbaijan National Academy of Sciences (ANAS) is founded in 28 Aprel 2006.

Online version: http://www.shao.az/AAJ
Editor-in-Chief: A.S. Guliyev
Associate Editor-in-Chief: E.S. Babayev
Secretary: P.N. Shustarev
Editorial board:
Jalilov N.S. (Shamakhy Astrophysical Observatory)
Huseynov R.A. (Baku State University)
İsmayilov N.Z (Shamakhy Astrophysical Observatory)
Gasımov F.G. (Institute of Physics of ANAS)
Guluzade J.M. (Baku State University)
Sultanov H.F. (Shamakhy Astrophysical Observatory)

Technical Editor: Asgarov A.B.

Editorial Office address:
ANAS, 10, Istiglaliyyat Street, Baku, AZ-1001, the Republic of Azerbaijan

Journal is published in the Shamakhy Astrophysical Observatory named after N.Tusi of ANAS.

Address for letters: ShAO, P.O.Box No153, Central Post Office, Baku, AZ-1000, Azerbaijan

e-mail: aaj@shao.az
tel.: (+99412) 439 82 48
fax: (+99412) 497 52 68

© 2008, Azerbaijan National Academy of Sciences.
© 2008, Shamakhy Astrophysical Observatory named after N.Tusi, ANAS. All rights reserved..
Baku -2009

MÜNDƏRİCAT

C/2004 Q2 (MAÇHOLÇ) KOMETİNİN EŞELLE SPEKTRİNİN 6 TƏRTİBİNİN EMİSSİYA XƏTLƏRİNİN KATALOQU
Ə.S.Quliyev, X.M.Mikayılov, K.İ.Çuryumov, L.V.Çubko, İ.V.Lukyanuk, T.K.Çuryumova 5

UZUNPERİODLU KOMET SİSTEMİ XAOTİKDİRMİ?
Ə.S.Quliyev, Ə.Ş.Bayramov, R.Ə.Quliyev 10

KOSMİK ANİZOTROP PLAZMADA MAQNITHIDRODINAMIK DAYANIQSIZLIĞİ
N.S.Cəlilov 20

T BUĞA ULDUZUNUN SPEKTRİNDƏ ŞÜALANMA XƏTLƏRİNİN KVAZİPERİODİK DƏYİŞMƏSİ
N.Z.Ismayılov, N.X.Quliyev, F.N.Əlimərdanova, O.V.Xəlilov 25

YUPİTER ATMOSFERİ ŞƏRAİTİNDƏ NH3 5ν1 λ6475Å və 6ν3 CH4 λ6190Å ZOLAQLARINDA MONOXROMATİK UDULMA ƏMSALI QİYMƏTLƏRİNİN YENİDƏN TƏYİNİ HAQQINDA
Ə.Ə.Ətayi 31

ARALIQ ORBİTİN RİYAZİ MODELİNİN BİR MODİFİKASİYASI HAQQINDA
Н.Т.Аразов, А.Н.Новрузов 38

CONTENTS

CATALOGUE OF EMISSION LINES IN 6 ORDERS OF ECHELLE SPECTRUM OF COMET C/2004 Q2 (MACHHOLZ)
A.S.Guliyev , Kh.M.Mikayilov, K.I.Churyumov, L.S.Chubko, I.V.Lukyanyk, T.K.Churyumova 5

WHETHER THE SYSTEM OF LONG-PERIODIC COMETS IS CHAOTIC OR NOT?
A.S.Guliyev, A.Sh.Bayramov, R.A.Guliyev 10

MAGNETOHYDRODYNAMIC INSTABILITIES IN ANISOTROPIC MAGNETIZED SPACE PLASMA
N.S.Dzhalilov 20

QUASI-PERIODICAL VARIABILITY OF EMISSION LINES IN THE SPECTRUM OF T TAURI
N.Z.Ismayilov, N.Kh.Quliyev, F.N.Alimardanova, O.V.Khalilov 25

ABOUT REDETERMINATION OF MONOCHROMATIC ABSORPTION COEFFICIENTS FOR BANDS 5ν1 NH3 λ6475Å AND 6ν3 CH4 λ6190Å IN THE CONDITIONS OF JUPITER
A.A.Atayi 31

ABOUT ONE OF THE MODIFICATIONS OF THE MATHEMATICAL MODEL OF INTERMEDIATE ORBITS
H.T.Arazov, A.H.Novruzov 38

СОДЕРЖАНИЕ

КАТАЛОГ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ 6 ПОРЯДКОВ ЭШЕЛЛЕ-СПЕКТРА КОМЕТЫ C/2004 Q2 (МАЦХОЛЬЦ)
А.С.Гулиев, Х.М.Микаилов, К.И.Чурюмов, Л.В.Чубко, И.В.Лукянук, Т.К.Чурюмова 5

ЯВЛЯЕТСЯ ЛИ СИСТЕМА ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ КОМЕТ ХАОТИЧЕСКОЙ?
А.С.Гулиев, А.Ш.Байрамов, Р.А.Гулиев 10

МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В АНИЗОТРОПНОЙ КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ
Н.С.Джалилов 20

КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ T ТЕЛЬЦА
Н.З.Исмаилов, Н.Х.Гулиев, Ф.Н.Алимерданова, О.В.Халилов 25

О ПЕРЕОПРЕДЕЛЕНИИ ЗНАЧЕНИЙ МОНОХРОМАТИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПОГЛОЩЕНИЯ ДЛЯ ПОЛОС NH3 5ν1 λ 6475 Å и 6ν3 CH4 λ 6190 Å В УСЛОВИЯХ АТМОСФЕРЫ ЮПИТЕРА
А.А.Атаи 31

ОБ ОДНОЙ МОДИФИКАЦИИ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ОРБИТЫ
Г.Т.Аразов, А.Г.Новрузов 38

CATALOGUE OF EMISSION LINES IN 6 ORDERS OF ECHELLE SPECTRUM OF COMET C/2004 Q2 (MACHHOLZ)

© 2009. A.S. Guliyev [1], Kh.M.Mikayilov [1], K.I.Churyumov [2], L.S.Chubko [3], I.V.Lukyanyk [2], T.K.Churyumova [1]

[1] *Shamakhy Astrophysical Observatory, Azerbaijan National Academy of Sciences*
[2] *Astronomical Observatory of Kiev Taras Shevchenko National University, Ukraine*
[3] *National Aviation University, Kiev, Ukraine*

We present the detailed catalogue of emission lines in 6 orders of the echelle spectrum of comet C/2004 Q2 (Machholz) obtained January 15, 2005 with the 2-meter telescope Zeiss (Cassegrain's focus) in the Shamakhy Astrophysical Observatory, Azerbaijan. Identification of emission lines in the spectrum shows the presence of molecules C_2, NH_2, H_2O+ and some unidentified ones. The total number of emission lines is 186: C_2 - 69, NH_2 – 102, H_2O^+ – 13, unidentified – 44. Intensive red doublet of [OI] - λλ 6300.30 and 6363.78 *ÅÅ* line λ5574.34*Å* are also observed. The catalog has the gap in interval of wave length between 6050-6600 *ÅÅ*.

Keywords: comet C/2004 Q2, spectral lines

Comet C/2004 Q2 (Machholz) was observed on January 15, 2005 with the 2-meter telescope Zeiss (Cassegrain's focus) in the Shamakhy Astrophysical Observatory of the Azerbaijan National Academy of Sciences with the help of the echelle-spectrograph made on the basis of the UAGS spectrograph (resolution R = 13 600, dispersion is 10.2 A/mm at line Hα , width of slit is 2", height of one 10", the slit is oriented along the axis of the comet tail).

CCD-camera of cryogenic cooling with the sizes 530x580 pixels has been used as a light detector. Sizes of pixels are 24x18 micron. Observed spectral domain is : 4750 - 6600 ÅÅ. 28 eshelle orders have been received in total (Figs. 1 and 2), 6 from them (in red area) have been processed and identified.

All CCD spectra of comet C/2002 Q2 (Machholz) were processed with the help the IDL computer programs allowing for reductions of the CCD bias level, cosmic ray particles, flat-fielding, and night sky contribution. For detailed identification we selected the spectrum of the comet C/2002 Q2 (Machholz), obtained at January 15, 2005. The comet was at a heliocentric distance of 1.228 AU and a geocentric distance of 0.351 AU. During observation the integral visual magnitude was equal to 4.1^m. Many of the emission lines of the molecules C_2, CN, NH_2, H_2O+ were identified in the spectral range 6058-6580 ÅÅ in this comet spectrum. The total of number of identified emission lines is 186: C2 - 69, NH_2 – 104, H_2O^+ – 13. Also there are many unidentified emission lines in the comet spectrum. We determined the wave lengths for 44 so unidentified emission lines in this spectrum. Intensive red doublets of [OI] - λλ 6300.30 and 6363.78 ÅÅ, alongside with bright lines of NH2, were also observed in this spectral domain.

For identification of the comet spectral emission lines we have used the papers of Anita L.Cochran and William D.Cochran [1] and M.E.Brown, A.H. Bouchez, H. Spinrad and C.M. Johns-Krull [2].

Table 1 shows the identification emission lines in the spectrum of comet C/2002 Q2 (Machholz), obtained on January 15, 2005. There are following designations in the table and figures: λobs - the observed wavelength, Int – relative intensity, λcat - the wavelength from catalogue [1], M - molecule, B – bands, vibrational and rotational transitions (or branches), Unid - unidentified.

REFERENCES

1. Anita L. Cochran, William D. Cochran. *A High Spectral Resolution Atlas of Comet 122P/de Vico*. **Icarus** 2002, v.157, issue 2, p. 297-308.
2. M.E.Brown, A.H.Bouchez, H.Spinrad, C.M.Johns-Krull. **Astron. J.** 1996, v. 112, No 3, p. 1197 – 1202.

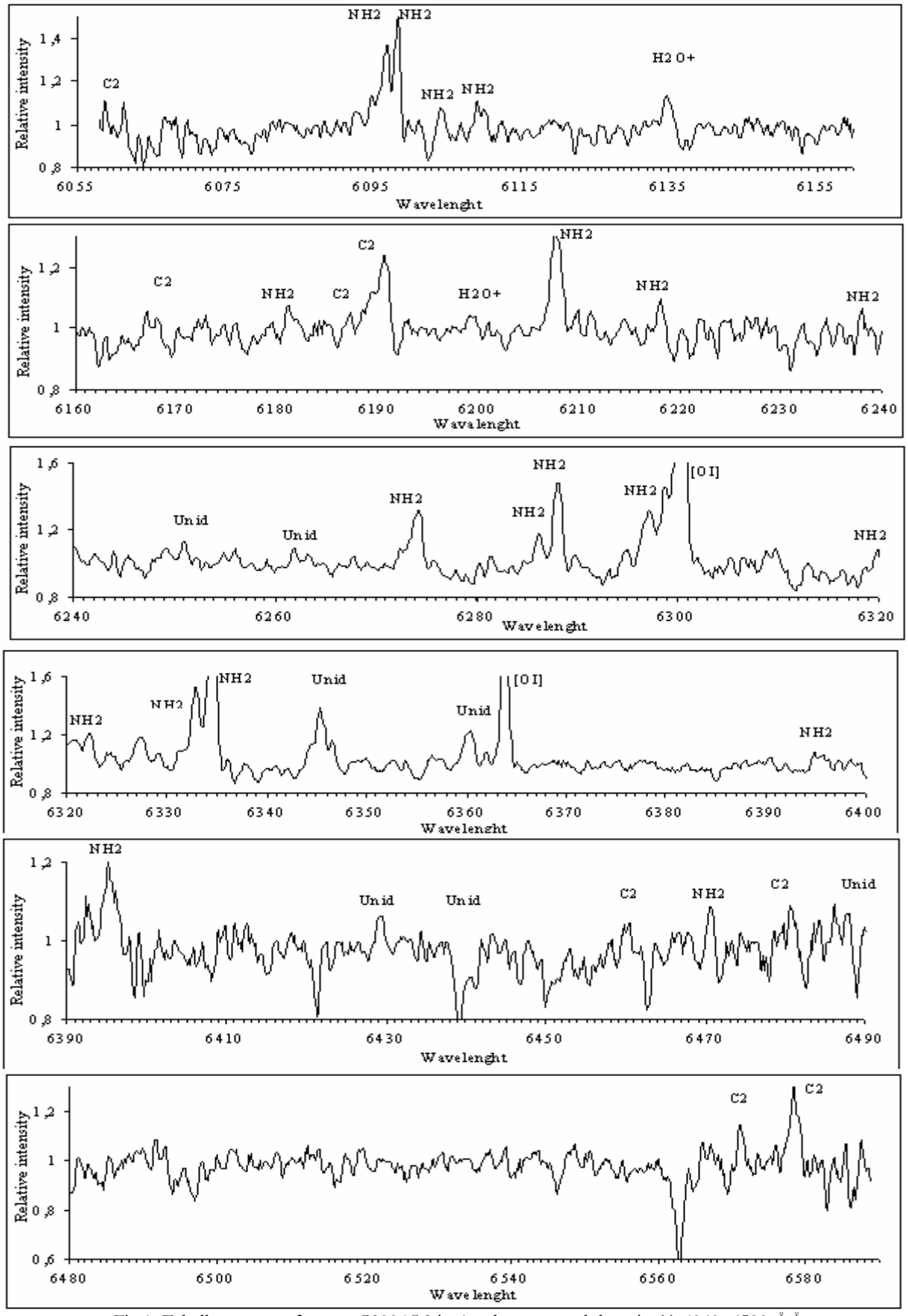

Fig 1. Eshelle-spectra of comet C2004Q2 in 6 orders; spectral domain: λλ 6060- 6590*ÅÅ*.

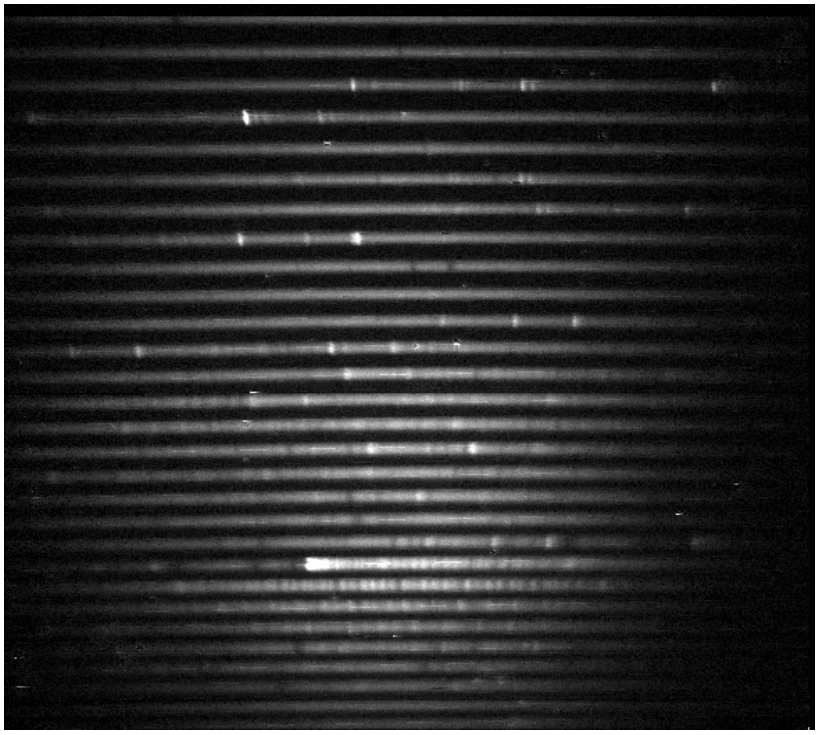

Fig. 2. Imaging of the spectra of comet C2004/Q2 in 28 order, 15.01.2005.

Table 1. Emissions lines in the spectrum of comet C/2002 Q2 (Machholz) – spectral range of wave length 6058-6558 *ÅÅ*

λ_{obs}	Int.	λ_{cat}	M	**B**
6058.64	1.10599995	6058.65	C_2	Swan 2-4 P1(8)
6061.35	1.10399997	6061.30	C_2	Swan 1-3 R2(21)
6095.07	1.13699996	6094.95	C_2	Swan 1-3 R2(10)
6096.96	1.36500001	6096.90	NH_2	A-X (0, 3,0) - (0,0,0) 2 20 - 3 30
6098.38	1.51900005	6098.38	NH_2	A-X (0, 3,0) - (0,0,0) 2 20 - 3 30
6104.24	1.07599998	6104.44	NH_2	A-X (1, 1,0) - (0,0,0) 4 22 - 3 30
6109.13	1.10699999	6109.12	C_2	Swan 1-3 P3(25)
6110.05	1.07099998	6110.01	NH_2	A-X (0, 3,0) - (0,0,0) 3 21 - 4 31
6134.89	1.13600004	6134.76	H_2O_+	A-X (0,3,0) - (0,0,0) 3 12 - 2 02
6167.48	1.06300002	6167.47	C_2	Swan 0-2 R1(9)
6181.23	1.07400000	6181.16	NH_2	A-X (1, 1,0) - (0,0,0) 4 23 - 5 33
6187.34	1.05299997	6187.44	C_2	Swan 0-2 P2(3)
6188.51	1.05900002	6188.40	C_2	Swan 0-2 P1(5)
6189.44	1.11899996	6189.43	C_2	Swan (0,2) P2(16)
6190.85	1.23699999	6190.89	C_2	Swan (0,2) P1(11)+P1(12)+P2(09)
6199.19	1.04299998	6199.00	NH_2	A-X (0, 2,0) - (0,0,0) 6 52 - 7 62
6199.65	1.04200006	6199.39	H_2O^+	A-X (0,3,0) - (0,0,0) 1 11 - 2 21
6207.67	1.31099999	6207.18	NH_2	A-X (0, 2,0) - (0,0,0) 5 41 - 4 31
6209.49	1.04200006	6209.42	H_2O^+	A-X (0,3,0) - (0,0,0) 2 11 - 3 21
6209.95	1.05999994	6210.33	H_2O^+	A-X (0,3,0) - (0,0,0) 2 11 - 3 21
6211.08	1.05599999	6211.22	NH_2	X-X (0,12,0) - (0,0,0) 3 21 - 2 12
6214.48	1.02900004	6214.14	NH_2	A-X (0, 2,0) - (0,0,0) 4 41 - 3 31
6218.08	1.09800005	6217.88	NH_2	X-X (0,12,0) - (0,0,0) 2 21 - 1 10
6221.90	1.02999997	6221.77	H_2O^+	A-X (0,3,0) - (0,0,0) 3 12 - 4 22
6226.58	1.04100001	6226.42	Unid	
6238.05	1.06900001	6238.54	NH_2	X-X (0,12,0) - (0,0,0) 2 20 - 2 11
6249.35	0.98100001	-	Unid	
6251.24	1.08000004	-	Unid	
6256.07	1.08899999	6256.22	Unid	

λ_{obs}	Int.	λ_{cat}	M	**B**
6263.24	1.05799997	-	Unid	
6267.99	1.04700005	6267.86	NH_2	A-X(0,3,0)-(0,0,0) 4 13 - 3 03
6272.47	1.09599996	6272.14	Unid	
6274.35	1.32200003	6274.30	NH_2	A-X(0,3,0)-(0,0,0) 3 12 – 2 02
6281.58	1.04700005	6281.20	NH_2	A-X(0,3,0)-(0,0,0) 2 11 – 1 01
6286.21	1.17900002	6286.14	NH_2	A-X(0,3,0)-(0,0,0) 1 10 – 0 00
6288.28	1.47399998	6288.05	NH_2	A-X(0,3,0)-(0,0,0) 1 10 -0 00
6295.15	1.07799995	6295.25	NH_2	A-X(0,3,0)-(0,0,0) 4 14 – 3 22
6297.19	1.32099998	6297.31	NH_2	A-X(0,3,0)-(0,0,0) 2 12 – 2 02
6298.78	1.45400000	6298.79	NH_2	A-X(0,3,0)-(0,0,0) 3 13 – 2 21
6300.35	3.82699990	6300.30	[OI]	1D -3P
6308.91	1.07500005	-	Unid	
6309.80	1.09800005	-	Unid	
6319.77	1.07799995	6319.68	NH_2	A-X(0,3,0)-(0,0,0) 2 11 - 3 03
6320.87	1.08299994	6320.76	NH_2	A-X(0,3,0)-(0,0,0) 2 11 – 3 03 3 12 - 3 22
6322.40	1.08099997	6322.34	NH_2	A-X(0,3,0)-(0,0,0) 3 12 – 3 22
6332.84	1.70700002	6332.80	NH_2	A-X(0,3,0)-(0,0,0) 1 10 – 2 20
6334.13	2.05299997	6334.45	NH_2	A-X(0,3,0)-(0,0,0) 1 11 – 2 21
6360.63	1.20	-	Unid	
6345.59	1.35	-	Unid	
6363.75	2.20260	6363.78	[OI]	1D-3P
6395.12	1.22399998	6395.20	NH_2	A-X(0,3,0)-(0,0,0) 5 14 – 6 24
6396.13	1.12800002	6396.19	NH_2	A-XPi(2)-(0,0,0) 5 15 – 6 25
6429.37	1.06299996	-	Unid	
6460.33	1.04799998	6460.37	C_2	Swan 5-8 R2(7)
6470.54	1.08500004	6470.69	NH_2	X-X(0,12,0)-(0,0,0) 2 11 – 2 02
6480.61	1.08800006	6480.48	C_2	Swan 5-8 P1(8)P1(15)P3(5)P3(14)
6484.01	1.05400002	6484.06	Unid	
6486.27	1.09300005	6486.17	Unid	
6491.44	1.11399996	6491.54	NH_2	X-X(0,11,0)-(0,0,0) 5 42 – 5 51
6502.63	1.04299998	6502.49	NH_2	A-X (0, 2,0) - (0,0,0) 4 31 - 4 41
6514.05	1.05100000	6513.94	NH_2	X-X (0,12,0) - (0,0,0) 1 10 - 2 21
6519.71	1.05200005	6519.49	NH_2	X-X (0,12,0) - (0,0,0) 2 11 - 3 22
6539.29	1.06099999	-	Unid	
6548.78	1.06900001	-	Unid	
6566.00	1.07299995	6565.91	C_2	Swan 3-6 R3(10)
6567.15	1.07000005	6567.44	NH_2	X-X (0,11,0) - (0,0,0) 3 31 - 2 02
6571.27	1.14600003	6571.23	C_2	Swan 3-6 R2(9)
6576.04	1.06500006	6575.92	H_2O^+	A-X (0,2,0) - (0,0,0) 2 21 – 1 11
6578.53	1.31700003	6578.93	C_2	Swan 3-6 R2(6)
6585.48	1.06900001	6585.68	Unid	
6587.71	1.08099997	6587.54	Unid	

Поступила в редакцию 09 июня 2009 года.

КАТАЛОГ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ 6 ПОРЯДКОВ ЭШЕЛЛЕ-СПЕКТРА КОМЕТЫ C/2004 Q2 (МАЦХОЛЬЦ)

А.С Гулиев, Х.М.Микаилов, К.И.Чурюмов, Л.В.Чубко, И.В.Лукянук, Т.К.Чурюмова

В статье приводится детальный каталог эмиссионных линий 6 порядков спектра кометы C/2004 Q2 (Machholz), полученных 15 января 2005 г. на фокусе кассегрен 2-м телескопа Шамахинской Астрофизической Обсерватории. Идентификация эмиссионных линий показала наличие молекул C_2, NH_2, H_2O+ , а также ряд не отождествленный линий в спектре. Количество отождествленных линий 186, в том числе C_2 - 69, NH_2 – 102, H_2O^+ – 13, неотождествленных – 44. Также получены интенсивные красный дублет [OI] - λλ 6300.30 и 6363.78 *ÅÅ* и линия λ5574.34*Å*. Данный каталог покрывает интервал длины волн между 6050-6600 *ÅÅ*.

Ключевые слова: комета C/2004 Q2, спектральные линии

C/2004 Q2 (MAÇHOLÇ) KOMETİNİN EŞELLE SPEKTRİNİN 6 TƏRTİBİNİN EMİSSİYA XƏTLƏRİNİN KATALOQU

Ə.S.Quliyev, X.M.Mikayılov, K.İ.Çuryumov, L.V.Çubko, İ.V.Lukyanuk, T.K.Çuryumova

Məqalədə S/2004 Q2 (Maçholç) kometinin 15 yanvar 2005-ci il tarixdə Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasının 2-m teleskopunun kasseqren fokusunda alınmış eşelle spektrinin 6 tərtibinin emissiya xətlərinin kataloqu təqdim olunur. Emissiya xətlərinin eyniləşdirilməsi spektrdə C_2, NH_2, H_2O+ xətlərinin, bir sıra eyniləşdirilməyən xətlərin varlığını göstərdi. [OI] - λλ 6300.30 və 6363.78 *ÅÅ* intensiv qırmızı dubleti və λ5574.34*Å* xətti də aşkar olunmuşdur. Bu kataloq 6050-6600 *ÅÅ* dalğa uzunluğu intervalını əhatə edir.

Açar sözlər: C/2004 Q2 kometi, spektral xətlər

ЯВЛЯЕТСЯ ЛИ СИСТЕМА ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ КОМЕТ ХАОТИЧЕСКОЙ?

© 2009 г. А.С.Гулиев, А.Ш.Байрамов, Р.А.Гулиев

Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им Н.Туси НАН Азербайджана
(e-mail: ayyub54@yahoo.com)

Вычисления показывают, что перигелии долгопериодических комет (P>200 *лет*) концентрируются вблизи плоскости (большого круга небесной сферы), имеющей восходящей узел $272^0.5$ и наклон $85^0.4$. Такая концентрация перигелиев впервые обнаружена 25 *лет* назад. За это время количество кометных данных удвоилось, но эта особенность сохраняет силу. В работе проведен анализ угловых элементов орбит 955 долгопериодических комет относительно указанной плоскости. Они все имеют ярко выраженные закономерности: распределение наклонов кометных орбит имеют тенденцию к уменьшению; аргументы перигелиев имеют четко выраженные максимумы вблизи 0^0 и 180^0; удаленные узлы и долготы имеют двухвершинные распределения. Показано, что удаленные узлы относительно указанной плоскости и афелиев имеют ярко выраженные максимумы на расстоянии около 300 *а.е.* Найденные закономерности в системе долгопериодических комет подтверждают версию одного из авторов на наличие на расстоянии около 300 *а.е.* планетного тела-стимулятора ввода комет в зоне видимости.

Ключевые слова: долгопериодические кометы, неизвестные планеты, статистика комет

ВВЕДЕНИЕ

В многочисленных астрономических учебниках, энциклопедиях и обзорах система долгопериодических комет (в дальнейшем: ДПК) представляется как хаотическая система, не имеющая ярко выраженных характеристик. Причиной этому является, по-видимому, то, что соотношение прямых и обратных движений в этой системе примерно одинаковое. Между тем такой подход является слишком упрощенным, так как кроме наклонов орбит есть и другие параметры, совокупность которых является предметом отдельного анализа. Такой анализ, безусловно, должен учитывать влияние субъективных факторов, каковыми являются условие видимости, эффект селекции и т.д. Исследование системы ДПК является космогонической задачей, поэтому для правильных и корректных конечных выводов влияние таких факторов должно быть принято во внимание. Ярким примером этому является распределение перигелийных расстояний, поскольку ДПК с большими q, в силу своих слабых блесков, открываются редко. Однако, это вовсе не означает, что их в самом деле мало.

Многочисленные попытки связать угловые элементы орбит ДПК с апексом пекулярного движения Солнца также нельзя считать удачными [1]. Кроме невыполнения ожидаемых формальных требований, здесь сказывается также и условие видимости, так как антиапекс находится вблизи южного полюса эклиптики, где кометы открываются сравнительно редко. Многочисленные работы, где авторы апеллируют к максимуму и минимуму в распределении *e* и *1/a* соответственно, также являются дискуссионными. Об этом речь пойдет ниже. В настоящей работе мы поставили перед собой задачу показать, что если отказаться от анализа системы ДПК относительно привычной системы эклиптики, можно найти ряд заслуживающих внимания закономерностей. Кроме того, постараемся найти некоторые закономерности относительно неугловых элементов ДПК.

СТАТИСТИЧЕСКИЙ МАТЕРИАЛ ПО КОМЕТАМ, ИСПОЛЬЗОВАННЫЙ В РАБОТЕ

В настоящей работе нами использованы данные из последнего издания кометного каталога Марсдена и Уилямса [2]. Однако, в силу специфики поставленной задачи, нам пришлось пойти на некоторую корректировку этих данных. Дело в том, в системе ДПК четко выделяются определенные группировки. Одна

из них известна давно и называется семейством Крейца. Она в настоящее время состоит из более чем 1000 комет. Другие группы выделены относительно недавно и носят имена Марсдена, Крахта и Мейера. По общепринятой версии, эти группы образовались после распада отдельных протокометных тел, о чем свидетельствует близость элементов орбит в каждой группе. В кометной астрономии такие группы представляют самостоятельный интерес, однако при исследовании особенностей ДПК их нужно исключить из рассмотрения, в противном случае мы будем иметь ряд локальных экстремумов, носителей информации не космогонического, а эволюционного характера.

Итак, приняв условие P > 200 лет и учитывая вышесказанное, мы составили список комет, начинающийся с кометы C/-146 P1 и заканчивающийся C/2008 L3.. Далее в этот список добавлены кометы, открытые между июлем 2008 годом (период выхода каталога [2] в свет) и начальным моментом выполнения настоящей работы. Данные для этих комет взяты из циркуляров Международного Астрономического Союза за соответствующий период (их всего 34), и последняя из них C/2009 O4. Возможно, элементы их орбит в дальнейшем будут уточняться. Таким образом, наш список содержит данные по 955 кометам. В некоторой части работы будем использовать данные по «первоначальным» кометным орбитам [2], число которых составляет 499.

АНАЛИЗ УГЛОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ОРБИТ ДПК

Как мы уже отметили выше, при исследовании угловых элементов орбит ДПК использование плоскости эклиптики как базиса нелогично. Кометы в космогоничном отношении имеют весьма отдаленное отношение к Земле, поэтому использование плоскости движения последней вряд ли является ключом для проведения поисков. Аналогичные суждения можно высказать и относительно неизменной плоскости Лапласа. В качестве опорной базы можно было использовать плоскость экватора Солнца. Однако использование данной плоскости представляется более перспективным при исследовании физических параметров комет. Особенности вращения Солнца вряд ли имеют ключевое значение для распределения сугубо динамических кометных параметров.

Если кометная система эволюционирует под воздействием Галактики, то в качестве базиса более логичным представляется использование ее плоскости. Если же здесь главным образом действует латентное и весьма удаленное тело, движущееся вокруг Солнца, то нужно использовать плоскость его движения. Однако в этом случае приходится решать обратную задачу, т.е. искать такую плоскость исходя из данных самих ДПК. Такая задача решалась в работах [3, 4] и др. путем минимизации распределении перигелиев по широтам. Напомним, что при таком подходе оптимальная плоскость, относительно которой широты перигелиев имеют минимальную дисперсию, представляется в виде

$$Ax+By+Cz = 0, \qquad (1)$$

а задача решается методом наименьших квадратов. Избегая повтора, отметим, что по результатам исследования массива данных мы нашли следующую плоскость

$$I = 85^0.4; \quad \Omega = 272^0.5\,. \qquad (2)$$

С учетом погрешностей коэффициентов (1) можно определить пояс, где перигелии, а следовательно, и афелии, имеют перенаселенность

$$83^0.6 < I < 87^0.2; \quad 270^0.9 < \Omega < 274^0.1. \qquad (3)$$

Важным и принципиальным моментом является определение значимости данной концентрации. Можно предложить несколько вариантов решения этой задачи. Первый вариант связан с определением уровня детерминированности эмпирического уравнения (1), использованием двухстороннего t - распределения Стьюдента. По этому, широко известному критерию, доверительная вероятность указанной концентрации превышает 0.99. Другой путь проверки связан с непосредственным анализом широт перигелиев B' относительно

плоскости (2). После расчетов значения этого параметра для всех изучаемых ДПК (они отражены в таблице 1) можно провести сравнение с помощью критериев согласия на предмет отклонения от равномерного распределения.

Таблица 1. Количество перигелиев орбит долгопериодических комет относительно трех плоскостей

Плоск.	Диапазон B								
	<-51.06	-33.75	-19.47	-6.38	6.38	19.47	33.75	51.06	90
П(2)	66	93	86	126	160	119	97	107	101
Галак.	52	81	122	116	93	112	163	146	70
П(0)	106.1	106.1	106.1	106.1	106.1	106.1	106.1	106.1	106.1

В таблице П(2) и П(0) означают плоскость (2) и виртуальную плоскость, относительно которой перигелии распределились бы равномерно. При определении зон по параметру B' соблюден принцип равномерного распределения площадей, что адекватно равномерности величины *sin*B'. Первый интервал охватывает область от -90^0 до $-51^0.06$, второй – от $-51^0.06$ до $-33^0.75$ и т.д. Для сравнения распределений П(2) и П(0) использован критерий Колмогорова – Смирнова, где используется предельная величина

$$W(\lambda) = 1 - \Sigma(-1)^k \; e^{2k^2\lambda^2}.$$

Здесь $\lambda = DN_0^{0.5}$, где D – максимальная разность между соответствующими значениями в таблице, а N_0 – общее количество перигелиев. В данном случае D = 1.74, что означает, что согласие между двумя распределениями имеет место с вероятностью 0.002. Мы заведомо использовали жесткий критерий согласия для твердости конечных выводов, хотя применение критерия Пирсона дает еще большего расхождения.

Существует некоторая асимметрия относительно плоскости (2), которая выражается в виде 501:464. Она проявляется в том, что максимум относительно нулевого пункта смещен в сторону положительных значений. Однако эта асимметрия не может рассматриваться как серьезная с точки зрения статистики.

В случае сравнения плоскостей Галактики и П(0) параметр D оказывается 2.56, т.е. расхождение становится еще больше. Но в этом случае асимметрия количества перигелиев существенно больше: 538:417. Не исключено, что здесь свою роль играет условие видимости, так как некоторая часть южного полушария неба относительно плоскости Галактики попадает в зону, где кометы открываются относительно редко. Так или иначе в смысле заселенности кометными перигелиями окрестность плоскости П(2) имеет превосходство перед плоскостью Галактики. Как явствует из данных Таблицы 1, в зоне $\pm 6^0.4$ относительно этих двух плоскостей находятся 160 и 93 перигелиев соответственно.

Теперь постараемся ответить на вопрос о том, за счет какого фактора формируется перенаселенность перигелиев вблизи плоскости П(2). Известно, что параметр B' связан с двумя элементами кометной орбиты - i' и ω'. Их связывает следующая формула

$$\sin B' = \sin\omega' \sin i'$$

Следовательно, формально говоря, для минимальности параметра B' либо ω' должны сконцентрироваться вблизи 0^0 и 180^0, либо значения параметра i' должны быть такими, чтобы орбиты стали пологими относительно системы отсчета. Поэтому нужно исследовать распределение этих параметров относительно плоскости (2). Нужно также иметь в виду, что на этой плоскости точкой отсчета может служить восходящий узел соответствующего небесного круга.

Используя соответствующие переходные формулы, мы вычислили значения i' и ω' для рассматриваемых ДПК.

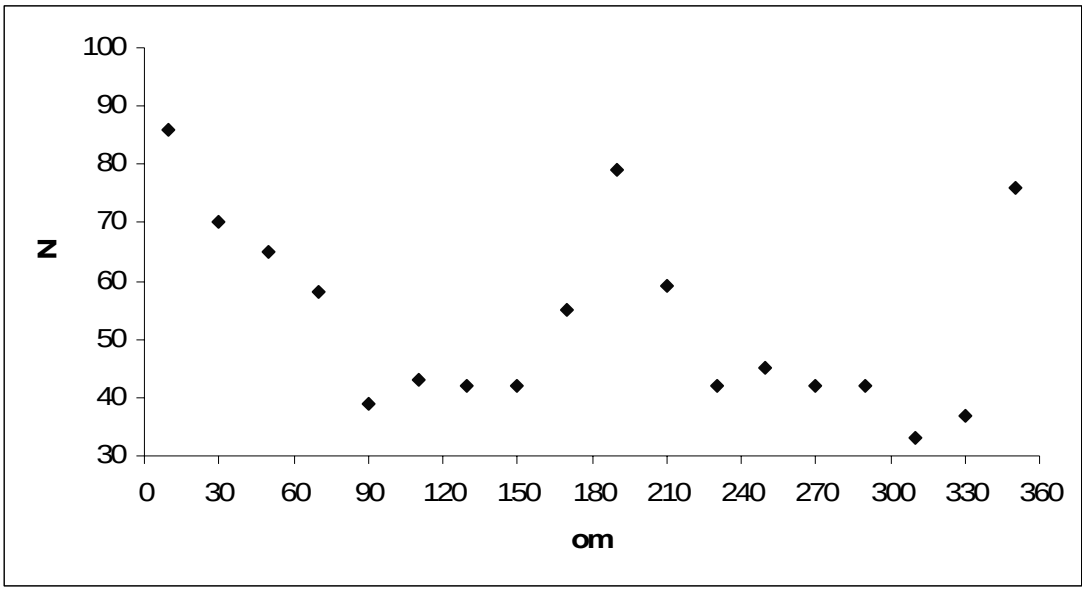

Рис.1. Распределение ДПК относительно плоскости (2).

Распределение значений параметра ω' приведено на Рис.1. Отчетливо видны максимумы вблизи 0^0(или 360^0) и 180^0. Первый максимум более значим, нежели второй. Можно утверждать, что вклад параметра ω' в минимальность дисперсии параметра B ' относительно плоскости (2) значителен, если не решающий. Теперь остается исследовать влияние параметра i' в этой дисперсии. Для этого мы вычислили значения этого параметра относительно плоскости (2) и построили соответствующее распределение (Рис.2). Из этого рисунка можно делать вывод, что предполагаемый вклад в данном контексте не очень существенен. Фактически небольшой избыток в первом интервале есть, но он должен был наблюдаться и вблизи 180^0, чего на самом деле нет. В этой части распределения наблюдается даже дефицит значений i'. Но рассматриваемое распределение замечательно в другом плане. Есть некоторая тенденция уменьшения значений N мо мере увеличения i' (коэффициент корреляции – 0.60). Отклонение составляет ДПК с *i* около 100^0. Однако среди таких комет значительное количество объектов, имеющих перигелийные расстояния, меньше 0.4 *а.е.* Такие кометы, как правило, имеют тенденции группироваться на семейства. С учетом этого обстоятельства можно предполагать, истинный коэффициент корреляции больше наблюдавшегося значения. Для сравнения заметим, что относительно эклиптики и плоскости Галактики такой тенденции нет, а коэффициент корреляции составляет всего лишь -0.33 и -0.20 соответственно. Можно сделать вывод, что распределение параметра i' практически не вносит вклада в формировании перенаселенности перигелиев вблизи (2), в то же время, оно вполне согласуется с гипотезой одного из авторов [6] о наличие удаленного планетного тела - мощного стимулятора перевода ДПК в зону видимость.

В космогоническом отношении большое значение имеет распределение удаленных узлов ДПК относительно плоскости (2). Если источник комет находится очень далеко в сотни а.е., то именно эти узлы представляют наибольший интерес. После проведения соответствующих вычислений мы построили распределение и этого параметра.

При построении данного графика был использован метод переплетенных интервалов.

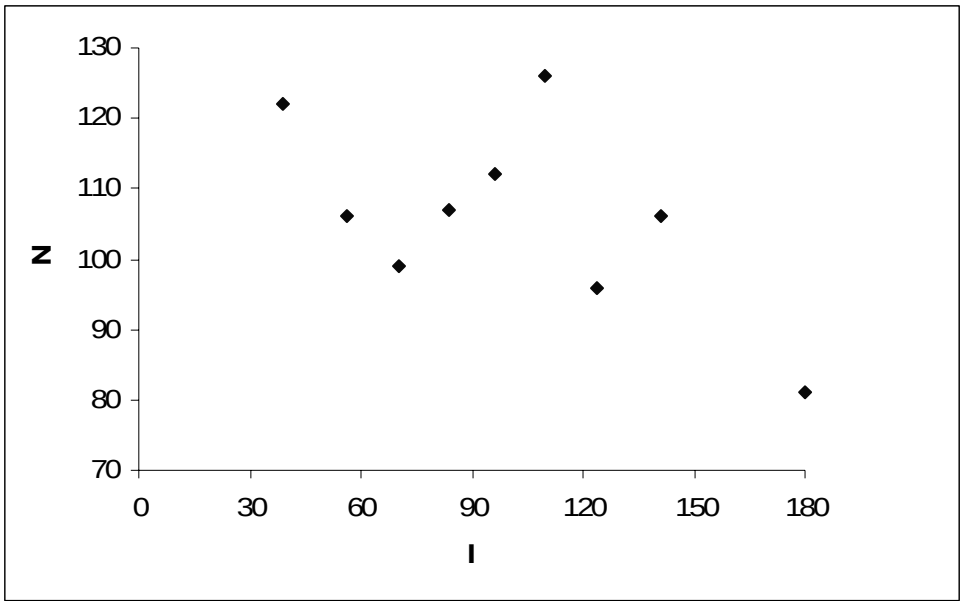

Рис.2. Распределение N(i') долгопериодических комет.

В данном случае значения удаленных узлов распределяются в порядке увеличения, берется стандартный интервал (в данном случае 20^0) и начиная от каждого значения удаленного узла в соответствующих интервалах находятся количество узлов. Такое проведение статистики намного сложнее, за то в этом случае вся тонкая структура отслеживается четко. Построенная таким образом график приводится на Рис.3.

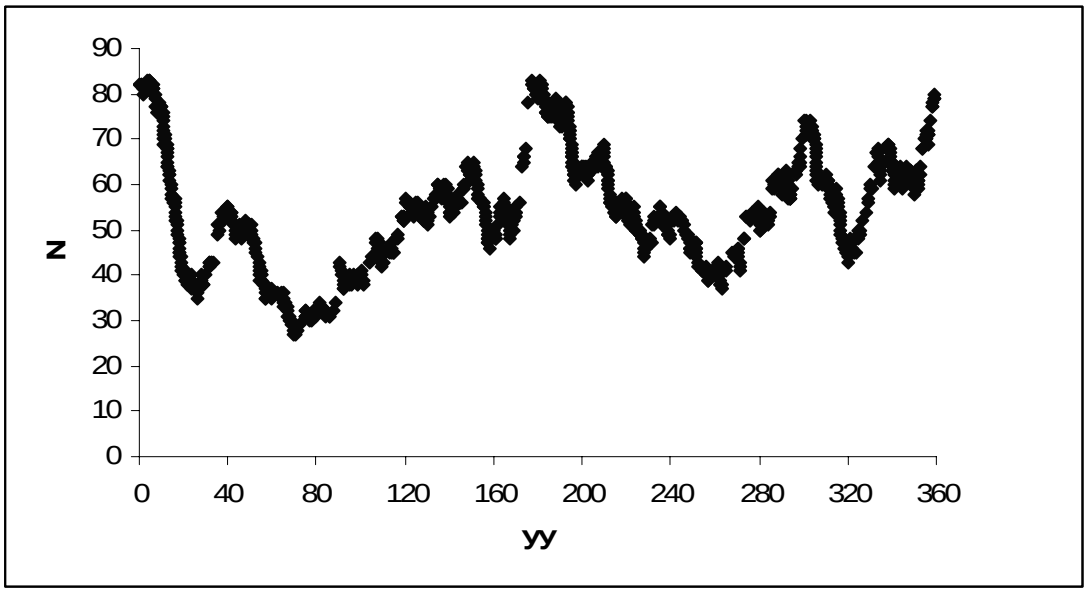

Рис.3. Распределение удаленных узлов долгопериодических комет относительно плоскости (2).

Здесь наблюденные максимумы в зонах вблизи 0^0 и 180^0 сильно оттягощены эффектом селекции, т.к. они приходятся на районы, где эклиптика пересекается с плоскостью (2). По-видимому, логичнее обратить внимание на два минимума в области 71^0 и 263^0 (количество узлов 27 и 37 соответственно). Они симметричны, оттого и представляют еще больший интерес. Дело в том, что такая симметричность экстремумов наблюдается также и у известных семейств, например в семействе Сатурна [5]. Кроме того, вблизи долгот 151^0 и 304^0, практически отличающихся от приведенных долгот на

квадрант, есть локальные максимумы (65 и 75 узлов). Расчеты показывают, что при другом выборе интервала они (особенно второй) становятся более выразительными. И в этом отношении обсуждаемое распределение весьма напоминает семейство данной планеты.

Важное значение имеет и распределение параметра L' - долгота перигелия в новой системе. При его построении для отслеживания тонкой структуры мы опять же использовали метод переплетенных интервалов. Это распределение отражено на Рис.4.

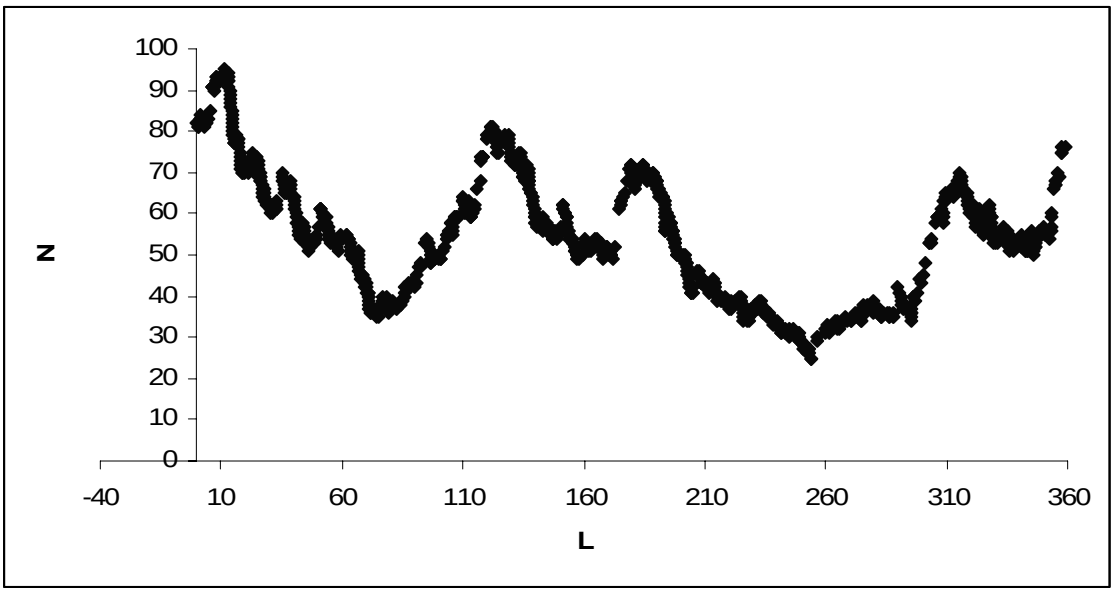

Рис.4. Распределение долгот перигелиев ДПК относительно плоскости (2).

Здесь наблюдающиеся два максимума вблизи 0^0 и 180^0 опять же в большой долей вероятности связаны с эффектом селекции. В этих около-эклиптикальных зонах кометы открываются больше. Если их исключить из внимания, получится довольно интересная картина. Распределение имеет два максимума в интервалах 112-132^0 (N= 81) и 302-322^0 (N= 71). Они практически симметричны. Интервалы долгот, где наблюдаются минимумы (вблизи 74^0 и 250^0) также с некоторой натяжкой могут считаться симметричными.

АНАЛИЗ НЕИНВАРИАНТНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ОРБИТ ДПК

В многочисленных работах, посвященных изучению особенностей системы ДПК, обычно большее предпочтение отдают значениям *1/a*, нежели самих *a*. Причиной тому, наверное, служит то, что в небесно-механических уравнениях движения кометы фигурирует именно этот параметр. В то же время, когда ищется резонанс между движениями кометы и какой-либо планеты, используется *a*. В этом есть некий парадокс.

Известно, что одна из гипотез происхождения комет, а именно гипотеза Оорта [6], базируется на максимуме, присущим малым значениям *1/a*. Такой подход критиковался в работах [3, 7] . Дело в том, что равным интервалам в шкале расстояний не соответствуют равные объемы. Отсюда и проясняется иллюзорность главного аргумента вышеупомянутой концепции.

Теперь обратимся к фактам. Часть распределения N(1/a) для комет из вышеупомянутого списка каталога [2], приводится на Рис.5. Заранее заметим, что у этого распределения есть другая ветка, которая является предметом другого исследования [8, 9].

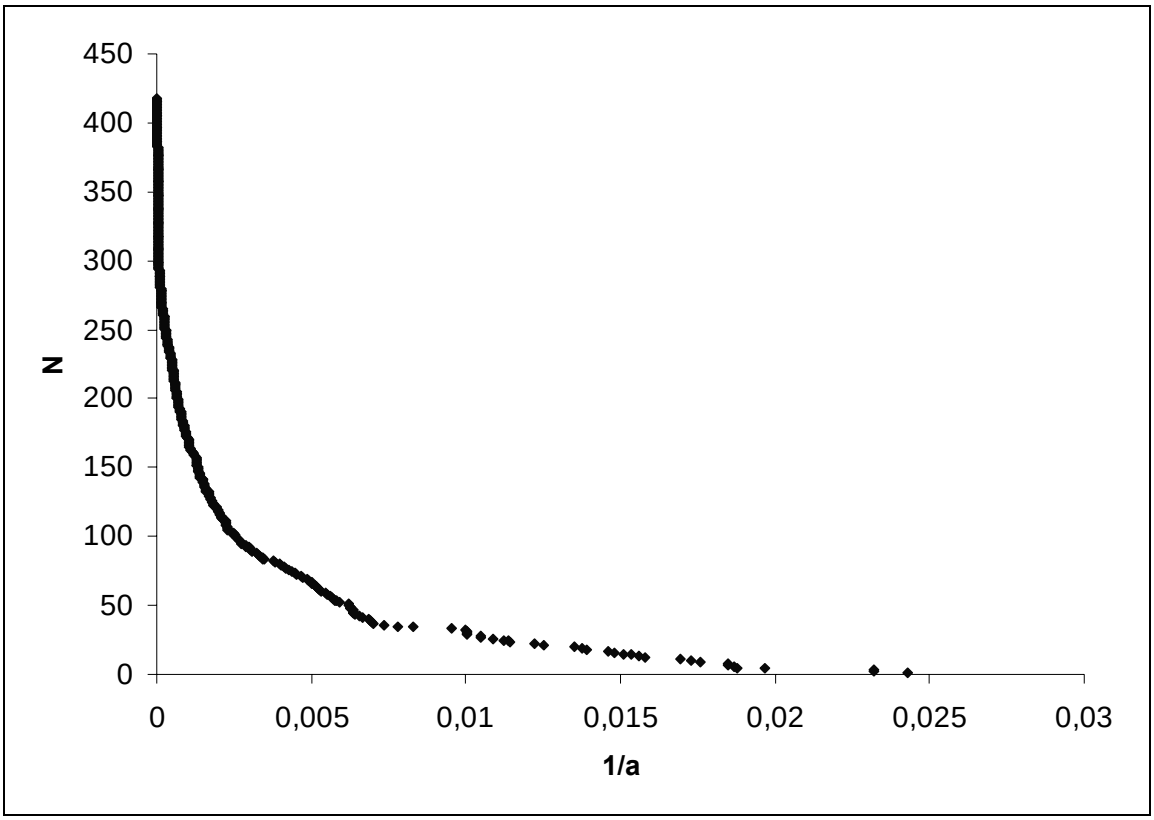

Рис 5. Распределение «первоначальных» 1/a для ДПК в области положительных значений.

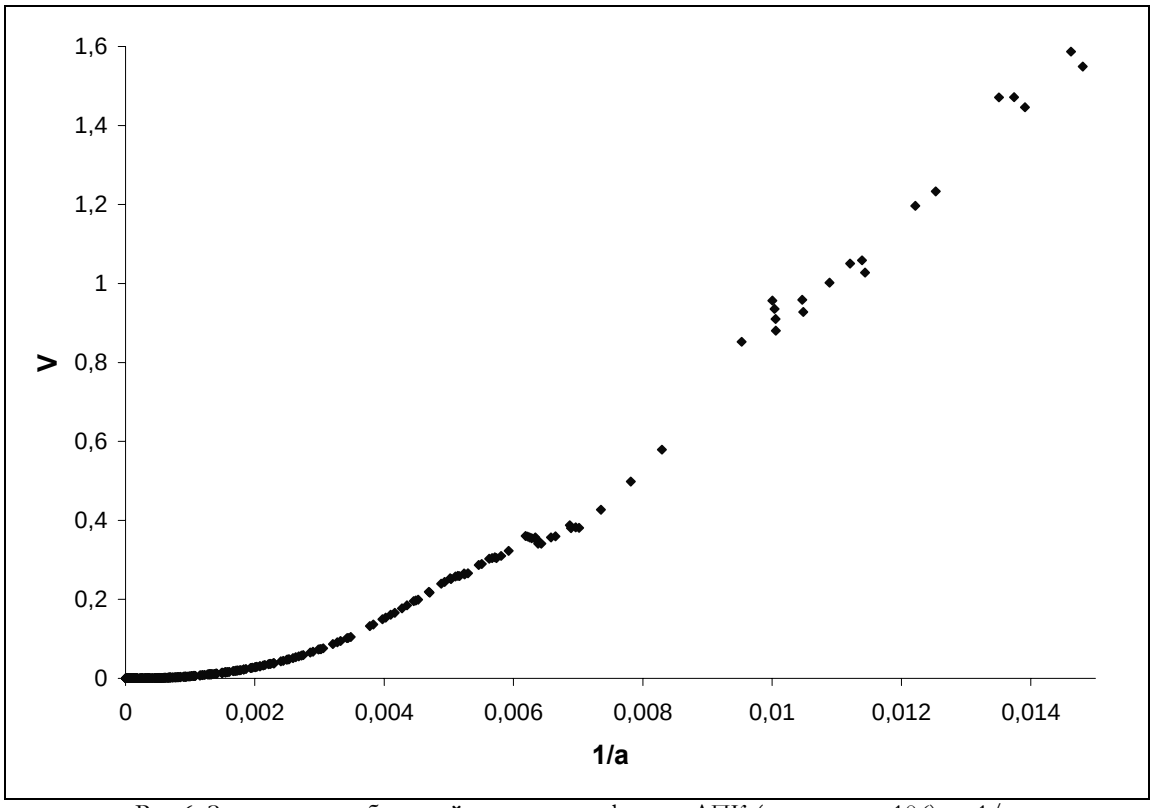

Рис.6. Зависимость объемной плотности афелиев ДПК (в единицах 10^{-6}) от 1/a.

Действительно, максимум вблизи нуля является «впечатляющим». Однако, если построить распределение объемной плотности афелиев по расстояниям, то мы получим совершенно другую картину (Рис.6). По мере удаления расстояния от Солнца плотность афелиев уменьшается, и этот факт не может игнорироваться в космогонических построениях. Видно, что по мере уменьшения расстояния в сторону Солнца объемная плотность афелиев становятся громадной. Это в свою очередь означает, что если придерживаться термина «облако», то оно должно находиться в непосредственной близости от планетной системы. Остается напомнить, что при построении графиков на Рис. 5 и 6 использован вышеупомянутый метод переплетения интервалов.

Следует отметить еще одну особенность распределение параметра Q. Она в целом носит обратно-степенной характер типа k_1Q^{-k2}. Другими словами, по мере увеличения расстояния количество Q уменьшается. Однако есть район, где это эмпирическое правило резко нарушается. Этот район соответствует расстоянию примерно 320 *а.е.* Проиллюстрируем эту картину графически (Рис.7).

Отметим, что здесь использованы данные по «первоначальным» орбитам [2] и исследован участок 100 – 1100 *а.е.* методом переплетения интервалов. Приведенное отклонение является веским аргументом в пользу гипотезы одного из авторов [9] о существовании источника комет на расстоянии 250-400 *а.е.* Удивительно, что если исследовать распределение удаленных узлов ДПК относительно плоскости (2), мы получим аналогичную картину (Рис.8).

При построении этого графика использованы данные «первоначальных» орбит 499 ДПК из каталога [2]. Как и выше, применялась методика переплетенных интервалов, длина интервалов принималась 46 *а.е.* На общем характерном фоне (обратно-постепенный ход изменения) выделяется локальный максимум в районе 300 *а.е.*

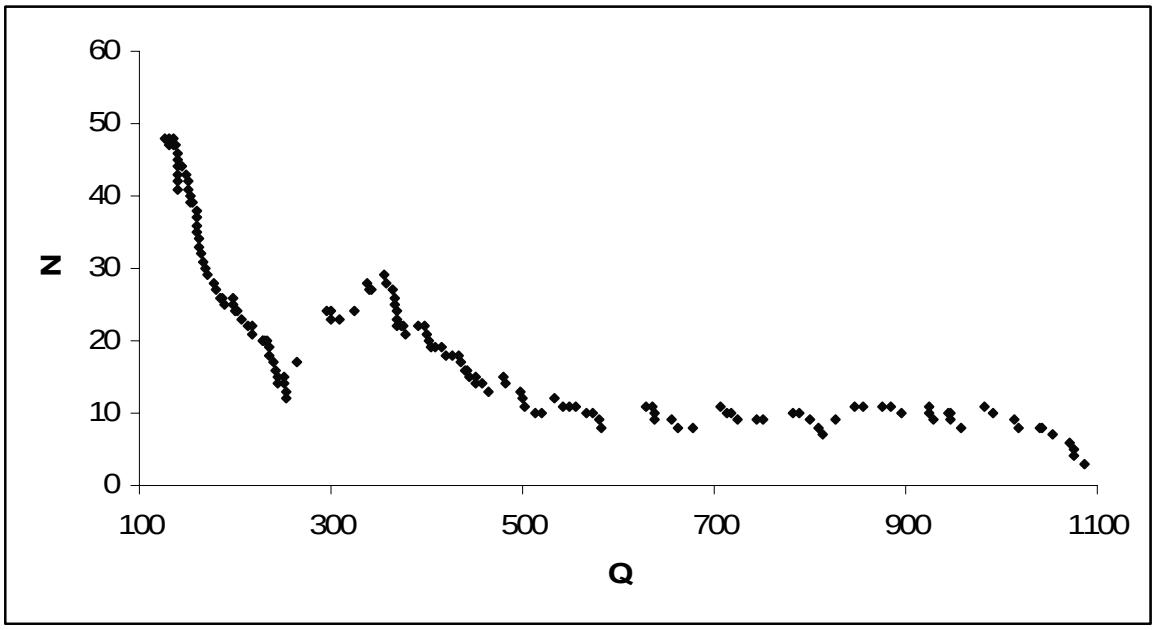

Рис. 7. Распределение «первоначальных» Q в интервале 100-1100*а.е.*

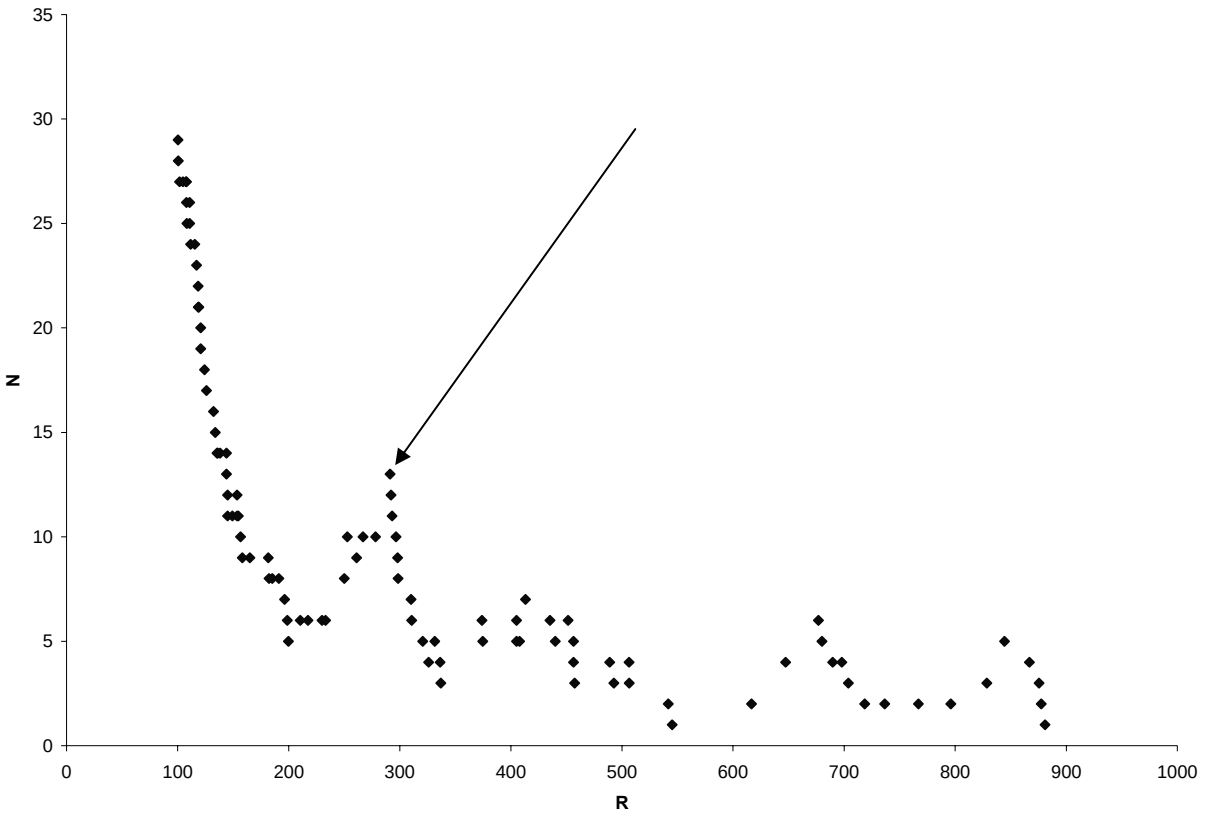

Рис.8. Распределение расстояний удаленных узлов относительно плоскости (2).

Нужно учесть, что удаленные узлы и афелийные расстояния комет совершенно независимые друг от друга параметры. Единственное условие, которое их связывает, является то, что первое из них должно быть меньше второго. То, что они на одном и том же расстоянии дают сходные максимумы, говорит о том, что вычисленная плоскость (2) вовсе не является виртуальной и имеет четко выраженный космогонический смысл. На этой плоскости на расстоянии примерно 300 *а.е.* должно быть планетное тело, мощный стимулятор ввода комет в зону видимости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Есть плоскость, относительно которой все угловые элементы орбит ДПК имеют четко выраженные закономерности. Она почти перпендикулярна к эклиптике и пересекает ее в долготах 273^0 и 83^0. Существование такой плоскости было высказано в работе [3] более 25 лет назад. За это время данная особенность ДПК не только подтвердилась, но укрепилась, несмотря на то, что количество кометных данных почти удвоилось. Вблизи указанной плоскости существует целый пояс сгущения перигелиев (следовательно, и афелиев), а также узлов орбит ДПК. Версия одного из авторов [10] о том, что в плоскости (2) движется массивная планета, или койперовое тело, которое активно взаимодействует с близ проходящими кометами и переводит часть из них в зону видимости, в нашей статье нашло новые аргументы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Радзиевский В.В., Томанов В.П. *К вопросу о происхождении почти параболических комет.* **АЖ**, 1970, т.47,5,с.1094-1099.
2. B.G.Marsden, G.V.Williams. **Catalogue of Cometary Orbits**, 17th edition. SAO Cambridge, 2008, 217 p.
3. Гулиев А.С., Дадашов А.С.О гипотезе Орта. **Кинем. и физика неб.тел.** 1985,т.1(6), с.82 - 88.
4. Гулиев А.С., Дадашов А.С. Распределение перигелиев орбит долгопериодических комет. **Кометный Циркуляр Киевского университета**, 1990, т.415, с.9-11.
5. А.С.Гулиев. *О реальности семейства периодических комет Сатурна.* **Азербайджанский Астрономический Журнал**, 2008, т.3, №1-2, с.5-13.
6. Oort I. H. *Structure oh the cloud of comets surrounding the solar system.* Bull. Astron. Inst. Netherl., 1950, v.11, p.91–110.
7. Lyttleton R. A. *The non existence of the Oort cometary shell.* Astrophys. Space Sci., 1974, v.31, p. 385–401.
8. А.С.Гулиев, А.С.Дадашов. *О гиперболических кометах.* **Азербайджанский Астрономический Журнал**, 2008, т.3, №3-4, с.5-12.
9. A.S.Guliyev, A.S.Dadashov. *On Hyperbolic Comets.* **Abstract Book of IAU XXVII General Assembly,** 03-14 August 2009, Rio de Janeiro, Brasil, 2009, p.39.
10. Гулиев А.С. *Результаты исследования узловых расстояний долгопериодических комет.* **Кинематика и физика небесн.тел.** 1999, т.15, №1, с.85-92.

Поступила в редакцию 28 мая 2009 года.

WHETHER THE SYSTEM OF LONG-PERIODIC COMETS IS CHAOTIC OR NOT?

A.S.Guliyev, A.Sh.Bayramov, R.A.Guliyev

Calculations show that perihelion of long-period comets (P> 200 years) are concentrated near a plane having an ascending node $272^0.5$ and an inclination $85^0.4$. This concentration of perihelion is found at first 25 years ago. Cometary data were doubled during this time but this feature stayed valid. Analysis of angular elements of 955 long-period comets' orbits concerning the specified plane is carried out in this paper. All of them have strongly pronounced regularities: distribution of inclinations of cometary orbits tend to decreasing; arguments of perihelion have precisely expressed maxima close to 0^0 and 180^0; distant nodes and perihelion longitudes have bimodal distributions. It is shown that the removed nodes concerning the specified plane and aphelion have strongly pronounced maxima on the distance near 300 a.u. The found regularities in the system of long-period comets confirm the hypothesis of one of authors on presence of planet body-stimulators of comet's injection in the zone of visibility on the distance near 300 a.u.

Key words: long-period comets, unknown planet, statistics of comets

UZUNPERİODLU KOMET SİSTEMİ XAOTİKDİRMİ?

Ə.S.Quliyev, Ə.Ş.Bayramov, R.Ə.Quliyev

Hesablamalar göstərir ki, uzunperiodlu kometlərin (P> 200 il) orbitlərinin periheliləri doğuş düyünü $272^0.5$ və meyl bucağı $85^0.4$ olan müstəvi ətrafında toplanır. Perihelilelərin bu cür qruplaşması ilk dəfə 25 il bundan əvvəl aşkar edilmişdir. Ötən dövr ərzində komet verilənlərinin iki dəfə artmasına baxmayaraq bu xüsusiyyət öz gücündə qalır. Məqalədə 955 uzunperiodlu kometin bucaq elementlərinin həmin müstəviyə nəzərən paylanması təhlil edilmişdir. Onların hamısı aydın şəkildə ifadə olunmuş qanunauyğunluqlara malikdir: meyl bucaqlarının paylanmasında azalma meyli var; periheli arqumentləri 0^0 və 180^0 yaxınlığında açıq-aşkar maksimumlara malikdir; uzad düyün nöqtələri və periheli uzunluqları ikizirvəli maksimuma malikdir. Göstərilmişdir ki, uzaq düyün nöqtələri və afelilər təxminən 300 a.v. məsafədə aşkar maksimuma malikdirlər. Uzunperiodlu komet sistemində tapılmış bu qanunauyğunluqlar həmin məsafədə kometlərin görünmə zonasına daxil olmasını stimullaşdıran planet cisminin olması haqqında müəlliflərdən birinin hipotezini təsdiq edir.

Açar sözlər: uzunperiodlu kometlər, naməlum planetlər, komet statistikası

МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В АНИЗОТРОПНОЙ КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

© 2009 г. Н.С. Джалилов

Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н.Туси НАН Азербайджана
(e-mail: namigd@mail.ru)

Для описания бесстолкновительной плазмы солнечной короны и солнечного ветра применены 16-ти моментные уравнения переноса, приводящие к анизотропной МГД с тепловыми потоками. В линейном приближении найдены и изучены новые дополнительные сжимаемые моды (тепловые волны), а также аналоги быстрых и медленных МГД волн. Установлено, что в присутствии тепловых потоков волны распространяются вдоль и против магнитного поля с различными скоростями. Сильное взаимодействие происходит между модами, распространяющимися против направления магнитного поля. В области взаимодействия мод, где совпадают фазовые скорости волн, возможны оба типа неустойчивостей - апериодическая и колебательная. При резонансном взаимодействии трех обратных мод (быстрые тепловые и зеркальные и медленные тепловые) в условиях возникновения классической шланговой неустойчивости возникает новой тип неустойчивости, которая имеет максимум инкремента при наклонном распространении, и она может превосходить максимум инкремента обычной шланговой неустойчивости.

Ключевые слова: магнитогидродинамические турбулентности; солнечная корона; солнечный ветер

ВВЕДЕНИЕ

Плазма солнечного ветра и плазма короны являются типичными примерами анизотропной и почти бесстолкновительной плазмы ([1]). Применявшееся для их магнитогидродинамическое (МГД) описание в ЧГЛ (Chew-Goldberger-Low (CGL)) приближении [2, 3] дает расхождение в критериях возникновения зеркальной неустойчивости с кинетическим рассмотрением [4-7]. Более точные 16-ти моментные уравнения переноса [8-9] включают в себе два дополнительных уравнения эволюции тепловых потоков. При этом закон сохранения двух адиабат не выполняются.

НЕУСТОЙЧИВЫЕ ВОЛНОВЫЕ МОДЫ

Для упрощения рассмотрения предположим, что в начальном равновесном состоянии пространственно неограниченная анизотропная плазма является однородной. Считаем, что скорость плазмы, магнитное поле, плотность плазмы, анизотропные газовые давления и начальные тепловые потоки: v_0, B_0, ρ_0, $p_{\perp 0}$, $p_{\|0}$, $S_{\perp 0}$ и $S_{\|0}$ являются постоянными величинами. Индексы $\|$ и $\perp$ указывают значения величин вдоль и поперек магнитного поля, соответственно. Это состояние с ненулевыми тепловыми потоками автоматически удовлетворяет основным уравнениям. Рассмотрим малые возмущения с амплитудами $\propto \exp[i(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r} - \omega t)]$, где $\omega = \omega_0 + (\boldsymbol{v}_0\cdot\boldsymbol{k})$ – частота колебаний в движущейся вместе с плазмой системе координат, k – волновое число. После линеаризации исходных уравнений по малым возмущениям мы получим волновые уравнения для амплитуд физических переменных. Коэффициенты этих уравнений являются функциями следующих параметров:

$$\alpha = p_\perp / p_\|, \quad c_\|^2 = p_\| / \rho, \quad \beta = B^2 / 4\pi p_\| = v_A^2 / c_\|^2,$$
$$\eta = c_\| k_\| / \omega, \qquad \gamma = S_\| / p_\| c_\| = S_\perp / p_\perp c_\|,$$
$$k_\| = k\cos\theta, \; l = \cos^2\theta.$$

Здесь v_A - альфвеновская скорость, θ - угол распространения волны относительно магнитного поля. В этих безразмерных параметрах индексы «0» опущены для простоты записи. Начальные тепловые потоки $S_\perp$ и $S_\|$ в нашем рассмотрении можно оценить путем умножения плотности тепловой энергии электронов на их скорости

вдоль магнитного поля $u_0 \propto v_0$, и, таким образом, $\gamma \propto v_0 / c_{\|}$.

1. *Несжимаемые шланговые моды*

Уравнение для несжимаемых шланговых мод отделяется от остальных уравнений, из чего следует дисперсионное соотношение $\eta^2(\alpha+\beta-1)=1$ или в размерном виде:

$$\left(\frac{\omega}{k}\right)^2 = v_A^2\left(1-\frac{p_{\|}-p_{\perp}}{2\,p_{mag}}\right)\cos^2\theta \qquad (1)$$

Эти моды (их обозначим меткой *fh*) являются прототипами альфвеновских колебаний в обычной изотропной МГД. Они становятся неустойчивыми, если $\alpha+\beta<1$ или $p_{\|} > p_{\perp} + 2\,p_{mag}$. Инкремент неустойчивости имеет максимум при параллельном распространении, $\cos^2\theta = 1$. На свойства этих мод тепловые потоки не оказывают влияния.

2. *Сжимаемые волновые моды*

Нулевой детерминант системы остальных волновых уравнений дает дисперсионное уравнение для сжимаемых мод:

$$\begin{aligned} &c_8\eta^8 + c_6\eta^6 + c_4\eta^4 + c_2\eta^2 + c_0 + \\ &+\gamma(c_7\eta^7 + c_5\eta^5 + c_3\eta^3) = 0. \end{aligned} \qquad (2)$$

Здесь коэффициенты $c_{0\text{-}8}$ являются сложными действительными функциями параметров α, β, γ и l, и, следовательно, решения являются либо действительными, либо комплексно-сопряженными. При ненулевых потоках, $\gamma \neq 0$, присутствие нечетных коэффициентов c_3, c_5 и c_7 приводит к тому, что комплексные фазовые скорости становится разными для волн, бегущих вдоль или против магнитного поля.

2.1. *Параллельное распространение*

Для распространения волн вдоль магнитного поля (l=1, $k_{\|} = k$) фазовая скорость, нормированная к скорости звука $c_{||}$, определяется как $V=1/\eta$. В этом случае дисперсионное уравнение (2) переходит в

$$(\eta^2-1)(\mu\eta^2-1)[3(\eta^2-1+\sqrt{2/3})(\eta^2-1-\sqrt{2/3})-4\gamma\eta^3]=0, \qquad (3)$$

где $\mu = \alpha+\beta-1$. В сравнении со случаем ЧГЛ, здесь появляются две дополнительные моды, связанные с тепловыми потоками. Фазовые скорости этих двух быстрых и медленных тепловых мод (обозначим их метками *ft* и *st*) находятся между модифицированными тепловыми потоками быстрых и медленных зеркальных мод (обозначим последние метками *fm* и *sm*). В (3) первые два квадратичных корня не зависят от γ. Это означает, что эти моды одинаково распространяются вдоль и против магнитного поля. Последние четыре решения зависят от γ, т.е. эти моды асимметричны.

Сначала рассмотрим беспотоковый случай, γ→ 0. Теперь мы имеем четыре квадратичных корня:; корень $\eta^2 = 1-\sqrt{2/3}$ соответствует быстрым зеркальным модам, η^2=1 - быстрым тепловым модам, $\eta^2 = 1+\sqrt{2/3}$ - медленным тепловым модам и $\mu\eta^2 = 1$ описывает медленные зеркальные моды. В этом случае неустойчивость возможна, если μ < 0. Это означает, что только медленные зеркальные моды могут стать неустойчивыми. Другие, параллельно распространяющие моды, устойчивы. Однако, с ростом γ появляется другой тип неустойчивости. В этом легко убедиться, рассмотрев предел γ >> 1. Тогда четыре решения, которые зависят от γ имеют вид: $V_1 \approx 3/4\gamma << 1$, $V_2 \approx (4\gamma)^{1/3} >> 1$, $V_{3,4} \approx (4\gamma)^{1/3}(-1\pm i\sqrt{3})/2$. Остальные моды η^2= 1 соответствуют $V_{5,6} = \pm 1$. В области значений параметров, где возможна шланговая неустойчивость (μ < 0) корни последних уравнений $\mu\eta^2 = 1$ соответствуют $V_{7,8} = \pm i\sqrt{1-\alpha-\beta}$. Для положительных фазовых скоростей получим: $V_{sm}^{+} = \mathrm{Re}(V_7) = 0$, $V_{st}^{+} = V_1 << 1$, $V_{ft}^{+} = V_5 = 1$, $V_{fm}^{+} = V_2 >> 1$. Для отрицательных скоростей: $V_{sm}^{-} = \mathrm{Re}(V_8) = 0$, $V_{st}^{-} = V_6 = -1$, $V_{ft}^{-} = \mathrm{Re}(V_3)$, $V_{fm}^{-} = \mathrm{Re}(V_4)$. Отсюда можно сделать вывод об основной роли тепловых потоков: 1) обратные тепловые моды являются более быстрыми, чем прямые тепловые волны, $|V_{st}^{-}| >> |V_{st}^{+}|$ и $|V_{ft}^{-}| >> |V_{ft}^{+}|$. Для быстрых зеркальных мод мы имеем обратную ситуацию: прямые моды

распространяются в два раза быстрее, чем обратные моды, $V_{fm}^{+} = 2|V_{fm}^{-}|$. Медленные зеркальные моды остаются симметричными. Если стремить γ обратно к нулю, то асимметрия мод исчезает. 2) Неустойчивость имеет резонансное происхождение. Она развивается, когда две или более моды пересекаются. Апериодическая зеркальная неустойчивость возникает при нулевых фазовых скоростях медленных мод, $V_{sm}^{+} = V_{sm}^{-} = 0$. Периодическая неустойчивость (действительные части частот ненулевые) возникает, если обратные быстрые тепловые и зеркальные моды резонируют между собой, $V_{ft}^{-} = V_{fm}^{-} \neq 0$. В зависимости от значений γ инкремент неустойчивости этой неустойчивости может становиться больше, чем инкремент шланговой неустойчивости.

2.2. *Квазиперпендикулярное распространение*

В этом предельном случае ($l \to 0$) первые два решения (2) - это устойчивые быстрые зеркальные волны с $V_{1,2} = \pm\sqrt{2\alpha + \beta}$. Для того, чтобы найти остальные шесть решений, нужно решить полиномиальное уравнение 6-го порядка. Однако, при γ ≈ 0 имеем $V_{3-8} = \pm\sqrt{l / Z_{1,2,3}}$ и

$$3(1-\sigma)Z^3 + (9\sigma - 5)Z^2 + (1 - 7\sigma)Z + \sigma = 0,$$

где $\sigma = (2\alpha + \beta)/(2\alpha)^2$. Известные точные решения этого кубического уравнения остаются сложными. Однако в трех предельных случаях: σ ≈ 1, σ << 1 и σ >> 1 эти решения упрощаются. Разложив решения вблизи σ = 1 получим: $V_{3-6} \approx \pm\sqrt{l(3 \pm \sqrt{5})}$ и $V_{7-8} \approx \pm\sqrt{3l(\sigma - 1)/4}$. Первые четыре решения устойчивы, $V_{3-6}^2 > 0$, однако последние могут стать неустойчивыми, $V_{7-8}^2 < 0$, если выполняется условие σ < 1. Это условие совпадает с кинетическим условием возникновения зеркальной неустойчивости $2\alpha + \beta < 2\alpha^2$ или $p_{\perp}^2 > p_{\parallel}(p_{\perp} + p_{mag})$ (например, [10]). В пределе σ << 1 получим устойчивые тепловые моды $V_{3-6} \approx \pm\sqrt{l(5 \pm \sqrt{13})/2}$ и неустойчивые зеркальные моды $V_{7-8} \approx \pm i\sqrt{l/\sigma}$. Инкременты неустойчивости в этом случае зависят от отношения двух малых величин l/σ. Наконец, если σ >> 1, все моды устойчивы. Легко можно доказать, что найденное условие зеркальной неустойчивости остается неизменным при γ >> 1.

2.3 *Наклонное распространение*

Рассмотрим численное решение для случая β << 1, который не поддается аналитическому описанию. На рис.1 для α + β < 1 развивается шланговая неустойчивость. Малое отклонение γ от нуля имеет существенное влияние на устойчивость обратных тепловых мод. В некотором интервале параметра l две моды – быстрые и медленные тепловые моды, находятся в резонансе. В этой области возникает периодическая тепловая неустойчивость. Возникают также апериодические шланговые и зеркальные неустойчивости, когда фазовые скорости прямых и обратных волн сравниваются и становятся равными нулю. Найденная новая тепловая неустойчивость возникает строго при наклонном распространении. В рассматриваемом случае это происходит на интервале $0.2 < l < 0.5$, где инкремент имеет максимум. Как видно из правого рисунка, шланговая неустойчивость все еще доминирует. Однако с увеличением γ ситуация изменяется.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках системы 16-моментных уравнений рассмотрено развитие МГД неустойчивостей в замагниченной бестолкновительной анизотропной плазме и устранено расхождение между критериями зеркальной неустойчивости при кинетическом и гидродинамическом рассмотрении. Получен новый тип тепловой неустойчивости при строго наклонном распространении, инкремент которой может стать больше инкремента шланговой неустойчивости. Этот тип неустойчивости может иметь приложение для теории нагрева солнечной короны.

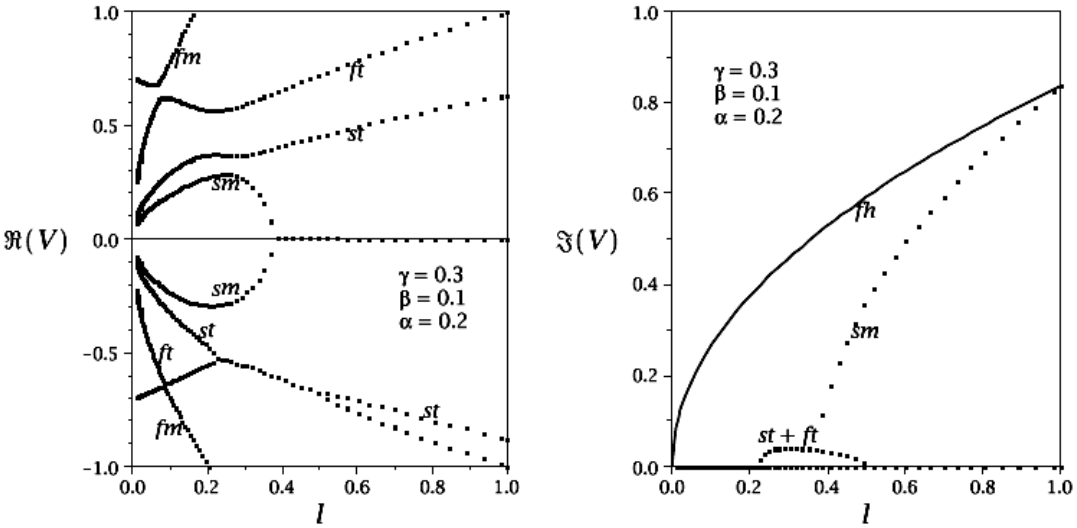

Рис.1. Фазовая скорость волновых мод (слева) и инкременты неустойчивости (справа) как функции распространения волн относительно магнитного поля, $l=\cos^2\theta$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dzhalilov N. S., Kuznetsov V. D., Staude, J. **Astron. Astrophys**., 2008. v. 489, p.769.
2. Chew G. F., Goldberger M. L., Low F. E. **Proc. Roy. Soc. London A**, 1956. v.236, p.112.
3. Kato Y., Tajiri M., Taniuti T. **J. Phys. Soc. Japan,** 1966, v.21, p. 765.
4. Vedenov A.A., Sagdeev R.Z. **Dokl. Akad. Nauk SSSR**, 1958, v.3, p.278.
5. Parker E. N. **Phys. Rev**., 1958, v.109, p.1874.
6. Gary S. P., Li H., Rourke S. O., Winske D. J. **J. Geophys. Res**., 1998, v.103, p.1467.
7. Baranov V.B., Krasnobayev K.V. **Hydrodynamics of Cosmic Plasma.** 1977, Nauka, 335 p.
8. Oraevskii V. N., Konikov Y. V., Chazanov G.V. **Transport processes in anisotropic near-Earth plasma**. 1985, Moscow: Nauka, 173 p.
9. Ramos J. J. **Phys. Plasmas**, 2003, v.10, p.3601.
10. Hasegawa A. **Plasma Instabilities and Nonlinear Effects**, 1975, Springer-Verlag, New-York, 94 p.

Поступила в редакцию 16 мая 2009 года.

KOSMİK ANİZOTROP PLAZMADA MAQNITHIDRODINAMIK DAYANIQSIZLIĞİ

N.S.Cəlilov

Günəş tacinda və küləyində movcud olan turbulensiyanı öyrənmək məqsədi ilə maqnitlənmiş anizotrop plazmada movcud ola biləcək dalğa spektrinə baxılır. Bu məqsəd üçün kinetik tənliklərdən alınmış ortalaşdırılmış 16-momentlər tənliklər sistemindən istifadə olunur. Mumkün ola bilən dalğalar üçün ümumi dispersiya tənliyi alınmış və həll edilmişdir. Dalğa hərəkətinə anizotropik istilik selinin təsiri nəzərə alınmışdır. Bu ona gətirib cıxarir ki, alınmış nəticələr məlum olan və qəbul olunmuş Chew-Goldberger-Low (CGL) maqnithidrodinamik (MHD) modelinin nəticələrini təkzib edir. Gostərilmişdir ki, maqnit sahəsi boyunca və onun əks tərəfinə yayılan dalğaların xassələri anisotrop plasmada eyni deyildirlər. Şlanq və güzgü modalarından əlavə yeni tipli istilik seli ilə bağlı olan modalar tapılmışdır. Dayanaqsızlıq bu modaların qarşılıqlı rezonansı zamanı yaranır. Yeni tapılmış dalğa dayanaqsızlığının inkrimenti (amplitudun zamana gorə eksponensial artması dərəcəsi) məlum olan şlanq dayanaqsızlığının inkrimentindən böyük ola bilər.

Açar sözlər: maqnithidrodinamik dalğa turbulentliliyi; Günəş tacı; Günəş küləyi

MAGNETOHYDRODYNAMIC INSTABILITIES IN ANISOTROPIC MAGNETIZED SPACE PLASMA

N.S. Dzhalilov

To describe the waves in the solar coronal and wind plasmas instabilities in magnetized, anisotropic, collisionless, rarefied hot plasma in the fluid approximation are studied. For this aim the 16-moments set of the transport equations obtained from the Vlasov kinetic equations by the fast gyromotion ordering technique is used. The general dispersion relation for the wave modes is derived, solved and analyzed. The included anisotropic two heat fluxes evolution equations invalidate the double polytropic Chew-Goldberger-Low (CGL) magnetohydrodynamic (MHD) laws, leading to strongly different results. Besides the classic incompressible fire hose modes there appear four types of compressible wave modes: two fast and slow mirror modes - strongly modified compared to the CGL model - and two thermal modes. Instability develops at such positions where two and more wave modes are coupled resonantly. It is shown that the well known discrepancy between the results of the CGL-MHD fluid model and the kinetic plasma theory is removed.

Keywords: magnetohydrodynamic turbulences; solar corona; solar wind

КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ Т ТЕЛЬЦА

© 2009 г. Н.З.Исмаилов [1,2], Н.Х. Гулиев [1], Ф.Н. Алимерданова [1], О.В. Халилов [1]

[1] *Шамахинская астрофизическая обсерватория НАН Азербайджана*

[2] *Бакинский Государственный Университет*

(e-mail: box1955n@yahoo.com)

В работе приведен анализ результатов многолетних однородных спектральных наблюдений звезды T TauN. Впервые обнаружена квазициклическая переменность эмиссионного спектра с периодом 33 ±1.5 дней по линиям водорода и H и K Ca II. Показано, что при предположении о дифференциальном вращении диска, можно найти определенную связь между найденным спектральным квазипериодом и 2.8-дневным фотометрическим периодом, обнаруженным ранее. Получено, что по-видимому, аккреционная зона, где возникает эмиссионный спектр, находится на расстоянии около 1.1-1.2 *а.е.* от поверхности звезды.

Ключевые слова: молодые звезды, спектральная переменность, квазипериодичность.

ВВЕДЕНИЕ

Среди звезд типа Т Тельца существуют довольно много двойных и кратных систем [1, 2], большинство из которых были обнаружены применением методов спекл-интерферометрии, покрытия звезд Луной, а также адаптивной оптики высокого разрешения в инфракрасной (ИК) части спектра [3-5]. У прототипа звезд типа Т Тельца - T Tau, были обнаружены три компонента T TauN + (T TauSa + T TauSb) на небольшом угловом расстоянии (0."68 и 0."12, соответственно). Для построения орбит таких маломассивных двойных звезд нужны длительные ряды спектрометрических, спектральных и фотометрических наблюдений разрешенных компонент системы. Примером такой редкой трудоемкой работы может служит работа [6], где по предварительным спектрометрическим данным была построена орбита пары южного компонента T TauSa + T TauSb с периодом 21.66 года и вычислены массы M_{Sa}=2.1± 0.2M⊙ и M_{Sb}=0.8±0.1M⊙. Так как астрометрических наблюдений недостаточно для уверенного построения полной орбиты системы, то в дальнейшем разные авторы строили различающиеся друг от друга эллиптические орбиты пар T TauSa + T TauSb с периодами от 21 до 33 лет, но при этом полученные массы спутников у разных авторов существенно не отличались (см.например, [7, 8]).

Несмотря на такие продвижения в исследовании системы T Tau, не совсем ясно, например, каким образом кратность системы может объяснить наблюдаемые кратковременные или, скорее, долговременные изменения блеска системы. Впервые, по результатам UBV наблюдений у T Tau был выявлен период 2.8 суток, что авторы объясняют осевым вращением звезды [9]. Построенная в визуальной области сводная кривая блеска, и выполненный ее анализ Исмаиловым и Самусем [10] показал, что существует 6-летний квазипериод изменении блеска. Позже Мельниковым и Гранкином [11] был подтвержден этот вывод, а также было показано, что наблюдается также 30-40 летний период в изменении блеска. В принципе, обнаруженный астрометрический период ~30 лет для пары T TauSa + T TauSb подтверждает это предположение. Заметим, что наблюдаемые к настоящему времени квазипериодические изменения получены по UBV фотометрическим данным, где вклад пары южных компонент системы практически является ничтожно малым. Поэтому в работе [12] предлагается гипотеза о том, что наблюдаемые в видимой области циклические изменения блеска T Tau могут быть вызваны

неизвестными, более тесно расположенными, чем T TauS, компонентами самой T TauN.

Существуют ли какие-либо периодические изменения в спектре T Tau? Для исследования этого вопроса необходим длительный ряд спектральных наблюдений звезды. В настоящей работе анализируются результаты спектральных наблюдений звезды T Tau за 1971-1988 гг. по эквивалентным ширинам эмиссионных линий Hβ и H и K CaII.

НАБЛЮДЕНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Спектральный материал по T Tau был получен за 1971-1988 гг. в кассегреновском фокусе 2-м телескопа Шамахинской Астрофизической Обсерватории, с применением 2x2 призменного спектрографа «Канберра». Дисперсия 94 *Å/мм* у Hγ, спектральный диапазон λλ3600-5100 *ÅÅ*. Полное описание полученного спектрального материала и результаты измерений эквивалентных ширин эмиссионных линий были опубликованы в работе Исмаилова и др. [13]. Наш анализ был проведен по значениям эквивалентных ширин эмиссионных линий Hβ и H и K CaII, так как измерения по другим эмиссионным линиям в данном диапазоне не так многочисленны, как в этих линиях. Максимальная ошибка измерений эквивалентных ширин эмиссионных линий Hβ и H и K CaII составила 20%. Для измерений эквивалентных ширин указанных линий всего было использовано 167 спектрограмм.

По результатам предварительных спектральных исследований эмиссионного спектра T Tau Гулиевым [14] было отмечено, что возможно, существует 16-18-дневный цикл вспышечной активности звезды, выраженный в изменении эквивалентных ширин эмиссионных линий.

Полученные значения эквивалентных ширин нами были усреднены за каждые сутки, и при этом для исследуемых линий для каждого массива получилось всего 42 точки. Поиск циклических изменений был проведен методом Скаргла [14], который позже был усовершенствован Хорне и Балинасом [15]. Программа поиска периодов составлена Антохином и в работе [16] подробно описана методика ее применения. Этот метод позволяет вычислить ложные значения частоты с вероятностью F для любого пика, с высотой спектра мощности, т.е. вероятность того, что она будет больше «белого шума», чем требуемое значение. Вероятность того, что данные содержат один периодический сигнал, равна 1-F. Если мы вычислим нормированный спектр мощности z для N_i независимых частот, то для неравноотстоящего ряда F может быть вычислен по известному выражению

$$F = 1 - (1 - e^{-z})^{N_i}$$

Максимальный интервал частоты при таком поиске определяется соотношением $\nu_{max}=1/2\Delta t_{min}$, где Δt_{min} – минимальный промежуток времени между соседними точками наблюдений.

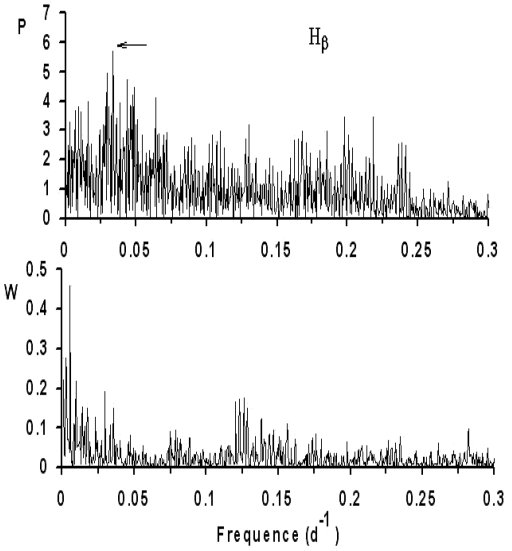

Рис.1. Спектр мощности и окна для эквивалентных ширин эмиссии Hβ.

На Рис.1 приведен пример спектра мощности и окна по массиву эквивалентных ширин линии Hβ. Как отсюда видно, здесь достаточно уверенно наблюден только один пик, превышающий уровень среднеквадратичного отклонения 3σ. Практически идентичные картины были получены также по результатам анализа линий H и K CaII.

На всех построенных диаграммах спектра мощности наблюдаются пики спектра мощности, уверенно превосходящие критерий 3σ только в определенных частотах. Наблюдаемые максимумы спектра мощности

по линиям H и K CaII и по Hβ, соответствуют частотам 0.0300-0.0350 d^{-1}, что соответствует периодам 29.85 - 33.33 *суток*. Учитывая формальную ошибку, мы выделили период $33^d \pm 1.5^d$.

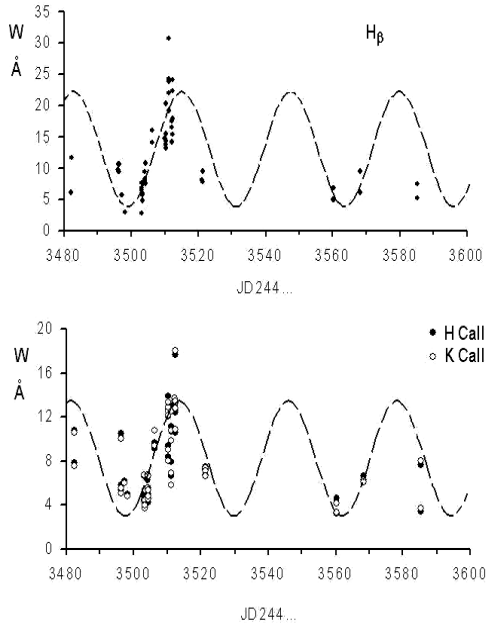

Рис.2. Зависимость эквивалентных ширин со временем для линий Hβ и H и K CaII. Пунктиром проведена синусоида с периодом $33{,}3^d$.

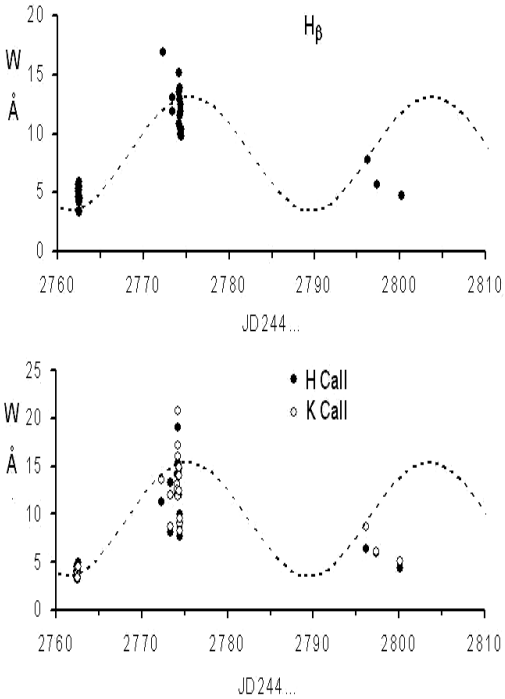

Рис.3. То же, что на Рис.2, для другого промежутка времени.

На Рис.2 приводится временная зависимость эквивалентных ширин рассматриваемых эмиссионных линий. Пунктиром проведена синусоида, построенная с периодом 33.3 дней.

На Рис.3 приводится аналогичный рисунок для другого интервала времени. Как видно из Рис.2 и 3, отдельные фрагменты удовлетворительно описываются с найденным периодом изменения эмиссии в спектре T Tau. На Рис.4 приведена фазовая кривая изменений эквивалентных ширин эмиссии Hβ и H и K CaII свернутая с периодом 33.3 дней. Как отсюда видно, общий массив эквивалентных ширин эмиссионного спектра удовлетворительно согласуется с периодом 33.3 дней.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, проведенный нами фурье-анализ изменений эквивалентных ширин эмиссионных линий Hβ и H и K CaII показал, что, по-видимому, существует квазипериодическая переменность значений эквивалентных ширин эмиссионных линий. В течение 15-18 дней наблюдается усиление, а затем примерно за столько же времени ослабление интенсивностей эмиссионных линий. Данный процесс был наблюден по систематическим и продолжительным однородным спектральным наблюдениям.

Интерпретация таких циклических изменений в спектре системы остается открытой. Очевидно, что о каком-то изменении в линии компонента T TauS в оптическом диапазоне говорить не приходится, т.к. этот компонент является весьма слабым в оптическом диапазоне спектра.

Мы оценим влияние эмиссионного спектра на блеск звезды в интервале λλ 3600-5100 *ÅÅ*. Согласно формуле

$$\Delta m = 2.5 \lg \frac{I_0 + \frac{\sum W_\lambda}{\Delta\lambda}}{I_0}$$

можно оценить величину изменения блеска за счет эмиссионных линий, где I_0 - относительная интенсивность в континууме, $\sum W_\lambda$ – суммарная эквивалентная ширина всех

эмиссионных линий в данном спектральном диапазоне, $\Delta\lambda$ - ширина спектрального диапазона. В нашем случае, $\Delta\lambda$ =1400 *Å*. Сумма эквивалентных ширин всех эмиссионных линий в слабом состоянии излучения равна 15 *Å*, а в активном состоянии излучения около 60 *Å*. Соответственно, для слабого состояния вклад эмиссионного спектра на блеск составит $0.^{m}012$, а для активного состояния - $0.^{m}045$. Заметим, что переменность блеска в течение сезона с такой амплитудой для T TauN является характерным.

По данным Зайцевой [18] существует фотометрический период $2.^{d}8$. Этот период наблюдается в полосах B и V с амплитудами около $0.^{m}05$, а в R и I. с амплитудами $0.^{m}038$ и $0.^{m}022$, соответственно [19]. Согласно авторам работы [19], так как этот период не наблюдается в ультрафиолете и в линии Hα, то наблюдаемый период $2.^{d}8$, скорее всего образуется вследствие осевого вращения звезды и обнаруживается из-за неоднородности в фотосфере. Если учесть, что основная часть сильных эмиссионных линий, таких как Hα или Hβ, могут образоваться в околозвездном диске, то вряд ли сохранится период $2.^{d}8$ на уровне диска. Но может ли этот фотометрический период иметь отношение с найденным нами спектральным периодам около 33 дней? Ведь, как показали вычисления, суммарное значение эмиссионных линий может изменить блеск в таком же порядке, что и амплитуда фотометрического периода $2.^{d}8$. Анализ показывает, что мы можем дать утвердительный ответ на этот вопрос, если принять предположение о том, что поверхность звезды и диска имеют разные скорости вращения, т.е. диск вращается нетвердотельно. Скорость вращения излучающего в эмиссионных линиях диска можно взять равной 400 *км/с*, что является реальным результатом наблюдений профилей водородных линий бальмеровской серии у звезд типа T Тельца [20].

Используя значение скорости вращения *vsini* = 20.1 ± 1.2 *км/с*, определенный Хартманом [21], Хербст и др. [19] оценили видимый угол диска i = 9°. При этом был использован радиус звезды R_1 = 6.5 $R_\odot$, основанный на оценках светимости Кохена и Кухи [22]. Тогда, зная sin 9° = 0.156 и *vsini* = 20.1 *км/с* [21], для скорости вращения звезды на уровне фотосферы получим V_1=129 *км/с*.

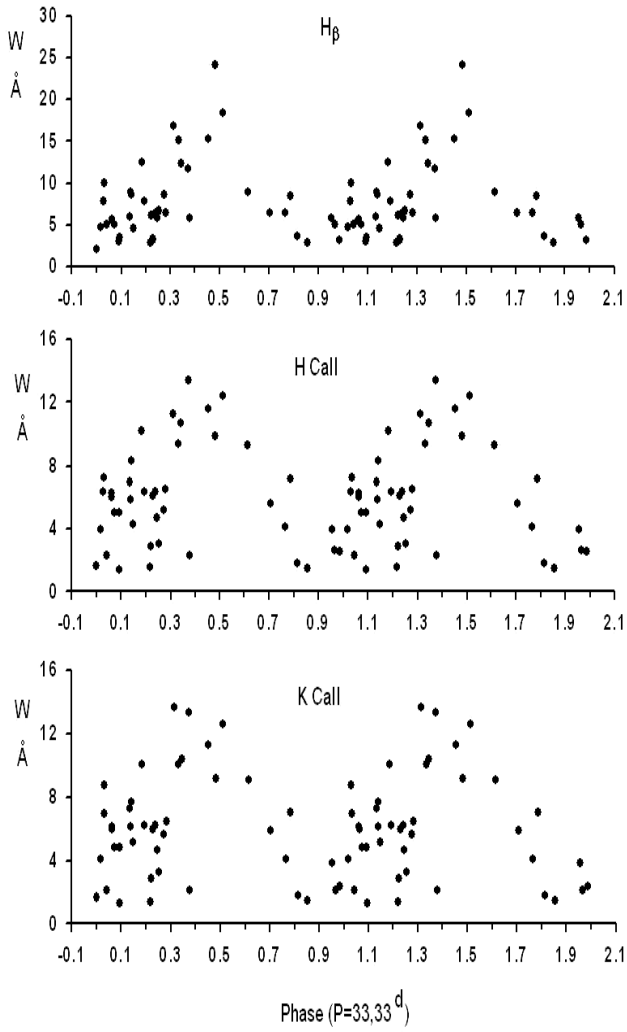

Рис.4. Фазовая кривая для эквивалентных ширин эмиссионных линий, полученная по периоду 33.3 дней.

Если, следуя [19], период P_1=$2.^{d}8$ считать периодом осевого вращения на уровне фотосферы, а период P_2=33^{d} периодом вращения активной зоны в диске, где генерируется излучение в эмиссионных линиях, а скоростью вращения этой зоны V_2 = 400 *км/с*, можем написать:

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{R_1 P_2}{R_2 P_1} \quad \text{или} \quad R_2 = \frac{R_1 P_2 V_2}{P_1 V_1}$$

Тогда для R_2 получим ~ 237 R⊙ = 1.1 *а.е.* Это расстояние активной зоны, где может генерироваться эмиссионный спектр.

По данным Берту и др.[23] радиус звезды T TauN оценивается как R_1 = 3.4 R⊙. Тогда для угла i получим i = 18°, и соответственно,

скорость вращения звезды будет равна V_1 = 62 *км/с*. Аналогично вышеприведенному расчету в таком случае для R_2 получим значение 257 R⊙ = 1.2 *а.е.* Это показывает, что скорее всего активная зона аккреции может находиться на расстоянии 1.1-1.2 *а.е.* от звезды.

Таким образом, в данной работе в итоге можно сделать следующие выводы:

1. По многолетним спектральным наблюдениям впервые был обнаружен квазициклический период изменения эквивалентных ширин эмиссионных линий Hβ и H и K CaII в спектре T Tau.
2. Обнаруженная периодичность, по-видимому, является результатом осевого вращения системы диск + звезда, вследствие чего наблюдается модуляция эквивалентных ширин эмиссионных линий.
3. Скорость вращения диска замедляется с расстоянием от звезды и расстояние до зоны физически активных областей было оценено 1.1-1.2 *а.е.* (зоны аккреции), где, возможно, генерируется основная часть эмиссионного спектра звезды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Duguennoy M., Mayor M. *Multiplicity among solar-type stars in the solar neighbourhood. II - Distribution of the orbital elements in an unbiased sample.* **Astron. Astrophys**. 1991, v.248, p.485-524.
2. Mathieu R.D., Ghez A.M., Jensen E.L.N., Simon M. In: **Protostars and Planets. IV** (eds. V.Mannings, A.P.Boss, S.S.Ressel), Tuscon: Univ. of Arizona Press. 2000, p.703-720.
3. Duck H.M., Simon T., Zukerman B. *Discovery of Infrared Companion to T Tauri.* **Astrophys. J.** 1982, v. 255, p. L103-L106.
4. Kohler R., Leinert C., *Multiplicity of T Tauri stars in Taurus after ROSAT.* **Astron. Astrophys.** 1998, v.331**,** p.977-988.
5. Simon M., Ghez A.M., Leinert C. et al. *A lunar occultation and direct imaging survey of multiplicity in the Ophiuchus and Taurus star-forming regions***. Astrophys. J.** 1995, v.443**,** p.625-637.
6. Koehler R., Ratzka T., Herbst T.M., Kasper M. *Orbits and masses in the T Tauri system.* **Astron. Astrophys.** 2008, v.482, p. 929-938.
7. Tamazian V.S., Vakhtang S. *Orbit of T Tau Ba-Bb and Mass Estimate for Its Infrared Companion.* **Astron. J.** 2004, v.127, p.2378-2381.
8. Duchene G., Beust H., Adjali F., Konopacky Q.M., Ghez A.M. *Accurate stellar masses in the multiple system T Tauri.* **Astron. Astrophys.** 2006, v.457, p.L9-L12.
9. Зайцева Г.В., Тарасов К.В., Чернова Г.П. *Цветовые характеристики периодической составляющей в изменениях блеска T Тельца.* **Письма в Астрон.журн.** 1988, т.14, с. 610-615.
10. Ismailov N.Z., Samus N.N. *A new possible long period in the optical variability of T Tau.* **IBVS**. 2003, №5382.
11. Mel'nikov S.Yu., Grankin K.M. *Study of the optical variability of T Tau in the period 1962 2003.* **Astron. Letters.** 2005, v.31, p.109-116.
12. Исмаилов Н.З., Шустарев П.Н., Алиева А.А., Алимарданова Ф.Н. *Распределение энергии в спектре молодых звезд в области 0.36-100 мкм.* **Астрон. журн.** 2009, т.86. с.694-701.
13. Ismailov N.Z., Quliev N.Kh., Alieva A.A. *The emission spectrum of T Tau in 1971-1979.* **Peremennye zvezdy**. 2006, № 5**,** v.26**.**
14. Гулиев Н.Х. *О некоторых спектральных особенностях T Тельца.* **Кинем. физ. небес. тел.** 1991, №4, т.7, с.50-55.
15. Scargle J.D. *Studies in astronomical time series analysis. II - Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data.* **Astrophys. J.** 1982, v.263, p.835-853.
16. Horne J.H., Balinas S.L. *A prescription for period analysis of unevenly sampled time series.* **Astrophys. J.** 1986, v.302, p.757-763.
17. Antokhin I., Bertrand J.F., Lamontagne R., Moffat A.F.J. *The enigmatic WN8 stars: Intensive photometry of four southern stars on time scales from 30 min to 3 months.* **Astron. J.** 1995, v.109**,** p.817-834.
18. Zajtseva G.V. *Periodicity of T Tauri on the Basis Photometric Data.* **Astrophysics.** 1989, v.31, p.704.
19. Herbst W., Booth J.F., Chugainov P.F., Zajtseva G.V., Barksdale W., Covino E., Terranegra L., Vittone A., Vrba F. *The rotation period and inclination angle of T Tauri.* **Astrophys. J.** 1986, v.310, p.71-75.
20. Petrov P.P. *T Tauri Stars.* **Astrophysics.** 2003, v.46, p.506-529.
21. Hartmann L., Hewett R., Stahler S., Mathieu R.D. *Rotational and radial velocities of T Tauri stars.* **Astrophys. J.** 1986, v.309, p.275-293.
22. Cohen M., Kuhi L.V. *Observational Studies of Pre-main Sequence Evolution.* **Astrophys. J. Suppl. Ser.** 1979, v.41, p. 743-843.
23. Bertout C., Basri G., Bouvier J. *Accretion disks around T Tauri stars.* **Astrophys. J.** 1988, v.330, p.350-373.

Поступила в редакцию 12 июня 2009 года.

T BUĞA ULDUZUNUN SPEKTRİNDƏ ŞÜALANMA XƏTLƏRİNİN KVAZİPERİODİK DƏYİŞMƏSİ

N.Z Ismayılov, N.X.Quliyev, F.N.Əlimərdanova, O.V.Xəlilov

İşdə T TauN ulduzunun uzunmüddətli bircins spektral müşahidəsinin nətijələri təhlil olunmuşdur. İlk dəfə olaraq spektrdə hidrogen və H və K JaII şüalanma xətlərində 33±1.5 günlük kvaziperiodik dəyişmə aşkar olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, diskin differensial fırlandığını qəbul edərək alınmış spektral kvaziperiodla daha əvvəl aşkar olunmuş fotometrik 2.8 sutkalıq period arasında müəyən əlaqə olduğunu göstərmək olar. Şüalanma spektrinin yarandığı aktiv akkresiya zonasının ulduz səthindən 1.1-1.2 a.v. məsafədə olması güman olunur.

Aparıcı sözlər: cavan ulduzlar; spektral dəyişkənlik; kvaziperiodiklik

QUASI-PERIODICAL VARIABILITY OF EMISSION LINES IN THE SPECTRUM OF T TAURI

N.Z.Ismayilov, N.Kh.Quliyev, F.N.Alimardanova, O.V.Khalilov

In the work results of long time homogenous spectral observations of the star T TauN we have analyzed. On the equivalent widths of hydrogen and H and K CaII emission lines firstly 33±1.5 days quasi-periodical variability had been discovered. It was showed that in case of differential rotation of disk we can find some relation of spectral periodicity with periods 2.8 days, which had obtained earlier. Accretion zone where have generated a main part of emission spectrum possible, is located in distance 1.1-1.2 a.u. from surface of the star.

Keywords: young stars; spectral variability; quasi-periodicity

О ПЕРЕОПРЕДЕЛЕНИИ ЗНАЧЕНИЙ МОНОХРОМАТИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПОГЛОЩЕНИЯ ДЛЯ ПОЛОС NH_3 $5\nu_1$ *λ 6475* Å и $6\nu_3$ CH_4 *λ 6190* Å В УСЛОВИЯХ АТМОСФЕРЫ ЮПИТЕРА

© 2009 г. А.А.Атаи

Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им.Н.Туси НАН Азербайджана
(e-mail: atai1951@yahoo.com)

Усовершенствуя метод А.В.Мороженко, монохроматические коэффициенты поглощения аммиака NH_3 λ6475*Å* и метана CH_4 λ6190*Å* нами были переопределены в условиях Юпитера на основе измерений соответствующего параметра по спектрам, полученным в лабораторных условиях.

Ключевые слова: Юпитер; молекулярные полосы; монохроматический коэффициент поглощения

ВВЕДЕНИЕ

Исследование сложной вертикальной структуры атмосфер планет является важной частью изучения динамических процессов в физике атмосферных явлений. В последние десятилетия исследования планет проводились с помощью орбитального телескопа "Хаббл", а характеристики Юпитера были изучены даже с космического зонда "Galileo".

При изучении вертикальной структуры атмосфер планет-гигантов возникает ряд проблем общего характера, а также трудности, связанные с выбором модели, которые подробно изложены в работах А.В. Мороженко [1, 2, 3]. Оптические параметры атмосфер планет определяются из анализа наблюдательных данных (т.е. исследованием распределения яркости по диску планет в непрерывном спектре, а также молекулярных полос поглощения) в рамках тех или иных представлений о вертикальной структуре атмосферы. Поэтому, анализ даже одних и тех же наблюдательных данных, проведенный при различных предположениях о вертикальной структуре облачного слоя, приводит к различным значениям определяемых параметров.

В настоящее время, для систематического исследования данного вопроса необходимо было более подробно систематизировать имеющиеся данные и учесть ряд важных факторов, как температурная зависимость коэффициента поглощения молекулярных газов, учет аэрозольного рассеяния, более точное определение эффективной оптической толщины и т.д. Для этого необходимо знание точных значений монохроматических коэффициентов поглощения газов $\mathbf{k_\nu}$ при соответствующих условиях, т.е. в условиях атмосфер планет. Для планет-гигантов, в первую очередь это относится к метану (в такой же степени и аммиаку), при равновесных температурах 58,7 К для Урана и Нептуна [4, 5], 96.2 К для Сатурна [6] и 125 К для Юпитера [7]. Для Юпитера и Сатурна необходимо иметь данные также для аммиака, но, к сожалению, достоверных данных о $\mathbf{k_\nu}$, какие имеются для метана, в настоящее время нет даже в лабораторных условиях (различия $\mathbf{k_\nu}$ составляют около 10% в центрах полос поглощения и в несколько раз отличаются вблизи непрерывного спектра) [8, 9]. Напомним, что аммиак в условиях атмосферы Юпитера играет примерно такую же роль, что и водяной пар в земной атмосфере. Наблюдаемая интенсивность полос поглощения зависит от локальных температурных изменений, вызванных конвективными потоками и вихревыми образованиями. Такая динамика в атмосфере Юпитера влияет на концентрацию NH_3 в газообразной форме.

По измерениям, проведенным в лабораторных условиях [8, 22] установлено, что коэффициент поглощения в различных частях полосы λ 6190 *Å* различен и по разному реа-

гирует на изменение температуры. Анализ результатов работ [8, 22] довольно хорошо комментировался в работах А.В. Мороженко [9, 10].

Целью настоящей работы является определение монохроматического коэффициента поглощения в полосе аммиака λ 6475 *Å* в условиях теплового режима атмосферы Юпитера по наблюдаемым и лабораторным спектрам этой полосы.

ДАННЫЕ И ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Как известно, в реальных планетных атмосферах наблюдается довольно сложный вертикальный профиль температуры T(h) [11]; различные полосы поглощения, а также отдельные участки контура одной и той же полосы, формируются в различных интервалах температур. Поэтому, поправки к значениям $\mathbf{k_\nu}$ ($\mathbf{T_0}$) будут разными для различных участков в контуре полосы поглощения. Для уточнения значений монохроматического коэффициента поглощения, полученных в лабораторных условиях [12] в полосе поглощения λ 6475 *Å* аммиака, мы предложили простой способ, который базируется на анализе наблюдаемого спектра планет и лабораторного спектра данной полосы молекулярного газа с использованием метода отклонения вертикальной структуры облачного слоя от условия однородности [2, 3, 9, 10]. Суть метода отклонения вертикальной структуры облачного слоя от условия однородности заключается в построении графической зависимости ln(Nl/$\boldsymbol{\tau}_s$) от ln(Nl) в контурах различных полос поглощения молекулярных газов; Nl – количество газа на луче зрения в *км·амагат*, а $\boldsymbol{\tau}_s$ - рассеивающая составляющая эффективной оптической глубины $\boldsymbol{\tau}_{eff}$ формирования диффузно-отраженного однородным полубесконечным слоем излучения, значения которых определяются по данным альбедо однократного рассеяния в молекулярной полосе поглощения $\boldsymbol{\omega_\nu}$ и в непрерывном спектре $\boldsymbol{\omega_c}$:

$$\frac{Nl}{\tau_s} = \frac{\omega_\nu^{-1} - \omega_c^{-1}}{k_\nu} = \frac{\bar{n}}{\bar{\sigma}_s} \qquad (1)$$

$$Nl = \left(Nl \big/ \tau_s \right) \tau_{eff}\, \omega_\nu \quad ,$$

где $\mathbf{k_\nu}$ - монохроматический коэффициент поглощения аммиака, $\bar{n}$ и $\bar{\sigma}_s$ – усредненные по всему оптическому пути значения объемных концентраций газа и объемных коэффициентов рассеяния среды. Спектральные значения $\boldsymbol{\omega}$ определяются из сравнения наблюденных значений отражательной способности с рассчитанными, для модели оптически однородного полубесконечного слоя. Принятые нами значения $\boldsymbol{\tau}_{eff}$ отличаются от вычислений, проведенных в работах [1,2,23].

А.В. Мороженко вычислял $\boldsymbol{\tau}_{eff}$ по формуле [24, формула (6)]:

$$\tau_{eff} = \frac{3}{3-\omega x_1} \frac{\mu_0 + 2\int_0^1 r(\mu,\mu_0)\mu^2 d\mu}{1 - 2\int_0^1 r(\mu,\mu_0)\mu d\mu} \quad , \qquad (2)$$

где $r(\mu,\mu_0)$ – усредненный по азимуту коэффициент отражения атмосферы для излучения, выходящего под углом $\arccos \mu$ к внешней нормали, x_1 - первый коэффициент разложения индикатрисы рассеяния в ряд по полиномам Лежандра.

Он подчеркивает очень важное обстоятельство относительно метода определения значений эффективных оптических толщин [1,2,18], в котором аналитические выражения для $\boldsymbol{\tau}_{eff}$, более или менее обоснованы только в случае малого истинного поглощения (условие 1- ω << 1), которое практически никогда не выполняется. Вычисленные таким способом значения эффективной оптической глубины имеют большие погрешности, которые могут достигать 100% [2,18]. Поэтому, следует помнить, что их применение весьма ограниченно и чаще всего ими пользуются для установления качественных или относительных закономерностей. Э.Г. Яновицкий [13], считая такую точку зрению неправильной, выдвинул новый, более корректный

способ вычисления эффективной оптической толщины, который был использован нами в расчетах этого параметра. Считаем, что это положительным образом повлияло на точность наших вычислений.

Суть новой концепции определения эффективной оптической толщины слоя атмосферы, которая формирует наблюдаемый спектр планеты, заключается в следующем. Как известно, в реальном случае спектр наблюдается с относительной погрешностью ε, тогда действительную информацию об оптических свойствах среды будут нести только те фотоны, которые преимущественно рассеялись лишь в соответствующем поверхностном слое атмосферы. Ведь изменения оптических свойств атмосферы в достаточно глубоких слоях среды могут быть зафиксированы наблюдениями лишь при соответствующей точности их проведения. Поэтому, автор работы [13] предпочитал определять эффективную оптическую толщину τ_0^e поверхностного слоя полубесконечной атмосферы, в котором происходит формирование наблюдаемого спектра планеты в частоте ν при заданной точности наблюдений из уравнения

$$\frac{\rho_\infty(\mu,\mu_0,\varphi-\varphi_0)-\rho(\mu,\mu_0,\varphi-\varphi_0,\tau_0^e)}{\rho_\infty(\mu,\mu_0,\varphi-\varphi_0)}=\varepsilon\,. \quad (3)$$

Здесь $\rho(\mu,\mu_0,\varphi-\varphi_0,\tau_0^e)$ – коэффициент отражения поверхностного слоя атмосферы оптической толщины τ_0^e, «отрезанного» от всей полубесконечной атмосферы. Такая оценка необходима при проведении интерпретации любых спектральных и фотометрических наблюдений планет. Мы использовали результаты вычислений [13], позволяющие оценить τ_0^e при заданном ε для простейшей модели плоской однородной полубесконечной атмосферы, хотя уравнение (2) относится к любой неоднородной модели атмосферы.

Суть предложенного нами метода определения монохроматического коэффициента поглощения k_ν в условиях атмосферы планет можно коротко описать следующим образом. Так как форма графической зависимости $\ln(Nl/\tau_s)$ от $\ln(Nl)$ не зависит от формы индикатрисы рассеяния [1,2], строится график по контурам полос поглощения газа по наблюдаемым спектрам планеты и для лабораторных измерений той же полосы поглощения газа. По лабораторным спектрам NH_3 для заданных длин волн выбирается соответствующие значения $\ln(Nl)$ и β_ν, где $\beta_\nu=\omega_\nu^{-1}-\omega_c^{-1}$. После этого, вычисляется $\ln(Nl/\tau_s)$ из такой же зависимости, построенной по наблюдаемым спектрам для планеты. Значит, вычисляются β_ν/κ_ν для планеты и следующим шагом определяются в условиях атмосферы планет.

Таким образом, по лабораторным спектрам, где коэффициенты монохроматического поглощения для полос NH_3 λ6475*Å* и CH_4 λ6190*Å* измерялись при комнатной температуре, а также по наблюдаемым спектрам Юпитера определены $k_\nu^{'}$ в условиях теплового режима для указанных полос.

РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

<u>NH_3 λ 6475 *Å*</u>. По наблюдаемым данным для экваториальной области Юпитера [14, 15], лабораторным измерениям [12], а также по результатам вычислений [16] в случае коэффициента асимметрии индикатрисы g=0.5 для полосы поглощения NH_3 λ6475*Å* были построены зависимости $\ln(Nl/\boldsymbol{\tau}_s)$ от $\ln(Nl)$. После построений графиков $\ln(Nl/\boldsymbol{\tau}_s) = f(\ln(Nl))$ с шагом Δλ=10*Å* были вычислены монохроматические коэффициенты поглощения NH_3 λ6475*Å* (Таблица 1, Рис. 1).

Перерасчет значений k_ν на тепловой режим в атмосфере Юпитера велся методом «отождествлении» планетных атмосфер с лабораторным. Конечно, сначала для значений k_ν принимались лабораторные данные [12]. Результаты расчета показывают, что в условиях атмосферы Юпитера в далеких крыльях полосы поглощения NH_3 λ6475 *Å* значения k_ν сравнимы с лабораторными измерениями, а в центральных участках этой полосы отклонение увеличивается даже ~2.5 раза (Рис.2).

Таблица 1. Спектральные значения k_ν *см*$^{-1}$ *(км·амагат)*$^{-1}$ для полос поглощения NH_3 λ 6475 *Å* и CH_4 λ 6190 *Å*

NH_3 λ 6475 *Å*			**CH_4 λ 6190 *Å***							
λ (Å)	[12]	Наст.раб.	**λ (Å)**	[17]	[8]			[9]	Наст. работа	
	ln k_ν	ln k_ν		ln k_ν	ln k_ν	ln k_ν	ln k_ν	ln k_ν	ln k_ν	ln k_ν
6360	-10.12	-10.24	6040	-	-3.00	-3.57	-3.33	-4.37	-	-
6370	-9.57	-9.65	6050	-	-2.83	-3.47	-3.26	-4.29	-	-
6380	-8.87	-8.94	6060	-	-2.71	-3.25	-3.03	-4.05	-	-
6390	-8.38	-8.39	6070	-	-2.45	-3.03	-2.86	-3.69	-	-
6400	-8.22	-8.15	6080	-6.90	-2.45	-2.84	-2.67	-3.34	-6.43	5.62
6410	-7.60	-7.50	6090	-5.81	-2.29	-2.60	-2.49	-3.09	-6.06	-5.24
6420	-6.91	-6.73	6100	-4.20	-2.24	-2.52	-2.42	-2.98	-3.58	-3.23
6430	-6.10	-5.68	6110	-3.50	-2.13	-2.27	-2.21	-2.71	-2.87	-2.50
6440	-5.31	-4.58	6120	-2.47	-1.96	-1.98	-1.92	-2.32	-2.07	-1.90
6443	-5.32	-4.42	6130	-1.66	-1.48	-1.29	-1.18	-1.77	-1.37	-1.26
6450	-5.62	-4.76	6140	-1.47	-1.27	-1.07	-0.99	-1.19	-1.09	-0.94
6460	-6.65	-6.28	6150	-1.10	-0.99	-0.86	-0.79	-0.90	-0.67	-0.50
6470	-5.81	-4.93	6160	-0.90	-0.90	-0.69	-0.66	-0.72	-0.45	-0.28
6475	-5.25	-4.25	6170	-0.70	-0.78	-0.52	-0.46	-0.63	-0.22	-0.05
6480	-5.49	-4.72	6180	-0.61	-0.59	-0.142	-0.07	-0.09	-0.09	0.09
6490	-5.90	-5.20	6190	-0.60	-0.62	-0.09	-0.02	0.12	-0.02	0.20
6500	-6.17	-5.58	6200	-0.64	-0.67	-0.22	-0.16	0.06	-0.04	0.19
6510	-6.36	-5.86	6210	-0.84	-0.83	-0.45	-0.40	-0.15	-0.21	0.05
6520	-6.60	-6.18	6220	-0.99	-1.09	-0.83	-0.82	-0.45	-0.38	-0.09
6525	-6.78	-6.41	6230	-1.29	-1.34	-1.28	-1.30	-0.86	-0.72	-0.43
6530	-6.96	-6.67	6240	-1.61	-1.62	-1.83	-1.85	-1.36	-1.10	-0.79
6540	-7.29	-7.05	6250	-1.94	-1.90	-2.30	-2.29	-1.91	-1.50	-1.20
6550	-7.92	-7.67	6260	-2.47	-2.06	-2.63	-2.56	-2.42	-1.64	-1.36
6560	-8.38	-8.15	6270	-3.10	-2.16	-2.81	-2.74	-2.91	-2.80	-2.5
6570	-8.95	-8.70	6280	-3.28	-	-	-	-3.45	-3.48	-3.47
6575	-9.34	-9.07	6290	-4.02	-	-	-	-3.89	-4.23	-4.21
6580	-10.12	-9.22	6300	-5.30	-	-	-	-4.37	-5.10	-4.84
			6310	-	-	-	-	-4.69	-	-
			6320	-	-	-	-	-4.95	-	-
			6330	-	-	-	-	-5.08	-	-

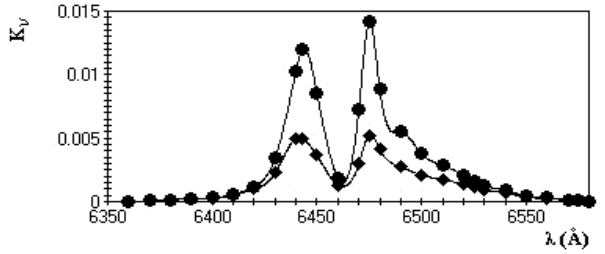

Рис. 1. Сравнение контуров монохроматических коэффициентов поглощения k_ν полосы NH_3 λ 6475 *Å*; темные кружки – в условиях атмосферы Юпитера (настоящая работа), ромбы – данные работы [12] при комнатной температуре.

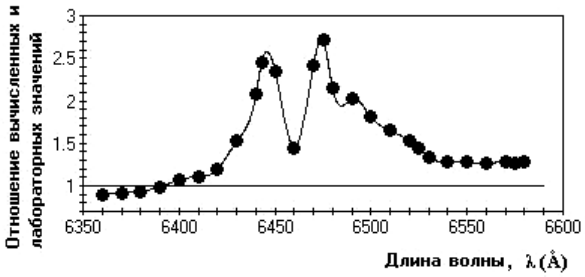

Рис. 2. Зависимость отношения вычисленных и лабораторных измерений монохроматических коэффициентов поглощений в полосе NH_3 λ 6475 *Å*.

Спектральный ход отношения вычисленных значений монохроматического коэффициентов поглощения к лабораторным имеет сложный вид и напоминает спектральный ход поглощения по полосе NH_3 λ 6475 *Å*.

Конечно, полученные здесь значения монохроматических коэффициентов поглощения аммиака не могут претендовать на высокую точность. Потому, что как уже было сказано, существует определенная неточность при определениях k_ν в лабораторных условиях, а также использованные наблюдательные данные тоже не лишены абсолютной и относительной погрешностей. Однако, учитывая полное отсутствие значений монохроматических коэффициентов поглощения при разных температурах даже в лабораторных условиях, получить их значения для теплового режима Юпитера, не требуя значений равновесной температуры и давления, считаем очень важным шагом для описаний реальной структуры атмосферы Юпитера. Для того, чтобы получить более точные значения монохроматического коэффициента поглощения аммиака, необходимо проведение специальных спектрофотометрических измерений со спектральным разрешением не хуже $\Delta\lambda = 2$ *Å*. Это улучшит результаты вычислений, понизит относительную погрешность. Разумеется, предлагаемый способ определения монохроматических коэффициентов поглощения будет применяться и для очень слабой полосы NH_3 λ 5520 *Å* и блендирующей полосы метана NH_3 λ 7870 *Å* и это является темой отдельного изучения.

<u>CH_4 λ 6190 *Å*</u>. Для того, чтобы убедиться в достоверности полученных результатов, нами были вычислены значения монохроматических коэффициентов поглощения для метана в полосе поглощения CH_4 λ 6190 *Å* вышеописанным способом. С этой целью были обработаны наблюдаемые материалы для экваториальной части Юпитера, полученные Ф. Морено и А. Молина [14], И. Ортлза и др. [15]. Для выбора лабораторного спектра CH_4 λ 6190 *Å* мы обратились к другой работе Льютца и др. [17]. После построения зависимости $\ln(Nl/\boldsymbol{\tau}_s) = f(\ln(Nl))$ были вычислены монохроматические коэффициенты поглощения (Таблица 1, Рис. 3).

Результаты наших расчетов k_ν для центра полосы поглощения CH_4 λ6190*Å*, по наблюдаемым материалам [14,15] совпадают с лабораторными измерениями [8] при $T=100^0K$. В последнем столбце таблицы приведены значения монохроматического коэффициента поглощения для λ 6190 *Å*, которые были получены по наблюдательным материалам М.С. Дементьева и А.В. Мороженко [20]. Несоответствие результатов расчетов в крыльях полос CH_4 λ 6190 *Å* связано с ограничением по длине волны лабораторного спектра [17].

Полученные значения монохроматических коэффициентов поглощений были сравнены с результатами [9,10], которые подтвердили верность применения вышеуказанного метода определения κ'_ν для любых молекулярных газов существующих в атмосферах планет (Рис.3). С помощью предложенного метода были проанализированы результаты наблюдений [20] и сравнивались значения вычисленных монохроматических коэффициентов поглощения k_ν для полосы поглощения метана λ 6190 *Å* [9, 10]. Существование различий в результатах расчетов значений монохроматического коэффициента поглощения связано с тем, что А.В. Мороженко [9, 10] проводил расчеты на базе наблюдательного материала [19] для уточнения лабораторных измерений [22].

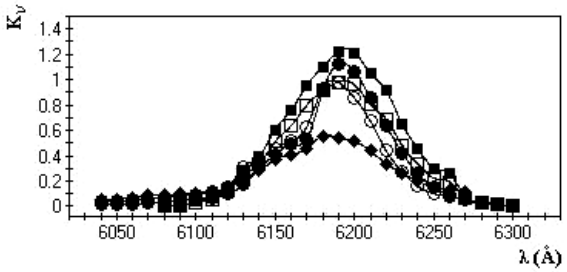

Рис. 3. Сравнение контуров монохроматичесих коэффициентов поглощения CH_4 λ 6190 *Å*. Квадратики (темные) - настоящая работа по результатам наблюдений [20], квадратики (пустые) - настоящая работа по рузультатам работ [14,15], темные кружки - данные [9], ромбы и пустые кружки - результаты лабораторноых измерений [8] при $T=294^0K$ и $T=100^0K$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

А.В. Мороженко выполнил вычисления k_ν на базе наблюдательного материала Э.Каркошка [19] в случае Релеевского рассеяния. Нами были использованы наблюдательные материалы, полученные в [14,15,20] и был построен график зависимости $\ln(Nl/\boldsymbol{\tau}_s) = f(\ln(Nl))$ для индикатрисы рассеяния при коэффициенте асимметрии g=0.5. Кроме того, для расчета монохроматического коэффициента поглощения в работах [9, 10] значения τ_{eff} были вычислены по формуле [24, формула (6)], а в настоящей работе - по результатам вычислений Э.Г.Яновицкого [13]. Вычисления монохроматического коэффициента поглощения в работах [9,10] проводились на основе лабораторных измерений Гивера [21], а в настоящей работе по лабораторным измерениям Льютца и др. [12, 17].

Использованные нами данные имели меньшие относительные погрешности и обладали достаточно точной фиксацией длин волн лабораторных и наблюдаемых спектров планеты для заданных полос поглощения молекулярных газов. В таком случае не требуется знание данных о давлении и температуре в атмосферах планет. Достоверность решений данной задачи зависит от точности определений коэффициентов поглощения лабораторного и наблюдаемого спектров планеты.

Этим способом можно определить монохроматические коэффициенты поглощения для любого молекулярного газа в атмосферах и других планет – Сатурна, Урана и Нептуна.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мороженко А.В. *Проблемы изучения вертикальной структуры облачных слоев атмосфер планет-гигантов.* **Кинематика и физика небесных тел.** 1993, т.9, № 6, с.3-26.
2. Мороженко А.В. *Различие вертикальных структур облачных слоев планет-гигантов.* **Кинематика и физика небесных тел.** 2001, т.17, № 3, с. 261-278..
3. Мороженко А.В. *О структуре облачного слоя Юпитера.* **Письма в Астрон. журн.** 1984, т. 10, №10, с.775-779.
4. Hildebrand R.H, Loewenstein R. F., Harper D.A., et al. *Far-infrared and sub-millimeter brightness temperatures of the giant planets.* **Icarus.** 1985, v.64, N 1, p.64-87.
5. Pearl J.C., Conrath B.J., Hanel R.A., et al. *The albedo, effective temperature, and energy balance of Uranus, as determined from Voyager IRIS data.* **Icarus.** 1990, v.84, N 1, p. 12-28.
6. Melnik G., Russel R.W., Gosnell T., Harvit M. *Spectrophotometry of Saturn and its rings from 60 to 180 microns.* **Icarus.** 1983, v.53, N 2, p. 310-318.
7. Hanel R., Corath B., Flasar F.M. et al. *Albedo, internal heat, and energy balance of Jupiter: preliminary results for the Voyager infrared investigation.* **J. Geophys. Res.** 1981, v.A86, N 10, p.8705 -8712.
8. Smith W.H., Conner Ch.P., Baines K.H. *Absorption coefficient for the 6190-Å band between 290 and 100^{0}K with application to Uranus atmosphere.* **Icarus**. 1990, v.85, N 1, p. 58-64.
9. Мороженко А.В. *Переопределение значений монохроматических коэффициентов поглощения метана с учётом тепловых режимов планет-гигантов. I. Полоса поглощения на λ=619 нм.* **Кинематика и физика небесных тел.** 2002, т.18, № 4, с.376-384.
10. Мороженко А.В. *Переопределение монохроматических коэффициентов поглощения метана с учетом тепловых режимов планет-гигантов. II. Юпитер.* **Кинематика и физика небесных тел**. 2003, т.19, № 6, с.483-500.
11. Lindal G. F. *The atmosphere of Neptune: An analyses of radio occultation data acquired with Voyager 2.* **Astron. J.** 1992, v.103, N 3, p. 967-982.
12. Lutz B. L., Owen T. *The visible bands of ammonia: band strengths, curves growth, and the spatial distribution of ammonia on Jupiter.* **Astrophys. J.** 1980, v.235, N 1, p. 285-293.
13. Яновицкий Э.Г. *Эффективная оптическая толщина слоя атмосферы, в котором формируется наблюдаемый спектр планеты. Концепция и элементарные оценки.* **Кинематика и физика небесных тел.** 1997, т.13, № 6, с.18-25.
14. Moreno F. and Molina A. *Jupiter's atmospheric parameters derived from spectroscopic observations in the red region during the 1988 opposition.* **Astron. Astrophys.** 1991, v.241, p.243-250.
15. Ortlz J.L., Moreno F., Molina A. *Spectroscopic observations at different regions of Jupiter during the 1991 opposition: absolute reflectivities and CH_4 λ 6190 Å and NH_3 λ 6450 Å absorption bands.* **Astron. Astrophys.** 1992, v. 260, p. 465-472.
16. Dlugach G.M., Yanovitskiy E.G. *The optical properties of Venus and Jovian planets. II. Methods and results of calculations of the intensity of radiation diffusely reflected from semiinfinite homogeneous atmospheres.* **Icarus.** 1974, v.22, N1, p.66-81.
17. Lutz B.L., Owen T., Cess R. D. *Laboratory band strength of methane and their application to the atmospheres of Jupiter, Saturn, Uranus, Neptune, and Titane II. The red region 6000 – 7600 Å.* **Astrophys. J.** 1982, v.258, N3, p. 886- 898.
18. Мороженко А.В. *Вероятные пределы для размеров частиц и относительных концентраций аэрозоля и метана на уровнях формирования центров полос поглощения метана на λλ 727, 619, 543 и 441 нм в атмосфере Нептуна.* **Кинематика и физика небесных тел.** 1999, т.15, № 2, с.110-122.

19. Karkoschka E. *Spectrophotometry of the Jovian Planets and Titan at 300–1000 nm wavelength: The methane spectrum.* **Icarus.** 1994, v.111, N1, p.174-192.
20. Дементьев М.С., Мороженко А.В. *Зоны и полосы диска Юпитера. Различия в вертикальной структуре облачных слоев.* **Астрон. вестн.** 1990, т.24, № 4, с.275-278.
21. Giver L.P. *Intensity measurements of the CH_4 bands in region 4350 to 10600 Å.* **J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.** 1978, v. 19, N 2, p.311-322.
22. Mickelson M.E., Larson L.E. Schubert A. *New measurements of the 6190 Å band of methane.* **J. Geophys. Res.** 1991, v.96, N E2, p.17507-17512.
23. Мороженко А.В., Овсак А.С., Корсун П.П. *Вертикальная структура облачного слоя Юпитера до и после столкновения с кометой Шумайкер-Леви 9.* **Кинематика и физика небесных тел.** 1995, т.11, №4, с.3-20.
24. Аврамчук В.В., Бугаенко Л.А., Мороженко А.В., Яновицкий Э.Г. *Результаты исследований Юпитера, выполненные в Главной астрономической обсерватории АН УССР.* **Астрометрия и астрофизика**. 1977, Вып. 31, с. 54-68.

Поступила в редакцию 05 июня 2009 года.

YUPİTER ATMOSFERİ ŞƏRAİTİNDƏ NH_3 $5\nu_1$ λ6475Å və $6\nu_3$ CH_4 λ6190Å ZOLAQLARINDA MONOXROMATİK UDULMA ƏMSALI QİYMƏTLƏRİNİN YENİDƏN TƏYİNİ HAQQINDA

Ə.Ə. Ətayi

A.V.Morojenko tərəfindən verilmiş üsula düzəliş edilərək, Yupiterin spektrində müşahidə olunan amonyak və metan qazlarının uyğun olaraq NH_3 λ6475Å və CH_4 λ6190Å zolaqlarının laboratoriyada təyin edilmiş monoxromatik udulma əmsallarının qiymətlərinə əsasən onların planet atmosferi şəraitində qiymətləri yenidən hesablanmışdır.

Açar sözlər: Yupiter; molekulyar zolaqlar; monoxromatik udulma əmsalı

ABOUT REDETERMINATION OF MONOCHROMATIC ABSORPTION COEFFICIENTS FOR BANDS $5\nu_1$ NH_3 λ6475Å AND $6\nu_3$ CH_4 λ6190Å IN THE CONDITIONS OF JUPITER

A.A. Atayi

By improvement of the method of A.V.Morozhenko, the monochromatic absorption coefficients for bands NH_3 λ 6475Å and CH_4 λ6190Å in the conditions of Jupiter have been redetermined on the base of measurement of the same parameter in the laboratory conditions.

Keywords: Jupiter, molecular bands; monochromatic absorption coefficient

ОБ ОДНОЙ МОДИФИКАЦИИ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ОРБИТЫ

© 2009 г. Г.Т. Аразов, А.Г. Новрузов

Институт Прикладной Математики Бакинского ГосударственногоУниверситета
(e-mail: arazov_h@yahoo.com)

Рассматривается возможность построения промежуточной орбиты на базе специальных решений динамической системы Якоби. Показано, что используя одну модификацию метода вариации параметров можно достичь существенного сокращения времени вычисления на компьютере, по сравнению с известными методами.

Ключевые слова: промежуточная орбита; возмущения; динамическая система Якоби; метод вариации параметров

Как известно [1], при специальном выборе параметров дифференциальные уравнения для некоторых случаев динамической системы Якоби, т.е. задачи многих активно гравитирующих центров, могут быть сведены к системе уравнений в векторном виде:

$$\dot{x} = F_0(t,x),\ x(t_0) = x_0, \tag{1}$$

которые легко интегрируются в квадратурах. При учете возмущении типа $P(t,y)$ они сводятся к системе

$$\dot{y} = F_0(t,y) + P(t,y),\ y(t_0) = x_0. \tag{2}$$

Пусть $x(t) = x(t,\alpha_0)$ и $y(t) = y(t,\alpha,(t))$ являются решениями систем уравнений (1) и (2), соответственно. α_0 - постоянная интегрирования, в отличие от которой $\alpha(t)$ являются функциями времени *t*. Тогда, связи между решениями $x(t)$ и $y(t)$ могут быть представлены в виде:

$$\begin{aligned} y(t) &= x(t) + \\ &+ \frac{\partial x(t)}{\partial \alpha_0}\int_0^t \frac{\partial \alpha_0}{\partial x}(\tau, x(t)) \times \\ &\times P^*(\tau, x(t), y(t))d\tau \end{aligned} \tag{3}$$

где использованы обозначения:

$$\begin{aligned} P^*(t,x,y) &= P_0(t,y) - F_0(t,x) - \\ &- \frac{\partial F_0(t,x)}{\partial x} z + P(t,y),\ z = y - x. \end{aligned} \tag{4}$$

Это утверждение легко доказуемо.
Так как, равенства:

$$\begin{aligned} \dot{z} &= \dot{y} - \dot{x} = F_0(t,y) - F_0(t,x) + \\ &+ P(t,y) = \frac{\partial F_0(t,x)}{\partial x} z + F_0(t,y) - \\ &- F_0(t,x) - \frac{\partial F_0(t,x)}{\partial x} z + P(t,y) = \\ &= \frac{\partial F_0(t,x)}{\partial x} z + P^*(t,x,y) = \\ &= \frac{\partial F_0(t,x)}{\partial x} z + P(t,y) + O(\varepsilon^2), \end{aligned} \tag{5}$$

верны для всех тех решений x и y систем уравнений (1) и (2), которые удовлетворяют этим уравнениям [2].

С практической точки зрения, эффективность вышеприведенного утверждения легко показать на примере решения системы уравнений задачи двух тел. Так как уравнения задачи двух тел в соответствии с (1) и (2) могут быть записаны в виде:

$$\ddot{x}_k = -\frac{\mu}{x_k^3},\ x_k(t_0) = x_{k0} = x_0,\ k = 1,2,\cdots,6 \tag{6}$$

$$\ddot{x} = -\frac{\mu}{x^3} + P(x,\dot{x}),\ x(t_0) = x_0; \tag{7}$$

и им соответствующая модифицированная система

$$\ddot{z} = \mu\frac{\partial(x_k / x_k^3}{\partial x_k} z + P^*(t, x_k, \dot{x}_k, x, \dot{x}), \tag{8}$$

где

$$P^*(t, x_k, \dot{x}_k, x, \dot{x}) = -\mu(\frac{x}{x^3} - \frac{x_k}{x_k^3}) - \\ - \mu \frac{\partial(x_k / x_k^3}{\partial x_k} z + P(x, \dot{x}). \quad (9)$$

Согласно указанному утверждению решения систем уравнений (6) и (7) могут быть представлены в виде:

$$x(t) = x_k(t) + \sum_{i=1}^{6} R_i(t) \frac{\partial x_k(t)}{\partial(\alpha_k)}, \\ g(t) = g_k(t) + \sum_{i=1}^{6} R_i(t) \frac{\partial g_k(t)}{\partial(\alpha_k)}; \quad (10)$$

где коэффициенты $R_i(t)$ определяются из системы уравнений

$$\dot{R}_i(t) = \frac{\partial(\alpha_k)_i}{\partial \dot{x}_i}(x_k, (\alpha_k)_i) P^*(t, x_k, \dot{x}_k; x, \dot{x});$$

где i=1,2,…,6 указывает на последовательность шести элементов промежуточной орбиты. Они могут быть элементами орбит Эйлеровых, Аксенова, Гребеникова и Демина [3,4] или Якобиевых задач [1]. Эффективность предлагаемой промежуточной орбиты связана с тем, что, во - первых, она учитывает существенную часть возмущений в первом приближении, и, во-вторых, возможность сведения к квадратурам систем дифференциальных уравнений промежуточной орбиты заметно сокращает время вычисления на компьютере.

Заметим и то, что данная методика не будет эффективной в случае, когда в качестве исходной орбиты будет использована Кеплерова орбита. При этом число итераций будет одинаковым. А время, потраченное на каждую операцию по модифицированному методу, никак не меньше чем по Кеплеровому. Это подтверждают и результаты компьютерных вычислений (CPU time), приведенные в [2]: $VOP/CART \approx 2.72$ и VVOP/ CART$\approx$2.56. Расчеты по неклассическому модифицированному вариационному методу свидетельствуют об обратном. При этом существенно меньше (почти в два раза) времени вычисления на компьютере (CPU time) тратится для построения орбит динамических систем типа орбит искусственного спутника с учетом возмущений от первых пяти зональных гармоник разложения потенциала Земли. Для контрольных оценок вычисления выполнены на основании элементов орбиты ИСЗ: http://celestrak.com) [2]:

$$a = 26556.212356 km, e = 0.02334, \\ i = 53^0 4247, \omega = 261^0 3417, \\ \Omega = 171^0 8804, l = 95^0 9617.$$

Авторы выражают искреннюю благодарность рецензенту за полезные замечания, которые существенно улучшили оформление статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аразов Г.Т., Ганиева С.А., Новрузов А.Г. **Эволюция внешней формы и внутренней структуры Земли.** Баку, "Элм", 2006, 193 с.
2. Roberto Barrio, Sergio Serrano. *Modifications of the method of variation of parameters.* An international Journal **Computers and Mathematics with Applications,** 2006, v.51, p. 451-466.
3. Демин В.Г., **Движение искусственного спутника в нецентральном поле тяготения.** Москва, «Недра», 1968, 352 с.
4. Аксенов Е.П., **Теория движения искусственных спутников Земли,** Москва, «Наука», 1977, 360 с.

Поступила в редакцию 12 мая 2009 года.

ARALIQ ORBİTİN RİYAZİ MODELİNİN BİR MODİFİKASİYASI HAQQINDA

Н.Т.Аразов, А.Н.Новрузов

Yakobi dinamik sisteminin xüsusi həlləri əsasında aralıq orbitin qurulmasının mümkün olması araşdırılır. Göstərilmişdir ki, parametrlərin variasiyası üsulunun bir modifikasiyası əsasında hesablamalara sərf olunan vaxta, məlum üsullarla müqayisədə, əhəmiyyətli dərəcədə qənaət etmək olar.

Aparıcı sözlər: aralıq orbit; həyəcanlaşmalar; Yakobi dinamiki sistemi; parametrlərin variasiyası üsulu

ABOUT ONE OF THE MODIFICATIONS OF THE MATHEMATICAL MODEL OF INTERMEDIATE ORBITS

H.T. Arazov, A.H.Novruzov

Building of intermediate orbits using special solutions of the Jacobi's dynamical system are analyzed in this article. It is shown that computer calculation time can substantially be reduced by using one of the modifications of the method of variation of parameters.

Keywords: intermediate orbit; perturbations; Jacobi's dynamical system; method of variations of parameters