

Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası

AZƏRBAYCAN ASTRONOMİYA JURNALI

Cild 4 – № 3-4 – 2009

Azerbaijan National Academy of Sciences

Национальная Академия Наук Азербайджана

AZERBAIJANI
ASTRONOMICAL
JOURNAL

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ
ЖУРНАЛ
АЗЕРБАЙДЖАНА

Volume 4 – No 3-4 – 2009

Том 4 – № 3-4 – 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: A.Ə.Qənbərov

REDAKSIYA HEYƏTİ:

Cəlilov N.S.	AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası
Hüseynov R.Ə.	Bakı Dövlət Universiteti
Hüseynov V.A.	Naxçıvan Dövlət Universiteti
İsmayilov N.Z.	AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası
Qasimov F. Q.	AMEA Fizika İnstitutu
Quluzadə C.M.	Bakı Dövlət Universiteti

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: А.А.Ганбаров

Редакционная коллегия:

Джалалов Н.С. (Шамахинская Астрофизическая Обсерватория)

Гусейнов Р.Э. (Бакинский Государственный Университет)

Гусейнов В.А. (Нахчыванский Государственный Университет)

Исмаилов Н.З. (Шамахинская Астрофизическая Обсерватория)

Гасимов Ф.К. (Институт физики НАНА)

Гулузаде Дж.М. (Бакинский Государственный Университет)

Технический редактор: Аскеров А.Б.

Адрес редакции:

Азербайджан, Баку, AZ-1001, ул. Истиглалийат 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, 2009 г.

© Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н.Туси НАНА, 2009 г. Все права защищены.

Баку - 2009

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

Online version: <http://www.shao.az/AAJ>

Editor-in-Chief: A.S. Guliyev

Associate Editor-in-Chief: E.S. Babayev

Secretary: A.A.Ganbarov

Editorial board:

Jalilov N.S. (Shamakhy Astrophysical Observatory)

Huseynov R.A. (Baku State University)

Huseynov V.A. (Nakhchivan State University)

İsmayilov N.Z. (Shamakhy Astrophysical Observatory)

Gasimov F.G. (Institute of Physics of ANAS)

Guluzade J.M. (Baku State University)

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

© 2009, Azerbaijan National Academy of Sciences.

© 2009, Shamakhy Astrophysical Observatory named after N.Tusi, ANAS. All rights reserved.

Baku -2009

MÜNDƏRİCAT

QISAPERIHELLI KOMETLƏRİN BİR MÜMKÜN QRUPU
VƏ BƏZİ CÜTLƏRİ BARƏDƏ
Ə.S. Quliyev

5

UZUNDÖVRLÜ KOMETLƏRİN BÖYÜK YARIMOXLARININ ONLARIN MÜTLƏQ
ULDUZ ÖLÇÜLƏRİNƏ GÖRƏ PAYLANMASI HAQQINDA
Ə.S. Quliyev, Ü.C. Poladova

8

İSTILIK HƏRƏKƏTLƏRİ VƏ TORSION ALFVEN DALĞALARINDAKI
HƏRƏKƏTLƏRLƏRİ İLƏ GENİŞLƏNƏN λ 5303 FE XIV TAC SPEKTRAL
XƏTTİNİN KONTURLARININ HESABLANMASI.
S.H. Məmmədov, N.S. Cəlilov

12

DƏYİŞƏN KÜTLƏLİ CİSİMLƏRİN HƏRƏKƏTİ HAQQINDA BƏZİ MƏSƏLƏLƏR VƏ
ONLARIN İNTEQRALLANAN HALLARI
A.H. Məmmədli

18

BP TAU ULDUZUNUN ULTRABƏNÖVŞƏYİ SPEKTRİNİN TƏDQIQI
N.Z. İsmayilov, F.N. Əlimərdanova, Q.R. Bəhəddinova

32

ŞAMAXI ASTROFİZİKA RƏSƏDXANASININ ZEISS – 600 TELESKOPUNDA
QURAŞDIRILMIŞ CCD FOTOMETR: I. CCD FOTOMETRİN ZEISS-600
TELESKOPUNUN OPTİKASI İLƏ UYGUNLAŞDIRILMASI
V.M. Lyutiy, B.İ. Abdullayev, İ.Ə. Ələkbərov, N.İ. Gülməliyev, X.M. Mikayılov,
B.N. Rüstəmov

36

ŞAMAXI ASTROFİZİKA RƏSƏDXANASININ ZEISS – 600 TELESKOPUNDA
QURAŞDIRILMIŞ CCD FOTOMETR II. CCD FOTOMETRDƏ MÜŞAHİDƏ VƏ
FOTOMETRİK MÜŞAHİDƏ MATERIALININ İŞLƏNMƏSİ METODİKASI
B.İ. Abdullayev, N.İ. Gülməliyev, S.O. Məcidova, X.M. Mikayılov, B.N. Rüstəmov

42

CONTENTS

ON ONE POSSIBLE GROUP AND
SOME PAIRS OF SHORT-PERHELION
COMETS

A.S.Guliyev 5

ON DISTRIBUTION SEMIMAJOR
AXES OF LONGPERIODIC COMETS
DEPENDING OF THEIR ABSOLUTE
MAGNITUDES

A.S. Guliyev, U.J. Poladova 8

CALCULATION OF THE CORONAL
SPECTRAL LINE PROFILES $\lambda 5303$
FeXIV BROADENED BY THERMAL
MOTIONS AND MOTIONS
ON TORSIONAL ALFVÉN WAVES

S.H. Mamedov, N.S. Dzhaliylov 12

SOME PROBLEMS OF MOVEMENT OF
BODIES WITH VARIABLE MASSES
AND CASES OF THEIR INTEGRATION

A.H. Mammadli 18

ULTRAVIOLET SPECTRUM
VARIABILITY OF BP TAUN.Z. Ismailov, F.N. Alimardanova,
G.R. Baheddinova 26CCD PHOTOMETER INSTALLED ON
THE TELESCOPE ZEISS- 600 OF THE
SHAMAKHY ASTROPHYSICAL
OBSERVATORY: I. ADJUSTMENT OF
CCD PHOTOMETER WITH OPTICS
ZEISS- 600V.M. Lyuty, B.I. Abdullayev,
I.A. Alekberov, N.I. Gulmaliyev,
Kh.M. Mikayilov, B.N. Rustamov 36CCD PHOTOMETER INSTALLED ON
THE TELESCOPE ZEISS- 600 OF THE
SHAMAKHY ASTROPHYSICAL
OBSERVATORYII. THE TECHNIQUE OF
OBSERVATION AND DATA
PROCESSING OF CCD PHOTOMETRYB.I. Abdullayev, N.I. Gulmaliyev,
S.O. Majidova, Kh.M. Mikayilov,
B.N. Rustamov 42

СОДЕРЖАНИЕ

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОЙ ГРУППЕ И
НЕКОТОРЫХ ПАР
КОРОТКОПЕРИГЕЛИЙНЫХ КОМЕТ

А.С. Гулиев 5

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ БОЛЬШИХ
ПОЛУОСЕЙ ОРБИТ
ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ КОМЕТ ПО
АБСОЛЮТНЫМ ЗВЕЗДНЫМ
ВЕЛИЧИНАМ

А.С. Гулиев, У.Д. Поладова 8

РАСЧЕТ КОНТУРА КОРОНАЛЬНОЙ
СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ $\lambda 5303$ FeXIV,
ОБУСЛОВЛЕННЫЙ ТЕПЛОВЫМИ
ДВИЖЕНИЯМИ И ДВИЖЕНИЯМИ НА
КРУТИЛЬНОЙ АЛЬФВЕНОВСКОЙ
ВОЛНЕ

С.Г. Мамедов, Н.С. Джаилилов 12

НЕКОТОРЫЕ ЗАДАЧИ О ДВИЖЕНИИ
ТЕЛ С ПЕРЕМЕННЫМИ МАССАМИ И
СЛУЧАИ ИХ ИНТЕГРИРУЕМОСТИ

А.Г. Маммадли 18

ИССЛЕДОВАНИЕ
УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО СПЕКТРА BP
TAUН.З. Исмаилов, Ф.Н. Алимарданова,
Г.Р. Бахаддинова 26ПЗС ФОТОМЕТР НА ТЕЛЕСКОПЕ
ЦЕЙСС-600 ШАМАХИНСКОЙ
АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
I. СОГЛАСОВАНИЯ ПЗС-ФОТОМЕТРА С
ОПТИКОЙ ЦЕЙСС-600В.М. Лютый, Б.И. Абдуллаев,
И.А. Алекперов, Н.И. Гюльмалиев,
Х.М. Микаилов, Б.Н. Рустамов 36ПЗС ФОТОМЕТР НА ТЕЛЕСКОПЕ
ЦЕЙСС -600 ШАМАХИНСКОЙ
АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
II. МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЙ И
ОБРАБОТКИ ДАННЫХ ПЗС
ФОТОМЕТРИИБ.И. Абдуллаев, Н.И. Гюльмалиев,
С.О. Меджидова, Х.М. Микаилов,
Б.Н. Рустамов 42

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОЙ ГРУППЕ И НЕКОТОРЫХ ПАР КОРОТКОПЕРИГЕЛИЙНЫХ КОМЕТ

© 2009 А.С. Гулиев

*Шамахинская Астрофизическая Обсерватория, НАН Азербайджана
(e-mail: ayuyub54@yahoo.com)*

В ходе анализа данных 1752 короткоперигелийных комет, открытых к началу 2010 года выделена новая группа из 7 комет (C/2007 K19, C/2006 L7, C/2007 L12, C/2005 L10, C/2006 M6, C/2007 M6, C/1997 M5). Перигелии орбит этих комет концентрируются вблизи плоскости с параметрами $I_c = 530.9$; $\Omega_c = 2220.1$. Кроме этой группы выделено 5 пар среди короткоперигелийных комет: C/2002 V5 и C/1996 V2; C/2004 U2 и C/2005 M3; C/2005 D1 и C/2007 C12; C/2000 V4 и C/2001 T5; C/2008 S2 и C/2004 X7. Вероятно, они являются фрагментами распавшихся комет.

Ключевые слова: короткоперигелийные кометы, кометные группы, кометные пары

Благодаря осуществлению ряда космических программ (SOHO, SOLWIND, STEREO, LONEOS, NEAT и т.д.) за последние 20 лет количество открытых короткоперигелийных комет (далее КПК) резко возросло. В научной литературе их также называют «сангрейзерами». К началу 2010 года численность таких комет достигла 1752. В научной литературе существует определенная классификация КПК. Их, как правило, делят на четыре класса [1]:

1. *Группа Крейца.* Параметры этих КПК концентрируются вблизи следующих значений: $q = 0.006$ а.е.; $e = 1$; $\omega = 80^\circ$; $\Omega = 0^\circ$; $i = 144^\circ$. Количество комет этой группы составляет 1502.
2. *Группа Мейера.* Соответствующие параметры комет этой группы находятся вблизи значений: $q = 0.036$ а.е.; $e = 1$; $\omega = 57^\circ$; $\Omega = 73^\circ$; $i = 73^\circ$. Группа насчитывает 100 объектов.
3. *Группа Крахта.* Для КПК этой группы характерны следующие усредненные величины: $q = 0.045$ а.е.; $e = 0.98$; $\omega = 59^\circ$; $\Omega = 44^\circ$; $i = 13^\circ$. Численность данной группы составляет 35 комет.
4. *Группа Мардена* со средними параметрами: $q = 0.050$ а.е.; $e = 0.98$; $\omega = 24^\circ$; $\Omega = 79^\circ$; $i = 27^\circ$. Эта группа в настоящий момент содержит 32 кометы.

Особенности указанных групп исследованы во многих работах, относительно недавним из которых является книга [2] автора настоящей работы, где обнаружен ряд ранее неизвестных эффектов, присущих системе КПК. По мнению автора книги, в формировании указанных групп решающую роль сыграло столкновение «материнских» тел с метеорными потоками. В результате таких столкновений либо от кометного ядра отделяются отдельные фрагменты, либо от полученных трещин ядро разваливается на части. Такой дезинтеграции ядра может способствовать также и приливное воздействие Солнца, когда комета после столкновения оказывается в районе перигелия своей орбиты.

В ходе анализа спорадических КПК (их количество к началу 2010 года составляет 63), т.е. не входящих ни в какую группу комет, нам удалось найти явные признаки существования еще одной группы «сангрейзеров». Группа состоит из 7 комет, открытие которых имело место в период 1997–2007 гг. Список комет и их соответствующие данные приводятся в Таблице 1.

Интервалы изменения параметров вполне сопоставимы с теми интервалами, присущими перечисленным группам. Однако предполагаемая группа пока отстает от них по количеству данных. Но не будем забывать, что в период «формирования», т.е. получения соответствующих названий последние также были малочисленными.

Таблица 1. Некоторые характеристики предполагаемой группы короткоперигелийных комет

comet	q	e	ω	Ω	i
C/2007 K19	0,0085	1	80,93	12,41	125,18
C/2006 L7	0,005	1	87,94	17,51	126,64
C/2007 L12	0,0051	1	106,53	33,95	125,73
C/2005 L10	0,0073	1	107,42	40,68	128,3
C/2006 M6	0,0049	1	111,22	41,24	130,4
C/2007 M6	0,0058	1	115,18	42,43	124,45
C/1997 M5	0,0059	1	71,88	351,32	127,42

Группа имеет ряд интересных особенностей. Перигелии орбит комет группируются вблизи плоскости с параметрами:

$$I_c = 53^0.9; \quad \Omega_c = 222^0.1$$

Остаточная дисперсия составляет всего лишь 0.02, а перигелии кометных орбит отклоняются от вычисленной плоскости в пределах от $-3^0.7$ до $+2^0.5$. Кометы имеют наклон орбиты к указанной плоскости в пределах от 156^0 до 178^0 . Дальнейшие открытия «сангрейзеров» могут подтвердить или опровергнуть наше предположение относительно реальности этой группы.

В ходе дальнейшего анализа были выделены также 5 пар сангрейзеров, т.е.

кометы с очень близкими элементами орбит. Данные этих пар приводятся в Таблице 2.

Элементы орбит каждой выделенной пары достаточно близки, однако моменты прохождения перигелиев таковы, что они не могут считаться разными появлениями одних и тех же комет. Следовательно, они образовались путем распада 5 материнских комет. Деление «сангрейзеров» часто наблюдаемое явление [1], у них распад происходит чаще, чем у других комет. По всей видимости, распад соответствующих комет произошел недавно, и не исключено, что этому также способствовало столкновение с метеорными потоками.

Таблица 2. Пары среди спорадических комет

comet	q	e	ω	Ω	i
C/1996 V2	0,0488	1	11,84	89,36	33,41
C/2002 V5	0,0506	1	19,13	86,61	34,24
C/2004 U2	0,0659	1	218,59	143,49	84,25
C/2005 M3	0,0355	1	247,50	140,98	88,99
C/2005 D1	0,0468	1	16,46	284,06	121,76
C/2007 C12	0,0408	1	338,86	285,89	122,22
C/2000 V4	0,0503	1	180,01	324,91	54,97
C/2001 T5	0,0476	1	179,51	327,74	55,26
C/2008 S2	0,0470	1	172,34	165,43	19,85
C/2004 X7	0,0412	1	160,55	180,13	21,34

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Matthew M. Knight. Studies of SOHO Comets <http://www.lowell.edu/users/knight/docs/dissertation.pdf>, 2008, 188p
2. Гулиев А.С. Происхождение короткоперигелийных комет. Баку. «ЭЛМ», 2010, 150с (в печати).

QISAPERIHELİLLİ KOMETLƏRİN BİR MÜMKÜN QRUPU VƏ BƏZİ CÜTLƏRİ BARƏDƏ

Ə.S.Quliyev

Qısaperihelili kometlər arasında 7 kometdən (C/2007 K19, C/2006 L7, C/2007 L12, C/2005 L10, C/2006 M6, C/2007 M6, C/1997 M5) ibarət qrup aşkar edilmişdir. Bu kometlərin periheliləri parametrləri $I_c = 53^{\circ}.9$; $\Omega_c = 222^{\circ}.1$ olan müstəvi ətrafında cəmləşir. Bu qrupdan başqa 5 komet cütüyü aşkar edilmişdir: C/2002 V5 və C/1996 V2; C/2004 U2 və C/2005 M3; C/2005 D1 və C/2007 C12; C/2000 V4 və C/2001 T5; C/2008 S2 və C/2004 X7. Ehtimal olunur ki, onlar parçalanmış kometlərin fragmentləridir.

Açar sözlər: qısa-periodlu kometlər, komet qrupları, parçalanmış kometlər

ON ONE POSSIBLE GROUP AND SOME PAIRS OF SHORT-PERHELION COMETS

A.S.Guliyev

A new group consisting of 7 comets (C/2007 K19, C/2006 L7, C/2007 L12, C/2005 L10, C/2006 M6, C/2007 M6, C/1997 M5) was selected among short-perihelion ones. Perihelions of these comets are concentrated near the plane with parameters: $I_c = 53^{\circ}.9$; $\Omega_c = 222^{\circ}.1$. Five pairs among short-perihelion comets were selected alongside with mentioned group: C/2002 V5 and C/1996 V2; C/2004 U2 and C/2005 M3; C/2005 D1 and C/2007 C12; C/2000 V4 and C/2001 T5; C/2008 S2 and C/2004 X7. Probably they are fragments of splitted comets.

Keywords: short-perihelion comets, comet groups, splitted comets

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ БОЛЬШИХ ПОЛУОСЕЙ ОРБИТ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ КОМЕТ ПО АБСОЛЮТНЫМ ЗВЕЗДНЫМ ВЕЛИЧИНАМ

© 2009 г. А.С.Гулиев, У.Д. Поладова

*Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н.Туси НАН Азербайджана
(e-mail: ayub54@yahoo.com)*

Рассматривается зависимость обратных значений больших полуосей ($1/a$) 318 долгопериодических комет от их абсолютных звездных величин (H_{10}). Оценен коэффициент корреляции между этими величинами. Обнаружена линейная зависимость между $1/a$ и H_{10} . Определена разность между средними значениями абсолютных звездных величин “новых” и “старых” комет. Показано, что распределение долгопериодических комет на “новые” и “старые” противоречит данным наблюдений.

Ключевые слова: долгопериодические кометы, абсолютные звездные величины комет

ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о сопоставлении динамических и физических параметров комет является очень важным для исследования их космогонии. Предложенная динамическая модель эволюции кометной системы должна сопровождаться соответствующими физическими представлениями, и наоборот. Иначе, предложенная гипотеза не может рассматриваться на серьезном уровне.

Самой яркой закономерностью физического характера является дезинтеграция комет из-за солнечного излучения и различных других факторов. Уже давно известно, что абсолютная звездная величина (H_{10}) периодических комет увеличивается от появления к появлению. Этот вопрос еще полностью не изучен для долгопериодических комет, однако наличие дезинтеграции таких объектов не вызывает сомнения. Они проходят те же области пространства вблизи Солнца, что и короткопериодические, получают те же дозы солнечного излучения. Поэтому увеличение параметра H_{10} долгопериодических комет не вызывает сомнения. С другой стороны, таким объектам присущи и другие эволюционные изменения, касающиеся динамических параметров. Среди них особое место занимает диффузия афелиев, изменение размеров орбит и т.д.

В своей классической гипотезе Оорт разделил долгопериодические кометы на «новые» и «старые». При этом он исходил из данных всего лишь 22 объектов. В

дальнейшем этот вопрос исследовался другими авторами. В частности, в работе [1] этот вопрос изучен на базе более обширного материала ($N=110$), где показано, что разделение комет на «новые» и «старые» не сопровождается соответствующим различием по параметру H_{10} .

ИСПОЛЬЗОВАННЫЙ МАТЕРИАЛ И ПОСТАНОВКА ВОПРОСА

В настоящее время накоплен достаточно большой материал по физическим параметрам H_{10} и «первоначальным» орбитам комет. В накоплении материала по H_{10} заметный вклад внесла Шамахинская Обсерватория и авторы настоящей работы. В частности, в работах [2,3] были вычислены значения H_{10} и другие аналогичные параметры для около 200 комет, наблюдавшихся до и после 2000 года. Это составляет примерно 30 процентов ныне существующей совокупности значений H_{10} . В настоящей работе авторы решили исследовать вопрос о зависимости параметров H_{10} и $1/a$ долгопериодических комет в контексте космогонии комет. В качестве динамических данных (большие полуоси) использовался материал, приведенный в каталоге [4], где, в частности содержатся данные по «первоначальным» значениям больших полуосей 499 долгопериодических комет. Они варьируются от 0 до 24274 ед. ($1 \text{ ед.} = 10^{-6} \text{ а.е.}^{-1}$). Использованы данные для значений H_{10} из источников [2, 3, 5] для 318 долгопериодических комет. Они варьируются

в пределах от $1^m.1$ до $15^m.34$. Для сравнения заметим, что в работе [6], где решалась аналогичная задача, были использованы данные по малочисленным кометам. В настоящей же работе были использованы также данные по «окулирующим» и «будущим» значениям $1/a$. В целом, в настоящей работе ставилась задача ответить на следующие вопросы:

1. Насколько правомерно разделение долгопериодических комет на «новые» и «старые» с точки зрения распределения параметра H_{10} .
2. Существует ли должное согласие между распределениями H_{10} и $1/a$ если учесть темпы изменения последнего.

СОПОСТАВЛЕНИЕ ЗНАЧЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ $1/a$ И H_{10} ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ КОМЕТ

Формальное сопоставление значений этих двух параметров показывает, что между ними существует прямая корреляция. На рис. 1, рис. 2 и рис. 3. приведены зависимости обратных значений a_1 , a_2 и a_3 от H_{10} . Параметры a_1 , a_2 и a_3 являются, так называемыми, «первоначальными», «оскулирующими» и «будущими» большими полуосями орбит долгопериодических комет соответственно.

Коэффициент корреляции между указанными величинами составляет $K(H_{10}, 1/a_1) = 0,236$, $K(H_{10}, 1/a_2) = 0,209$, $K(H_{10}, 1/a_3) = 0,202$ а его доверительная вероятность, определенная по распределению Стьюдента, составляет больше чем 0.95. Такая высокая вероятность обусловлена количеством использованных данных. Например, если бы количество данных было бы на порядок меньше, то такую корреляцию можно было бы считать случайной.

С переходом от «первоначальных» значений к «будущим» значениям $1/a$, корреляция между параметрами $1/a$ и H_{10} уменьшается, что является вполне естественным.

Отметим, что указанная корреляция не распространяется на кометы с $H_{10} > 12^m$, так как практика показывает, что для таких комет значения параметра H_{10} определяются с меньшей точностью. Если их не принимать

во внимание, то значение K увеличится и станет равным 0.31. В дальнейших расчетах мы старались качественно ответить на вопрос – от чего зависит изменение энергии долгопериодических комет за одно прохождение через перигелий. Имеется ли должное согласие между распределением $1/a$ с одной стороны, и H_{10} с другой?

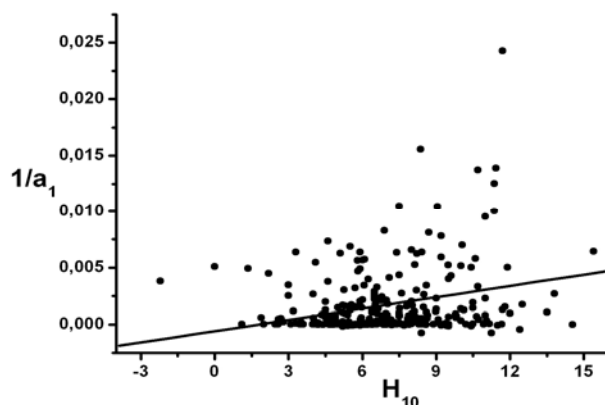


Рис.1. Зависимость между $1/a_1$ и H_{10}

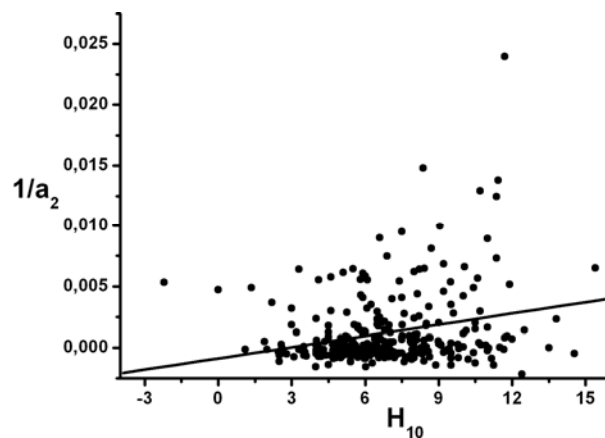


Рис.2. Зависимость между $1/a_2$ и H_{10}

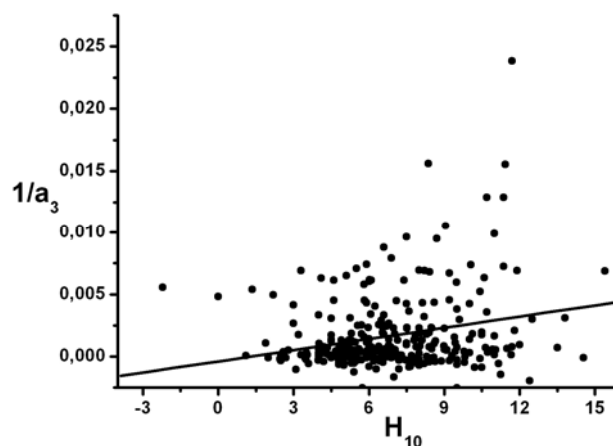


Рис.3. Зависимость между $1/a_3$ и H_{10}

Для выяснения этого по данным каталога [4] были вычислены значения разностей «первоначальных» и «будущих» $1/a$ и они сопоставлены с различными динамическими параметрами. В качестве последних служили перигелийное расстояние q и величина $|\cos i|$, характеризующая степень пологости кометных орбит. (i – угол между плоскостями эклиптики и орбиты кометы). Смысл этой проверки сводится к тому, что между величиной H_{10} и

$$|\Delta 1/a| = |1/a_3 - 1/a_1| \quad (1)$$

должно быть разумное согласие.

Вычисления для 318 комет с известными «первоначальными» орбитами и сопоставление с указанными величинами показало, что между ними существует множественная корреляционная зависимость. Эмпирическое уравнение имеет следующий вид:

$$|\Delta 1/a| = 0.000779 \cos i + 0.0000414q \quad (2)$$

Остаточная дисперсия этого эмпирического выражения составляет 0.000399. а уровень его детерминированности, определенный по распределению Стьюдента, достаточно высок и выходит за пределы ошибок. Его доверительная вероятность больше, чем 0.95.

Теперь обратимся к формуле (2). Представим себе типичную комету с $|\cos i| = 0.5$ и $q = 1.5$. Значение параметра $|\Delta 1/a|$ для этой кометы составляет 0.000452. Это означает, что если у этой кометы афелийное расстояние в результате процесса «диффузии» все время монотонно уменьшается, то мы должны получить следующую картину: для того чтобы комета приобрела афелийное расстояние около 200 а.е. она из зоны Оорта должна совершать в среднем около 22 проходов. Если считать, что за каждое прохождение через перигелий комета теряет абсолютный блеск около $0^m.1$, то за это же время ее блеск должен был бы уменьшиться на $2^m.2$. А такого согласия у долгопериодических комет нет.

Заметим, что нами был сделан ряд допущений в пользу Оортовской модели эволюции кометных орбит. Например,

считалось, что $1/a$ монотонно увеличивается с постоянной скоростью, хотя это не совсем так. С другой стороны, практика изучения векового падения блеска короткопериодических комет показывает, что принятое значение $0^m.1$ также является заниженной оценкой.

С помощью метода наименьших квадратов получены также эмпирические зависимости между величинами $1/a_1$ и H_{10} , $1/a_3$ и H_{10} :

$$1/a_1 = 000348H_{10} - 0.00072 \quad (3)$$

$$1/a_3 = 0.000316H_{10} - 0.00051 \quad (4)$$

Остаточная дисперсия уравнений (3) и (4) равна 0.004, а ошибка коэффициентов регрессий 0.00008.

Рассмотренные нами 318 комет были разделены на две группы по значениям $1/a$. Средние значения $1/a$ для первой и второй группы равны 0,002647 ($a=377,786$ а.е.) и 0.000040 ($a=25000$ а.е.) соответственно. В первой группе 198 комет - их можно рассматривать как «старые», а во второй группе 120 комет - их можно рассматривать как «новые». Определены средние значения H_{10} для этих «новых» и «старых» комет и получены следующие величины:

$$\overline{H}_1 = 7^m.27 \pm 0.18 \quad \text{для «старых» комет}$$

$$\overline{H}_2 = 6^m.13 \pm 0.20 \quad \text{для «новых» комет}$$

Полученная разница равна $1^m.14$ между абсолютными звездными величинами «новых» и «старых» комет.

Используя выражение:

$$z = \frac{|\overline{H}_1 - \overline{H}_2|}{\sqrt{\frac{\sigma_1^2}{N_1} + \frac{\sigma_2^2}{N_2}}}, \quad (5)$$

определена нормированная разность между средними значениями H_{10} . Где σ_1 и σ_2 среднеквадратичные ошибки, $N_1 = 198$ и $N_2 = 120$. Полученное значение $z = 4.225$ больше критического значения 1.95. Это означает, что разница между средними значениями $\overline{H}_1 - \overline{H}_2 = 1^m.14$ является статистически значимой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследуя параметры H_{10} , $1/a$ ($1/a_1$, $1/a_2$, $1/a_3$), i и q для 318 долгопериодических комет, установлены линейные корреляционные зависимости между величинами $1/a$ и H_{10} , а также между величинами $|\Delta(1/a)|$ и i , q .

Изменение усредненного значения параметра $1/a$ долгопериодических комет за одно прохождение через перигелий и предполагаемое изменение за это же время в параметре H_{10} равное $0^m.1$ не согласуются между собой должным образом. Для должного согласия за каждое прохождение комет падение абсолютного блеска должно составлять примерно $1^m.14/22 = 0^m.05$, что кажется неправдоподобным. Поэтому разделение долгопериодических комет на “новые” и “старые” противоречит данным наблюдений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гулиев А.С. и Дадашов А.С. *О гипотезе Орта*. Кинематика и физика небесных тел. 1985, I, № 6, с.82-87.
2. Гулиев А.С., Рустамова У.Д., *Физические величины 100 долгопериодических комет с учетом условия их видимости (1999-2004)*. Циркуляр ШАО. 2005, №110, с.23-31.
3. Гулиев А.С., Поладова У.Д., Чурюмов К.И., Чубко Л.В. *Определение физических величин 100 долгопериодических комет с учетом условия их видимости (1980-2004)*. Azerbaijani Astr.J. 2007, №1-2, с.10-16.
4. Marsden B.G., Williams G.V., *Catalogue of Cometary Orbits* (Cambridge, Mass.: Minor Planet Center). 1997.
5. Всехсвятский С.К. *Физические характеристики комет*. Гос.изд-во физ.-мат. литературы. 1958, 575 стр.
6. Dybczynsky P.A., *Dynamical history of the observed long-period comets*. Astron. and Astrophys. 2001, 375 p.643-650.

UZUNDÖVRLÜ KOMETLƏRİN BÖYÜK YARIMOXLARININ ONLARIN MÜTLƏQ ULDUZ ÖLÇÜLƏRİNƏ GÖRƏ PAYLANMASI HAQQINDA

Ə.S. Quliyev, Ü.C. Poladova

318 uzundövrüli kometin böyük yarımoxlarının tərs qiyməti ($1/a$) ilə onların mütləq ulduz ölçüləri (H_{10}) arasında asılılıq tədqiq olunmuş və uzundövrüli kometlərin bu parametrləri arşasında xətti asılılıq olduğu aşkar edilmişdir. Müvafiq korrelyasiya əmsalları qiymətləndirilmişdir. “Yeni” və “köhnə” kometlərin orta mütləq ulduz ölçüləri arasındakı fərqi $1^m.14$ olduğu müəyyən edilmişdir. Kometlərin “köhnə” və “yeni” kometlərə bölünməsi ilə müşahidə faktları arasındakı uyğunsuzluq aşkar edilmişdir.

Aparıcı sözlər: uzundövrüli kometlər, kometlərin mütləq ulduz ölçüsü

ON DISTRIBUTION SEMIMAJOR AXES OF LONGPERIODIC COMETS DEPENDING OF THEIR ABSOLUTE MAGNITUDES

A.S. Guliyev, U.J. Poladova

The linear dependence between reciprocal semimajor axes ($1/a$) and absolute magnitudes (H_{10}) of 318 long periodic comets were revealed. The values of correlation coefficients was calculated. The differences between absolute magnitudes of the “new” and “old” comets was determined. It is shown that division of comets “new” and “old” category contradicts with the observational dates.

Key words: longperiodic comets, absolute magnitude of comets

РАСЧЕТ КОНТУРА КОРОНАЛЬНОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ $\lambda 5303$ FeXIV, ОБУСЛОВЛЕННЫЙ ТЕПЛОВЫМИ ДВИЖЕНИЯМИ И ДВИЖЕНИЯМИ НА КРУТИЛЬНОЙ АЛЬФВЕНОВСКОЙ ВОЛНЕ

© 2009. С.Г. Мамедов, Н.С. Джалилов

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

Рассмотрена задача о влиянии крутильной альфвеновской волны на контур корональных спектральных линий. С этой целью были рассчитаны контуры спектральной линии $\lambda 5303$ Fe XIV для условий корональных петель, расширенные совместным действием тепловых движений и движений на крутильной альфвеновской волне для значений амплитуды скоростей волны: $V_0 = [10, 15, 20, 25, 30, 40]$ км с⁻¹. Оказалось, что всех расчетных контуров с большой точностью можно аппроксимировать с доплеровским контуром. Так как все наблюдаемые спектральные контуры корональных образований имеют доплеровскую форму, сделан вывод о том, что, по-видимому, корональные линии расширены крутильными альфвеновскими волнами и наблюдаемые нетепловые скорости U_{nt} обусловлены присутствием крутильных альфвеновских волн. Найдено, что $U_{nt} \approx 0.5V_0$. Этот результат усиливает предположение о возможности нагрева короны крутильными альфвеновскими волнами.

Ключевые слова: солнечная корона, корональные петли, МГД волны

ВВЕДЕНИЕ

По общепринятому мнению, одним из основных механизмов нагрева солнечной короны является диссипация различных типов волн, генерируемых в нижних слоях атмосферы Солнца. Среди этих волн предпочтение отдается альфвеновским модам, так как эти волны без существенных потерь могут доставлять вдоль магнитных силовых линий необходимую энергию в корону. В современных наземных и космических наблюдениях делаются попытки, используя периодические изменения параметров корональных структур, идентифицировать природу этих волн (см., например, в [1,2]). Как показано в [3], форма профиля спектральных линий корональных структур также могут нести информацию о наличии или отсутствии определенного типа волнового движения. В этой работе были рассчитаны контуры корональных спектральных линий, расширенных совместным действием тепловых движений и движений на поперечной альфвеновской волне. Было показано, что расчетные контуры для этого случая в большинстве случаев имеют двухвершинный контур. Однако, контуры наблюдаемых корональных линий имеют одну вершину и хорошо аппроксимируются доплеровскими профилями. На основании этого авторы сделали вывод о том, что, по-

видимому, в нагреве короны вклад поперечных альфвеновских волн не значителен.

Другая возможность для нагрева короны является диссипация крутильных альфвеновских колебаний [4,5]. При распространении этих волн вдоль корональной петли вследствие их отражения от закрепленных в фотосферу концов, могут образоваться стоячие волны. Тогда, в местах пучностей должно наблюдаться увеличение полуширины спектральной линии, а в местах узлов, наоборот, уменьшение полуширины [6,7]. Отметим, что в случае бегущей волны в открытых магнитных структурах периодические изменения ширины спектральной линии за один период волны будет происходить в любом месте корональной трубки.

Насколько нам известно по литературе, единственная работа, посвященная расчету контура спектральной линии с учетом расширения на крутильной волне для корональных петель является работа [8]. Для расчета контура спектральной линии $\lambda 195.12$ FeXII автор сначала находит распределение лучевых скоростей на разрезах петли (перпендикулярные и параллельные к оси петли) в зависимости от расстояния до центра. Далее, умножая лучевые скорости на квадрат

электронной плотности n_e^2 , он находит «функцию вклада» излучения на данное расстояние $\Delta\lambda$ от центра спектральной линии. Расчет был произведен только для фазы колебаний, равной $\pi/2$. По нашему мнению, этот метод расчета контура корональной линии является не совсем полным и слишком упрощенным. В данной работе мы рассматриваем подобную задачу более детально на примере расчета

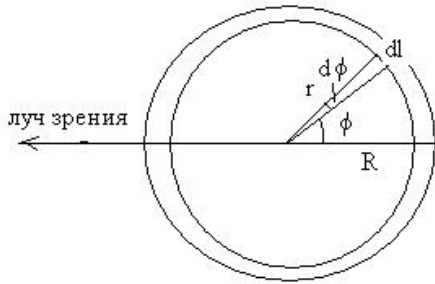


Рис.1. Перпендикулярный разрез цилиндрической магнитной трубки корональной петли.

контура корональной линии излучения $\lambda 5303 \text{ FeXIV}$ для случая его расширения совместным действием тепловых движений и движений на крутильной альфвеновской волне.

ВЫРАЖЕНИЕ ДЛЯ КОНТУРА СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ

Пусть корональная петля, имеющая форму цилиндра с радиусом R , совершает крутильные колебания вокруг своей оси с периодом T . Нашей задачей является расчет контура спектральной линии излучения диска единичной толщины перпендикулярного разреза (рис.1), обусловленный как тепловыми движениями излучающих частиц, так и движениями на крутильной альфвеновской волне, распространяющейся вдоль магнитной трубки петли. Задача решается для оптически тонкого случая.

Скорость частиц на крутильной волне представим в виде:

$$v(r, t) = V(r) \sin \frac{2\pi t}{T} \quad (1)$$

где $V(r)$ – амплитуда скорости. Примем, что на крутильной волне вырезанный виртуальный диск вращается как твердое тело.

Тогда, если V_0 максимальная амплитуда скорости на поверхности трубки, где $r = R$, то

$$V(r) = V_0 \frac{r}{R} \quad (2)$$

Примем также, что профиль линии излучения является доплеровским и, что во всем объеме доплеровская ширина $\Delta\lambda_d$ постоянна. Нашей задачей является найти профиль спектральной линии излучения λ_0 от всего вырезаемого диска единичной толщины за полный период крутильного колебания. Интенсивность излучения на расстоянии $\Delta\lambda$ от центра спектральной линии элементарного объема $dV(r)$, находящегося на угловом расстоянии φ от луча зрения в течение элементарного времени dt будет:

$$dI(\Delta\lambda, r, \varphi) \propto \exp \left[- \left(\frac{\Delta\lambda + \frac{\lambda_0 v(r, t) \sin \varphi}{c}}{\Delta\lambda_d} \right)^2 \right] r dr d\varphi dt \quad (3)$$

Используя выражение (1) и (2) и интегрируя (3) по r , t и φ , получим искомое выражение:

$$I(\Delta\lambda) \propto \int_0^R r dr \int_0^T dt \int_0^{2\pi} d\varphi \exp \left[- \left(\frac{\Delta\lambda + \frac{\lambda_0 V_0 \sin \left(\frac{2\pi t}{T} \right) r \sin \varphi}{Rc}}{\Delta\lambda_d} \right)^2 \right] \quad (4)$$

Введя следующие нормировочные обозначения:

$$x = \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_d}; \quad r_* = \frac{r}{R}; \quad t_* = \frac{t}{T}; \quad a = \frac{V_0}{c} \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda_d};$$

$$b = \frac{T}{T_0}; \quad I_0 = R^2 T_0.$$

получим окончательно:

$$\frac{I(x)}{I_0} = \frac{1}{b} \int_0^1 r_* dr_* \int_0^1 dt_* \int_0^{2\pi} d\varphi e^{- \left[x + ar_* \sin(2\pi t_*) \sin \varphi \right]^2} \quad (5)$$

РАСЧЕТНЫЕ КОНТУРЫ

Расчеты производились при фиксированном значении $\Delta\lambda_d = 0.4 \text{ \AA}$, что соответствует доплеровской ширине линии $\lambda_0 = 5303 \text{ \AA}$ при корональной температуре $2 \cdot 10^6 \text{ K}$ для случая только теплового расширения и для значений амплитуды скорости на крутильной волне $V_0 = [10, 15, 20, 25, 30, 40] \text{ км с}^{-1}$.

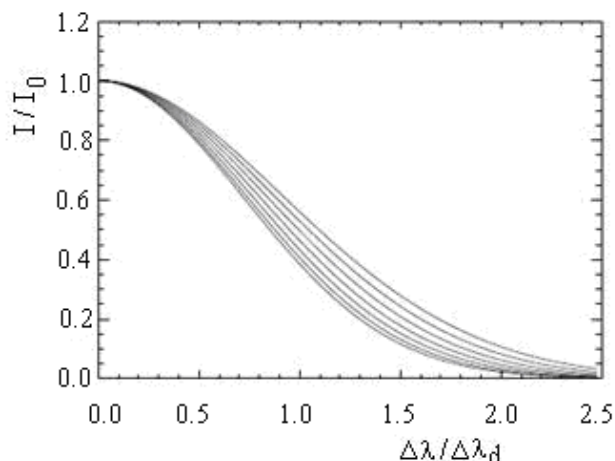


Рис. 2. Расчетные контуры линии $\lambda 5303 \text{ \AA}$ для значений амплитуды скорости $V_0 = 10; 15; 20; 25; 30; 40 \text{ км с}^{-1}$ в случае полной фазы волны ($t/T = [0; 1]$). Кривые снизу вверх соответствуют этим значениям V_0 .

Если мы вычислим контур линии для интервала времени $t_* = [0; 1]$, то получим контур линии, обусловленный одной полной фазой волны. Расчетные профили для этого случая приведены на рис. 2. Если интегрирование по времени в (5) произвести при различных интервалах волновой фазы, то

спектральная линия будет расширена движениями на этих конкретных фазовых интервалах. Это представляет интерес, так как в течение времени экспозиции наблюдатель может фиксировать волну в различных фазовых интервалах. Очевидно, что в случае стоячей крутильной альфвеновской волны фазы $t/T=0$ и $t/T=1/4$ соответствуют узлам и пучностям [6]. В случае бегущей волны эти фазы соответствуют минимальному ($V_0=0$) и максимальному ($V_0=[15, 20, 25 \dots]$) значениям амплитуды скорости на волне. Контур рассматриваемой линии для этих фаз и для одной промежуточной фазы $t/T = 1/8$ приведены на рис.3. Как видно из расчетных контуров, зависимость формы профиля от фазы и амплитуды колебаний достаточно сильная. Это означает, что из наблюдаемых контуров можно извлечь информацию об этих колебательных движениях.

Далее используя рассчитанные контуры, можно найти зависимость их полной полуширины (FWHM) от значения амплитуды скорости V_0 . Эти результаты приведены на рис.4 для случая полной фазы волны. Рост полуширины с V_0 , а также значения самих полуширин также представляет интерес, если их сравнивать с наблюдаемыми полуширинами. Результаты такого сравнения представлены на рис.5

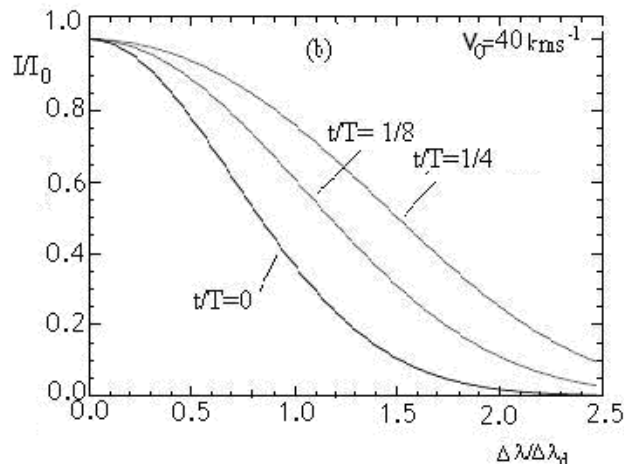
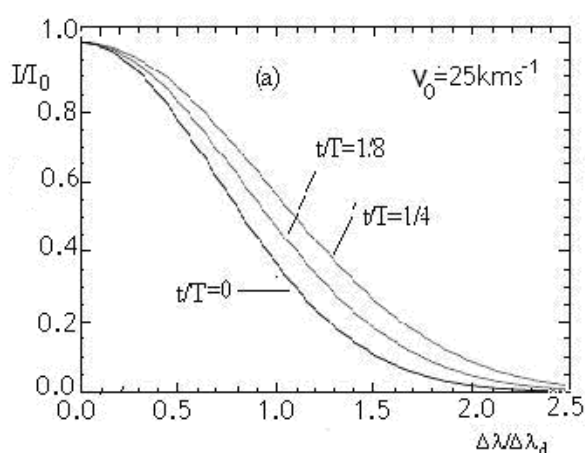


Рис. 3. Расчетные контуры для фаз волны: $t/T = 0; 1/8; 1/4$. Пределы интегрирования для этих фаз соответственно выбраны: $(-0.01, 0.01); (0.99/8, 1.01/8); (0.99/4, 1.04/4)$ для значения $V_0 = 25 \text{ км с}^{-1}$ (а) и $V_0 = 40 \text{ км с}^{-1}$.

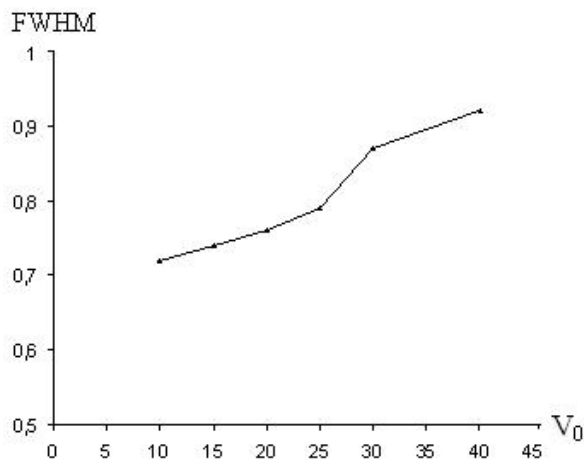


Рис. 4. Зависимость полной полуширины от амплитуды скоростей на крутильной альфвеновской волне

Допустим, что наблюдаемое нетепловое расширение спектра рассматриваемой линии вызвано рассматриваемыми волнами. Движение на крутильной альфвеновской волне «создает» некоторое поле турбулентных движений, которое в выражении доплеровской ширины обозначается через v_{nt} . Представляет интерес найти зависимость между V_0 и v_{nt} . Используя данные, приведенные в работах [9,10,11], мы нашли эту зависимость. При этом значения V_0 определялись по наблюдаемым значениям на казличных высотах, используя кривую на рис.4, а v_{nt} – по значениям доплеровской ширины. Полученная зависимость приведена на рис.5. Видно, что получается приблизительно линейное соотношение $v_{nt}=0.5V_0$. Этот результат совпадает с результатом, полученным в [8].

Мы проверили возможность аппроксимации расчетных контуров с доплеровскими контурами. С этой целью мы сначала определили из полуширин расчетных контуров доплеровскую ширину, затем вычислили соответствующий доплеровский контур. Оказалось, что всех расчетных контуров (которые расширены движением на крутильной альфвеновской волне) с большой точностью можно аппроксимировать с доплеровскими контурами с соответствующими доплеровскими ширинами. Этот результат, на наш взгляд, является важным. Это означает, что движение на крутильной альфвеновской волне тоже дает

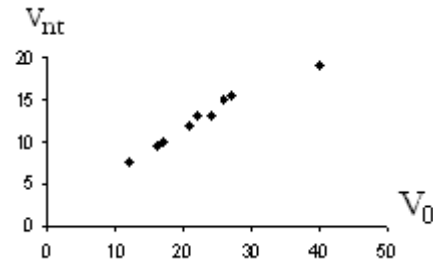


Рис. 5. Зависимость скоростей нетепловых движений v_{nt} от амплитуды волновых движений V_0

почти доплеровский контур. Выражением для доплеровской ширины в виде

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m} + v_{nt}^2} \quad (6)$$

можно воспользоваться только в том случае, если распределение обеих скоростей – тепловых ($\sqrt{2kT/m}$) и нетепловых (v_{nt}) является гауссовским. Иными словами, это выражение является сверткой двух доплеровских профилей. Следовательно, так как все наблюдаемые корональные линии имеют доплеровский профиль, вполне вероятно, что нетепловые движения, найденные из этих контуров, являются именно движениями на крутильных альфвеновских волнах.

Легко показать, что если в магнитной трубке распространяется не одна, а пакет крутильных альфвеновских волн, то контур спектральной линии останется доплеровским. Действительно, для ясности предположим, что одновременно распространяются две волны; «первая» волна совместно с тепловыми движениями дает доплеровский контур со значением скоростей нетепловых движений $v_{nt}(1)$. Этот доплеровский контур дополнительно расширяется «второй» волной с $v_{nt}(2)$, которая создает нетепловые скорости. Ясно, что в свою очередь этот контур так же будет доплеровским со значением нетепловых скоростей:

$$v_{nt}^2 = v_{nt}(1)^2 + v_{nt}(2)^2 \quad (7)$$

Очевидно, что в случае n волн суммарное значение нетепловых скоростей будет $v_{nt}^2 = \sum v_{nt}(i)^2$. Тогда, доплеровская ширина, обусловленная тепловым движением и всем пакетом волн, будет:

$$\Delta\lambda_d = \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m} + \sum_i^n v_{nt}^2(i)} \quad (8)$$

Это означает, что если наблюдаемые нетепловые скорости вызваны распространением крутильных альфвеновских волн, то они могут быть связаны распространением не одной волны, а пакетом этих волн.

Для того, чтобы приблизительно учесть влияния пакета волн на расчетные контуры, в (4) нужно заменить $\sin(2\pi t/T)$ набором подобных функций с различными дискретными периодами T_n . При этом временное интегрирование необходимо провести в пределах времени экспозиции. Однако, как показано на рис.3, изменения предела интегрирования никак не влияет на форму расчетных контуров – она останется доплеровской. При этом изменится полуширина этого контура. Отметим, что в наших рассуждениях выше не учитывалось нелинейные эффекты. Предполагалось, что условие суперпозиции собственных мод магнитной трубки не нарушается.

Рассуждая таким образом можно утверждать, что если нетепловые скорости во всех элементарных объемах короны обусловлены распространением крутильных альфвеновских волн, то суммарный контур спектральной линии от всей толщины короны так же будет иметь доплеровскую форму. Так как наблюдаемые контуры спектральных линий от всей толщины короны имеют почти доплеровскую форму, то можно сказать, что нетепловые скорости по всей короне обусловлены распространением крутильных альфвеновских волн и, что в нагреве короны именно эти волны должны играть существенную роль.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами рассчитаны контуры корональной линии $\lambda 5303$ FeXIV, расширенные

совместным действием тепловых движений и движений на крутильной альфвеновской волне для условий корональных петель в приближениях тонкого слоя и доплеровского профиля для тепловых движений. Контуры были рассчитаны для значений амплитуды скоростей $V_0 = [10, 15, 20, 25, 30, 40]$ км с⁻¹. Оказалось, что все расчетные контуры с большой точностью можно аппроксимировать доплеровским контуром с соответствующей доплеровской шириной. Это соответствует тому, что создаваемые крутильной волной нетепловые скорости имеют гауссовское распределение. Так как все наблюдаемые корональные линии имеют доплеровский профиль, то во всех линиях можно считать эффект наличия крутильной альфвеновской волны.

Используя расчетные контуры, была построена кривая зависимости полной полуширины (FWHM) от амплитуды V_0 крутильной альфвеновской волны для значения максимальной концентрации ионов FeXIV. Как можно видеть из расчетных контуров, полная полуширина рассматриваемой линии в случае стоячих альфвеновских волн в точках узлов и пучностей могут отличаться до 30 процентов.

Используя наблюдаемые значения полуширин линии $\lambda 5303$ в спектре корональных петель, а так же расчетных контуров, была найдена кривая зависимость турбулентных скоростей u_{tr} , создаваемых крутильной волной, от амплитуды волны V_0 . Эти расчеты проводились для значения температуры, соответствующей максимальной концентрации ионов FeXIV. Оказалось, что зависимость почти линейная, $u_{tr} \approx 0.5V_0$ для всех значений V_0 . В наблюдениях изменение v_{nt} с высотой в корональных структурах носит противоречивый характер. Этот факт, по нашему мнению, можно интерпретировать следствием попаданием различных фаз колебаний (как в пространстве, так и во времени) на время экспозиции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Erdelyi R., Fedun V. Are Alfvén waves in the Solar Atmosphere? Science, 2007, v. 318, p.1572-1575

2. Cirtain J.W., Golub L. et al. Evidence for Alfvén waves in Solar Atmosphere. Science, 2007, v. 318, p.1580-1583
3. Мамедов С.Г., Рустамов А.А. и Джалилов Н.С. Поиск альфвеновских волн в короне по контурам спектральных линий, Азербайджанский Астрономический Журнал, 2008 т. 2, N1, с. 2–6
4. Narain U., Agarwal P. Sharma R. K., Prasad L. and Dwiwedi : On Coronal heating by torsional Alfvén waves, SoPh, 2001, v. 199, p. 307-315.
5. Ruderman M. S.: Coronal loop heating by torsional Alfvén directly driven by footpoint motions: harmonic versus stochastic driving. ApJ, 1999, v. 521, p. 851-858.
6. Zaqarashvili, T. V.: 2003, Observation of coronal loop torsional oscillation A&A, 2003 399, L 15 – L17
7. Zaqarashvili, T. V. and Muravski, K. : Torsional oscillations of longitudinally inhomogeneous coronal loops 2007 A&A, 470, p. 353-357.
8. Williams, D.R.: Diagnostic MHD wave detections in Solar coronal loop. 2004, in H. Lacoste (ed.) Proc. Of SOHO 13, “Waves, Oscillations and Small-Scale Transient events in the Solar Atmosphere: A Joint View from SOHO and TRACE. Palma de Mallorca, Balearic Islands (Spain),. 2004. 29 September- 30 October 2003 (ESA SP- 547, January 2004), 2004, p. 513-516
9. Singh J., Ichimoto K., Sakurai T. and Mineer S.: Spectroscopic studies of the Solar Corona. IV. Physical properties of Coronal Structures 2003, ApJ, 2003, v. 585, p. 516-523.
10. Singh, J., Sakurai, T., Ichimoto, K. and Watanabe T.: Spectroscopic studies of steady Coronal structures- line width variations with height of ion {Fe[XIV]} emission lines. , The Solar –B Mission and the forefront Of Solar front of Solar Physics ASP conference Series, 2004. P.325 –330.
11. Hara H. and Ichimoto K. Microscopic nonthermal plasma motions of coronal loops in a solar active region. ApJ 1999, v.513, p.969-982.

CALCULATION OF THE CORONAL SPECTRAL LINE PROFILES $\lambda 5303$ FeXIV BROADENED BY THERMAL MOTIONS AND MOTIONS ON TORSIONAL ALFVÉN WAVES

S.H. Mamedov, N.S. Dzhililov

The problem of the torsional Alfvén wave influence on the coronal spectral line profiles is considered. With this aim in the coronal loop physical conditions we calculated the profiles of spectral line $\lambda 5303$ Fe XIV broadened by combined effect of the radiating ions thermal motions and motions on the torsional Alfvén wave for the amplitude velocity values $V_0 = [10, 15, 20, 25, 30, 40]$ kms⁻¹. It was turned out that all the calculated profiles can be approximated by Doppler contours with sufficient accuracy. As observed coronal spectral lines have Doppler profile form, one can draw conclusion that all the coronal lines have broadened by the torsional Alfvén waves and observed nonthermal velocities v_{nt} are caused namely by these waves. It is found that $v_{nt} \approx 0.5V_0$. The found result strengthens assumption about heating of the corona by torsional Alfvén waves.

Keywords: solar corona, coronal loop, MHD -waves

İSTİLİK HƏRƏKƏTLƏRİ VƏ TORSION ALFVEN DALĞALARINDAKI HƏRƏKƏTLƏRLƏRİ İLƏ GENİŞLƏNƏN $\lambda 5303$ FE XIV TAC SPEKTRAL XƏTTİNİN KONTURLARININ HESABLANMASI

S.H. Məmmədov, N.S. Cəlilov

Torsion Alfvén dalğalarının tac spektral xətlərinin konturlarına təsiri məsələsinə baxılmışdır. Bu məqsədlə tac liflərinin fiziki şəraiti üçün istilik hərəkətləri və torsion Alfvén dalğalarında hərəkətlərin amplitudasının $V_0 = [10, 15, 20, 25, 30, 40]$ kms⁻¹ qiymətlərində birgə təsiri ilə genişlənməni nəzərə alaraq $\lambda 5303$ Fe XIV spektral xəttinin konturları hesablanmışdır. Məlum olmuşdur ki, bütün hesablanmış konturları böyük dəqiqliklə dopler konturları ilə aproksimasiya etmək olar. Bütün müşahidə olunan tac spektral xətlərinin konturlarının dopler formasına malik olduğunu nəzərə alsaq, belə nəticə çıxarmaq olar ki, tac xətləri torsion Alfvén dalğaları ilə genişlənməmişlər və tacda müşahidə edilən qeyri- istilik hərəkətləri v_{nt} torsion Alfvén dalğalarının yayılması ilə əlaqədardır. $v_{nt} \approx V_0$ olduğu tapılmışdır.

Bu nəticə tacın qızdırılmasında torsion Alfvén dalğalarının əsas rol oynaması barəsində fərziyyəni gücləndirir.

Açar sözlər: Günəş tacı, tac lifləri, MHD dalğaları

НЕКОТОРЫЕ ЗАДАЧИ О ДВИЖЕНИИ ТЕЛ С ПЕРЕМЕННЫМИ МАССАМИ И СЛУЧАИ ИХ ИНТЕГРИРУЕМОСТИ

© 2009 г. А.Г.Маммадди

*Батабатская Астрофизическая Обсерватория Нахчыванского Отделения НАН Азербайджана
(e-mail: azad_mammadli@yahoo.com)*

Рассмотрены задачи о движении тел с переменными массами в рамках задачи двух тел. Показано, что при определенных условиях методом пространственно-временного преобразования дифференциальные уравнения движения с переменными коэффициентами допускают автономизацию, т.е. преобразуются в дифференциальные уравнения с постоянными коэффициентами, интегрируемые в квадратурах. Найден аналог интеграла Якоби, определены поверхности нулевой скорости и области возможности движения. В качестве примера рассмотрена задача о движении звезды с переменной массой внутри шарового скопления с переменной массой. Оказалось, что решение дифференциальных уравнений в новых переменных представляет собой эллиптическую эпициклоиду, а в исходных переменных очень сложную траекторию. В исследовании движения в гравитирующей и сопротивляющейся среде показано, что в законе изменения массы Джинса допустимо изменение знака массы тела.

Ключевые слова: небесная механика, задача Гильдена-Мещерского, автономизированные уравнения, закон Эддингтона-Джинса

ВВЕДЕНИЕ

Впервые в небесной механике задачу о движении тела с переменной массой рассмотрел Дюфур [1] для объяснения векового увеличения среднего движения Луны (6" в столетие) непрерывным возрастанием массы Земли вследствие падения метеоритов: по Оппольцеру [2] требуется слой метеоритной пыли толщиной 3 мм за 100 лет; а по Зелингеру [3] – 1 мм.

Под задачей двух тел с переменными массами аналогично классической задаче двух тел с постоянными массами понимается задача о движении двух материальных точек, массы которых M и m изменяются со временем по некоторым законам и между которыми действует только гравитационная сила GMm/r^2 . Обычно принимается, что отделение (или присоединение) частиц от точек происходит в соответствии с гипотезой Мещерского, т.е. имеет место контактное взаимодействие точек переменной массы и отделяющихся (или присоединяющихся) частиц; считается, что массы точек изменяются непрерывно.

Абсолютное движение точек описывается уравнением Мещерского для точки переменной массы

$$m_i \dot{v}_i = F_i + \dot{m}_i(u_i - v_i), \quad (1)$$

где u_i — абсолютная скорость центра масс присоединившихся частиц dm_i непосредственно перед их присоединением к m_i (или отделившихся частиц непосредственно после их отделения от m_i); v_i — абсолютная скорость точки m_i непосредственно перед присоединением (или после отделения) частиц dm_i ; F_i — сила, действующая на точку m_i ; принимает значения 1 и 2.

Задача двух тел с переменными массами вошла в науку практически после работы Гильдена [4], который для относительного движения одной точки массы m вокруг другой точки с массой M под действием взаимной гравитационной силы представил сумму масс этих точек изменяющейся со временем по некоторому закону $G(M+m)=\mu(t)$ и записал дифференциальное уравнение задачи в виде

$$\ddot{r} - \frac{\mu(t)}{r^3} r = 0. \quad (2)$$

Первые случаи интегрируемости задачи (2) Гильдена дал Мещерский [5,6]. Он нашел три закона изменения суммы масс точек: первый,

второй и объединенный случаи интегрируемости в этой задаче

$$\mu(t) = \frac{\mu_0}{1+\alpha t}, \quad \mu(t) = \frac{\mu_0}{\sqrt{1+\alpha t}},$$

$$\mu(t) = \frac{\mu_0}{\sqrt{1+\alpha t + \beta t^2}} \quad (3)$$

где $\mu_0, \alpha, \beta, \gamma$ — постоянные, для которых задача Гильдена путем введения новых переменных и “времени” сводится к интегрированию уравнения классической задачи двух тел с постоянными массами.

Позднее Гельфгат [7] нашел новые интегрируемые случаи:

$$\mu(t) = \mu_0(1+\alpha t), \quad \mu(t) = \frac{\mu_0}{(1+\alpha t)^2},$$

$$\mu(t) = \frac{\mu_0(1+\alpha t)}{(1+\beta t)^2} \quad (4)$$

Исходя из эволюции звезд главной последовательности, А.Джинс [8] сформулировал дифференциальный закон изменения масс звезд в виде

$$\frac{dm}{dt} = -k m^n(t), \quad (k = \text{const}, 1,4 < n < 4,4), \quad (5)$$

который впоследствии получил название закона Эддингтона-Джинса. Оказалось, что законы Мещерского соответствуют значениям $n = 2$ и $n = 3$, а законы Гельфгата — значениям $n = 0$ и $n = 3/2$.

В постановке Гильдена задача (2) является формальной математической задачей. Физический смысл ее стал ясен после исследований Мещерского по механике переменной массы (1). Мещерский показал, что эта задача представляет собой частный случай задачи двух тел с переменными массами при условии, что законы изменения обеих масс одинаковы, а относительные скорости отделяющихся от них (или присоединяющихся к ним) частиц всюду равны нулю. Если $u_i - v_i = 0$, то в уравнениях (1) реактивные силы отсутствуют, и относительное движение в задаче двух тел с переменными массами описывается уравнением

$$\ddot{r} = -G \frac{M+m}{r^3} r, \quad (6)$$

где G — гравитационная постоянная. Уравнение (6) аналогично уравнению классической задачи двух тел с постоянными массами, с той разницей, что теперь сумма масс является некоторой функцией времени. Равенство нулю относительных скоростей частиц означает, что имеет место изотропное изменение масс точек (по Мещерскому); это значит, что “изменение масс происходит без ударов (непрерывно)”. В силу сказанного рассматриваемая задача (6) по праву называется задачей Гильдена—Мещерского.

В качестве примера изотропного изменения массы можно указать на уменьшение массы звезд лучеиспусканием или корпускулярно.

Совсем иная задача о движении спутника m относительно неподвижного центрального тела массы M при условии, что обе массы изменяются изотропно, описывается уравнением

$$\ddot{r} = -G \frac{M}{r^3} r, \quad (7)$$

Учет реактивных сил, обусловленных переменностью масс точек, усложняет дифференциальное уравнение задачи. Чаще всего реактивные силы принимаются в виде $-\dot{m}_i v_i$, т.е. допускается, что абсолютные скорости частиц всюду равны нулю, $u_i = 0$ [8]. В этом случае уравнение относительного движения в задаче двух тел имеет вид [8]

$$\ddot{r} = -G \frac{M+m}{r^3} r - \frac{\dot{m}}{m} v + \frac{\dot{M}}{M} v. \quad (8)$$

Такую задачу можно реализовать, допустив, в частности, что движение точек происходит в практически неподвижном облаке и массы точек увеличиваются за счет частиц этого облака.

Классификация различных случаев в задаче двух тел с переменными массами приведена в работе [9]. Кроме того, задачи Гильдена — Мещерского и Мещерского — Леви-Чивита [10] можно объединить:

$$\ddot{r} = -G \frac{M(t)}{r^3} r - \frac{1}{m} \frac{dm}{dt} \frac{dr}{dt} \quad (9)$$

при $m = \text{const}$ будет задача Гильдена-Мещерского, а при $M = \text{const}$ – задача Мещерского - Леви - Чивита.

В работе Холшевникова и Фракассини [11] показано, что до конца интегрируется уравнение

$$\ddot{r} = -G \frac{M(t)}{r^3} r + \frac{1}{2M} \frac{dM}{dt} \frac{dr}{dt} \quad (10)$$

Движение в этой задаче считается периодическим и происходит по невозмущенному коническому сечению, но с постоянным замедлением.

В работе Бекова [12] получен аналог интеграла Якоби в ограниченной задаче трех тел переменной массы, а в обзорной статье Полюховой [13] подобные задачи описаны подробно.

ОБЩАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ И ПРИМЕР

Рассмотрим общую задачу двух тел с переменными массами. Уравнения движения одного тела с массой $m = m(t)$ относительно другого тела с массой $M = M(t)$ во вращающейся с угловой скоростью $\Omega = \Omega(t)$ вокруг оси OZ системе координат $OXYZ$ будут иметь вид

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 x}{dt^2} - 2\Omega \frac{dy}{dt} - \Omega^2 x - \frac{d\Omega}{dt} y + \\ & + \frac{1}{m} \frac{dm}{dt} \left(\frac{dx}{dt} - \Omega y \right) = \frac{1}{m} \frac{\partial U}{\partial x} \\ & \frac{d^2 y}{dt^2} + 2\Omega \frac{dx}{dt} - \Omega^2 y + \frac{d\Omega}{dt} x + \\ & + \frac{1}{m} \frac{dm}{dt} \left(\frac{dy}{dt} + \Omega x \right) = \frac{1}{m} \frac{\partial U}{\partial y} \\ & \frac{d^2 z}{dt^2} + \frac{1}{m} \frac{dm}{dt} \frac{dz}{dt} = \frac{1}{m} \frac{\partial U}{\partial z} \end{aligned} \quad (11)$$

Силовая функция U определяется в зависимости от поставленной задачи. Кроме того, если движение рассматривается во вращающейся постоянной угловой скоростью или в неподвижной системе координат, то в

системе уравнений (11) следует положить $d\Omega/dt=0$ или $\Omega=0$ соответственно. Поэтому система уравнений (11) представляет собой универсальную систему.

Для примера рассмотрим задачу о движении звезды с массой $m = m(t)$ внутри однородного шарового скопления (ШС) с радиусом R и массой $M = M(t)$. Считаем, что имеет место изотропное изменение масс звезды и ШС, т.е. непрерывно (или изменение масс происходит без ударов – отсутствуют реактивные силы). Кроме того, полагаем, что начало системы координат $OXYZ$, вращающейся с угловой скоростью $\Omega = \Omega(t)$ вокруг оси OZ , находится в барицентре ШС. При этом внутренний потенциал ШС на звезду определяется формулой [14]

$$U = \frac{GM}{2} (3R^2 - r^2), \quad r^2 = x^2 + y^2 + z^2 \quad (12)$$

Вычислим в силу (12) частные производные по координатам звезды x, y, z от потенциала U и подставим их в систему уравнений (11). Это нам даст уравнения движения звезды внутри ШС в виде:

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 x}{dt^2} - 2\Omega \frac{dy}{dt} - \Omega^2 x - \frac{d\Omega}{dt} y + \\ & + \frac{1}{m} \frac{dm}{dt} \left(\frac{dx}{dt} - \Omega y \right) = - \frac{M}{m} x \\ & \frac{d^2 y}{dt^2} + 2\Omega \frac{dx}{dt} - \Omega^2 y + \frac{d\Omega}{dt} x + \\ & + \frac{1}{m} \frac{dm}{dt} \left(\frac{dy}{dt} + \Omega x \right) = - \frac{M}{m} y \\ & \frac{d^2 z}{dt^2} + \frac{1}{m} \frac{dm}{dt} \frac{dz}{dt} = - \frac{M}{m} z, \end{aligned} \quad (13)$$

в которых гравитационная постоянная положена равной единице: $G=1$

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ УРАВНЕНИЙ ДВИЖЕНИЯ.

Введем новые переменные ξ, η, ζ и независимую переменную τ посредством равенств [15, 16]

$$\begin{aligned} x &= v(t) \xi(\tau), \quad y = v(t) \eta(\tau), \\ z &= v(t) \zeta(\tau), \quad d\tau = u(t) dt \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь $v(t)$ – множитель, а $u(t)$ – ядро пространственно - временного преобразования, подлежащие определению, причем $v(t) \cdot u(t) \neq 0$. В силу преобразования (14) вычислим следующие производные по t от x (от y и z аналогично):

$$\begin{aligned}\frac{dx}{dt} &= \frac{dv}{dt} \cdot \xi + \frac{d\xi}{dt} \cdot v = \\ &+ \frac{dv}{dt} \cdot \xi + \frac{d\xi}{d\tau} \cdot \frac{d\tau}{dt} \cdot v = \dot{v}\xi + v \cdot u \cdot \xi' \\ \frac{d^2x}{dt^2} &= \frac{d^2v}{dt^2} \cdot \xi + \frac{d\xi}{dt} \cdot \dot{v} + (\dot{u}v + u\dot{v}) \cdot \xi' + \\ &+ v \cdot u^2 \xi'' = \ddot{v}\xi + (\dot{u}v + 2u\dot{v}) \cdot \xi' + v \cdot u^2 \xi''\end{aligned}$$

где штрихи обозначают дифференцирование по τ , а точки – по t . Вычисленные таким образом производные подставим в систему уравнений (13), которая в новых переменных запишется как:

$$\begin{aligned}\xi'' + \frac{2\dot{v}u + \dot{u}v + \frac{\dot{m}}{m}vu}{u^2v} \xi' - \frac{2\Omega}{u} \eta' + \frac{\ddot{v} + \frac{\dot{m}}{m}\dot{v}}{u^2v} \xi + \\ + \left(\frac{M}{m} - \Omega^2 \right) v \xi - \frac{2\dot{v}\Omega + \dot{\Omega}v + \frac{\dot{m}}{m}\Omega v}{u^2v} \eta = 0 \\ \eta'' + \frac{2\Omega}{u} \xi' + \frac{2\dot{v}u + \dot{u}v + \frac{\dot{m}}{m}vu}{u^2v} \eta' + \frac{2\dot{v}\Omega + \dot{\Omega}v}{u^2v} \xi + \\ + \frac{\frac{\dot{m}}{m}\Omega v}{u^2v} \xi + \frac{\ddot{v} + \frac{\dot{m}}{m}\dot{v} + \left(\frac{M}{m} - \Omega^2 \right) v}{u^2v} \eta = 0 \quad (15) \\ \zeta'' + \frac{2\dot{v}u + \dot{u}v + \frac{\dot{m}}{m}vu}{u^2v} \zeta' + \frac{\ddot{v} + \frac{\dot{m}}{m}\dot{v} + \frac{M}{m}v}{u^2v} \zeta = 0\end{aligned}$$

В системе уравнений (15) потребуем удовлетворение следующих условий автономизации:

$$\begin{aligned}\frac{1}{u^2v} \left(2\dot{v}u + \dot{u}v + \frac{\dot{m}}{m}vu \right) = \\ = \frac{1}{u^2m v^2} \frac{d}{dt} (v^2 u m) = 0 \quad (16)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\frac{1}{u^2v} \left(2\dot{v}\Omega + \dot{\Omega}v + \frac{\dot{m}}{m}\Omega v \right) = \\ = \frac{1}{u^2m v^2} \frac{d}{dt} (v^2 \Omega m) = 0, \quad (17)\end{aligned}$$

$$\frac{\ddot{v} + \frac{\dot{m}}{m}\dot{v}}{u^2v} = \frac{1}{u^2m v} \frac{d}{dt} (m\dot{v}) = c_1 = const \quad (18)$$

$$\frac{M}{m u^2} = c_2 = const \quad (19)$$

Условия (16) и (17) можно переписать в виде

$$u v^2 m = b_1 = const, \quad \Omega v^2 m = b_2 = const, \quad (20)$$

Из которых непосредственно следует

$$\frac{\Omega}{u} = \frac{b_2}{b_1} = \Omega_1 = const \quad (21)$$

Кроме того, в силу условий (18) – (21) имеем

$$\frac{1}{u^2v} \left[\ddot{v} + \frac{\dot{m}}{m}\dot{v} + \left(\frac{M}{m} - \Omega^2 \right) v \right] = c_1 + c_2 - \Omega_1^2 = a_1 \quad (22)$$

причем, из 6 произвольных постоянных c_1 , c_2 , b_1 , b_2 , Ω_1 и a_1 только 4 независимые: c_1 , c_2 , b_1 и b_2 .

Таким образом, в силу условий автономизации (18) – (22) система уравнений (15) в новых переменных примет вид

$$\begin{aligned}\xi'' - 2\Omega_1 \eta' + a_1 \xi = 0, \\ \eta'' + 2\Omega_1 \xi' + a_1 \eta = 0, \quad (23) \\ \zeta'' + (a_1 + \Omega_1^2) \zeta = 0.\end{aligned}$$

Очевидно, что система (23) представляет собой систему уравнений с постоянными коэффициентами. Поэтому ее решение находится нетрудно и будет приведено ниже. Отметим, что эта система при $a_1 = -\Omega_1^2$ является уравнением движения звезды с постоянной массой внутри шарового скопления с постоянной массой, вращающегося с постоянной угловой скоростью Ω_1 .

Теперь рассмотрим дифференциальное уравнение (18), относительно множителя преобразования – функции $v(t)$. Это уравнение в силу (20) можно переписать в виде

$$\frac{d}{dt} (m\dot{v}) = \frac{c_1 b_1^2}{m v^3} \quad (24)$$

Или заменой переменной

$$d\omega = \frac{dt}{m} \quad (25)$$

уравнение (24) принимает более простой вид

$$\frac{d^2 v}{d\omega^2} = \frac{c_1 b_1^2}{v^3} \quad (26)$$

общее решение которого определяется одним из трех равенств

$$\begin{aligned} v(\omega) &= \sqrt{\alpha_1 \omega + \beta_1} \sqrt{\alpha_1 \omega + \beta_2}; \\ \alpha_1^2 (\beta_2 - \beta_1) &= -4c_1 b_1^2 > 0, \quad (\alpha_1 \neq 0, c_1 < 0), \\ v(\omega) &= \sqrt{A\omega^2 + 2B\omega + C}, \\ -c_1 b_1^2 &= B^2 - AC < 0, \quad (A > 0, c_1 > 0), \\ v(\omega) &= \bar{\alpha}\omega + \bar{\beta}, \quad c_1 = 0 \end{aligned}$$

Кроме того, имеет уравнение (26) имеет важные частные решения

$$\begin{aligned} v(\omega) &= \sqrt{\alpha_1 \omega + \beta_1}; \\ (\alpha_1^2 &= -4c_1 b_1^2, c_1 < 0, \beta_1 = \text{const}), \quad (27) \\ v(\omega) &= 1, \quad (\bar{\alpha} = 0, \bar{\beta} = 1, c_1 = 0) \end{aligned}$$

Заметим, что нас интересует любое решение дифференциального уравнения (26) и явное выражение функции $v(t)$. Для этого необходимо знать закон изменения массы $m(t)$, например, в соответствии с законами (3) или (4) в виде:

$$m = \frac{m_0}{1 + \alpha t} \quad (28)$$

Тогда из (25) и (27) последовательно находим

$$\omega = \omega_0 + \frac{(1 + \alpha t)^2}{2\alpha m_0}, \quad \omega_0 = \text{const} \quad (29)$$

$$\begin{aligned} v(\omega) &= v(t) = \gamma \sqrt{(1 + \alpha t)^2 + \frac{\beta_1}{\gamma^2}}, \\ \gamma^2 &= \frac{\alpha_1}{2\alpha m_0} \quad (30) \end{aligned}$$

Равенство (30) и есть искомое выражение функции $v(t)$. После этого в силу (20) находим явное выражение для функций $u(t)$ и $\Omega(t)$:

$$\begin{aligned} u(t) &= \frac{b_1}{mv^2(t)} = \frac{b_1(1 + \alpha t)}{m_0[\beta_1 + \gamma^2(1 + \alpha t)^2]}, \\ \Omega(t) &= \Omega_1 u(t) \quad (31) \end{aligned}$$

Наконец, в силу (31) найдем связь между новой независимой переменной τ и временем t :

$$\begin{aligned} \tau &= \tau_0 + \int u(t) dt = \\ &= \frac{b_1}{2m_0 \alpha \gamma^2} \ln [\beta_1 + \gamma^2(1 + \alpha t)^2]. \quad (32) \end{aligned}$$

В заключении рассмотрим систему уравнений (23). Умножив первое уравнение на ξ' , второе - на η' , а третье - на ζ' , сложив их, затем, интегрируя, получим аналог интеграла Якоби в виде

$$\begin{aligned} \xi'^2 + \eta'^2 + \zeta'^2 + a_1(\xi^2 + \eta^2) + (a_1 + \Omega_1^2)\zeta^2 &= h, \\ h &= \text{const}, \end{aligned}$$

из которого легко получаем поверхности нулевой скорости и область возможности движения звезды

$$\begin{aligned} a_1(\xi^2 + \eta^2) + (a_1 + \Omega_1^2)\zeta^2 &= h, \\ a_1(\xi^2 + \eta^2) + (a_1 + \Omega_1^2)\zeta^2 &< h \end{aligned}$$

соответственно. Из последнего неравенства следует, что при $h < 0$ и $a_1 > 0$ движение невозможно, а при $h > 0$, $a_1 > 0$ или $h < 0$, $a_1 < 0$, $a_1 + \Omega_1^2 < 0$ областью возможности движения звезды внутри ШС является эллипсоид вращения, находящийся внутри ШС с полуосями

$$a = b = \sqrt{\frac{h}{a_1}} < R, \quad c = \sqrt{\frac{h}{a_1 + \Omega_1^2}} < R,$$

или при $h > 0$, $a_1 < 0$ и $a_1 + \Omega_1^2 > 0$ областью возможности движения звезды будет двуполостный гиперболоид вращения, находящийся внутри ШС

$$a = b = \sqrt{-\frac{h}{a_1}} < R, \quad c = \sqrt{\frac{h}{a_1 + \Omega_1^2}} < R$$

Далее, обратим внимание на то, что в третьем уравнении системы (23) появляется член с множителем $a_1 + \Omega_1^2$. Благодаря чему в аналоге интеграла Якоби, в выражении поверхности нулевой скорости и области возможности движения звезды появляется дополнительный член.

Для решения системы уравнений (23) запишем ее характеристическое уравнение:

$$\begin{vmatrix} \lambda^2 + a_1 & -2\Omega_1 \lambda & 0 \\ 2\Omega_1 \lambda & \lambda^2 + a_1 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda^2 + a_1 + \Omega_1^2 \end{vmatrix} =$$

$$= [\lambda^4 + 2(a_1 + 2\Omega_1^2)\lambda^2 + a_1^2](\lambda^2 + a_1 + \Omega_1^2) = 0 \quad (33)$$

Поскольку постоянную a_1 из условия (22), в принципе можно выбирать как положительную, так как она связана с произвольными постоянными c_1, c_2, b_1 и b_2 , то корни уравнения (33) при этом чисто мнимы и равны

$$\lambda_{1,2} = \pm i\theta_1, \lambda_{3,4} = \pm i\theta_2,$$

$$\lambda_{5,6} = \pm i\theta_3, i = \sqrt{-1} \quad (34)$$

где

$$\theta_1 = \sqrt{a_1 + 2\Omega_1^2 - 2\Omega_1\theta_3},$$

$$\theta_2 = \sqrt{a_1 + 2\Omega_1^2 + 2\Omega_1\theta_3},$$

$$\theta_3 = \sqrt{a_1 + \Omega_1^2} \quad (35)$$

Следовательно, общее решение системы (23) находим в виде

$$\xi = C_1 \cos \omega_1 + P_2 C_2 \sin \omega_2$$

$$\eta = P_1 C_1 \sin \omega_1 + C_2 \cos \omega_2$$

$$\zeta = C_1 \cos \omega_1, \omega_k = \theta_k \tau + \sigma_k, (k=1, 2, 3) \quad (36)$$

Здесь C_k и σ_k , ($k=1, 2, 3$) произвольные постоянные и

$$P_1 = \frac{2\Omega_1\theta_1}{a_1 - \theta_1^2} = \frac{a_1 - \theta_1^2}{2\Omega_1\theta_1}, P_2 = \frac{2\Omega_1\theta_2}{\theta_2^2 - a_1} = \frac{\theta_2^2 - a_1}{2\Omega_1\theta_2} \quad (37)$$

Заметим, что орбиту (36) при $\zeta = 0$ можно интерпретировать как траекторию движения ведущего центра с частотой θ_1 по эллипсу с полуосями C_1 и $P_1 C_1$ и как вращательное движение вокруг этого центра с частотой θ_2 по эллипсу с полуосями $P_2 C_2$ и C_2 . Следовательно, орбита (36) при $\zeta = 0$ представляет собой эллиптическую эпициклониду.

Таким образом, выразив в силу (32) независимую переменную τ через время t ,

находим из (36) явные выражения новых переменных ξ, η, ζ от t , которые подставляем в преобразования (14) с учетом равенства (30) для $v(t)$. Эта подстановка нам даст явные выражения для исходных координат x, y, z , которые для краткости здесь не приводятся.

ДВИЖЕНИЯ В ГРАВИТИРУЮЩЕЙ И СОПРОТИВЛЯЮЩЕЙСЯ СРЕДЕ.

Заметим, что строгое решение задачи двух тел переменной массы, когда масса меняется по закону

$$\frac{dM}{dt} = \alpha_1 M^n,$$

было получено И.В. Мещерским [5,6] для случаев $n=2$ и $n=3$.

Между тем массы звездных систем, с точки зрения эволюции которых, рассматриваемая проблема представляет наибольший практический интерес, изменяется по указанному закону при $3 < n < 4$. Правда, на протяжении достаточно коротких промежутков времени можно полагать $dM/dt = \text{const}$ и аппроксимировать законом Мещерского любой закон изменения массы с точностью до членов порядка dM/dt . Однако решения Мещерского не могут быть использованы для аппроксимации фактического движения вблизи момента времени, соответствующего нулевому значению M , поскольку перемена знака массы при изменении последней по закону Мещерского происходит, как известно, в точках разрыва функции $M = M(t)$.

В то же время исследование задачи двух тел, масса которых меняется не только по величине, но и по знаку, имеет несомненное практическое значение, по крайней мере, в рамках фотогравитационной небесной механики, имеющей дело с редуцированными массами, ослабленными репульсивным действием радиации.

Вот почему нам представляются актуальными поиски новых общих решений проблемы при таких значениях n , которые допускали бы изменение знака массы.

Кроме того, новые решения могут быть использованы, как это показано в работе В.В. Радзиевского и Б.Е. Гельфгата [17], для

исследования движения в гравитирующей и сопротивляющейся среде.

Рассмотрим движение материальной точки m около центрального тела, масса которого M меняется по закону

$$\frac{dM}{dt} = \alpha_1 M^n.$$

Примем, что излучение или поглощение массы телом M происходит изотропно, не добавляя к силе ньютоновского взаимодействия никаких других сил.

При этом условии уравнения движения точки m могут быть записаны в форме Гильдена—Мещерского:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} - \frac{C}{r^3} + \frac{\mu}{r^2} = 0, \quad (38)$$

$$r^2 \frac{d\vartheta}{dt} = C, \quad (39)$$

где r и ϑ — полярные координаты точки m относительно тела M , C — постоянная площадей, а μ — произведение постоянной тяготения G на массу M .

Закон изменения величины μ получим в виде

$$\frac{d\mu}{dt} = \alpha \mu^n, \quad (40)$$

где $\alpha = \alpha_1 G^{1-n}$.

Система уравнений, состоящая из (38), (39) и (40), полностью описывает движение точки m .

Для решения этой системы умножаем (38) на $2 \frac{dr}{dt} dt$ и, интегрируя получаем

$$\left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + \frac{C^2}{r^2} - \frac{2\mu}{r} = h, \quad (41)$$

где

$$h = -2 \int \frac{1}{r} \frac{d\mu}{dt} dt. \quad (42)$$

Продифференцировав (42) по времени t , приходим к уравнению, известному еще Джинсу [8];

$$\frac{dh}{dt} = -\frac{2}{r} \frac{d\mu}{dt}. \quad (43)$$

Величина h имеет такой же физический смысл, как и в случае задачи постоянных масс. Она представляет собой удвоенную сумму

кинетической и потенциальной удельных энергий.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассмотрена общая задача о движении двух тел с переменными массами. Показано, что при определенных условиях методом пространственно-временного преобразования (методом автономизации) дифференциальные уравнения движения с переменными коэффициентами преобразуются в дифференциальные уравнения с постоянными коэффициентами, интегрируемые в квадратурах. В качестве примера рассмотрена задача о движении звезды с переменной массой внутри шарового скопления с переменной массой. Найдены аналог интеграла Якоби, поверхности нулевой скорости и области возможности движения. Определены условия автономизации, в силу которых уравнения движения с переменными коэффициентами преобразованы в уравнения с постоянными коэффициентами, решения которых найдены в общем виде. Оказалось, что движение звезды внутри шарового скопления в новых переменных представляет собой эллиптическую эпициклоиду, а в исходных переменных очень сложную траекторию.

В исследовании движения в гравитирующей и сопротивляющейся среде показано, что в законе изменения массы Джинса допустимо изменение знака массы тела.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dufour Ch., Comptes rendus des Seances de l'Académie des Sciences . 1866. v.62. pp. 840-845.
2. von Oppolzer Th.R. Entwurf einer Mondtheorie. Wien, 1886. 37 p.
3. von Seeliger H. Über allgemeine Problems der Mechaniks des Himmels. München. 1892. 29 p.
4. Gylden H., Bahnbewegung in einem Systeme von zwei Körpern in dem Falle, das die Massen Veränderungen unterworfen sind. Astronomische Nachrichten. 1884. Bd. 109. № 2593-2594. S.1-6.
5. Mestschersky I.W., Ein Speziellfall des Gylden'schen Probleme. Astronomische Nachrichten. 1893. Bd. 132. № 3153. S.129-130.
6. Mestschersky I.W., Über die Integration der Bewegungsgleichungen im Probleme zwei Körper von veränderlicher Masse. Astronomische Nachrichten. 1902. Bd. 159. № 3804. S.229-242.
7. Гельфгат Б.Е. Два случая интегрируемости задачи двух тел переменной массы и их применение к

- изучению движения в сопротивляющейся среде. Бюлл. ИТА. 1959. т.7. №5 с.354-362.
8. Jeans J.H., Cosmogonic problems associated with a secular decrease of mass. Monthly Notices of Astronomical Society. 1924. Vol. 85. № 1. pp. 2-11.
 9. Разбитная Е.П. Задача двух тел с переменными массами: классификация различных случаев. Астрон. журн. 1985. т.62. №6. с.1175-1181.
 10. Levi-Civita T. Sul moto di un corpo di massa variabili. Rendiconti della reale Lincei. 1928. № 9. pp. 329-333.
 11. Kholchevnicov K.V., Fracassini M. Le probleme des deux corps avec G variable selon l'hypothese de Dirac. Conferenze dell'Osservatorio Astronomico di Milano-Merate. 1968. V.1. № 9. pp. 1-50.
 12. Беков А.А. Об аналогах интеграла Якоби в ограниченной задаче трех тел переменной массы. Труды Астрофиз. инст. АН Казахской ССР. 1987. 47. с. 12-29.
 13. Поляхова Е.Н. Небесномеханические аспекты задач двух и трех тел с переменными массами. Труды астрономической обсерватории том XLII. Ученые записки ЛГУ. № 424. Серия матем. наук, вып. 64. 1989. с.104-141.
 14. Дубошин Г.Н. Небесная механика. Основные задачи и методы. Москва: Наука, 1975.-800 с.
 15. Armellini G. Il probleme dei due corpi di masse variabili. Mem. Society Italiano Scienze Mathematics. Roma. 1915. Vol. 19. P.73-76.
 16. Беркович Л.М. Факторизация и преобразование дифференциальных уравнений. Методы и приложения. РХД. 2002. 464 с.
 17. Радзиевский В.В., Гельфгат Б.Е. Об ограниченной задаче двух тел переменной массы. Астрон. журн. 1957. т.34. №4. с. 581-587.

DƏYİŞƏN KÜTLƏLİ CİSİMLƏRİN HƏRƏKƏTİ HAQQINDA BƏZİ MƏSƏLƏLƏR VƏ ONLARIN İNTEQRALLANAN HALLARI

A.H. Məmmədli

İki cisim məsələsi çərçivəsində dəyişən kütləli cisimlərin hərəkəti haqqında məsələyə baxılmışdır. Göstərilmişdir ki, müəyyən şərtlər daxilində fəza-zaman çevrilməsi üsulu ilə hərəkətin dəyişən əmsallı differensial tənlikləri avtonomlaşır, başqa sözlə kvadraturada inteqrallanan sabit əmsallı differensial tənliklərə çevrilirlər. Yakobi inteqralının anoloji tapılması, sıfır sürətin səthi və hərəkətin mümkünlüyü oblastı təyin edilmişdir. Misal olaraq dəyişən kütləli kürəvi topa daxilində dəyişən kütləli ulduzların hərəkəti haqqında məsələyə baxılmışdır. Məlum olmuşdur ki, differensial tənliklərin yeni dəyişənlərdə həlli elliptik episikloidi, ilkin dəyişənlərdə isə çox mürəkkəb trayektoriyaları təsvir edir.

Göstərilmişdir ki, qravitasiya və müqavimətin olduğu mühitdə hərəkəti tədqiq etdikdə kütlənin dəyişməsinin Cins qanununda cismin kütləsinin işarəsinin dəyişməsi mümkündür.

Açar sözlər: səma mexanikası, Hilden-Meşerski problemi, avtonomlaşmış tənliklər, Eddington-Cins qanunu

SOME PROBLEMS OF MOVEMENT OF BODIES WITH VARIABLE MASSES AND CASES OF THEIR INTEGRATION

A.H. Mammadli

Problems of movement of bodies with variable masses within the framework of the two-body problem are considered. It is shown, that under certain conditions by the method of spatial-time transformation the differential equations of movement with variable coefficients suppose autonomization, i.e. are transformed to the differential equations with constant coefficients, integrated in quadrature. The analogue of the Jacobi integral is found, surfaces of zero velocity and possible regions of motion are determined. As an example the problem of the motion of a star with a variable mass inside a globular cluster with a variable mass is considered. It has turned out, that the solution of differential equations in new variables represents elliptical epicycloids, and in initial variables it is a very complex trajectory.

At the research of motion in the gravitating and resisting medium it is shown, that in the law change of Jeans mass the change of a body mass sign is admissible.

Key words: celestial mechanics, Hylden-Meshersky problem, autonomization equations, Eddington-Jeans law

ИССЛЕДОВАНИЕ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО СПЕКТРА ВР ТАУ

© 2009 Н.З.Исмаилов^{1,2}, Ф.Н.Алимарданова¹, Г.Р.Бахаддинова¹

¹Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им.Н.Туси НАН Азербайджана

²Бакинский Государственный Университет
(e-mail: box1955n@yahoo.com)

В работе приведены результаты исследований ультрафиолетового (УФ) спектра классической звезды типа Т Тельца ВР Тау из архива IUE. Были измерены спектральные параметры наиболее сильных эмиссионных линий. По наиболее полному массиву измерений эмиссии дублета MgII $\lambda 2800$ Å уверенно было обнаружено изменение интенсивности линии с периодом $P=8.275\pm 0.005$ дней. Хотя в двух плотных рядах наблюдений переменность имеет циклический характер, по всему массиву измерений периодичность для многих линий не соблюдается. Показано, что выделяется группа эмиссионных линий, у которых интенсивности линий показывают монотонное уменьшение в течение более 10 лет наблюдений.

Ключевые слова: молодые звезды, активность; УФ спектры; индивидуум -ВР Тау

ВВЕДЕНИЕ

Изучение УФ спектров классических звезд типа Т Тельца представляют значительный интерес для изучения физической природы молодых звезд. Это вызвано тем, что в этой части спектра наблюдается избыточное излучение в непрерывном спектре; кроме того, в этом диапазоне наблюдаются эмиссионные линии чрезвычайно высокого температурного возбуждения (HeII, CIV, SiIV, OI и др.). Исследование этих особенностей у отдельных представителей молодых звезд может быть ключом к пониманию их механизмов активности.

ВР Тау является одной из классических звезд типа Т Тельца (CTTS) спектрального класса K7V [1]. Согласно фотометрическим UBVRI данным излучение звезды согласуется с моделью горячего пятна с температурой 8211 К, покрывающей 0.36% поверхности звезды [2]. В работе [3] показано, что УФ континуум и переменность звезды в полосах UBVRI коррелируют между собой. Согласно данным [4] 14-дневный мониторинг потока в спектральных линиях OI, SiII, MgII и УФ кривая блеска в полосе 2900 Å показывают синхронные изменения. В этой же работе исследованы профили резонансных линий MgII $\lambda\lambda 2795, 2802$ Å полученные из архива HST, в которых обнаружен абсорбционный компонент, смещенный в красную часть спектра.

По анализу данных оптического блеска у ВР Тау были обнаружены периоды

переменности от 6.1 до 8.3 дней [3, 4, 5]. Обнаруженные разными авторами значения периодов не согласуются между собой, что приводит к противоречивым результатам в интерпретации механизма активности эмиссионного спектра звезды. В настоящей работе нами исследована переменность УФ спектра ВР Тау по более однородному спектральному материалу, взятой из архива IUE.

СПЕКТРАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Как известно, архив IUE состоит из спектров, которые были получены с помощью трех камер, первая из них охватывает диапазон $\lambda\lambda 1175-2000$ ÅÅ (Short Wavelength Prime - SWP), вторая и третья – $\lambda\lambda 2000-3200$ ÅÅ (Long Wavelength Prime – LWP и Long Wavelength Redundant - LWR). Спектральное разрешение составляет около 6 Å. После обработки спектрограмм специальной программой [6] каждая из вышеприведенных областей спектров выводятся в окнах в виде изображения в формате *.gif. Изображения УФ спектров переменных доступны всеобщему пользованию и размещены в информационной базе SIMBAD.

УФ спектр звезды был исследован по спектрограммам, взятым из архива IUE. Было использовано всего 15 SWP и 62 LWP спектрограмм

Для избегания учета межзвездного покраснения в спектральных линиях, а также дополнительных ошибок из-за разнородности

полученных спектрограмм применялся классический метод обработки спектрограмм, в котором измерение производится в относительных единицах: После проведения уровня непрерывного спектра определялись центральные глубины ($R_\lambda = 1 - \frac{I}{I_0}$) и полуширины ($\Delta\lambda_{1/2}$ – FWHM) линий или бленд. Здесь I – абсолютный поток при вершине линии, I_0 – абсолютный поток на уровне континуума при основании линии. При таком измерении основная ошибка в интенсивности линии возникает из-за неправильного проведения уровня непрерывного спектра. Поэтому, процедуру проведения непрерывного спектра мы выполняли очень тщательно, добиваясь, постоянства проведения континуума через отдельные участки спектра.

На рис.1 приведены примеры спектрограмм звезды, полученные по SWP и LWP камерам. На этом рисунке сплошными линиями показаны уровни проведенного нами непрерывного спектра.

По спектрограммам были измерены глубины R_λ и полуширины $\Delta\lambda_{1/2}$ спектральных линий. В табл.1 приведены результаты измерений по разным спектральным линиям. Среднеквадратичное отклонение измерений определенное по спектрограммам стандартных звезд по указанным параметрам составило 10% и 15-20%, соответственно. В табл.1 приведены результаты наших измерений для различных наиболее интенсивных линий. Надо отметить, что некоторые линии в спектре звезды, измеренные по LWP спектрограммам, часто не выделяются из шума. Поэтому, для таких линий результаты измерений в табл.1 для отдельных моментов не приводились. Наиболее непрерывные продолжительные IUE наблюдения по звезде были проведены в двух сериях: 1) 2446705-2446730, продолжительность около 25 дней и 2) 2448627-2448641, продолжительностью около 14 дней. Эти данные позволяют проведение поиска циклических изменений в спектре в интервале около $\leq 6-8$ суток. Как видно из табл.1 наиболее многочисленные измерения в этом интервале были проведены для дублета

линий MgII $\lambda\lambda 2795, 2802 \text{ \AA}$, (далее, MgII $\lambda 2800 \text{ \AA}$) которые в спектрограммах наблюдаются в виде блендированной эмиссии.

На рис.1а и 1б нами приведена временная зависимость центральной глубины R_λ дублета MgII $\lambda 2800 \text{ \AA}$ для вышеприведенных двух разных интервалов. Как отсюда видно, изменение имеет циклический характер.

В работе Врба и др.[2] был исследован интервал 5-20 января 1992 г.(2448627-2448641), где авторы в абсолютном потоке получили в этом интервале времени 3 максимума для линии MgII $2800 \text{ \AA}$. Как видно из рис.2 наши результаты хорошо согласуются с результатами измерений этих авторов.

Используя результаты всех измерений R_λ по эмиссии дублета MgII $2800 \text{ \AA}$, нами был применен статистический спектральный фурье-анализ с использованием метода Скаргла [7-9]. На рис.3 приводится спектр мощности для значений центральных глубин линии MgII $\lambda 2800 \text{ \AA}$.

Как видно из рис.3 наибольший пик в спектре мощности наблюдается при частоте $\nu = 0.1208 \pm 0.0005 \text{ d}^{-1}$, что соответствует периоду 8.275 ± 0.005 суток. Уровень достоверности этого пика составляет свыше 90%.

Была построена временная зависимость для центральных глубин разных спектральных линий. Было обнаружено, что по характеру временного изменения, линии разделяются на 2 группы: 1) группа линий, которые показывают монотонное уменьшение в течении всех IUE наблюдений (за более 10 лет), 2) линии, которые не показывают определенную закономерность в изменении R_λ .

На рис.4 для примера мы приводим временную зависимость центральной глубины и полуширин спектральных линий SiIV $\lambda 1403 \text{ \AA}$, [SiII] $\lambda 1893 \text{ \AA}$, которые относятся к первой из названных групп эмиссионных линий. Как видно, полуширины линий не показали определенную зависимость от времени для этих линий. Для линий OI $\lambda 1304 \text{ \AA}$ и [SiII] $\lambda 1817 \text{ \AA}$ наблюдается такая тенденция изменений параметров: при монотонном уменьшении R_λ наблюдается монотонное увеличение $\Delta\lambda_{1/2}$.

Табл.1. Глубины и полуширины отдельных эмиссионных линий ВР Тау.

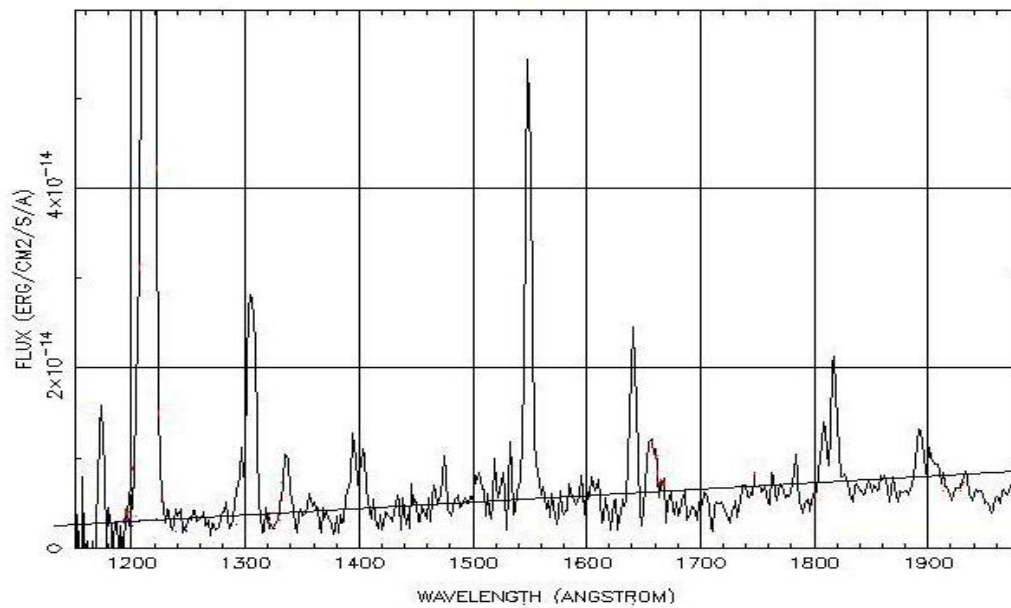
JD 244...	1304 OI		1393 SiIV		1403 SiIV		1549 CIV	
	R_λ	$\Delta\lambda_{1/2}$ (Å)	R_λ	$\Delta\lambda_{1/2}$ (Å)	R_λ	$\Delta\lambda_{1/2}$ (Å)	R_λ	$\Delta\lambda_{1/2}$ (Å)
4 809.9302	9.50	4.56	0.56	4.56	3.7	6.08	6	7.6
5 340.3805	7.20	9.12	5.80	6.08	3.7	6.08	10.7	7.6
6 705.4358	8.10	6.08	3.60	9.12	2.6	6.08	7.1	6.08
6 705.7754							2.2	10.64
6 561.4222	2.70	9.12	3.14	9.12	1.9	6.08	4.83	6.08
6 720.4628	5.41	9.12	0.20	7.6	2.7	6.08	11.2	6.08
6 724.4470	4.20	6.08	1.71	7.6	1.97	4.56	6.25	6.08
8 174.4325	1.20	9.12	1.68	7.6	0.64	4.56	4.71	7.06
8 627.2233	4.30	9.12	1.77	7.6	2.14	6.08	6.57	6.08
8 629.1987	7.83	7.60	2.13	4.56	2.3	4.56	8.94	6.08
8 867.1922	4.08	10.64	1.30	7.60	1.13	3.04	5.96	6.08
8 928.1760	4.63	10.64	1.76	9.12	0.93	4.56	7.7	4.56
8 635.1889	7.65	9.12	2.56	10.64	1.96	6.08	8.67	6.08
8 637.1862	6.50	10.64	1.83	4.56	1.13	6.08	9.22	7.6
8 639.2016	6.54	9.12	1.30	6.08	1	9.12	4.44	7.6
8 641.1855	6.85	9.12	4.13	3.04	2.14	3.04	8.95	7.6
JD 244...	1640 HeII		1808 SiII]		1817 SiII]		1892 Si III]	
	R_λ	$\Delta\lambda_{1/2}$ (Å)	R_λ	$\Delta\lambda_{1/2}$ (Å)	R_λ	$\Delta\lambda_{1/2}$ (Å)	R_λ	$\Delta\lambda_{1/2}$ (Å)
4 809.9302	3.5	9.12			5.24	6.08	2.12	4.56
5 340.3805	7.2	6.08	0.6	7.6	1.14	7.6	2.5	9.12
6 705.4358	2.6	7.6			4	7.6	0.53	9.12
6 705.7754							1.8	3.04
6 561.4222	2.64	9.12	0.53	7.6	1.5	6.08	0.4	6.08
6 720.4628	11.4	6.08			3.21	9.12	1.3	9.12
6 724.4470	3	6.08			1.51	6.08	0.81	9.12
8 174.4325	2.31	7.6	1.51	9.12	2.64	7.6	0.89	9.12
8 627.2233	2.89	6.08	0.73	7.6	1.21	9.12	0.47	7.6
8 629.1987	4.26	6.08			2	6.08	0.33	4.56
8 867.1922	2.89	6.08			1.54	9.12	0.75	7.6
8 928.1760	2.8	7.6	1.16	7.6	1.92	10.64	0.85	9.12
8 635.1889	3.43	7.6			2.8	9.12		
8 637.1862	3.05	9.12			1.92	9.12	0.83	7.6
8 639.2016	3.09	7.6			1.41	9.12		
8 641.1855	4.14	9.2			2.3	15.2		
JD 244...	2012MgII		2172OII		2361FeII			
	R_λ	$\Delta\lambda_{1/2}$ (Å)	R_λ	$\Delta\lambda_{1/2}$ (Å)	R_λ	$\Delta\lambda_{1/2}$ (Å)		
4 809.7784		6.08	5.45	4.56				
5 259.9304					0.84	9.12		
5 340.3662			4.70	4.56				
5 340.7595	4.30	3.04			1.65	4.56		
5 615.8450	10.50	3.04	5.61	1.52				
5 617.9742	3.30	3.04			1.56	7.60		
5 620.9720	2.56	1.52	0.76	4.56				
5 622.9774	6.76	3.04	6.78	3.04	2.68	3.04		

6 705.4164	5.86	3.04	1.76	3.04				
6 705.5459			0.86	1.52	0.53	3.04		
6 705.6955			4.12	3.04				
6 705.8026	4.13	1.52			3.72	3.04		
6 705.8600	11.30	3.04	4.13	1.52	2.63	1.52		
6 709.4028								
6 709.5321	3.10	6.08	3.45	3.04	2.93	7.60		
6 709.6953	5.20	3.04	4.40	3.04	1.80	3.04		
6 709.8115	10.90	9.12						
6 713.5352	2.53	4.56						
6 713.7479	5.14	3.04	3.05	3.04				
6 720.4178	2.48	1.52			4.3	4.56		
6 720.6655					1.04	4.56		
6 724.4254					1.29	4.56		
6 724.6626					1.77	7.6		
6 730.4719					0.8	7.6		
	2611 FeII		2795 MgII		3233 FeI			
JD 244...	R_λ	$\Delta\lambda_{1/2}$ (Å)	R_λ	$\Delta\lambda_{1/2}$ (Å)	R_λ	$\Delta\lambda_{1/2}$ (Å)		
3 968.3412			3.8	6.08				
3 968.3533			3.81	9.12				
3 975.5564			6.8	7.6				
4 558.8820	1.22	7.6	10.9	7.6				
4 812.7237			16.3	7.6				
4 812.7566			12.9	7.6				
4 809.7784			13.63	6.08	9.35	3.04		
4 812.9504			20.8	7.6				
5 259.9021			3.4	7.6				
5 259.9304	1.48	9.12	6.73	7.6				
5 340.3662			10.6	7.6				
5 340.7595	0.87	9.12	7.11	6.08				
5 615.8450			7.9	9.12				
5 617.9742			7.42	7.6				
5 620.9720			10.8	7.6				
5 622.9774			8.4	7.6				
6 360.5836			13.63	7.6	2.13	1.52		
6 705.4164	1.54	10.64	14.59	7.6				
6 705.5459	2.23	6.08	11.62	7.6	1.68	3.04		
6 705.6955	1	13.68	7.27	9.12				
6 705.8026	1.65	4.56	11.2	9.12				
6 705.8600			11	7.6	2.46	4.56		
6 709.4028			5.95	4.56				
6 709.5321			4.56	7.6				
6 709.6953	0.54	6.08	2.40	6.08	0.62	6.08		
6 709.8115			5.62	7.6	1.12	9.12		
6 709.8510			4.73	7.6	1.4	4.56		
6 713.5352			8.3	6.08	3.16	1.52		
6 713.7479			11	6.08				
6 713.8593	1.05	13.68	14.20	9.12	1.77	3.04		
6 720.4178	1.3	15.2	10.8	6.08	0.84	3.04		
6 720.6655			10.34	7.6	1.17	10.64		
6 724.4254			7.63	7.6	0.93	7.6		

6 724.6626			3.52	9.12	0.63	10.64		
6 730.4336	2	13.68	17.4	7.6	1.06	4.56		
6 730.4719			9.5	6.08	6.76	3.04		
6 730.6831	1.3	10.64	13.6	7.6	0.93	3.04		
7 453.9792			5.53	7.6	0.6	6.08		
7 535.5125			3.2	9.12				
7 825.8117	2.13	4.56	12.4	6.08				
8 174.7703	1	13.68	7.29	9.12	1.1	10.64		
7 911.5065	0.84	13.68	4.4	9.12	0.3	4.56		
8 627.2029			10.25	6.08				
8 627.4380			7.13	7.6	0.7	10.64		
8 629.1792			9.25	7.6				
8 629.2407			8.31	6.08				
8 629.4414			8.33	7.6				
8 631.1728			8.64	7.6				
8 631.3031			8.33	7.6				
8 631.4402			6.83	7.6				
8 633.1594			9.46	9.12				
8 633.2831			10.15	6.08				
8 633.4343			10.68	7.6				
8 635.1721			11.1	7.6				
8 635.3006			13.65	7.6				
8 635.4347			12.22	7.6				
8 637.1664			8.82	7.6				
8 637.4367			6.5	6.08				
8 639.1821			5.93	7.6				
8 639.3116			5.98	6.08				
8 639.4392			5.45	7.6				
8 641.1638			8.87	7.6				
8 641.2995			12.8	6.08				
8 641.4375			9.63	6.08				
	3246 FeI		3254 FeI		3265 FeI			
JD 244...	R_λ	$\Delta\lambda_{1/2}$ (Å)	R_λ	$\Delta\lambda_{1/2}$ (Å)	R_λ	$\Delta\lambda_{1/2}$ (Å)		
4 809.7784			13.32	3.04	13.32	4.56		
6 360.5836			7.34	3.04				
6 705.4164	13.16	7.6						
6 705.5459	2.2	4.56	2.25	4.56	1.42	3.04		
6 705.6955	0.6	4.56			1.07	6.08		
6 705.8026	1.53	6.08			2.69	7.6		
6 705.8600	3.08	3.04						
6 709.4028	1.13	4.56						
6 709.6953			0.24	12.16	0.33	3.04		
6 709.8510	1.12	6.08	1.3	6.08	1.7	6.08		
6 713.5352			9.9	1.52				
6 713.8593	1.32	9.12			7.20	7.60		
6 720.4178	3.9	4.56	2.86	6.08				
6 720.6655			1.33	10.64				
6 724.4254	1.75	6.08						
6 724.6626			0.61	7.6	0.14	4.56		
6 730.4336			2.37	6.08				
6 730.4719			7.63	3.04	8.07	3.04		
6 730.6831	1.14	3.04	0.61	3.04	1.51	7.6		
7 453.9792	0.7	3.04						

7 535.5125	0.8	4.56					
7 825.8117	4.4	4.56			10.82	13.68	
8 174.7703					8.6	6.08	
7 911.5065	0.74	4.56			0.7	4.56	
8 627.2029	1.61	7.6			3	6.08	
8 627.4380					2.12	4.56	
8 631.1728			2.07	4.56	3	4.56	
8 631.4402			0.88	4.56			
8 635.1721			2.4	9.12			
8 637.1664			2.75	4.56			
8 639.4392			1.89	7.6	1.35	4.56	

INES SWP43650LL.FITS: HD 281934, LOW Dispersion, LARGE Aperture.



INES LWP09376LL.FITS: HD 281934, LOW Dispersion, LARGE Aperture.

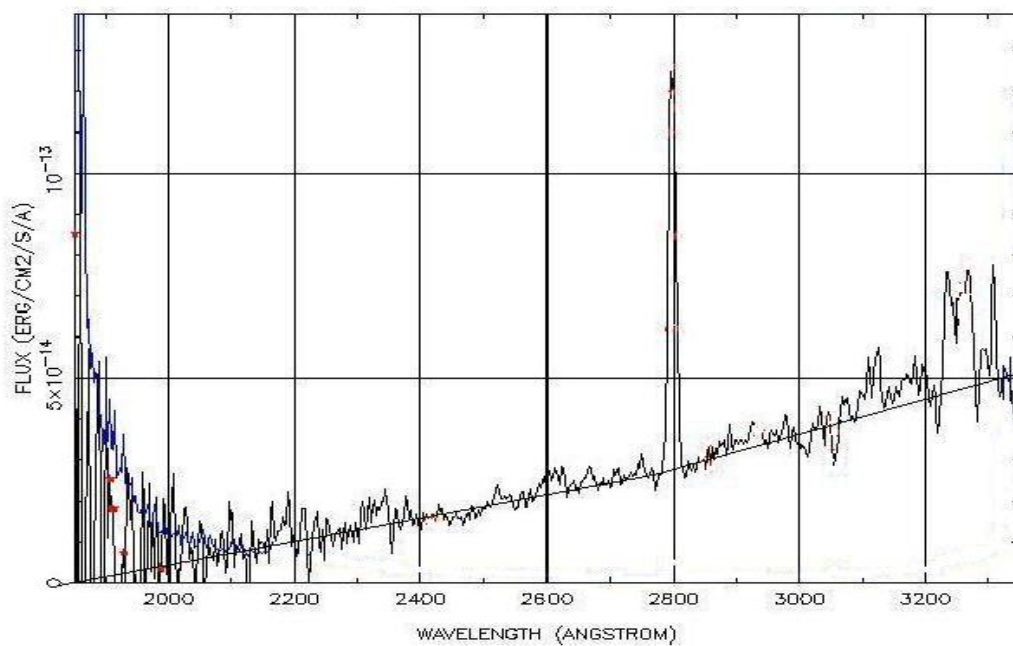


Рис.1. Примеры IUE спектрограмм для двух разных участков спектра. Сплошной линией показан уровень непрерывного спектра.

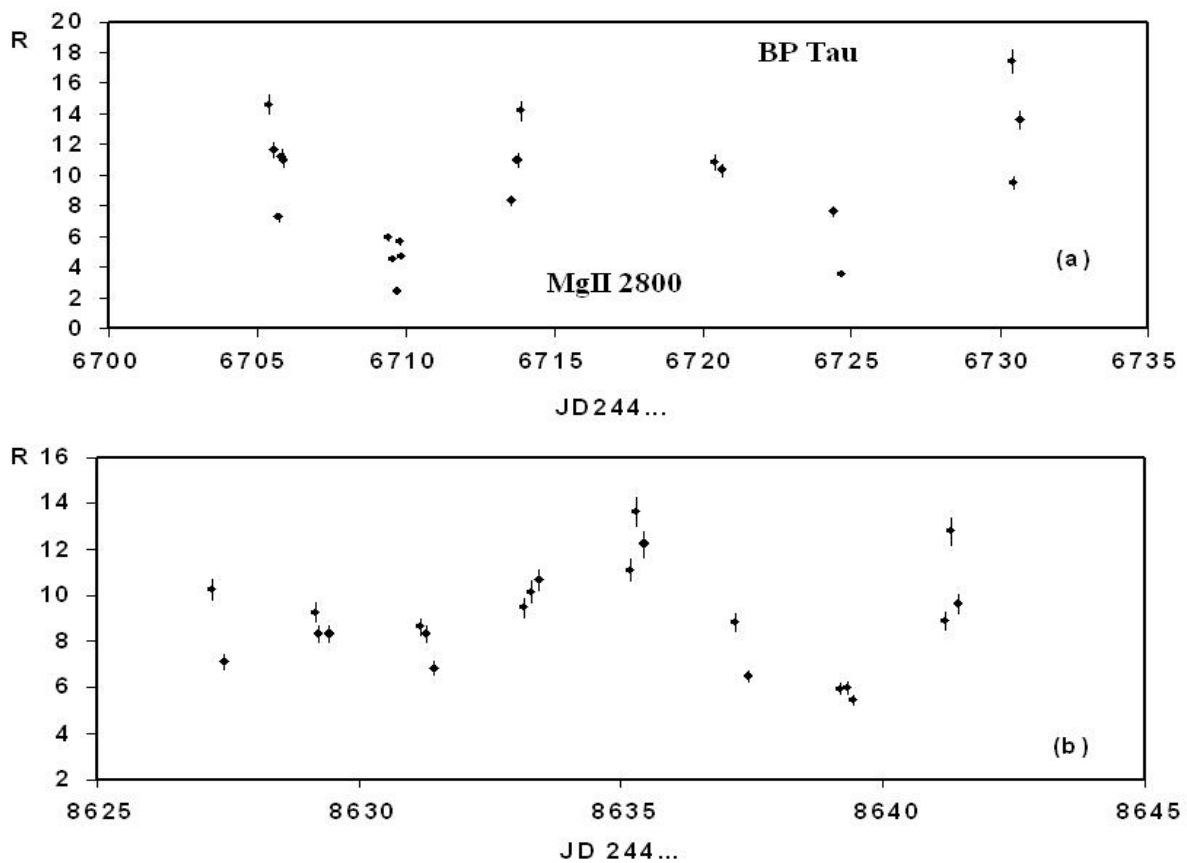


Рис.2 (а, б). Временная зависимость центральные глубины эмиссии $\text{MgII}2800 \text{ \AA}$ для двух рядов наблюдений.

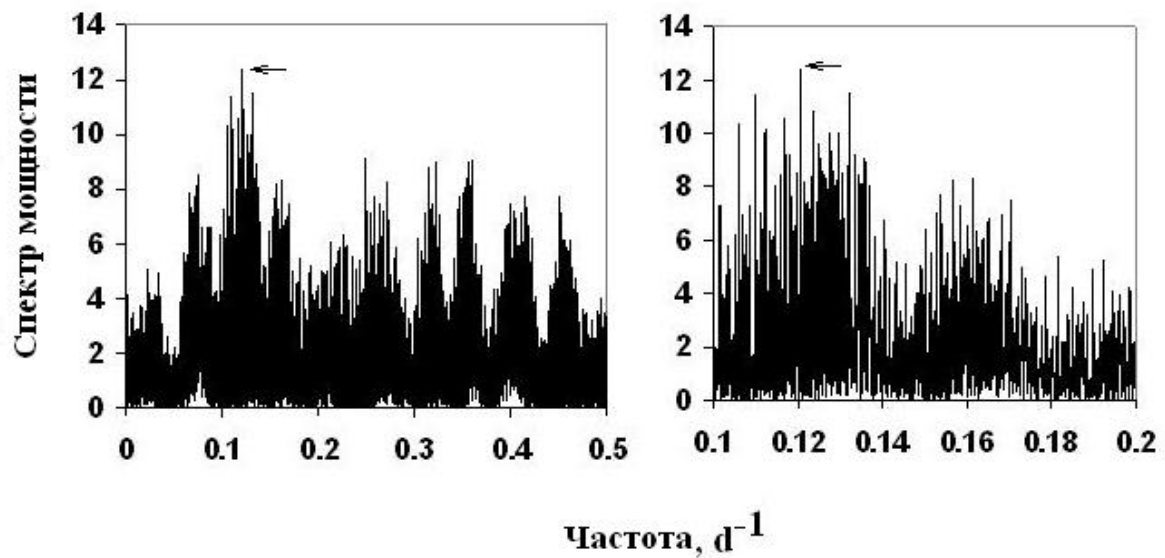


Рис.3. Спектр мощности, построенный по массиву значений R_λ приведен в интервале частот 0-0.5 d^{-1} и отдельно при увеличенном масштабе в интервале 0.1-0.2 d^{-1} .

Это свидетельствует о том, что помимо быстрых изменений, существует также долговременная переменность в эмиссионном спектре ВР Тау (см. табл.1). Построенные нами фазовые кривые по R_λ и $\Delta\lambda_{1/2}$ показали, что не все линии показывают периодическую переменность. Здесь также спектральные линии можно разделить на две группы: 1) линии, показывающие периодическую переменность, с максимумом около фазы 0.5 для интенсивности R_λ , 2)

линии, не показывающие периодическую переменность.

На рис.5 для примера приведена фазовая кривая центральной глубины линий SiIV $\lambda 1403 \text{ \AA}$ MgII $\lambda 2800 \text{ \AA}$ для периода $P=8\text{d}.275$, которые мы относим к первой группе спектральных линий. За начало эпохи была взята дата минимума интенсивности JD2446709.6985. Как видно из рис.5, измерения по дублету MgII $\lambda 2800 \text{ \AA}$ являются более многочисленными.

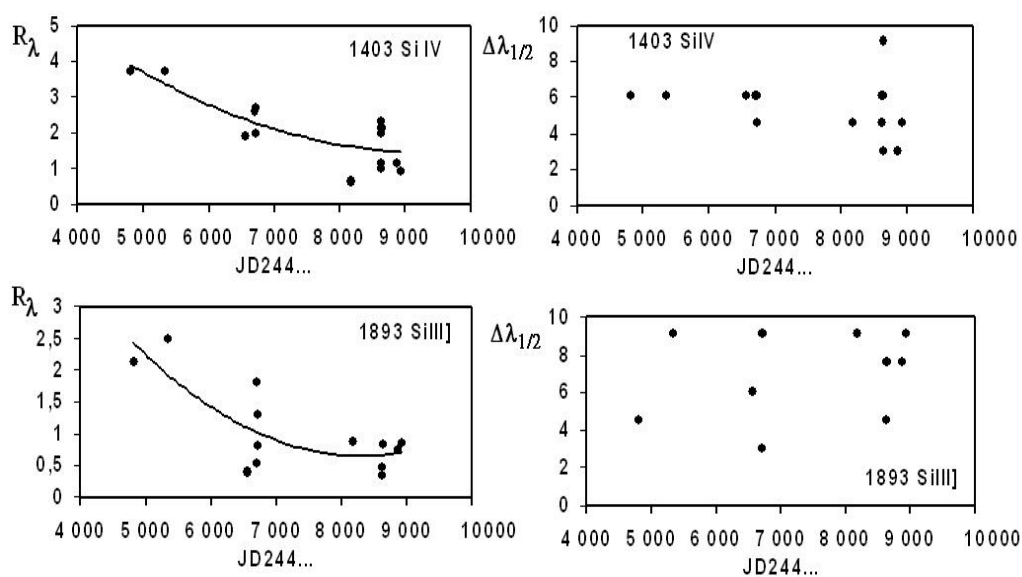


Рис.4. Временная зависимость спектральных параметров R_λ и $\Delta\lambda_{1/2}$ для линий SiIV $\lambda 1403 \text{ \AA}$, [SiIII] $\lambda 1893 \text{ \AA}$

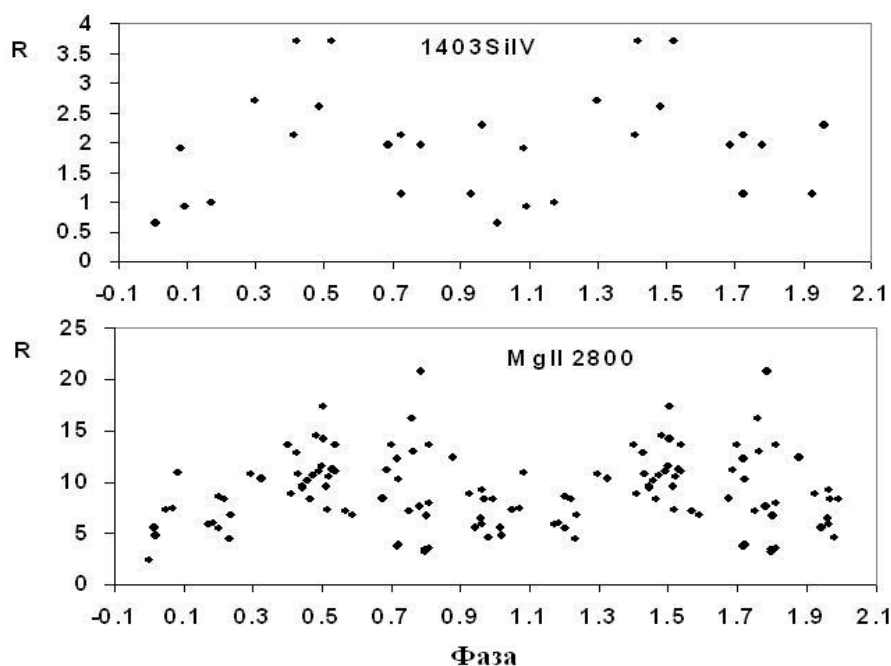


Рис.5. Фазовые кривые центральные глубины R_λ для двух разных линий SiIV $\lambda 1403 \text{ \AA}$ MgII $\lambda 2800 \text{ \AA}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Согласно фотометрическим данным в оптическом диапазоне BP Тау показывает переменность с периодами 7.6 и 6.1 суток [3]. По данным [2] блеск звезды UBVR $\bar{I}$ полосах меняется с периодом 7.64 дней, а по данным же [10] 8.3 дня. По УФ континууму и эмиссионному спектру [4] однозначно невозможно описать событие цикличности к какому-либо периоду. Хербст и др.[11] показали, что цветовые показатели звезды согласуются в модели горячего пятна. Активность звезды в работе [4] объясняется появлением горячего пятна на поверхности. По данным разных авторов, обнаруживается нестабильность периодичности в разные сезоны, что характерно для классических звезд типа Т Тельца.

В работе Гульбринга и др.[5] применение фотометрии с высоким временным разрешением позволило установить интересный факт: кривая обнаруженного кратковременного увеличения блеска звезды совсем не похожа на характерный типичный вспышечный процесс. По-видимому, здесь имеют место динамические процессы.

Обнаруженный период 8.275 дней в пределах ошибок согласуется с результатами [10]. Результаты анализа показали, что полученный нами период не всегда может описать изменение эмиссионного УФ спектра, наблюдаемого у BP Тау. Хотя часть линий меняются с найденным периодом, переменность определенной группы линий нельзя объяснить этим периодом.

Нами обнаружено монотонное уменьшение центральных глубины ряда эмиссионных линий в течении 10 лет наблюдений. Этот факт свидетельствует о существовании долговременной переменности. Это может быть обусловлено с изменением геометрии в околосредной структуре системы.

Таким образом, в настоящей работе можно сделать следующие выводы:

1. Обнаружена вероятная переменность центральных глубины отдельных спектральных линий с периодом $P=8.275$ дней.
2. Наблюдается определенная группа линий, для которых периодичность не обнаруживается.

3. Впервые обнаружена группа эмиссионных линий звезды, для которых интенсивности линий монотонно уменьшаются в течении более 10 лет.

ЛИТЕРАТУРА

1. Herbig G.H., Bell K.R. Third Catalog of Emission-Line Stars of the Orion Population. Lick Obs. Bull. 1988, № 1111, p.90.
2. Vrba F.J., Rydgren A.E., Chugainov P.F., Shakovskaya N.I., Zak D.S. Further Evidence For Rotational Modulation Of The Light From T Tauri Stars. *Astrophys.J.* 1986, v.306, p.199-214.
3. Simon T., Vrba F.J., Herbst W. The ultraviolet and visible light variability of BP Tauri - Possible clues for the origin of T Tauri star activity. *Astron.J.* 1990, v.100, p.1957-1967.
4. Gomez de Castro, A.I., Franqueira M., Accretion and UV Variability in BP Tauri. *Astrophys.J.* 1997, v.482, p.465-469.
5. Gullbring, E., Barwig, H., Chen, P. S., Gahm, G. F., & Bao, M. X. Activity on the classical T Tauri star BP Tauri. *Astron.Astrophys.*1996, v.307, p.791-802.
6. Nichols J.S., Garhart M.P., De La Pena M.D., Levay K. NASA IUE Newsletter 1994, No 53.
7. 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.
8. Horne J.H., Balinas S.L. A Prescription For Period Analysis Of Unevenly Sampled Time Series. *Astrophys.J.* 1986, v.302, p.757-763.
9. 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.
10. Richter M., Basri G., Perlmutter S., Pennypacker C., Automated CCD Photometry of T Tauri Stars. *Publ.Astron.Soc.Pacific.* 1992, v.104, p.1144-1151.
11. Herbst W., Herbst D. K., Grossman E. J., Weinstein D. Catalogue of UBVR $\bar{I}$ photometry of T Tauri stars and analysis of the causes of their variability. *Astron.J.* 1994, v.108, p. 1906-1923.

BP TAU ULDUZUNUN ULTRABƏNÖVŞƏYİ SPEKTRİNİN TƏDQIQI

N.Z.İsmayılov, F.N.Əlimərdanova, Q.R.Bahəddinova

İşdə İUE arxiv spektrlərindən istifadə edərək klassik T Buğa tipli BP Tau ulduzunun ultrabənövşəyi spektrinin tədqiqindən alınan nəticələr verilmişdir. Nisbətən seçilən şüalanma xətlərinin spektral parametrləri təyin olunmuşdur. Ən çox ölçmə aparılmış MgII $\lambda 2800\text{\AA}$ dubletinin tam ölçmə massivi üçün intensivliyin $P=8.275 \pm 0.005$ günlük periodla dəyişməsi inamlı müəyyən olunmuşdur. Ayrıca götürülmüş iki sıx müşahidə dövrü üçün dəyişmə dövrü xarakter daşısı da, bütün ölçmələr üçün periodiklik tam özünü göstərmir. 10 illik müşahidə dövrü ərzində monoton olaraq intensivlikləri azalan şüalanma xətlər qrupu aşkar olunmuşdur.

Açar sözlər: cavan ulduzlar, aktivlik, UB spektrlər, fərdi – BP Tau

ULTRAVIOLET SPECTRUM VARIABILITY OF BP TAU

N.Z.Ismailov, F.N.Alimardanova, G.R.Baheddinova

Results of the ultraviolet IUE archive spectrum of classic T Tauri type star BP Tau had been presented. Spectroscopic parameters of mainly strong emission lines were measured. On the more full massive of measurements of the emission doublet MgII $\lambda 2800\text{ \AA}$ variability of the intensity with period $P=8.275 \pm 0.005$ days with high confidence level was obtained. Although for two separate series obtained with high time resolution a character of variability is cyclic, for total observations of many lines is not fitted a periodicity. There are some group of lines, intensities of emission lines for its were showed decreasing for more than 10 years time interval.

Key words: young stars, activity, UB spectra, individual – BP Tau

ПЗС ФОТОМЕТР НА ТЕЛЕСКОПЕ ЦЕЙСС-600 ШАМАХИНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

I. СОГЛАСОВАНИЯ ПЗС–ФОТОМЕТРА С ОПТИКОЙ ЦЕЙСС-600

©2009г. **В.М.Лютый¹**, **Б.И.Абдуллаев^{2*}**, **И.А.Алекперов²**, **Н.И.Гюльмалиев²**,
Х.М.Микаилов², **Б.Н.Рустамов²**

1. Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва

2. Шамахинская астрофизическая обсерватория им. Н.Туси НАН Азербайджана

* (e-mail : orion_5555@mail.ru)

Дано краткое описание оптической и электрической схемы фотометра с ПЗС камерой U-47 установленного в фокусе Кассегрена телескопа Цейсс – 600 ШАО НАН Азербайджана. Применен редуктор фокуса с коэффициентом редукции ~1.7. Вычислено эквивалентное фокусное расстояние телескопа с применением редуктора фокуса. Определены оптимальные расстояния от фокальной плоскости и размеры оптических фильтров фотометра.

Ключевые слова: ПЗС фотометр, редуктор фокуса.

I. КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ ПЗС ФОТОМЕТРА С КАМЕРОЙ U-47.

1.1. ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА

Фотометр предназначен для работы с ПЗС камерой U-47 (или другой камерой аналогичной по конструкции) в качестве приемника. Фотометр может применяться на телескопе Цейсс - 600 (светосила- 1:12.5). Использование ПЗС- камер непосредственно в кассегреновском фокусе нерационально, так как при большом фокусном расстоянии изображение звезды занимает десятки пикселей, и за счет суммирования темнового тока уменьшается отношение сигнал/шум. Поэтому обычно применяется редуктор фокуса (рис.1). В данном случае в качестве редуктора фокуса используется кварцевый ахромат ($d=5$ см, $f=27$ см). В дальнейшем это позволит использовать также ПЗС – камеру с ультрафиолетовой чувствительностью. Оптическая блок-схема фотометра показана на рис.2, где М1- диагональное зеркало, которое при выводе из оптической оси перебрасывает свет на редуктор фокуса L1 камеры, или при вводе в оптическую ось на редуктор фокуса L2 окуляра L3. Это осуществляется поворотом диагонального зеркала.

Редуктор фокуса для окуляра – обычный ахромат с примерно такими же параметрами, как и для ПЗС. Поле зрения окуляра около 20° ,

в два раза больше, чем у ПЗС камеры, что облегчает поиск и установку объекта наблюдений.

После редуктора фокуса L1 установлен блок фильтров F, который управляется специальной программой РС. Блок фильтров содержит диск с набором 5 ц ветовых фильтров, соответствующих фотометрической системе UBVRi Джонсона, и фильтра Rc системы Кузинса, шаговый двигатель и концевой выключатель, срабатывающий при установке фильтра R. Переключение остальных фильтров производится при отсчете компьютером заданного числа шагов. Фильтр R выбран в качестве начального, так как в этом диапазоне ПЗС – камера имеет максимальную чувствительность. Кроме того, полоса пропускания фильтра R также максимальна (2000 Å).

Поскольку в качестве редуктора фокуса используется ахромат (кварцевых апохроматов не существует), то в таком большом диапазоне длин волн – от 3600 Å (U) до 9000 Å (I) приходится менять фокус при смене фильтра. Это делает управляющая программа без вмешательства наблюдателя.

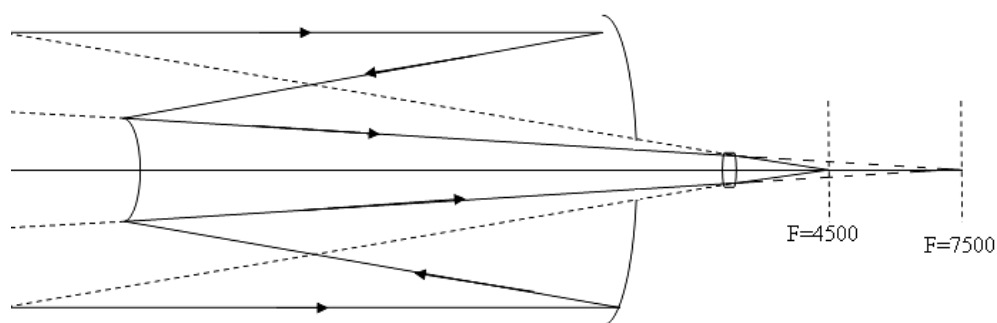


Рис.1 Увеличение поле зрения телескопа

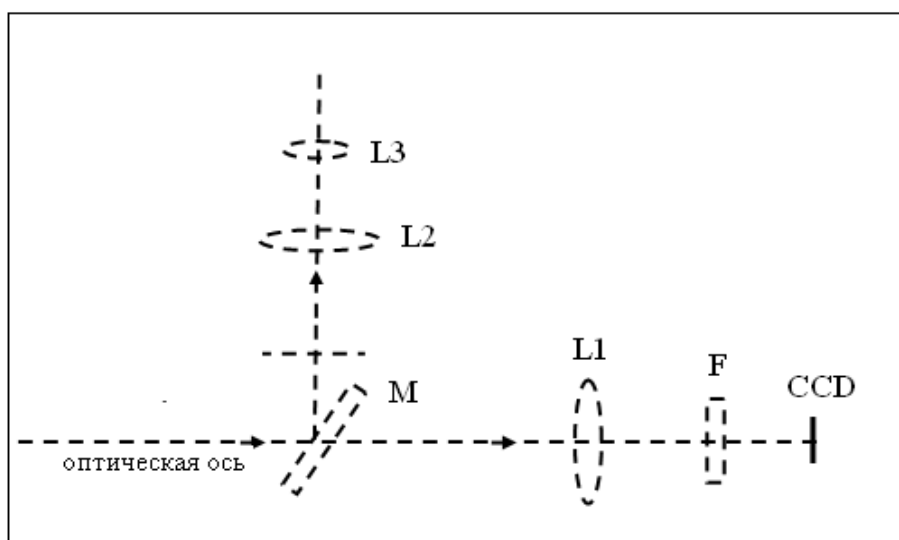


Рис.2 Оптическая блок схема фотометра

M-диагональное зеркало, L1 – редуктор фокуса CCD, L2 – редуктор фокуса окуляра, L3 – окуляр, F – фильтр.

1.2 ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ СХЕМА

Управление фильтрами и их фокусировка осуществляется через LPT –порт ПК с помощью специальных интерфейсов. Питание электрической схемы фотометра также идет от РС (+ 12 В) через развязывающий диод (чтобы исключить возможную обратную связь по питанию). Фотометр соединен с компьютером 12-метровым кабелем, по которому подается как питание, так и управляющие сигналы. Связь ПЗС камеры U-47 с компьютером – через отдельный специальный кабель, прилагается в комплекте камеры, по USB – порту.

Электрическая блок - схема фотометра показана на рис.3. Шаговый двигатель фильтров D1 – двухфазный, двухполярный

(два управляющих сигнала от РС), шаговый двигатель фокуса D2 – обычный 4-фазный (4 управляющих сигнала). Специальный формирователь фаз отсутствует: фазу формирует управляющая программа, что упрощает электрическую схему.

Как и в блоке фильтров, блок фокусировки имеет концевой выключатель, задающий начальное положение (соответствующее фильтру I), от которого программа отсчитывает заданное количество шагов при установке фокуса для соответствующего фильтра.

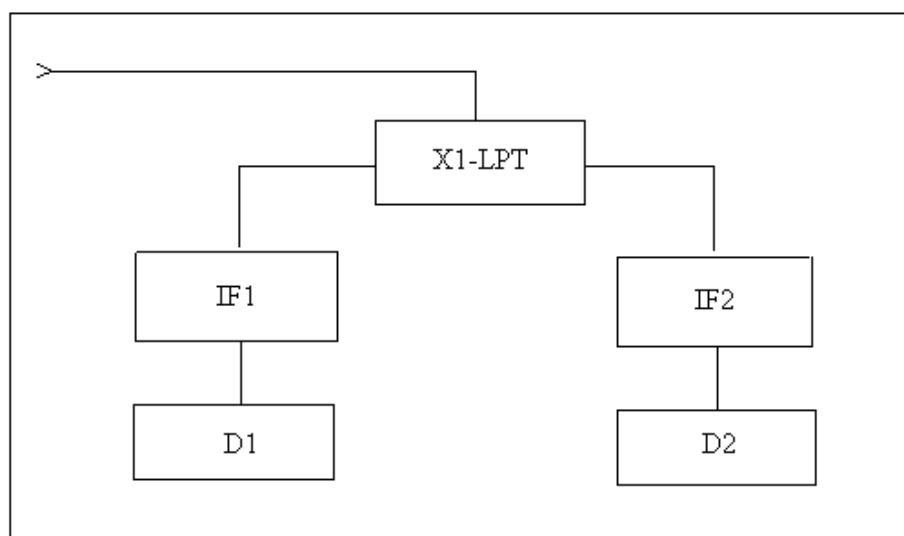


Рис.3 Электрическая блок-схема фотометра.

X1–LPT – вход кабеля от PC, D1- шаговый двигатель фильтров, D2 – шаговый двигатель фокуса, IF1 – интерфейс D1, IF2 – интерфейс D2

1.3 УПРАВЛЯЮЩАЯ ПРОГРАММА

Программа Phot CCD предназначена для управления блоком фильтров фотометра U47 через порт принтера LPT1. Программа Phot CCD может работать в ОС DOS и во всех версиях ОС Windows, вплоть до Windows 98. В ОС Windows программа Phot CCD может работать как в полноэкранном *DOS* – режиме, так и в графическом окне – *DOS* приложения. Для использования Phot CCD в ОС Windows 2000 и Windows XP необходимо настроить эти ОС таким образом, чтобы *DOS*-приложение имела доступ к аппаратным ресурсам в обход ядра Windows.

Для запуска программы Phot CCD необходимо запустить выполняемый файл photccd.exe. Сразу после запуска программа Phot CCD выполняет инициализацию фильтров:

- диск фильтров и фокус устанавливаются в начальное положение;
- в качестве начального устанавливается фильтр R (фокус устанавливается в соответствующее положение).

Для последовательного переключения фильтров необходимо нажимать клавишу F5 (next filter). Фильтры переключаются в такой последовательности R, V, B, U, I, Rc, R и т.д. Название текущего фильтра отображается в

информационном окне, расположенном в середине экрана.

В связи с тем, что переключение фильтра и фокуса требует времени, программа запрещает возможность нажатия клавиши до окончания предыдущего действия. Поскольку в процессе работы может накапливаться погрешность движения шагового двигателя, следствием которой будет неточное выставление фильтров, рекомендуется после каждых двух-трех полных оборотов диска фильтров выполнять инициализацию (Reset) с помощью клавиши F1. Лучше это делать после каждого оборота R, V, B, U, I, Rc.

ПЗС камера Alta U 47 управляется с помощью специальной программы MaxIm DL V4, которая поставляется фирмой – производителем Apogee Alta [1]. Программа используется также и для обработки наблюдений.

Программой Phot CCD устанавливается нужный фильтр (начальный при включении – R), затем переход на окно управления камерой, *MaxIm DL*, где задаются параметры наблюдения – имя файла, экспозиция, и/или директория, затем запускается экспозиция. После окончания экспозиции файл кадра (frame) записывается. Потом эта же процедура повторяется для других фильтров. Поскольку

ПЗС имеет максимальную чувствительность в диапазоне 6000-7000 Å, то минимальная экспозиция будет для фильтра R. Для других фильтров – больше, максимальная – для фильтра U. Для фильтра Rc экспозиция примерно такая же, как для R.

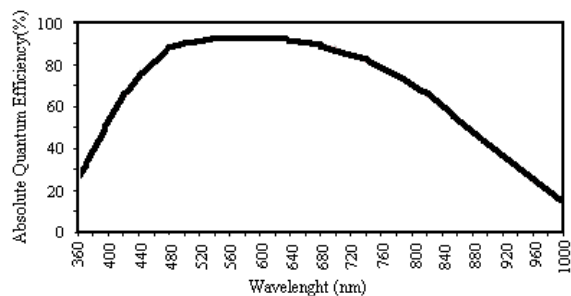


Рис.4 Кривой чувствительности ПЗС матрицы

В данном случае используется ПЗС матрица *Alta U 47* [2,3] с форматом чипа 1024 x 1024 пикселей (13.3x13.3 мм) и с размерами каждого пикселя 13x13 мкм. Обычно четыре соседних пикселя, образующих квадрат, рассматриваются как один пиксель. Такое объединение называется бинированием. При использовании бинирования 2x2, кадр будет состоять только из 512x512 элементов (с размерами 26x26 мкм). При этом емкость одного пикселя увеличится с 100000 e⁻ до 400000 e⁻. В этом случае многие объекты можно наблюдать с одной экспозицией во всех фильтрах, кроме, возможно, фильтров U и I. Но для U и I можно просто увеличивать количество кадров, т.е. снимать с небольшой экспозицией несколько (3-6) кадров. При этом меньше скажется качество ведения часового механизма телескопа.

АЦП камеры Apogee Alta U 47 имеет разрешение 12 бит при скорости считывания 2 МГц и 16 бит при 1 МГц. Имеет смысл использовать последнее. Тогда максимальный отсчет ADU составит 65535, а время считывания кадра при двукратном бинировании будет меньше секунды. Время экспозиции можно выбрать так, чтобы минимальный отсчет был несколько сотен, а максимальный – $(4-5) \cdot 10^4$. С камерой Apogee Alta U 47 это вполне возможно, так как темновой ток этой камеры составляет 0.1 e⁻/pixel/sec при температуре -40° C.

II. ОЦЕНКА ОПТИМАЛЬНОГО РАССТОЯНИЯ ОТ ФОКАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ И РАЗМЕРОВ ОПТИЧЕСКИХ ФИЛЬТРОВ ФОТОМЕТРА В СИСТЕМЕ «ЦЕЙС-600 + ПЗС КАМЕРОЙ U-47»

1. Свободное отверстие телескопа: D=600 мм. Эквивалентное фокусное расстояние Кассегрена: F=7500 mm. Размеры активной области CCD U-47 1024x1024 пикселя (13.3x13.3 мм). Угловой размер данной CCD в фокальной плоскости: $\text{tg}\alpha = 13.3/7500 = 0.00177$ и $\alpha = 6'$ (рис.5). (ZEISS-600, F=7500 mm, масштаб в фокальной плоскости телескопа $S = 206265/7500 = 27''.5$, где 206265 округленное число секунд дуги в радиане. Соответственно, поле зрения CCD U 47 в фокальной плоскости телескопа :27'.5 x13.3 мм = 365." 75 $\approx 6'$)

В определенном расстоянии от фокальной плоскости диаметр собирающегося пучка:

$$d' = d_0 + d$$

Из рис.5 получим следующее соотношение:

$$d = \frac{600}{7500} \cdot l \quad \frac{13.3}{7500} = \frac{d_0}{7500 - l}$$

l(mm)	d ₀	d	d'
30	13.2	2.4	15.6
40	13.2	3.2	16.4
50	13.2	4.0	17.2

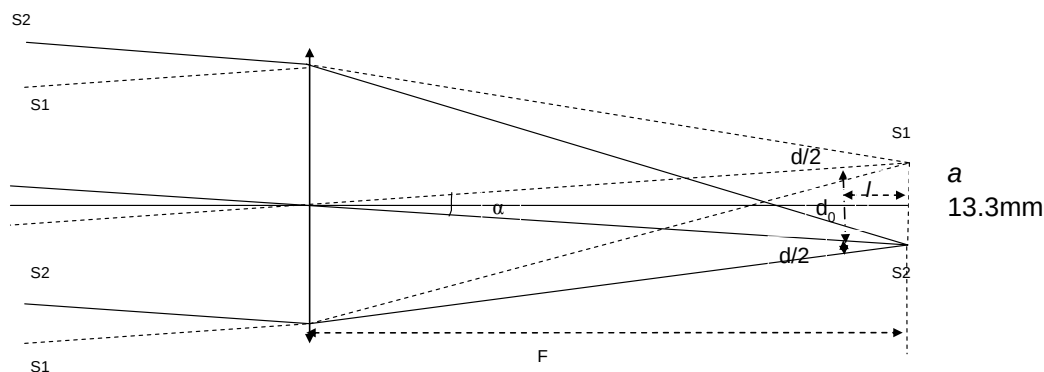


Рис.5 Оптический ход световых лучей в телескопе идущих от крайних объектов поля зрения.
 d_0 – линейный размер соответствующего углу альфа на расстоянии L от фокальной плоскости
 d – диаметр светового пучка на расстоянии L от фокальной плоскости
 L – расстояния фильтров от CCD

2. Фотометр с редуктором фокуса приводит систему к эквивалентному фокусному расстоянию $F=4500$ mm;

$L(\text{mm})$	d_0	d	d'
30	13.2	4.0	17.2
40	13.2	5.3	18.5
50	13.1	6.67	19.8
55	13.1	7.33	20.4

≈ 55 mm. Тогда $a=17.5-7.33=10.17$ mm; 17.5 – размер фильтра. Таким образом поле зрения CCD в фокальной плоскости телескопа : $8' \times 8'$

$$\operatorname{tg} \alpha = 10.17 / 4500 = 0.00226 ; \alpha = 7.8' \approx 8'$$

Первичные расчеты при сборке фотометра оказались не совсем точными. Поскольку фокус оказался внутри фотометра, не удалось сфокусировать камеру. Эту техническую неполадку можно было исправить двумя способами:

а) фокальный редуктор (кварцевый двухлинзовый объектив) прокрутить так, чтобы объектив приблизился к камере, т.е. вывести наружу. При этом уменьшается

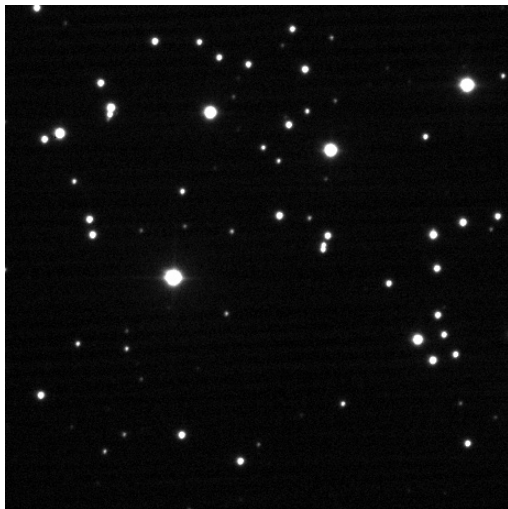
коэффициент редукции и соответственно поле зрения CCD, которое имеет немаловажное значение при наблюдении стандартных звезд;

б) передвижением касегреновского зеркала ближе к главному зеркалу с добавлением кольца.

Был выбран второй способ. После этой поправки: $l=40$ mm, $d'=17.5$ mm, и $a=17.5-5.3=12.2$ mm, $\alpha=9.8' \approx 10'$. Из-за несоответствия размеров фильтров края поля подвергаются искажению и угловой диаметр невиньетированного поля зрения примерно $8'$. Поэтому для оптимального заполнения фильтров их размеры надо увеличить до значения $d'=18.5$ mm.

Несмотря на этот недостаток, как показал анализ пробных снимков, ПЗС фотометр вполне пригоден для фотометрирования точечных и протяженных астрономических объектов.

В заключении для сравнения на рис.6 приведена область рассеянного скопления М67 полученная на аналогичных приборах Йеркской [4] и Шамахинской Обсерваторий.



University of Chicago, Yerkes Observatory
24 inch Telescope, F/13.5. Focal Length:
324 inches Apogee-CCD AP7p, 24 micron
pixels 10s exposure, V filter. March 12, 2000
Approximately 5 arc minutes field of view



Shamakhy Astrophysical Observatory
Zeiss- 600 Telescope, F/7.5, Focal Length
4500 mm, Apogee-CCD U 47, 13 micron
pixels 10s exposure, R filter, 12.07.2008,
Approximately 10 arc minutes field of view
CCD temp = -34 C

Рис.6 Область рассеянного скопления М67. Слева: полученная на 24 дюймовом телескопе в Йеркской Обсерватории Чикагского Университета; справа снимок, полученный на телескопе ЦЕЙСС - 600 Шамахинской Астрофизической Обсерватории

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. MaxIm DL CCD Imaging Software V.4 Diffraction Limited, 1997-2005
2. Apogee Instruments Inc. <http://www.ccd.com/>
3. Apogee Instruments Inc. CCD University <http://www.ccd.com/>
4. HOU Images of Messier Objects M67 <http://hou.lbl.gov/~vhoette/Explorations/MessierGallery/m67.html>

CCD PHOTOMETER INSTALLED ON THE TELESCOPE ZEISS- 600 OF THE SHAMAKHY ASTROPHYSICAL OBSERVATORY: I. ADJUSTMENT OF CCD PHOTOMETER WITH OPTICS ZEISS- 600

V.M.Lyutyi, B.I.Abdullayev, I.A.Alekberov, N.I.Gulmaliyev, Kh.M.Mikayilov, B.N.Rustamov

Short description of optical and electric scheme of CCD photometer with camera U-47 installed on the Cassegrain focus of ZEISS-600 telescope of the ShAO NAS Azerbaijan is provided. The reducer of focus with factor of reduction 1.7 is applied. It is calculated equivalent focal distances of a telescope with a focus reducer. General calculations of optimum distance from focal plane and t sizes of optical filters of photometer are presented.

Key words: CCD photometer, focus reducer

ŞAMAXI ASTROFİZİKİ RƏSƏDXANASININ ZEISS – 600 TELESKOPUNDA QURADIRILMIŞ CCD FOTOMETR: I. CCD FOTOMETRİN ZEYSS-600 TELESKOPUNUN OPTİKASI İLƏ UYGUNLAŞDIRILMASI

V.M.Lyutyi, B.İ.Abdullayev, İ.Ə.Ələkbərov, N.İ.Gülmahiyev, X.M.Mikayilov, B.N.Rüstəmov

Azərbaycan MEA ŞAR-ın Zeiss – 600 teleskopunun Kasseqren fokusunda quraşdırılmış CCD fotometrın optik və elektrik sxeminin qısa təsviri verilir. Fotometrə 1.7 reduksiya əmsalı ilə fokus reduktoru tətbiq olunub. Fokus reduktoru ilə teleskopun ekvivalent fokus məsafəsi hesablanmışdır. Fotometrın optik süzgəclərinin ölçüləri və fokal müstəvidən optimal məsafələrinin ümumi hesablamaları aparılmışdır.

Açar sözlər: CCD fotometr, fokus reduktoru

ПЗС ФОТОМЕТР НА ТЕЛЕСКОПЕ ЦЕЙСС - 600 ШАМАХИНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

II. МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЙ И ОБРАБОТКИ ДАННЫХ ПЗС ФОТОМЕТРИИ

© 2009 г. Б.И.Абдуллаев*, Н.И.Гюльмалиев, С.О. Меджидова,
Х.М.Микаилов, Б.Н.Рустамов

Шамахинская астрофизическая обсерватория им. Н.Туси НАН Азербайджана

** (e-mail: orion_5555@mail.ru)*

Приведены основные технические характеристики ПЗС матрицы U-47 фирмы Apogee Alta Instruments. Дано краткое описание и свойства различных шумов вносимых оптической системой и ПЗС камерой. Описана методика получения калибровочных кадров: bias, dark, flat field и основные этапы обработки результатов ПЗС фотометрии.

Ключевые слова: ПЗС матрица, калибровочные изображения

Фотометр (с редуктором фокуса, коэффициентом редукции – 1.7) установлен в фокусе Кассегрена телескопа «Цейсс-600» и снабжен термоэлектрически охлаждаемой (с использованием батарей Пельтье) ПЗС матрицей U-47 фирмы Apogee Alta Instruments (США)[1]. Матрица подключена к компьютеру с установленным программным обеспечением MaxIm DL CCD фирмы «Diffraction Limited» для управления ПЗС матрицей [2]. Матрица оснащена набором стандартных фильтров UBVRI Джонсона, и фильтром Rc системы Кузинса. Весь процесс наблюдения управляется с помощью пакетов прикладных программ MaxIm DL V4 предназначенных для управления ПЗС матрицей фирмы Apogee Instruments. Обработка и анализ фотометрических данных также проводится при помощи этой программы. Для управления фильтрами написана специальная автономная программа.

Калибровочные кадры

С целью устранения различных искажений, вносимых оптической системой и приемником излучения, ПЗС изображения исследуемого объекта сопровождаются дополнительными калибровочными кадрами. Это кадры байеса (bias), темноты (dark), и плоского поля (flat field) [3, 4].

BIAS. Байес – это кадр нулевого уровня интенсивности, полученный с нулевой экспозицией, он корректирует исследуемое изображение из-за дополнительного заряда к реальному сигналу на ПЗС и определяет фотометрический нуль - пункт данной электронной системы. Структура байес изображения достаточно стабильна и зависит в основном от температуры ПЗС – матрицы в данный момент времени.

Табл.1. Основные технические характеристики ПЗС-матрицы Apogee Alta U-47

Размеры активной области	1024x1024 пикселя (13.3x13.3 мм)
Размер пикселя	13x13 мкм
Эффективная площадь	13.3x13.3 мм (177.2 мм ²)
Емкость одного пикселя	100,000 е –
А/Ц усиление	1.4 е – /ADU
Темновой ток	0.1 е – /пикс/сек (-40C)
Уровень «bias»	1690 (ADU)
Уровень «dark»	1744 (ADU)
Шум считывания	8.7 е –

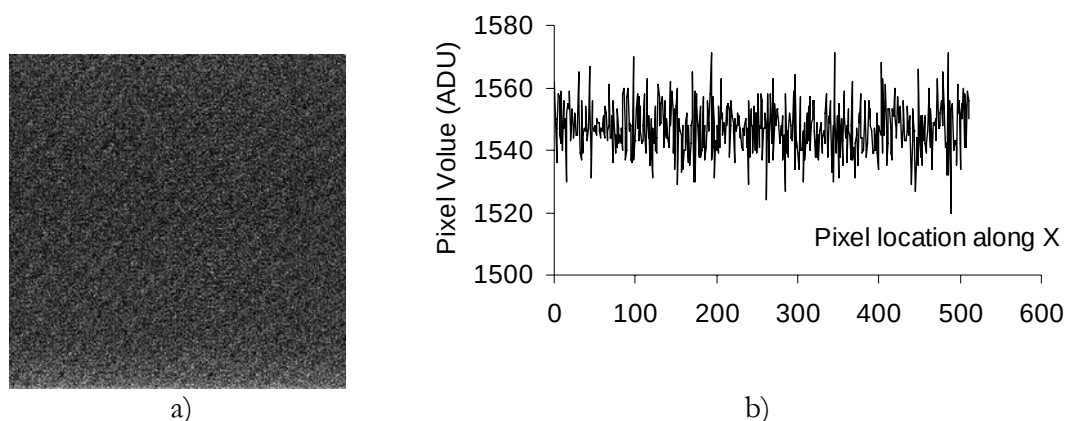


Рис.1. а) Изображения байеса при температуре -40С. Телескоп ЦЕЙСС 600, ПЗС камера U47. б) Уровень байеса вдоль оси X.

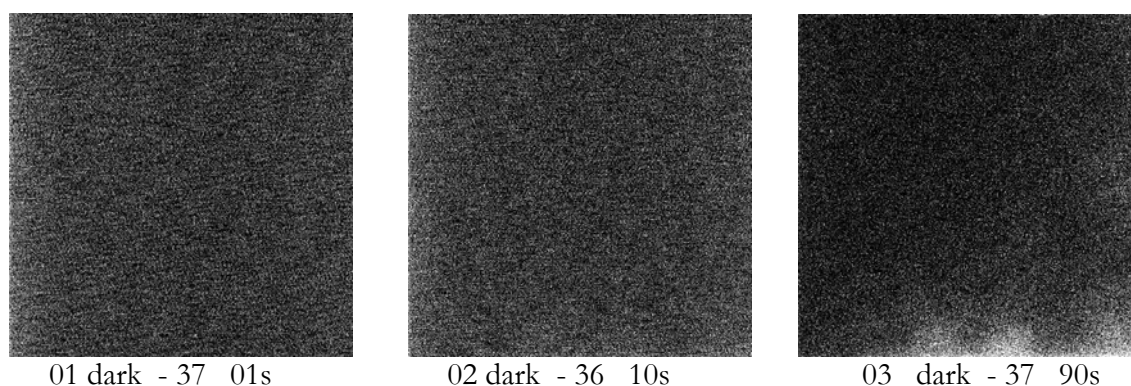


Рис.2. Изображения темнового тока. Телескоп ЦЕЙСС 600, ПЗС камера U47. Формат изображений: ## frame_T_N , где ## - номер кадра frame – вид кадра, T–температура ПЗС, N- время экспозиции

DARK. Темновой шум – это результат генерации термоэлектронов самими пикселями ПЗС за время экспозиции. Количество возникших термоэлектронов в основном зависит от двух параметров – температуры матрицы и продолжительности экспозиции. Собственные тепловые шумы (темновой ток) матрицы в единицу времени в значительной мере определяются ее физической температурой. Охлаждение матрицы – один из эффективных способов уменьшить тепловые шумы. Поэтому используемые нами ПЗС камера – U 47, как и все современные астрономические ПЗС снабжена миниатюрным холодильником на эффекте Пельтье (укрепленный на матрице терморезистор позволяет управлять электронной схемой, поддерживающей температуру с точностью до 0.1 градуса, с возможностью ее фиксации в сохраняемом на компьютере изображении). Охлаждая матрицу, мы добиваемся того, что основная

составляющая шума определялась уровнем фона неба. Темновой ток следует снимать при закрытом затворе камеры. С целью учета возможной нелинейности темнового тока, экспозицию темнового тока надо выбирать примерно такой - же, какими будут экспозиции наблюдаемых астрономических объектов. Калибровочные кадры для темного тока надо получать при той же температуре матрицы, что и снимается исследуемый объект.

FLAT FIELD. Различный квантовый выход пикселей, неравномерная засветка матрицы (обычно проявляется в виде обширных участков уярчения или потемнения фона изображения), пылинки и грязь на поверхности матрицы (видны на изображении в виде темных колец; такой же эффект дают фильтры фотометра, только диаметр колец будет больше, и пропорционален расстоянию от фильтра до фокуса), приводят к

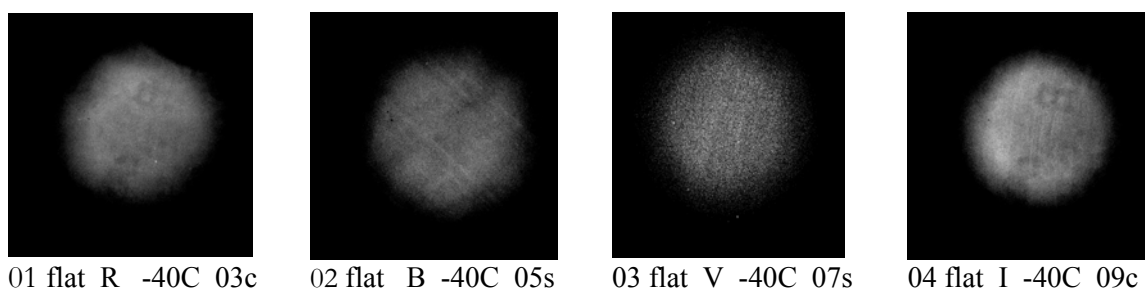


Рис.3 Изображения плоского поля. Телескоп ЦЕЙСС 600, ПЗС камера U47. Формат изображений: ##frame_F_T_N, где ## - номер кадра, frame - вид кадра, F-фильтр, T- температура ПЗС, N- время экспозиции

изменению чувствительности матрицы от пикселя к пикселю. Для исправления низкочастотных неоднородностей по полю детектора надо получить калибровочный кадр - плоское поле (flat field). Снимки плоского поля мы делаем в вечерние и утренние сумерки (twilight flats), чтобы при достаточно короткой экспозиции получить высокий уровень фона, а звезды не успели бы оставить след на изображении. При медианном усреднении ряда «плоских полей», полученных с близких экспозиций и в одном и том же фильтре, некоррелированная составляющая (звезды) будет подавлена, в то время как коррелированная составляющая (неравномерность и дефекты поля) будет проявляться. Еще один источник ошибок в изображениях – это космические лучи. ПЗС матрица не может отличить их от обычных фотонов. Если получить несколько одинаковых изображений, тогда яркие пиксели которые присутствуют в данном месте только на одном кадре, являются космическими лучами.

Первый шаг в этапе обработки – это комбинирование всех калибровочных кадров и получение усредненного (Super) кадра, который будет использоваться при редукации (Sbias, Sdark, Sflat). Комбинированные изображения надо вычислить по медианной фильтрации (снятых по нечетному количеству кадров). Преимущества фильтрации по медиане заключается в том, что если на одном изображении пиксель имеет аномально большую яркость, носящую случайный характер (напр. от космической частицы), это сильно не влияет на результирующее изображение (медиана более

устойчива к выпадающим значениям, чем среднее). Если комбинировать четное количество кадров, медиана будет браться как среднее между двумя соседними значениями.

При обработке изображений исправляем два типа шумов в ПЗС данных: аддитивные (bias, dark) и мультипликативные (flat field) ошибки. Для исправления аддитивных ошибок, надо вычитать шум считывания (bias) и темновой ток (dark) изображения, а чтобы исправить мультипликативных надо делить изображения на что-то.

Второй шаг в этапе обработки – от всех изображений (object, dark, flat) вычитаем байес.

В следующем шаге из астрономического изображения (объект) и кадра плоского поля (flat field) следует вычесть темновой (dark).

В итоге, необходимо разделить астрономические изображения на нормированные (плоское поле надо разделить на некую константу, чтобы все отсчеты в нем были близки к единице) плоское поле.

Таким образом с помощью калибровочных кадров отсчеты на сыром изображении астрономического объекта можно перевести в величины пропорциональные интенсивности излучения. Процесс обработки, после вычитание всех изображений (object, dark, flat) байеса схематично можно записать в виде следующей формулы:

$$N = (A \cdot Sflat + Sdark) \times T + Sbias,$$

где N - интенсивность на сыром изображении астрономического объекта, A - поток источника излучения в единице времени, T - время экспозиции.

Sflat, Sdark и Sbias - комбинированные калибровочные кадры плоского поля, темнового тока и байеса соответственно.

Задача обработки – по известному N определить A:

$$A = \frac{N - S_{bias} - S_{dark} \cdot T}{S_{flat} \cdot T}$$

В заключении для иллюстрации приводим несколько снимков (рис.4а, рис.4б) полученных при помощи ПЗС матрицы U47 фирмы Apogee Alta Instruments, на телескопе «Цейс-600» Шамахинской Астрофизической Обсерватории.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Apogee Instruments Inc. <http://www.ccd.com>
2. MaxIm DL CCD Imaging Software V.4 Diffraction Limited, 1997-2005.
3. Howell S. “Handbook of CCD Astronomy”, Cambridge Univ. Press 2000
4. Birkmann S.M., Hennemann M., Krmpotic E., Quanz S.P., Schartmann M., Stegmaier J., Tristram K. “CCD photometry in modern astronomy” MPI for Astronomy - Koenigstuhl 17 -69117 Heidelberg September 26, 2006

ŞAMAXI ASTROFİZİKA RƏSƏDXANASININ ZEISS – 600 TELESKOPUNDA QURADIRILMIŞ CCD FOTOMETR II. CCD FOTOMETRDƏ MÜŞAHİDƏ VƏ FOTOMETRİK MÜŞAHİDƏ MATERIALININ İŞLƏNMƏSİ METODİKASI

B.İ.Abdullayev, N.İ.Gülmaliyev, S.O.Məcidova, X.M.Mikayılov, B.N.Rüstəmov

Apogee Alta Instruments firmasına məxsus U-47 CCD matrisasının əsas texniki xarakteristikaları verilir. CCD kamera və optik sistemdə meydana çıxan müxtəlif təbiətli küylərin qısa xülasəsi və əsas xüsusiyyətləri şərh olunur. Bayes (bias), qaranlıq küyü (dark), hamar sahə (flat field) kalibrovka təsvirlərinin alınma metodikası və CCD fotometriyasından alınan nəticələrin işlənməsinin əsas mərhələləri təsvir olunur.

Açar sözlər: CCD matrisa, kalibrovka təsvirləri

CCD PHOTOMETER INSTALLED ON THE TELESCOPE ZEISS- 600 OF THE SHAMAKHY ASTROPHYSICAL OBSERVATORY II. THE TECHNIQUE OF OBSERVATION AND DATA PROCESSING OF CCD PHOTOMETRY

B.I.Abdullayev, N.I.Gulmaliyev, S.O.Majidova, Kh.M.Mikayilov, B.N.Rustamov

Basic technical characteristics of CCD matrix U-47 made by the Apogee Alta Instruments Inc. are provided. Short description and features of various noises introduced by optical system and CCD camera are presented. The technique of getting calibration frames: bias, dark, flat field and main stages of processing of results CCD photometry are described.

Key words: CCD matrix, calibration images



NGC1068 (M77) _R_-25C_120s

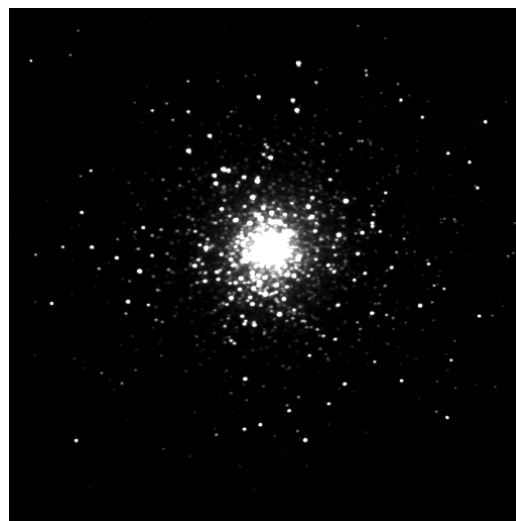


NGC 7331 _R_-30C_30s

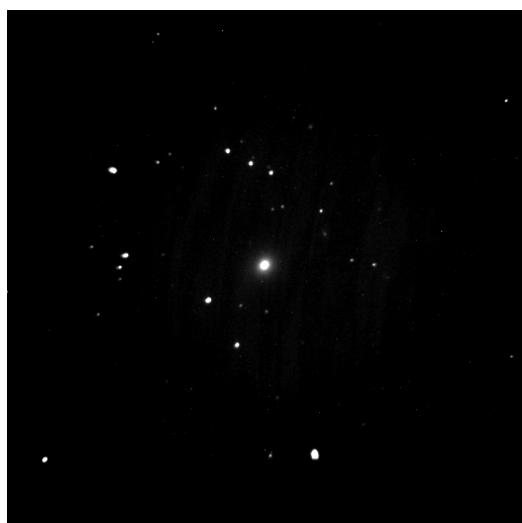
Рис.4а. Изображения, полученные на телескопе ЦЕЙСС 600, ПЗС камера U47. Формат изображений: obj_F_T_N, где obj – название объекта, F - фильтр, T – температура ПЗС, N- время экспозиции.



NGC 2634 _R_-32C_480s



NGC 7078 _R_-30C_20s



NGC 2810 _R_-36C_180s



M67 _R_-40C_20s

Рис.4б. Изображения, полученные на телескопе ЦЕЙСС 600, ПЗС камера U47. Формат изображений: obj_F_T_N, где obj – название объекта, F - фильтр, T – температура ПЗС, N- время экспозиции