

**AZƏRBAYCAN MİLLİ ELMLƏR
AKADEMİYASI**

**AZƏRBAYCAN
ASTRONOMİYA
JURNALI**

**2010
CİLD 5
№ 4**

**AZERBAIJANI ASTRONOMICAL
JOURNAL**

Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası

AZƏRBAYCAN ASTRONOMİYA JURNALI

Cild 5 – № 4 – 2010

Azerbaijan National Academy of Sciences

Национальная Академия Наук Азербайджана

AZERBAIJANI
ASTRONOMICAL
JOURNAL

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ
ЖУРНАЛ
АЗЕРБАЙДЖАНА

Volume 5 – No 4 – 2010

Том 5 – № 4 – 2010

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

Baş redaktor: Ə.S. Quliyev

Baş redaktorun müavini: E.S. Babayev

Məsul katib: P.N. Şustarev

REDAKSIYA HEYƏTİ:

Cəlilov N.S.	AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası
Hüseynov R.Ə.	Bakı 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

© 2010 Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası.
© 2010 AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası.
Bütün hüquqlar qorunmuşdur.
Bakı – 2010

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

Web- адрес: <http://www.shao.az/AAJ>

Главный редактор: А.С.Гулиев

Заместитель главного редактора: Э.С.Бабаев

Ответственный секретарь: П.Н.Шустарев

Редакционная коллегия:

Джалilov Н.С. (Шамакhинская Астрофизическая Обсерватория)
Гусейнов Р.Э. (Бакинский Государственный Университет)
Исмаилов Н.З. (Шамакhинская Астрофизическая Обсерватория)
Гасымов 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 Шамакhинской 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, 2010 г.

© Шамакhинская Астрофизическая Обсерватория им. Н.Туси НАНА, 2010 г. Все права защищены.

Баку - 2010

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: P.N. Shustarev

Editorial board:

Jalilov N.S. (Shamakhy Astrophysical Observatory)
Huseynov R.A. (Baku State University)
Ismayilov 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, Istiglalyyat 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

© 2010, Azerbaijan National Academy of Sciences.

© 2010, Shamakhy Astrophysical Observatory named after N.Tusi, ANAS. All rights reserved..

Baku -2010

MÜNDƏRİCAT

KOMETLƏRİN VİZUAL ULDUZ ÖLÇÜLƏRİNİ TƏYİN ETMƏK ÜÇÜN DƏQİQLƏŞMİŞ FORMUL Ə.S. Quliyev, Ü.C.Poladova	5
ANİZOTROP MHD DAYANIQSIZLIĞI VƏ GÜNƏŞ TACININ QIZMASI PROBLEMİ N.S. Cəlilov	11
AB AUR ULDUZUNUN OPTİK SPEKTRİNİN TƏDQIQI N.Z. İsmayilov, O.V. Xəlilov	21
HR 7451 (F7V) VƏ HR 7495 (F5II-III) ULDUZLARININ FUNDAMENTAL PARAMETRLƏRİNİN TƏYİNİ Z.A.Səmədov J.A.Məlikova	29

CONTENTS

THE NEW FORMULA FOR THE
DETERMINATION OF THE VIZUAL
MAGNITUDES OF COMET

A.S. Guliyev, U.J. Poladova 5

ANISOTROPIC MHD INSTABILITIES
AND PROBLEM OF HEATING OF THE
SOLAR CORONA

N.S. Dzhaliyev 11

OPTICAL SPECTRUM RESEARCH OF
THE AB AUR

N.Z. Ismayilov, O.V. Khalilov 21

DETERMINATION OF
FUNDAMENTAL PARAMETERS OF
THE STARS HR 7451 (F7V) AND HR
7495 (F5II-III)

Z.A.Samedov, J.A.Melikova 29

СОДЕРЖАНИЕ

УТОЧНЕННАЯ ФОРМУЛА ДЛЯ
ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВИЗУАЛЬНЫХ
ЗВЕЗДНЫХ ВЕЛИЧИН КОМЕТ

А.С.Гулиев, У.Д.Поладова 5

АНИЗОТРОПНЫЕ МГД
НЕУСТОЙЧИВОСТИ И ПРОБЛЕМА
НАГРЕВА СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ

Н.С. Джалилов 11

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО
СПЕКТРА AB AUR

Н.З. Исмаилов, О.В. Халилов 21

ОПРЕДЕЛЕНИЕ
ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ
ПАРАМЕТРОВ ЗВЁЗД HR 7451 (F7V)
И HR 7495 (F5II-III)

З.А.Самедов, Ж.А.Меликова 29

УТОЧНЕННАЯ ФОРМУЛА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВИЗУАЛЬНЫХ ЗВЕЗДНЫХ ВЕЛИЧИН КОМЕТ

© 2010 г. А.С.Гулиев, У.Д.Поладова

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

Впервые рассмотрена зависимость визуальных величин комет от четырех параметров: расстояние от Солнца (r), расстояние от Земли (Δ), угол между направлениями от Земли к Солнцу и комете (элонгация кометы), апертура инструмента (D), применяемого для наблюдения кометы. Предложена формула для определения визуальных величин комет с учетом этих четырех параметров. С помощью метода наименьших квадратов установлено, что остаточная дисперсия этой формулы меньше чем в ранее предложенных аналогичных формулах.

Ключевые слова: визуальные звездные величины комет

ВВЕДЕНИЕ

Визуальные оценки блеска комет используются для построения кривых блеска, для определения фотометрических параметров и для сравнений сильных отклонений блеска кометы от регулярной кривой в зависимости от солнечной активности.

При решении ряда задач кометной физики особенно важную роль играет фотометрия комет. При фотометрических наблюдениях комет определяются визуальные звездные величины комет. Визуальные звездные величины комет используют для построения кривых блеска, для определения фотометрических параметров комет. Для некоторых комет была установлена зависимость блеска комет от солнечной активности.

Формула для определения блеска комет впервые предложена в 1687 г. И. Ньютоном [1]. Он полагал, что кометы светят за счет отраженного солнечного излучения, и поэтому их блеск должен изменяться обратно пропорционально квадрату расстояния от Солнца и квадрату расстояния от Земли:

$$I = I_0 \Delta^{-2} r^{-2}, \quad (1)$$

где Δ – геоцентрическое расстояние кометы (т.е. расстояние от кометы до Земли), r – гелиоцентрическое расстояние кометы (т.е. расстояние от кометы до Солнца), I_0 – постоянная блеска, т.е. блеск кометы при $\Delta = r = 1$ а.е. Долгое время исследователи комет

использовали формулу (1) для оценки блеска комет.

Однако, в конце XIX в. Голечек [2] выявил систематические отклонения блеска комет от формулы (1) и показал, что блеск комет лучше определяется формулой

$$I = I_0 \Delta^{-2} r^{-n}, \quad (2)$$

где $n > 2$. Следовательно, Голечек [2] полагал, что у многих комет блеск изменяется с изменением r быстрее, чем r^{-2} .

Голечек также ввел также параметр

$$H_1 = m - 5 \lg r - 5 \lg \Delta. \quad (3)$$

Величина H_1 характеризует блеск кометы на единичном расстоянии от Солнца и Земли. Как видно из формулы (3) при $r = \Delta = 1$, $H_1 = m$.

В 1911 С.В.Орлов [3], развивая идеи Голечека, предложил новое уравнение

$$H_0 + 2.5n \lg r = m - 5 \lg \Delta, \quad (4)$$

где значение n , определенное по нескольким кометам, оказалось в пределах 3-5.

В 1924-1925 гг. С.К.Всехсвятский [4], исследуя 46 комет, пришел к заключению, что $n = 4$. Обнаружено, что n уменьшается при приближении кометы к перигелию. С.К.Всехсвятский ввел параметр H_{10} :

$$H_{10} = m - 5 \lg \Delta - 10 \lg r. \quad (5)$$

Значения H_{10} оказались статистически зависящими от большой полуоси орбиты и ее наклонности.

В многочисленных работах (например [5]) было установлено, что значения n группируются вокруг значений $n = 4, 6, 8, 10$ и, возможно, 2.5, при этом численность группы убывает с ростом показателя n .

ФОРМУЛА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВИЗУАЛЬНЫХ ВЕЛИЧИН КОМЕТ, ЗАВИСЯЩАЯ ОТ ЧЕТЫРЕХ ПАРАМЕТРОВ

Были проведены определения физических параметров 150 долгопериодических комет [6, 7, 8] и установлено, что остаточная дисперсия формулы (5) является непомерно высокой. Следовательно, эта формула нуждается в уточнении.

Известно, что визуальная звездная величина звезды, находящейся на расстоянии R , описывается формулой:

$$m = 2.5 \lg R^2 + 2.5 \lg 10^2 + M. \quad (6)$$

Для удобства сравнения формулу (5) также записываем в виде:

$$m_c = 2 \cdot 2.5 \lg r^2 + 2.5 \lg \Delta^2 + H_{10}. \quad (7)$$

Учитывая, что шкала звездных величин является логарифмической, зависимость звездной величины кометы описывается с помощью некоторого параметра X в виде $2.5 \lg X$.

В классических формулах для определения визуальных звездных величин комет полагалось, что звездная величина кометы зависит от r (расстояние кометы от Солнца) и Δ (расстояние кометы от Земли). Согласно И.Ньютону эта зависимость является квадратичной и, исходя из этого, Голечек ввел параметр H_1 . Однако впоследствии Голечек заметил, что зависимость визуальной величины кометы от расстояния кометы до Солнца не подчиняется строго квадратичному закону, а описывается формулой (2). Мы полагаем, что этот факт связан с тем, что с приближением кометы к Солнцу активность кометы увеличивается из-за нагревания Солнцем.

Мы полагаем, что кроме r и Δ визуальная величина комет зависит от угла между направлениями от Земли до Солнца и кометы (элонгация кометы) - Ψ (Рис.1.) и от апертуры (диаметра - D) применяемых инструментов. Угол Ψ определяется формулой:

$$\Psi = \text{Arc cos} \frac{1 + \Delta^2 - r^2}{2\Delta}. \quad (8)$$

Визуальные оценки блеска комет, полученные различными наблюдателями, можно использовать для определения фотометрических параметров и для построения кривой блеска кометы, но для этого нужно все оценки блеска привести к одной апертуре. В качестве стандартной была предложена апертура 6.78 см. т.е. $D_0 = 6.78$ см – оптимальное значение апертуры инструмента, с помощью которого следует привести оценки блеска комет.

Учитывая вышеизложенное, предложена следующая формула для определения визуальных звездных величин комет:

$$m = k_1 \lg r + k_2 \lg \Delta + k_3 \lg \text{cosec} \Psi + k_4 \lg \left(\frac{D}{D_0} \right)^2 + b \quad (9)$$

Отметим, что в качестве третьего члена в уравнении (9) рассматривались также выражения в виде: $\lg \cos \psi$, $\lg \sin \psi$, $\lg \sec \psi$, и $\lg \text{cosec} \psi$. Проверка методом наименьших квадратов показала, что наиболее удовлетворительным является выражение (9) с членом $\lg \text{cosec} \psi$. Четвертый член вводит зависимость визуальной звездной величины от площади апертуры применяемого инструмента.

Очевидно, что телескопы с различными диаметрами должны “видеть” кометы по-разному. Телескоп с относительно большим диаметром “не замечает” внешние части головы кометы, и через них наблюдатель видит лишь центральную конденсацию кометы, а в малых телескопах, наоборот – интегральный ее блеск виден намного лучше. Поэтому между блеском кометы и апертурой (диаметром D) применяемого телескопа должна быть определенная зависимость. Для

построения кривой блеска и для определения фотометрических параметров комет по визуальным оценкам блеска комет, полученным различными наблюдателями, необходимо приведение к единой апертуре.

Неучет апертуры инструмента может привести к систематическим различиям в оценке визуальной звездной величины кометы, наблюдаемой в одно и то же время различными наблюдателями, использующими инструменты, сильно отличающиеся по своей апертуре. Эти различия могут порой достигать нескольких звездных величин, но это вовсе не означает, что внезапно произошло реальное изменение блеска кометы.

Отметим, что несмотря на то, что до настоящего времени сделано много попыток учета апертуры применяемых телескопов, этот вопрос не нашел окончательного решения.

Однако мы предлагаем другой способ учета апертуры при определении визуальной звездной величины комет. Мы полагаем, что визуальные звездные величины комет зависят от четырех параметров: r , Δ , Ψ и D .

Нами рассмотрены следующие 4 случая:

а) классический случай - визуальная величина зависит от r , Δ . Точность аппроксимации с помощью линейной зависимости предложена в виде:

$$m_1 = k_{11} \lg r + k_{12} \lg \Delta + b_1 \quad (10)$$

б) визуальная величина зависит от r , Δ и Ψ . Точность аппроксимации с помощью линейной зависимости предложена в виде:

$$m_2 = k_{21} \lg r + k_{22} \lg \Delta + k_{23} \lg \cos \Psi + b_2 \quad (11)$$

в) визуальная величина зависит от r , Δ , Ψ и D . Точность аппроксимации с помощью линейной зависимости предложена в виде:

$$m_3 = k_{31} \lg r + k_{32} \lg \Delta + k_{33} \lg \cos \Psi + k_{34} \lg \pi \left(\frac{D}{D_0} \right)^2 + b_3 \quad (12)$$

где k_{11} , k_{12} , k_{21} , k_{22} , k_{23} , k_{31} , k_{32} , k_{33} , k_{34} - коэффициенты пропорциональности, b_1 , b_2 и b_3 - свободные члены. Используя значения m , r , Δ , Ψ и D для

40 комет, взятых из [9], проверена линейность уравнений (10), (11) и (12) методом наименьших квадратов. С помощью этого метода определены следующие параметры:

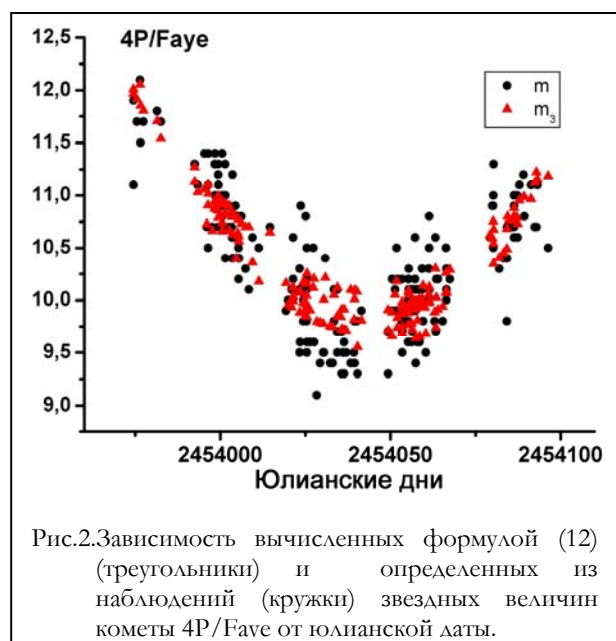
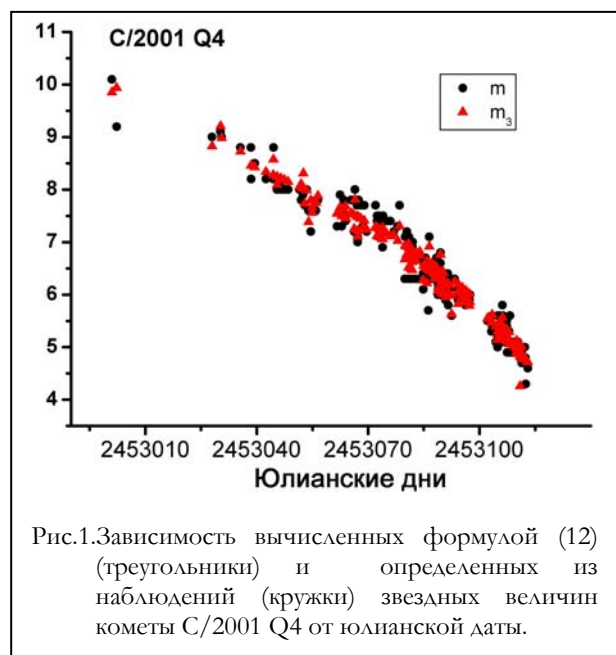
- а) значения коэффициентов k_{11} , k_{12} , k_{13} ... и свободных членов;
- а) коэффициент детерминированности;
- б) стандартная ошибка определения m ;
- в) F статистика;
- г) регрессионная сумма квадратов;
- д) остаточная дисперсия;
- е) степени свободы.

Отметим, что самая большая остаточная дисперсия обнаружена для формулы (10), при применении формулы (11) остаточная дисперсия уменьшалась, а в случае формулы (12) выявлена наименьшая остаточная дисперсия. Этот факт показывает, что формула (12) является наиболее приемлемой для определения визуальных величин комет.

В Таблице 1 приводятся результаты определений визуальных звездных величин 40 комет с помощью предложенной нами формулы. Во втором столбце этой таблицы приведены названия комет, в третьем столбце - число используемых измерений, в четвертом-шестом столбцах, остаточные дисперсии формул (10), (11) и (12) соответственно, в седьмом-девятом столбцах коэффициент детерминированности формул (10), (11) и (12) соответственно, в десятом-двенадцатом столбцах - ошибки определения формул (10), (11) и (12), соответственно. Как видно из этой таблицы, остаточная дисперсия уменьшается при использовании предложенной нами формулы (12).

На Рис. 1-2 сравниваются зависимости значений звездных величин комет, вычисленных по формуле (12) и определенных из наблюдений от юлианской даты [9].

Эти рисунки также показывают, что предложенная нами формула (12) является наиболее подходящей при вычислении визуальных звездных величин комет. В дальнейшем целесообразно применение формулы (12) к другим кометам для определения их физических величин.



формулы меньше, чем в ранее предложенных аналогичных формулах

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ньютон И., **Математические начала натуральной философии**, Пер. А.И.Крылова, кн. III., Петроград, 1916, с. 294 -299.
2. Голечек Ueber die Berechnung von Cometen-Helligkeiten, insbesondere für periodische Cometen **AN** Bd. 135, Nr. 3237, S. 377-382.
3. Орлов С.В. L'eclat des comètes 1911b et 1911c, **AN**, Bd 190, Nr. 4545, S. 157.
4. Всехсвятский С.К., О яркости комет, **АЖ**, 1925, 2, 3. с. 68-84.
5. Пульман Л.М., **Ядра комет**, 1987, Москва, Изд-во Наука, с.109-122.
6. А.С.Гулиев, У.Д.Рустамова, Физические величины 100 долгопериодических комет с учетом условия их видимости (1999-2004). **Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasının Sirkulyarı**, 2005, 110, 23-31.
7. А.С.Гулиев, У.Д.Поладова и др. Определение физических величин 100 долгопериодических комет с учетом условия их видимости (1980-2004), **Azərbaycan Astronomiya Jurnalı**, 2007, 2, 1-2, 10-16.
8. А.С.Гулиев, У.Д.Поладова, А.Ш.Байрамов. Сравнение остаточных дисперсий физических параметров 40 периодических комет с учетом и без учета апертуры телескопов, **Azərbaycan Astronomiya Jurnalı**, 2008, 3, 1-2, 14-18.
9. **International Comet Quarterly Journal**.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена новая формула для определения визуальных звездных величин комет, зависящая от четырех параметров: расстояния от Солнца (r), расстояния от Земли (Δ), угла между направлениями от Земли к Солнцу и комете (ψ), апертуры инструмента (D), применяемого для наблюдения комет. С помощью предложенной нами формулы определены визуальные звездные величины 40 комет и применением метода наименьших квадратов показано, что остаточная дисперсия этой

KOMETLƏRİN VİZUAL ULDUZ ÖLÇÜLƏRİNİ TƏYİN ETMƏK ÜÇÜN DƏQİQLƏŞMİŞ FORMUL

Ə.S. Quliyev, Ü.C. Poladova

İlk dəfə kometlərin vizual ulduz ölçülərinin 4 parametrdən (kometin Günəşdən məsafəsi (r), kometin Yerdən məsafəsi (Δ), Yerdən kometə və Günəşə doğru istiqamətlər arasındakı bucaqdan (ψ), kometin müşahidəsi üçün istifadə olunan cihazın aperturasından (D)) asılılığı tədqiq olunmuşdur. Kometin vizual ulduz ölçüsünü təyin etmək üçün bu 4 parametrdən asılı olan formul təklif edilmişdir. Ən kiçik kvadratlar üsulunu tətbiq etməklə təklif olunan formulun əvvəllər təklif olunan analoji formullara nisbətən qalıq dispersiyasının az olduğu aşkar edilmişdir.

Aparıcı sözlər: kometlərin vizual ulduz ölçüsü

THE NEW FORMULA FOR THE DETERMINATION OF THE VIZUAL MAGNITUDES OF COMET

A.S. Guliyev, U.J. Poladova

For the first time the dependence of the visual magnitude of comets on four parameters is considered: distance from the Sun (r), distance from the Earth (Δ), angle between directions from the Earth to the Sun and comets (ψ), the tool aperture (D) applied for the observations of comets. The formula for the determination of visual magnitudes of comets taking into account these four parameters is offered. By means of a method of the least squares it is shown, that the residual dispersion of this formula is less than in earlier offered similar formulas.

Keywords: vizual magnitudes of comet

Таблица 1. Остаточные дисперсии, коэффициенты детерминированности и ошибки определения звездных величин по формулам (10), (11) и (12).

№	Комета	Число точек	Остаточная дисперсия			Коэффициент детерминирован.			Ошибка определения m_3		
			(10)	(11)	(12)	(10)	(11)	(12)	(10)	(11)	(12)
1	C/1980J1	56	23.81	19.44	19.44	0.74	0.78	0.79	0.68	0.63	0.62
2	C/1980Y2	63	8.09	7.87	7.75	0.09	0.11	0.13	0.37	0.37	0.37
3	C/1982M1	62	9.24	9.19	7.91	0.88	0.89	0.90	0.40	0.40	0.38
4	C/1983O1	61	9.53	9.41	8.72	0.50	0.51	0.54	0.41	0.41	0.40
5	C/1984V1	59	7.50	7.47	7.43	0.51	0.51	0.51	0.37	0.37	0.37
6	C/1987Q1	62	78.38	74.91	58.84	0.45	0.47	0.59	1.16	1.15	1.03
7	C/1989X1	39	14.78	14.71	13.25	0.29	0.29	0.36	0.65	0.66	0.63
8	C/1990E1	50	14.51	14.45	14.45	0.87	0.87	0.87	0.56	0.57	0.57
9	C/1990N1	61	8.73	8.68	8.24	0.71	0.71	0.73	0.39	0.39	0.39
10	C/1992F1	60	40.25	36.51	35.14	0.75	0.78	0.79	0.85	0.81	0.81
11	C/1992L1	50	34.68	20.24	15.43	0.79	0.88	0.91	0.87	0.67	0.59
12	C/1993A1	61	14.42	10.36	10.36	0.87	0.90	0.90	0.50	0.43	0.43
13	C/1993Q1	61	14.42	10.36	10.36	0.87	0.90	0.90	0.50	0.43	0.43
14	C/1994J2	60	20.19	20.16	17.38	0.13	0.13	0.25	0.60	0.61	0.57
15	C/1994Q2	61	10.40	10.13	10.13	0.62	0.63	0.63	0.43	0.43	0.43
16	C/1994G1	61	15.59	15.31	14.61	0.39	0.40	0.43	0.53	0.53	0.52
17	C/1995O1	210	123.07	122.85	122.85	0.89	0.89	0.89	0.77	0.77	0.77
18	C/1999Y1	93	30.01	30.01	28.77	0.36	0.36	0.38	0.58	0.58	0.58
19	C/1999H1	209	44.43	44.43	40.15	0.49	0.49	0.54	0.47	0.47	0.44
20	C/1999S4	156	129.85	120.21	99.35	0.70	0.72	0.77	0.92	0.89	0.81
21	C/1999T1	207	36.77	36.76	32.27	0.20	0.20	0.30	0.43	0.43	0.40
22	C/1999S3	101	18.77	18.76	18.71	0.09	0.09	0.10	0.44	0.44	0.44
23	C/1999J3	101	40.27	39.79	33.29	0.76	0.76	0.80	0.64	0.64	0.59
24	C/1999T2	87	31.09	30.55	26.04	0.19	0.20	0.32	0.61	0.61	0.57
25	C/2000SV74	88	10.94	10.94	10.55	0.73	0.73	0.74	0.36	0.36	0.36
26	C/2001OG108	101	17.78	17.74	16.81	0.43	0.43	0.46	0.43	0.43	0.42
27	C/2001Q4	197	13.90	13.19	8.53	0.96	0.96	0.98	0.26	0.26	0.21
28	C/2001RX14	117	36.24	28.11	28.09	0.73	0.79	0.79	0.57	0.50	0.50
29	C/2002T7	185	66.13	65.84	56.23	0.68	0.68	0.73	0.60	0.60	0.56
30	C/2002X5	101	24.88	24.87	22.29	0.43	0.44	0.49	0.51	0.51	0.48
31	C/2002V1	101	37.24	36.13	30.80	0.82	0.82	0.85	0.62	0.61	0.60
32	C/2002O4	106	16.25	16.23	11.60	0.71	0.71	0.79	0.40	0.40	0.34
33	C/2002O6	101	12.57	11.96	10.02	0.27	0.31	0.42	0.36	0.35	0.32
34	C/2002Y1	90	66.17	58.55	55.99	0.29	0.37	0.40	0.88	0.83	0.82
35	C/2004Q1	86	7692.94	7688.48	7642.39	0.01	0.01	0.02	9.69	9.74	9.79
36	C/2004Q2	190	20.62	20.33	18.67	0.97	0.97	0.97	0.33	0.33	0.32
37	C/2005A1	41	6.55	5.95	2.54	0.89	0.90	0.96	0.42	0.41	0.27
38	C/2006M4	198	45.77	40.96	38.10	0.57	0.62	0.64	0.49	0.46	0.45
39	4P/Faye	203	31.03	21.89	18.15	0.59	0.71	0.76	0.39	0.33	0.30
40	9P/Tempel	205	45.00	39.85	30.30	0.50	0.55	0.66	0.47	0.45	0.39

Анизотропные МГД неустойчивости и проблема нагрева солнечной короны

© 2010 г. Н.С. Джалилов

*Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н.Туси НАН Азербайджана
(NamigD@mail.ru)*

Рассматриваются сжимаемые МГД неустойчивости в анизотропной корональной плазме. Показано, что в областях со слабым магнитным полем ($B < 1$ Гс) могут развиваться апериодические зеркальные неустойчивости в замедленных МГД волнах, а в областях с сильным магнитным полем ($B > 10$ Гс) развиваются периодические ионно-звуковые неустойчивости. Найдены инкременты нарастания неустойчивостей и оценены временные и пространственные масштабы развития и распада периодической неустойчивости. Получено, что рассматриваемые неустойчивости могут играть в энергобалансе короны ключевую роль.

Ключевые слова: анизотропная МГД, неустойчивости, нагрев солнечной короны

ВВЕДЕНИЕ

Проблема нагрева солнечной короны и механизм ускорения частиц остается до сих пор нерешенной задачей астрофизики. Принято считать, что главным образом два механизма ответственны за нагрев плазмы, и они оба связаны с магнитным полем: магнитные пересоединения (и вызванные ими токи и микровспышки) и диссипация альфвеновских волн [1 - 4]. В принципе, альфвеновские волны могут доставлять из нижних слоев атмосферы в корону достаточный поток энергии для обеспечения баланса потери энергии на излучения и на теплоперенос путем электронной теплопроводности и солнечного ветра. Однако в условиях короны эффективный механизм диссипации альфвеновских волн, который действовал бы глобально (не зависимо от конфигурации магнитного поля), не известен. Например, резонансный механизм поглощения альфвеновских волн [5, 6] может реализоваться только в очень узком слое на вершине магнитных петель, где направление градиента плотности становится перпендикулярным направлению магнитного поля. Сделанные до сих пор все попытки моделировать нагрев корональной плазмы основаны исключительно на обычных изотропных МГД уравнениях. Однако современные наблюдения и измерения, а также различные симуляционные анализы на кинетическом уровне свидетельствуют о том,

что функции распределения частиц (особенно ионов) не описываются максвелловским распределением. Начиная с основания короны, резко падает с высотой плотность горячей плазмы, и частота столкновений частиц резко уменьшается. Плазма становится сильно замагниченной, т.е. ларморовский радиус меньше, чем длина свободного пробега частиц $r_{Be,i} \ll \lambda_{e,i}$ даже при малых значениях интенсивности магнитного поля ($B \sim 10^{-3}$ Гс). Это приводит к тому, что плазма относительно направления магнитного поля становится анизотропной, т.е. поперечные и продольные давления и температуры плазмы не одинаковы, $p_{\perp}/p_{\parallel} = T_{\perp}/T_{\parallel} \neq 1$.

В верхних слоях короны и в коронольных дырах ионная компонента плазмы является практически бесстолкновительной и анизотропной. Конечно, в таких условиях идеальное изотропное МГД приближение становится непригодным. В этом легко убедиться, рассмотрев основные средние характеристики корональной плазмы. В общепринятых обозначениях физические параметры плазмы солнечной короны имеют следующие значения:

$$\begin{aligned} T_e &\cong T_i = 10^6 \text{ K}, \quad n_e \cong n_p \approx 10^9 \text{ см}^{-3}, \\ V_{Te} &\approx 4 \cdot 10^3 \text{ км с}^{-1}, \quad V_{Ti} \approx 100 \text{ км с}^{-1}, \\ \tau_e &\approx 10^{-2} \text{ с}, \quad \tau_i \approx 0.8 \text{ с}, \\ \lambda_e &\approx 40 \text{ км}, \quad \lambda_i \approx 80 \text{ км}, \quad \lambda_D \approx 0.2 \text{ см}, \\ B &= 0.1 \div 100 \text{ Гс}, \quad c_s = 100 \text{ км с}^{-1}, \\ V_A &= 10 \div 10^4 \text{ км с}^{-1}, \end{aligned}$$

$$\lambda_T = \frac{kT_e}{\mu m_p g} = 2300 \text{ км},$$

$$r_{Be} = 200 \div 0.2 \text{ см}, r_{Bi} = 900 \div 9 \text{ см},$$

$$\tau_{Be} = 10^{-6} \div 10^{-9} \text{ с}, \tau_{Bi} = 10^{-2} \div 10^{-5} \text{ с}.$$

Как видно, циклотронные радиусы и периоды по сравнению со всеми другими масштабами очень малы. Кроме этого параметр $n\lambda_D^3 \gg 1$ (порядок величины, который равен отношению левой части кинетического уравнения Больцмана-Власова к его правой части, равной интегралу столкновений). В таких ситуациях нужно использовать бесстолкновительные кинетические уравнения для функции распределения частиц, дополненные уравнениями Максвелла для электромагнитного поля. Однако эти уравнения слишком сложны для анализов, и нас интересует крупномасштабное поведение плазмы как жидкость. МГД описание бесстолкновительной анизотропной плазмы также возможно. Примером такого описания может быть ЧГЛ уравнения [7]. Однако эти уравнения игнорируют тепловые потоки, которые естественным образом возникают в анизотропной плазме вдоль магнитного поля. Более полные МГД уравнения переноса были получены многими авторами как уравнения для моментов кинетической функции распределения частиц, например в [8, 9].

Для упрощения задачи будем рассмотреть бесстолкновительную плазму, состоящую из одних ионов. Распространение МГД волн в анизотропной однородной плазме с учетом тепловых потоков вдоль магнитного поля и возможные типы неустойчивостей были рассмотрены нами в работах [10-12]. Здесь мы рассмотрим, как в условиях солнечной короны могут реализоваться найденные неустойчивости. Основная выдвигаемая идея здесь заключается в том, что альфвеновские или быстрые МГД волны, генерируясь в нижних слоях атмосферы Солнца (где плазма преимущественно столкновительная и хорошо выполняются условия изотропной МГД), постепенно входят в слабо-столкновительную анизотропную плазму, где могут развиваться планговая, зеркальная и другие типы неустойчивостей, связанные с тепловым потоком. Этот механизм предлагается как

новый механизм диссипации волн и нагрева плазмы.

ВОЛНЫ В АНИЗОТРОПНОЙ ПЛАЗМЕ

Для одножидкостной модели МГД уравнения переноса в анизотропной плазме без учета диссипативных эффектов представляются в виде:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \mathbf{v} = 0, \quad (1)$$

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} + \nabla \left(p_{\perp} + \frac{B^2}{8\pi} \right) - \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} =$$

$$= \rho \mathbf{g} + (p_{\perp} - p_{\parallel}) [\mathbf{h} \operatorname{div} \mathbf{h} + (\mathbf{h} \cdot \nabla) \mathbf{h}] +$$

$$+ \mathbf{h} (\mathbf{h} \cdot \nabla) (p_{\perp} - p_{\parallel}), \quad (2), (3)$$

$$\frac{d}{dt} \frac{p_{\parallel} B^2}{\rho^3} + \frac{B^2}{\rho^3} \left[\mathbf{B} (\mathbf{h} \cdot \nabla) \left(\frac{S_{\parallel}}{B} \right) + \frac{2S_{\perp}}{B} (\mathbf{h} \cdot \nabla) \mathbf{B} \right] = 0,$$

$$\frac{d}{dt} \frac{p_{\perp}}{\rho B} + \frac{B}{\rho} (\mathbf{h} \cdot \nabla) \left(\frac{S_{\perp}}{B^2} \right) = 0, \quad (4)$$

$$\frac{d}{dt} \frac{S_{\parallel} B^3}{\rho^4} + \frac{3p_{\parallel} B^3}{\rho^4} (\mathbf{h} \cdot \nabla) \left(\frac{p_{\parallel}}{\rho} \right) = 0, \quad (5), (6)$$

$$\frac{d}{dt} \frac{S_{\perp}}{\rho^2} + \frac{p_{\parallel}}{\rho^2} \left[(\mathbf{h} \cdot \nabla) \left(\frac{p_{\perp}}{\rho} \right) + \frac{p_{\perp} p_{\perp} - p_{\parallel}}{\rho p_{\parallel} B} (\mathbf{h} \cdot \nabla) \mathbf{B} \right],$$

$$\frac{d\mathbf{B}}{dt} + \mathbf{B} \operatorname{div} \mathbf{v} - (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{v} = 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad (7)$$

где $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)$ - массовое производное, $\mathbf{v}$ - скорость плазмы, ρ - плотность, $p_{\perp}$ и $p_{\parallel}$ - поперечные и продольные газовые давления, $S_{\perp}$ и $S_{\parallel}$ - тепловые потоки вдоль магнитного поля, вызванные поперечными и продольными тепловыми движениями частиц, $\mathbf{B}$ - напряженность магнитного поля, $\mathbf{h} = \frac{\mathbf{B}}{B}$ - единичный вектор вдоль магнитного поля, $\mathbf{g}$ - ускорение силы тяжести. Уравнения (1) - (7) отличаются от ЧГЛ уравнений дополнительными двумя уравнениями (5) и (6), которые описывают эволюцию тепловых потоков. Пусть в основном равновесном состоянии плазма однородная, $g=0$, и $\{v_0, \rho_0, p_{\perp 0}, p_{\parallel 0}, S_{\perp 0}, S_{\parallel 0}, B_0\} = \text{const} \neq 0$. Для линейных волн с амплитудой $\sim e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$ (где ω - частота колебаний в системе отсчета, движущейся вместе с жидкостью, $\mathbf{k}$ - волновое

число) система уравнений (1) - (7) допускает следующее дисперсионное уравнение [12]:

$$(V^2 + 1 - \alpha - \beta) \sum_{n=0}^8 C_n(\alpha, \beta, \gamma, l) V^n = 0, \quad (8)$$

$$V = \frac{\omega}{k_{\parallel} c_{\parallel}}, \quad l = \cos^2 \theta,$$

$$\alpha = \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}}, \quad \beta = \frac{V_A^2}{c_{\parallel}^2}, \quad \gamma = \frac{s_{\parallel}}{p_{\parallel} c_{\parallel}} = \frac{s_{\perp}}{p_{\perp} c_{\parallel}},$$

$$C_0 = 3(2s + r), \quad C_1 = -4\gamma(3s + r),$$

$$C_2 = 2s(2\gamma^2 - 5) + 3(l - 3r),$$

$$C_3 = 4\gamma(s + r - l), \quad C_4 = 2s + 7r - 9l,$$

$$C_5 = 4\gamma l, \quad C_6 = 7l - r, \quad C_7 = 0, \quad C_8 = -l,$$

$$r = l - \beta - \alpha(2 - l), \quad s = \alpha^2(1 - l).$$

Здесь $c_{\parallel}^2 = p_{\parallel}/\rho$ - квадрат скорости звука вдоль магнитного поля, $k_{\parallel} = k \cos \theta$, θ - угол распространения волны относительно магнитного поля, V - комплексная фазовая скорость. В указанных выше обозначениях индексы «0» в параметрах основного состояния для простоты опущены.

Первые решения (8) $V = \pm i\sqrt{1 - \alpha - \beta}$ соответствуют классической несжимаемой шланговой неустойчивости, которая является прототипом альфвеновской волны в изотропной МГД. В размерном виде

$$\left(\frac{\omega}{k}\right)^2 = V_A^2 \left(1 - \frac{p_{\parallel} - p_{\perp}}{2p_{\text{mag}}}\right) \cos^2 \theta. \quad (9)$$

Тепловой поток не оказывает влияния на эти моды. Порог шланговой неустойчивости от угла распространения не зависит. Другие моды (прототипы ускоренных и замедленных МГД волн, а также быстрые и медленные ионно-звуковые моды) являются сжимаемыми и описываются полиномиальным уравнением 8-го порядка. Все коэффициенты $C_n(\alpha, \beta, \gamma, l)$ являются действительными функциями. Порядок уравнения восемь объясняется тем, что при ненулевом тепловом потоке вдоль магнитного поля в основном состоянии ($\gamma \neq 0$), волны одинакового типа, распространяющиеся по (прямые волны) и обратно к магнитному полю (обратные волны) отличаются друг от друга. Другими словами, здесь волны, в отличие от обычных МГД-волн, являются асимметричными. Все

полезные предельные случаи, в которых решения (8) находятся в аналитическом виде, приведены в [12]. Для численного решения (8) нужно оценить пределы изменения параметров задачи для корональной плазмы. В условиях короны предположим, что $c_{\parallel} = c_s$. Тогда параметр магнитного поля

$$\beta \approx 0.5 B_0^2 [\text{Гс}] \approx 10^{-2} \div 10^4;$$

параметр теплового потока

$$\gamma \approx \frac{3}{4} \delta \frac{V_0}{c_s} \sim \varepsilon O\left(\frac{V_A}{c_s}\right) \approx \varepsilon \beta^{1/2}, \quad 1 \gg \varepsilon \sim 0.1;$$

параметр анизотропии давления или температуры

$$\alpha = \frac{1}{2} \frac{\int u_{\perp}^2 f(\mathbf{u}, B) d\mathbf{u}}{\int u_{\parallel}^2 f(\mathbf{u}, B) d\mathbf{u}} = \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}},$$

где $\mathbf{u}$ - тепловая скорость частиц, f - функция распределения частиц. Вид зависимости α (B_0) остается неясным. Кинетическая магнитная турбулентность является главным источником анизотропии плазмы. Но не понятно, когда может возникать усредненное условие с $\alpha > 1$, и когда с $\alpha < 1$? В наблюдениях чаще всего встречается случай с $\alpha > 1$, т.е. когда частицы больше нагреты в поперечном направлении, $T_{\perp} > T_{\parallel}$. Это может быть объяснено тем, что частицы, локально нагретые в продольном направлении ($\alpha < 1$), имеют возможность быстро вдоль магнитного поля покинуть место нагрева. Однако состояние с поперечным нагревом может существовать достаточно долго. Ясно, что для короны (не внешняя корона) параметр α будет иметь значение вблизи единицы. Рассмотрим фиксированное значение $\alpha = 1.5$. В случае продольных относительно магнитного поля волн $l = 1$, а для поперечных волн $l = 0$. В реальных условиях волны могут распространяться под углом к магнитному полю $0 \leq l \leq 1$. Были найдены численно все решения дисперсионного уравнения 8-го порядка (8) для комплексных значений V как функция магнитного поля B_0 . На рис.1 показана фазовая скорость $V_{ph} = \frac{Re(\omega)}{k}$ [км с⁻¹] как функция магнитного поля B_0 [Гс] солнечной короны в случае $l = 0.5$. Показанные восемь кривых соответствуют действительным частям восьми решений. Выше нулевого раздела - это прямые волны с $V_{ph} > 0$, а ниже - обратные волны с $V_{ph} < 0$.

Крайние самые быстрые моды с номером 4 соответствуют прототипу ускоренных магнитозвуковых волн в изотропной МГД.

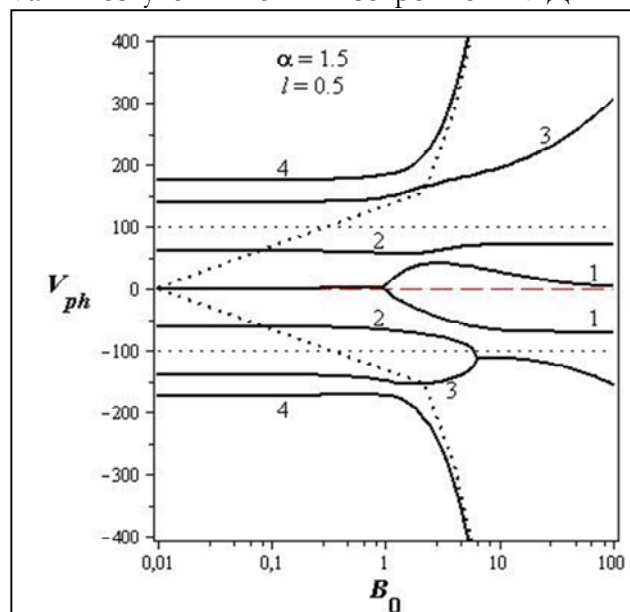


Рис. 1. Зависимость фазовых скоростей (км с^{-1}) всех возможных восьми мод от интенсивности магнитного поля B_0 [Гс]; номера кривых указывают на типы волн: 1- прототипы замедленных МГД волн, 4- прототипы ускоренных МГД волн, а 2 и 3 – медленные и ускоренные ионно-звуковые моды; для прямых волн $V_{ph} > 0$, а для обратных волн $V_{ph} < 0$; две прямые пунктиры указывают на положение скорости звука вдоль магнитного поля, $c_s = 100 \text{ км с}^{-1}$, а точечные кривые соответствуют положению альфвеновской скорости $\pm V_A(B_0)$.

Самые медленные волны с номером 1- это прототипы замедленных магнитозвуковых волн в изотропной МГД. Между этими магнитозвуковыми модами возникают медленные (№2, $V_{ph} < c_s$) и быстрые (№3, $V_{ph} > c_s$) моды, которые связаны с присутствием теплового потока вдоль магнитного поля. Эти моды являются гидродинамическими прототипами кинетических ионно-звуковых волн.

На этом же рисунке пунктирами и точечными кривыми показаны местоположения скорости звука и альфвеновской скорости, соответственно. Для магнитного поля $B_0 > 2 \text{ Гс}$ ускоренные МГД волны (№4) распространяются почти с альфвеновской скоростью. Влияние теплового потока к этим

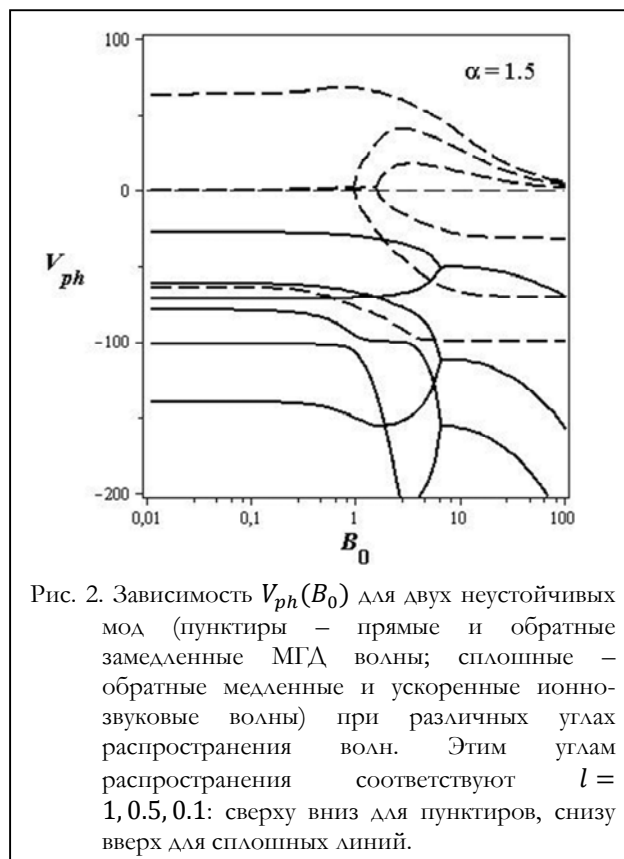


Рис. 2. Зависимость $V_{ph}(B_0)$ для двух неустойчивых мод (пунктиры – прямые и обратные замедленные МГД волны; сплошные – обратные медленные и ускоренные ионно-звуковые волны) при различных углах распространения волн. Этим углам распространения соответствуют $l = 1, 0.5, 0.1$: сверху вниз для пунктиров, снизу вверх для сплошных линий.

модам очень мало, и поэтому прямые и обратные моды почти симметричны и устойчивы. Ситуация с замедленными модами (№1) является обратной: из-за теплового потока прямые и обратные моды становятся асимметричными и при $B_0 < 1.5 \text{ Гс}$ эти ветви сливаются и обращаются в ноль. Это означает, что возникает аperiодическая ($\text{Re}(\omega) = 0$) зеркальная неустойчивость [13, 14]. Асимметричными становятся также ионно-звуковые моды; при этом прямые моды устойчивы, а обратные медленные (№2) и ускоренные (№3) волны, сливаясь при $B_0 > 6 \text{ Гс}$, становятся неустойчивыми. Эта неустойчивость является периодической, $\text{Re}(\omega) \neq 0$. Таким образом, из восьми найденных мод только замедленные МГД волны и обратные ионно-звуковые моды могут стать неустойчивыми.

С точки зрения как механизм нагрева плазмы и ускорения частиц эти неустойчивости должны исследоваться более подробно. Чтобы выяснить, как влияет изменения угла распространения волны на свойства неустойчивых волн, на рис. 2 приведены фазовые скорости этих мод в трех

случаях: продольное распространение $l=1$, наклонное распространение $l=0.5$ и квазипоперечное распространение $l=0.1$. Как видно, периодическая ионно-звуковая неустойчивость (сплошные кривые) возникает во всех случаях, но скорость волны резко падает с увеличением угла распространения. Диапазон скорости этих волн находится в пределах $25 \div 200$ км с⁻¹. Точка слияния быстрых и медленных мод практически не зависит от угла распространения. Это означает, что порог неустойчивости во всех случаях находится в $B_0 = 6$ Гс. Для замедленных волн (пунктиры) скорость распространения волн тоже уменьшается с увеличением угла распространения. Зеркальная неустойчивость исчезает для продольных волн. С изменением угла распространения порог у этой неустойчивости смещается. На рис. 3 приведены показатели неустойчивостей $\Gamma_1 = \frac{\text{Im}(\omega)}{k c_{\parallel}}$ (сплошные кривые) и инкремент ионно-звуковой неустойчивости $\Gamma_2 = \frac{\text{Im}(\omega)}{\text{Re}(\omega)}$ (пунктирная кривая) при различных значениях l . Область $B_0 < 1.5$ Гс соответствует аperiodической зеркальной неустойчивости, а область $B_0 > 6$ Гс – периодической ионно-звуковой неустойчивости. Показатель зеркальной неустойчивости имеет максимум вблизи $l \sim 0.3$. Показатель ионно-звуковой неустойчивости уменьшается с увеличением угла распространения.

Максимально неустойчивыми оказываются продольные обратные ионно-звуковые моды. Здесь важно отметить, что эти две неустойчивости возникают независимо в различных областях магнитного поля: в слабых полях с $B_0 < 1$ Гс (спокойная корона, корональные дыры, солнечный ветер, и т.д.) возникает зеркальная неустойчивость, а в сильных полях с $B_0 > 10$ Гс (петли над активными образованиями) ионно-звуковая неустойчивость.

Теперь сравним полученные результаты с наблюдениями. В современных измерениях волны в короне наблюдаются как в доплеровских смещениях профиля линии излучения, так и в изображениях корональных

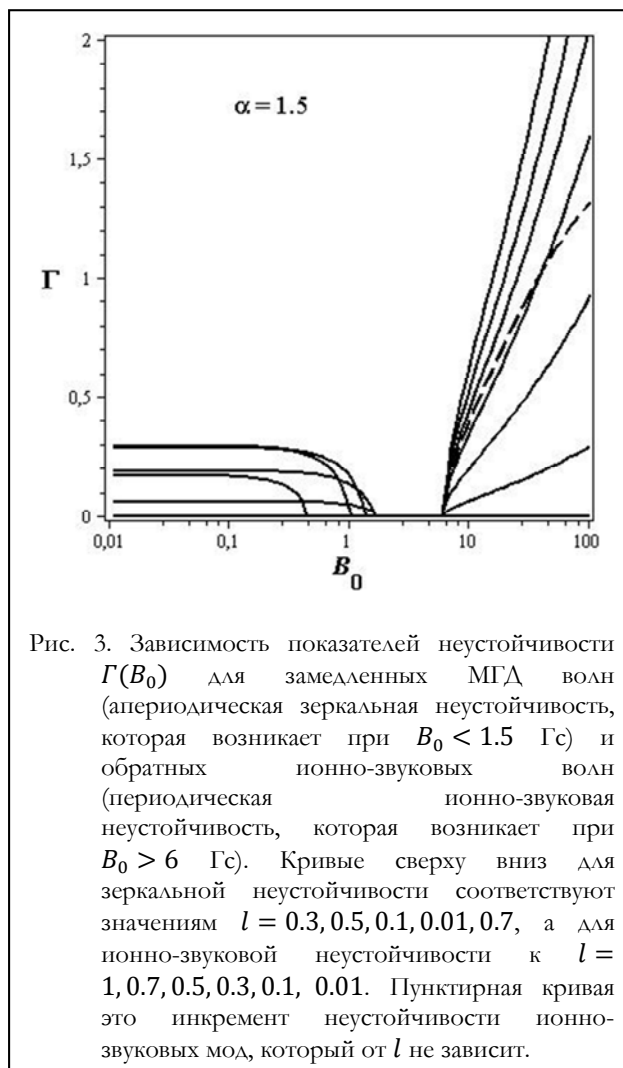


Рис. 3. Зависимость показателей неустойчивости $\Gamma(B_0)$ для замедленных МГД волн (аperiodическая зеркальная неустойчивость, которая возникает при $B_0 < 1.5$ Гс) и обратных ионно-звуковых волн (периодическая ионно-звуковая неустойчивость, которая возникает при $B_0 > 6$ Гс). Кривые сверху вниз для зеркальной неустойчивости соответствуют значениям $l = 0.3, 0.5, 0.1, 0.01, 0.7$, а для ионно-звуковой неустойчивости к $l = 1, 0.7, 0.5, 0.3, 0.1, 0.01$. Пунктирная кривая это инкремент неустойчивости ионно-звуковых мод, который от l не зависит.

структур [3, 15].

Наблюдения волн в изображениях свидетельствует о том, что наблюдаемая волна-это волна сжатия, и она не связана с альфвеновскими колебаниями, если даже скорость перемещения волновой пуги почти совпадает с альфвеновской скоростью. В закрытых структурах (в магнитных петлях) наблюдаются бегущие вверх волновые моды с фазовой скоростью $V_{ph} = 65 \div 200$ км/с и с периодом $P = 3-5$ мин; $V_{ph} \sim 2100$ км/с и период $P \approx 6$ с. В открытых структурах (в частности в корональных дырах) также наблюдаются уходящие волны сжатия с $V_{ph} = 75 \div 150$ км/с, $P = 10-30$ мин. Вне Солнца: на расстоянии около двух солнечных радиусов $P \approx 6$ мин, и на расстоянии около 20 Мм $P \approx 20-50$ минут. Все эти скорости и периоды попадают в найденный спектр волн в анизотропной корональной плазме. В

частности, из рис.1 следует, что волны со скоростью 65-200 км/с соответствуют неустойчивым ионно-звуковым модам, а большие фазовые скорости 2000 км/с соответствует быстрым магнитозвуковым модам, которые распространяются почти с альфвеновской скоростью.

ИОННО-ЗВУКОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ И ПРОБЛЕМА НАГРЕВА КОРОНЫ

Основным условием развития ионно-звуковой неустойчивости является распространение мод против направления теплового потока. На основании короны, где существует сильный положительный градиент температуры, тепловой поток всегда направлен вниз. Это хорошо согласуется с законом Спитцера, который используется для построения модели короны. Можно предполагать, что такая ситуация будет сохраняться в верхней короне, пока градиент температуры не сменит знак. Во внешней короне электронная теплопроводность становится незначительной и в энергетическом балансе доминирующим компонентом потери энергии становится солнечный ветер. Итак, распространяющиеся снизу по магнитной трубке волны встречаются с тепловым потоком, который вызывает неустойчивость. Рассмотрим энергетический аспект этой неустойчивости. Доставляемая волнами плотность потока энергии равна

$$F = \frac{1}{2} \rho_0 v^2 V_{ph} \quad [\text{эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}], \quad (10)$$

где v – амплитуда волны в скорости. Если функцию F задать исходя из данных наблюдений, то выражение (10) позволяет оценить амплитуды волны $v = \sqrt{\frac{2F}{\rho_0 V_{ph}}}$. Из современных наблюдений имеем следующие оценки [3]: в спокойном Солнце $B_0 \approx 0.1$ Гс, $F \approx 3 \cdot 10^5$; в корональной дыре $B_0 \approx 0.5$ Гс, $F \approx 8 \cdot 10^5$; над активными областями $B_0 \approx 10 - 100$ Гс, $F \approx 10^7$.

Понятно, что с изменением магнитного поля внутри магнитной трубки равновесные параметры плазмы (плотность и температура) меняются, что, в свою очередь, влияет на условие энергетического баланса. В наших

оценках эту ситуацию можно приблизительно аппроксимировать простым выражением

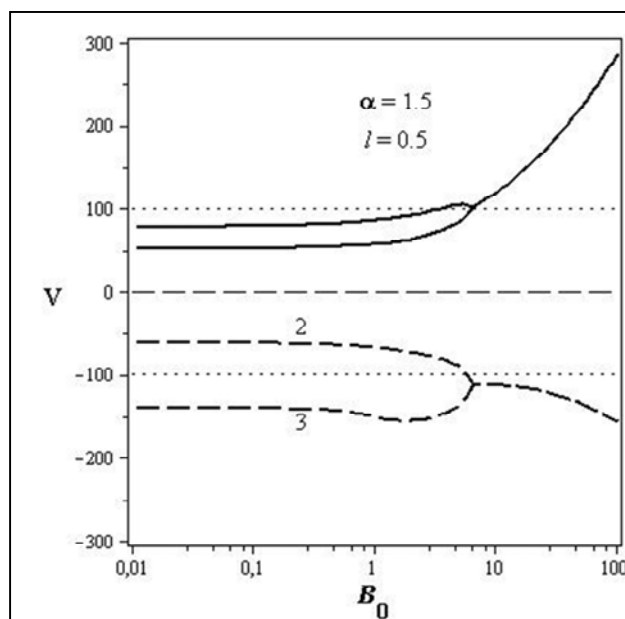


Рис. 4. Амплитуда обратных ионно-звуковых мод (км с⁻¹) в начале развития неустойчивости ($t=0$) как функция магнитного поля (выше нулевого раздела); ниже нулевого раздела – соответствующие фазовые скорости в случае $l=0.5$. Точечные кривые – это положение скорости звука вдоль магнитного поля.

$$F \approx (3 + 0.97 \cdot B_0) \cdot 10^5 \quad [\text{эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}].$$

Тогда используя приведенные в предыдущем разделе данные наблюдений для периодов и фазовых скоростей в различных магнитных структурах, получим следующие оценки. В петельных образованиях: для периодов $P = 3-5$ мин амплитуда скорости волны должна быть $v_c = 200-400$ км/с, а для волн с периодом $P = 6$ с получим $v_c = 70$ км/с. В открытых структурах для волн с периодом $P = 10-15$ мин скорость $v_c = 25-35$ км/с.

Здесь v_c та амплитуда, при которой происходит нагрев плазмы. Теперь представим для нашего неустойчивого решения амплитуду волны как

$$v_w = \sqrt{\frac{2F}{\rho_0 V_{ph}}} e^{\frac{t}{\tau}}, \quad \tau = \frac{1}{\text{Im}(\omega)} = \frac{P}{2\pi} \left| \frac{\text{Re}(V)}{\text{Im}(V)} \right|. \quad (11)$$

Здесь τ – характерное время роста неустойчивости, P – период колебаний.

Задавая функцию $F \approx (3 + 0.97 \cdot B_0) \cdot 10^5$ [эрг см⁻² с⁻¹], которая аппроксимирует данные наблюдений, можно вычислить теоретическую амплитуду $v_w(t)$.

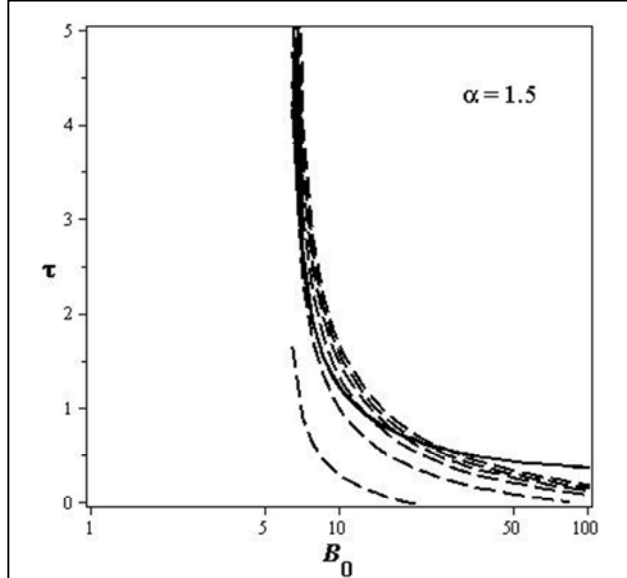


Рис. 5. Характерное время (в мин.) роста обратной ионно-звуковой неустойчивости τ (сплошная кривая) рассчитанное для периода $P = 3$ мин и время τ_c достижения критической амплитуды скорости (пунктирные кривые), при которой достигается баланс энергии в элементарном объеме. Пунктирным кривым сверху вниз соответствуют значения $\tau_c(l)$ при $l = 1, 0.7, 0.5, 0.3, 0.1, 0.01$, при этом τ от l не зависит.

Предположим, что в момент $t = 0$ (в начале неустойчивости) генерировались обратные ионно-звуковые моды. В этот момент их амплитуды представлены на рис. 4. Там же приведены соответствующие фазовые скорости для случая $l = 0.5$. Видно, что фазовые скорости больше, чем амплитуда скорости. Найденная амплитуда скорости в области неустойчивости ($B_0 = 10-100$ Гс) меньше критической, $v_w(0) < v_c = 400$ км/с. Вне области неустойчивости амплитуда скорости обратных медленных и быстрых ионно-звуковых волн всегда меньше скорости звука. С увеличением магнитного поля эти скорости увеличиваются. В порог неустойчивости они становятся одинаковыми и равными скорости звука, $v = c_s$. Амплитуда неустойчивой волны больше чем скорость звука. Это означает, что для детального

исследования свойства рассматриваемой неустойчивости должны учитываться нелинейные эффекты. На рис. 5 сплошной кривой показана зависимость $\tau(B_0)$, а пунктирами показано время, через которое устанавливается равенство $v_w(t = \tau_c) = v_c = 400$ км/с. Как видно, это время, в основном, меньше периода колебаний. Это означает, что предлагаемый механизм диссипации волн является очень эффективным. В условиях короны быстрое развитие неустойчивости и достижение амплитуды волны до требуемого уровня может реализовываться и выступать в энергетическом балансе как основной механизм поставки энергии.

Теперь рассмотрим пространственные масштабы неустойчивости. Характерная длина диссипации волн, приводящих к возмущению плотности, оценивается как [16]

$$d \approx \left| \frac{\rho_0}{\rho'} \frac{1}{k} \right| = \left| \frac{PV_{ph} \rho_0}{2\pi \rho'} \right|. \quad (12)$$

В нашей работе [12] приведены формулы

$$\frac{v_{\parallel}}{c_s} = w_1 \frac{\rho'}{\rho_0}, \quad \frac{v_{\perp}}{c_s} = w_2 \frac{\rho'}{\rho_0}, \quad (13)$$

где коэффициенты w_1 и w_2 определяются решениями дисперсионного уравнения (8). Если обозначить $w = \sqrt{w_1^2 + w_2^2}$, то находим $\frac{\rho_0}{\rho'} = w \frac{c_s}{v_w}$. С учетом этого и (11) получим, что $d = d_0 e^{-t/\tau}$. На рис. 6 представлена зависимость $d_0(B_0)$ как начальные масштабы возмущения плотности. В области неустойчивости этот масштаб находится в пределах 1—10 Мм. Для волн с периодом 3 мин, как следует из рис. 4, характерная длина волны оценивается $\lambda = PV_{ph} \approx 40$ Мм. Таким образом, масштабы диссипации волн значительно меньше, чем длина самой волны. Это опять свидетельствует о высокой эффективности диссипации волн путем развития неустойчивости.

С развитием неустойчивости этот масштаб экспоненциально уменьшается со скоростью τ . Полная диссипация произойдет, когда эта длина уменьшится до циклотронного радиуса, $d \approx r_B \approx \frac{1}{100 B_0 [\text{Гс}]} [\text{км}]$. Это произойдет за

время: $t_B \approx -\tau \ln \left(\frac{r_B}{d_0} \right)$. Это время показано на рис. 7. Она составляет несколько периодов.

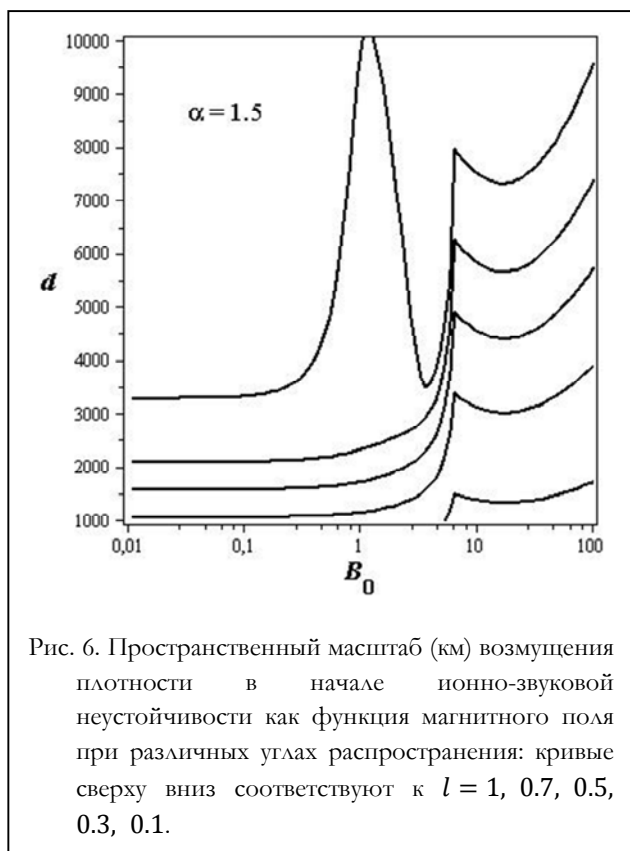


Рис. 6. Пространственный масштаб (км) возмущения плотности в начале ионно-звуковой неустойчивости как функция магнитного поля при различных углах распространения: кривые сверху вниз соответствуют к $l = 1, 0.7, 0.5, 0.3, 0.1$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Здесь мы рассмотрели всевозможные типы МГД волн в условиях анизотропной плазмы солнечной короны. Показали, что тепловые потоки вдоль магнитного поля приводят к тому, что волны относительно направления магнитного поля становятся асимметричными. Из-за анизотропии в давлении и теплового потока в некоторых областях параметров плазмы возбуждается неустойчивость. Все эти свойства анизотропных МГД волн отсутствуют в обычной изотропной МГД. В корональных условиях, кроме классической несжимаемой альфвеновской шланговой неустойчивости, могут развиваться сжимаемые неустойчивости. В областях со слабым магнитным полем возникает аperiодическая зеркальная неустойчивость в замедленных МГД волнах, а в областях сильного магнитного поля становятся неустойчивыми ионно-звуковые волны, которые распространяются напротив направления теплового потока. Эта неустойчивость

периодическая. Мы рассмотрели развитие этого типа неустойчивости качественно. Показали, что развитие ионно-звуковой неустойчивости может стать эффективным механизмом нагрева плазмы солнечной короны. Источником энергии развития неустойчивости могут быть энергии альфвеновских и быстрых магнитозвуковых волн, распространяющихся из нижних слоев атмосферы в корону. Основное требование возникновения колебательной ионно-звуковой неустойчивости (распространение снизу волн против теплового потока по магнитной трубке) хорошо выполняется в солнечной короне. Мы показали, что между начальной стадией неустойчивости и достижением критического значения амплитуды, удовлетворяющего энергетический баланс, требуется время меньше одного периода. Это объясняет, почему в закрытых петельных структурах наблюдается 3-5 мин бегущие волны, а не стоячие. Причиной является то, что неустойчивость развивается быстро и волны не успевают распространяться в полную длину корональной арки и происходит распад. Найдены оценочные величины длины распада неустойчивых волн. Следует отметить, что для более строгого доказательства полученных качественных результатов нужно исследовать численно нелинейного развития неустойчивости.

Современные наблюдения свидетельствуют о том, что плазму солнечного ветра никак нельзя считать изотропной.

В частности, измеряемые функции распределения частиц никак не соответствуют максвелловскому распределению. В солнечном ветре наблюдается богатый спектр волновой турбулентии. Периоды наблюдаемых колебаний находятся в диапазоне от нескольких секунд до нескольких дней [17, 18]; наблюдаются даже периоды ниже 10^{-3} сек [19, 20]. Развита нами теория МГД колебаний в анизотропной плазме может быть применена для понимания физики этих наблюдаемых волн.

Мы воспользовались МГД уравнениями переноса, полученными для бесстолкновительной плазмы. Однако, при некоторых масштабах в нижней короне, возможно, важен учет редких столкновений

между частицами. Это позволит сделать плавный переход от столкновительной плазмы в бесстолкновительную плазму

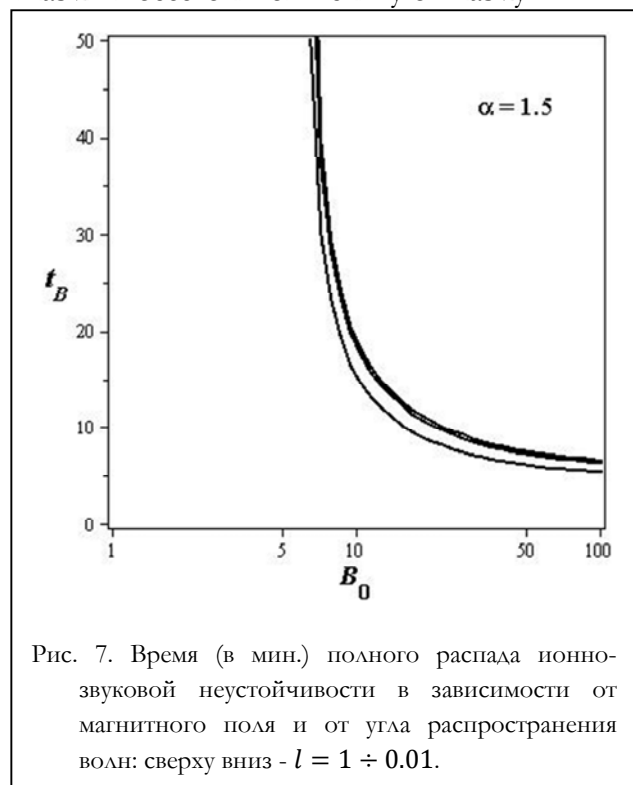


Рис. 7. Время (в мин.) полного распада нонно-звуковой неустойчивости в зависимости от магнитного поля и от угла распространения волн: сверху вниз - $l = 1 \div 0.01$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Longcope D. W. Quantifying magnetic reconnection and the heat it generates, in SOHO-15: Coronal Heating / ed. R. W. Walsh, J. Ireland, D. Danesy, & B. Fleck (**ESA SP-575**; Noordwijk: ESA), 2004, pp.198-210.
- Peter H., Gudiksen B. V. EUV Emission from a 3D MHD Coronal Model: Temporal Variability in a Synthesized Corona, in Solar Wind 11/SOHO-16: Connecting Sun and Heliosphere / ed. B. Fleck, T. Zurbuchen, & H. Lacoste (**ESA SP-592**; Noordwijk: ESA), 2005, p. 527.
- Aschwanden M. J. **Physics of the Solar Corona: An Introduction**. Berlin: Springer, 2006, 892 p.
- Klimchuk J. A. On Solving the Coronal Heating Problem. **Solar Phys.** 2006, v.234, pp.41-77.
- Ionson J.A. Resonant absorption of Alfvénic surface waves and the heating of solar coronal loops. **Ap.J.**, 1978, v.226, pp.650-673.
- Hollweg J.V. Resonance absorption of magnetohydrodynamic surface waves Physical discussion. **Ap.J.**, 1987, v.312, pp.880-885.
- Chew G.F., Goldberger M.L., Low F.E. The Boltzmann Equation and the One-Fluid Hydromagnetic Equations in the Absence of Particle Collisions. **Proc.Roy.Soc. London A.** 1956, v.236, p.112.
- Ораевский В.Н., Коников Ю.В., Хазанов Г.В. **Процессы переноса в анизотропной околоземной плазме**. М.:Наука, 1985, 173 с.
- Ramos J. J. Dynamic evolution of the heat fluxes in a collisionless magnetized plasma. **Phys. Plasmas.** 2003, v.10, pp.3601-3607.
- Dzhalilov N. S., Kuznetsov V. D., Staude J. Wave instabilities in an anisotropic magnetized space plasma. **Astron. Astrophys.** 2008, v.489, pp.769-772.
- Джалилов Н.С. Кузнецов В.Д. Анизотропная МГД и некоторые решения. **Физика плазмы**, 2010, т.36, № 9, сс.843-848.
- Dzhalilov N.S., Kuznetsov V.D., Staude J. Wave instabilities of a collisionless plasma in fluid approximation. **Contrib. Plasma Phys.** 2010, DOI 10.1002/ctpp.201000089, 1-18.
- Веденов А. А., Сагдеев Р.З. **ДАН СССР**. 1958, т.3, с.278.
- Chandrasekhar S., Kaufman A. N., Watson K. M. The stability of the pinch. **Proc. Roy. Soc. London**, 1958, v.A245, pp.435-455.
- Prasad S.K., Banerjee D., Gupta G.R. Propagating intensity disturbances in polar corona as seen from AIA/SDO. **Astron.Astrophys.** 2011, v.528, pp.L4-5.
- Прист Э.Р. **Солнечная магнитогидро-динамика**. М.: Мир, 1985, 592 с.
- Goldstein M. L., Roberts D. A., Matthaeus W. H. Magnetohydrodynamic Turbulence in the Solar Wind. **ARA&A**, 1995, v.33, pp.283-326.
- Tu C.-Y., Marsch E. MHD structures, waves and turbulence in the solar wind: Observations and theories. **Space Sci. Rev.** 1995, v.73, pp.1-210.
- McKenzie J. F., Banaszkiewicz M., Axford W. I. Acceleration of the high speed solar wind. **Astron. Astrophys.** 1995, v.303, pp.L45-48.
- Cranmer S. R., Field G. B., Kohl J. L. Spectroscopic Constraints on Models of Ion Cyclotron Resonance Heating in the Polar Solar Corona and High-Speed Solar Wind. **Ap.J.**, 1999, v.518, pp.937-947.

ANİZOTROP MHD DAYANIQSIZLIĞI VƏ GÜNƏŞ TACININ QIZMASI PROBLEMİ**N.S. Cəlilov**

Anizotrop Günəş tacı plazmasında plasmanı sıxa bilən MHD dayanıqsızlığı tədqiq olunur. Göstərilmişdir ki, zəif maqnit sahəsinə ($B < 1$ G) malik olan yerlərdə yavaş MHD dalğalarında qeyri-periodik güzgü dayanıqsızlığı, güclü maqnit sahələrində ($B > 10$ G) isə periodik ion-akustik dayanıqsızlığı inkişaf edə bilər. Bu dayanıqsızlıqların inkişaf dərəcələri, onların xarakterik zaman və məkan ölçüləri qiymətləndirilmişdir. Tapılan qeyri-stabilliklərin tacın enerji balansında mühüm rol oyanaya biləcəyi göstərilmişdir.

Açar sözlər: Anizotrop MHD, plazma dayanıqsızlığı, Günəş tacının qızması

ANISOTROPIC MHD INSTABILITIES AND PROBLEM OF HEATING OF THE SOLAR CORONA**N.S. Dzhililov**

Development of compressible MHD instabilities in an anisotropic coronal plasma is considered. It is shown that in areas with a weak magnetic fields ($B < 1$ G) aperiodical instability can develop in the slow MHD waves, and in the areas with strong magnetic fields ($B > 10$ G) may develop a periodical ion-acoustic instability. Growth rates of the instabilities are found and temporal and spatial scales of development and decay of the periodic instability are estimated. It was shown that this instability may play a key role in the energy balance of the coronal heating.

Keywords: Anisotropic MHD, instabilities, heating of solar corona

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО СПЕКТРА AB Aur

© 2010 г. Н.З. Исмаилов^{1,2}, О.В. Халилов¹¹ Шамахинская Астрофизическая Обсерватория НАН Азербайджана² Бакинский Государственный Университет

Приведены результаты спектральных исследований звезды типа Ae/Be Хербига AB Aur выполненные в ШАО НАН Азербайджана. Обнаружена переменность фиолетового крыла линий водорода H_α и H_β за счет дополнительного эмиссионного компонента. Характерное время от момента возникновения до полного исчезновения составляет около 3 суток. Предполагаемая причина возникновения этого неустойчивого эмиссионного компонента может быть протопланетное или протокометное тело в околозвездном окружении.

Ключевые слова: молодые звёзды, эмиссионный спектр, AB Aur

ВВЕДЕНИЕ

По нынешним представлениям звезды типа Ae/Be Хербига имеют промежуточные массы и находятся на конечной стадии эволюции к Главной последовательности (ГП) [1]. Эти звезды имеют околозвездные газо-пылевые оболочки или диски и считаются предшественниками звезд типа Веги, которые в этой стадии обладают остатками прежнего околозвездного диска. Проблема геометрии околозвездного диска у молодых звезд к настоящему моменту остается нерешенным. Исследование звезд типа Ae/Be Хербига могут пролить свет на проблемы эволюции околозвездных дисков и механизм образования планетных систем.

В каталоги молодых звезд [1, 2, 3] звезда AB Aur включена как активная спектрально - переменная звезда типа Ae Хербига. Ранние спектральные наблюдения [1, 4, 5, 6] показали, что абсорбционный спектр звезды соответствует B9-A0, интенсивности и лучевые скорости эмиссионных компонент у водородных линий являются переменными. Линии H I имеют типичные профили типа P Cyg, наблюдаются сильные, немного диффузные эмиссионные компоненты в линиях бальмеровской серии, иногда линии серии прослеживаются до H_{10} - H_{12} и даже до H_{15} [7].

Переменность структуры и интенсивности линии H_α наблюдали Зайцева и Колотилов [8], Гаррисон и Андерсон [9] Катала и др. [10], Финкенцеллер и Янкович [11], Шевченко [12, 13]. В работах [9, 10] показано, что, кроме сильного эмиссионного компонента с красным смещением, у линии H_α наблюдается слабый фиолетовый эмиссионный компонент,

имеющий смещение до -300 км/с.

В работах Прадери и др. [14], Катала и др. [10] была найдена переменность смещений крыльев линий $MgII \lambda 2895 \text{ \AA}$ и $K CaII$ с периодами $P_1 \approx 5^h$ и $P_2 \approx 32^h$, соответственно. Это объясняется неоднородностью расширяющейся оболочки звезды, которая выявляется вследствие звездной модуляции. Скорость вращения у AB Aur получена 80 ± 5 км/с по [14] и 75 км/с по [15]. Найденные периоды указывают на отсутствие симметрии в истечении вещества с поверхности звезды, что свидетельствует о дифференциальном вращении оболочки AB Aur, причем период P_2 , по-видимому, близок к периоду вращения самой звезды.

Лучевые скорости звезды, измеренные Бильсом [4], показали изменение V_r от -67 до $+7$ км/с. Измерения Финкенцеллера [16] и Финкенцеллера и Янковича [11] показали стабильные лучевые скорости около среднего значения $+21$ км/с.

Анализ Алиевой [18] показал, что профили линий водорода H_α и H_β имеют сложную клочкообразную структуру. Это свидетельствует о существовании неоднородной оболочки звезды. Скорости отдельных сгустков в оболочке AB Aur достигают от -24 до $+80$ км/с. Градиент скорости центрального смещения профилей водородных линий на уровне линии H_β показывает линейную зависимость от глубины линии, а на уровне линии H_α имеет более сложную форму. Скорость истечения вещества в оболочке звезды происходит с замедленным темпом, в направлении от поверхности звезды к периферии [18].

Несмотря на то, что внезапные

“алголоподобные” понижения блеска у АВ Aur были отмечены в начале века (см. например, [17]), многочисленные фотоэлектрические наблюдения после 60-х годов [19-24] не показали каких-либо сильных изменений блеска звезды. Максимальное изменение блеска по указанным работам составляет не более $0^m.3$ в V-полосе.

По данным [25, 26] околозвездная оболочка АВ Aur состоит из двух компонент - вращающего компактного диска и расширяющегося газа на расстоянии более 1000 *а.е.* и окружающего центральную звезду. В работе [25] был обнаружен диск с радиусом 450 *а.е.* в линии молекулы ^{13}CO ($J=1-0$). Фукава и др.[27] показали, что около звезды имеется газовая оболочка, растянутая на расстояние 580 *а.е.*, и обнаружен центральный диск и ассоциирующие с ним два спиральных рукава, растянувшихся на 200-450 *а.е.* Позже было показано, что диск во внешних частях является неоднородным, что объясняется образованием первичных протопланетных тел [28]. Согласно [29, 30] звезда имеет возраст около $2 \cdot 10^6$ лет, и по теории образования планет, к этому времени должны формироваться протопланеты.

В настоящей работе приведена первая часть результатов исследования звезды АВ Aur на основе новых спектральных наблюдений полученных в оптическом диапазоне.

НАБЛЮДЕНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Спектры звезды были получены в кассегреновском фокусе 2 м телескопа ШАО НАН с применением эшелле -спектрометра и ПЗС -матрицы с размерами 530x580 пикселей [31]. Спектральный диапазон охватывает $\lambda\lambda$ 4400-6800 Å. Спектральное разрешение составляло $R=14000$, отношение сигнала к шуму 80-100. Для выполнения наблюдений и редукации применялся пакет программ DECH20T, разработанный Галазутдиновым [32]. Всего за 2008-2009 гг было получено 10 пар спектрограмм звезды. Средняя экспозиция составила 25 минут.

Для построения кривых дисперсий был использован спектр дневного света. Для ежедневного контроля над смещением нуля - пункта в спектрометре в начале и в конце каждой экспозиции были получены спектры

стандартных звезд. После первичной стандартной обработки *.fts изображений файлы приводятся в *.100 формате, и выполняется измерение спектральных параметров отдельных линий.

Были измерены эквивалентные ширины и лучевые скорости отдельных эмиссионных и абсорбционных компонент линий H_α и H_β , а также линий $\text{HeI } \lambda 5876$ Å, $\text{NaI D}_1, \text{D}_2$. Средняя ошибка определения эквивалентных ширин составила 4%, а в позиционных измерениях около ± 2 км/сек.

Как известно, у АВ Aur линии водорода серии Бальмера в видимой области спектра имеют структуру типа Р Cug. Красный эмиссионный компонент со смещением центра в красную часть спектра стабильно находится в эмиссии. Эквивалентная ширина его, доходит до 28 Å. Фиолетовый компонент у H_α является переменным, переходит из абсорбции в эмиссию до полного исчезновения абсорбции. У линии H_β фиолетовый компонент в основном находится в абсорбции, но и здесь иногда синхронно с H_α в относительно слабом виде возникает эмиссионный пик.

В Табл.1 приведены результаты измерений спектральных параметров линии H_α за 2008-2009 гг. Цифрами обозначены: 1- данные фиолетового, 2 -центральной абсорбции и 3-красного эмиссионных компонентом линии H_α . Так как структура фиолетового крыла показывает переменность, мы обозначаем номер соответствующего компонента символом «а» в случае абсорбции, и символом «е» в случае эмиссии.

В Табл.2 приведены аналогичные результаты измерений для абсорбционного и эмиссионного компонентом линии H_β . Здесь фиолетовый компонент практически всегда находится в абсорбции, поэтому здесь приводятся результаты измерений только для двух деталей – 1 фиолетового абсорбционного, 2 – красного эмиссионного компонентом, соответственно.

Как видно из этих двух таблиц, средние значения эквивалентных ширин линий меняются как в отдельные ночи, так и в течение отдельных ночей.

Табл.1. Результаты измерений параметров линии H_{α} у AB Aur в 2008-2009 гг.

JD H_{α}	V_r (km/s)			$\lambda_{1/2}$ (Å)			W (Å)		
	1	2	3	1	2	3	1	2	3
2454695.467	-212.6e	-101.9a	54.44e	2.627	1.031	3.629	0.523	0.255	24.741
2454696.476	-275.9a	-154.3e	43.91e	1.946	1.428	3.648	0.694	0.492	26.322
2454698.469	-255.7a	-135e	46.79e	3.475	-	3.786	2.403	-	28.887
2454703.535	-200.8a	-	45.69e	3.505	-	3.874	0.741	-	26.414
2454795.336	-291.2e	-179.2a	34.68e	1.643	1.871	3.946	0.269	0.394	15.909
2454803.263	-243.6a	-103.4e	44.33e	3.046	0.711	4.176	0.734	0.163	12.768
2455109.452	-	-192.4e	68.29e	-	2.345	3.718	-	2.489	22.119
2455120.414	-	-164.3e	67.88e	-	2.107	3.949	-	2.905	16.263
2455122.371	-	-143.3e	84.32e	-	3.278	3.951	-	2.542	20.721
2455130.292	-269.59a	-134.4e	80.86e	1.88	-	3.718	0.341	0.179	23.96

Табл.2 Результаты измерений для линии H_{β} у AB Aur в 2008-2009 гг.

JD H_{β}	V_r (km/s)		$\lambda_{1/2}$ (Å)		W (Å)	
	1	2	1	2	1	2
2454695.467	-107.65a	60.82e	2.567	2.723	1.643	2.412
2454696.476	-97.64a	35.92e	4.417	3.061	1.805	1.972
2454698.469	-198.23a	36.01e	4.214	3.124	2.651	2.674
2454703.535	-192.51a	31.82e	3.294	3.278	1.434	2.903
2454795.336	-154.6a	27.55e	2.167	3.417	1.209	3.578
2454803.263	-243.36a	58.17e	1.808	2.699	1.269	3.529
2455109.452	-108.4a	74.22e	1.971	2.704	0.919	2.101
2455120.414	-93.56a	85.27e	1.807	2.159	0.961	0.961
2455122.371	-116.8a	73.82e	2.167	2.523	2.077	2.194
2455130.292	-157.9a	59.16e	3.797	2.521	2.635	2.518

Табл.3. Параметры спектральной линии NaD_1 у AB Aur в 2008-2009 гг.

JD NaD_1	V_r (km/s)			$\lambda_{1/2}$ (Å)			W (Å)		
	1	2	3	1	2	3	1	2	3
2454695.467	-8.61	26.28	57.01	1.296	0.288	1.177	0.093	0.003	0.06
2454696.476	-24.95	20.84	55.52	1.148	0.328	0.886	0.068	0.003	0.02
2454698.469	-10.54	22.93	52.43	1.083	0.348	0.463	0.106	0.018	0.2
2454703.535	-12.57	30.73	58.26	1.587	0.444	0.386	0.096	0.011	0.01
2454795.336	-51.73	-8.41	52.57	0.97	0.438	0.813	0.076	0.006	0.04
2454803.263	-46.21	-10.75	48.01	0.669	0.422	1.018	0.087	0.001	0.12
2455109.452	-8.80	23.95	53.07	0.449	0.545	0.417	0.015	0.017	0.01
2455120.414	-14.08	12.37	44.05	0.286	0.514	0.657	0.012	0.014	0.03
2455122.371	-16.89	8.79	35.38	0.211	0.332	0.422	0.001	0.007	0.02
2455130.292	-15.75	14.64	37.63	0.745	0.543	0.723	0.054	-	0.04

Аналогичные результаты измерений нами приведены в Табл.3-5 для линий дублета натрия D_1 , D_2 и HeI $\lambda 5876$ Å, соответственно.

На Рис.1 приведены профили линий водорода H_{α} для разных ночей наблюдений за 2008-2009 гг. Как видно, основная переменность наблюдается на фиолетовом крыле линий. Слабая эмиссия на этом крыле хорошо заметна; она показывает смещение,

доходящее до -300 км/сек. На левой панели Рис.1 нам удалось проследить характер изменения фиолетового крыла и переменного пика на этом крыле. Так, в ночь с 16 на 17 августа 2008 г. на фиолетовом крыле наблюдается очень широкий и сильно смещенный в коротковолновую часть спектра эмиссионный пик; а на следующей спектрограмме, полученной через день, эмиссионный пик стал более интенсивным, но

уже с относительно меньшим смещением в фиолетовую часть спектра. А на следующей спектрограмме, полученной уже 19 августа 2008 г., мы наблюдаем лишь «остатки» этого пика, в почти сливающемся состоянии с основным красным компонентом линии. Таким образом, эта картина свидетельствует о том, что нам удалось проследить поведение фиолетового эмиссионного компонента от начала до конца, которое появилось и исчезло по крайней мере за 3 суток.

На Рис.2 мы наблюдаем аналогичную картину – синхронное изменение с линией H α структуры фиолетового компонента линии H β .

На Рис.3 приведены профили линий HeI $\lambda 5876$ Å и NaI D₁, D₂. Линии гелия часто

имеют две компоненты, которые показывают значительную переменность от спектра к спектру (Табл.5). В отдельные ночи, например, в 24.11.2008, наблюдается расщепление структуры линии гелия на несколько компонент.

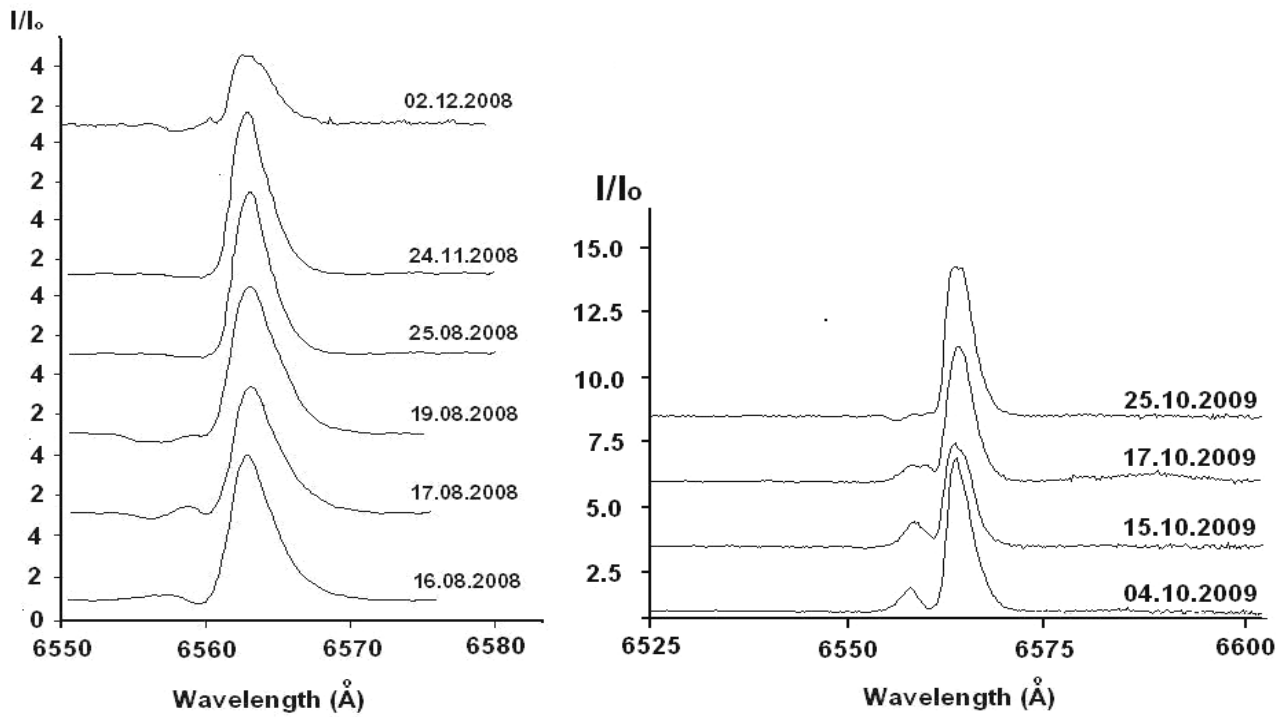
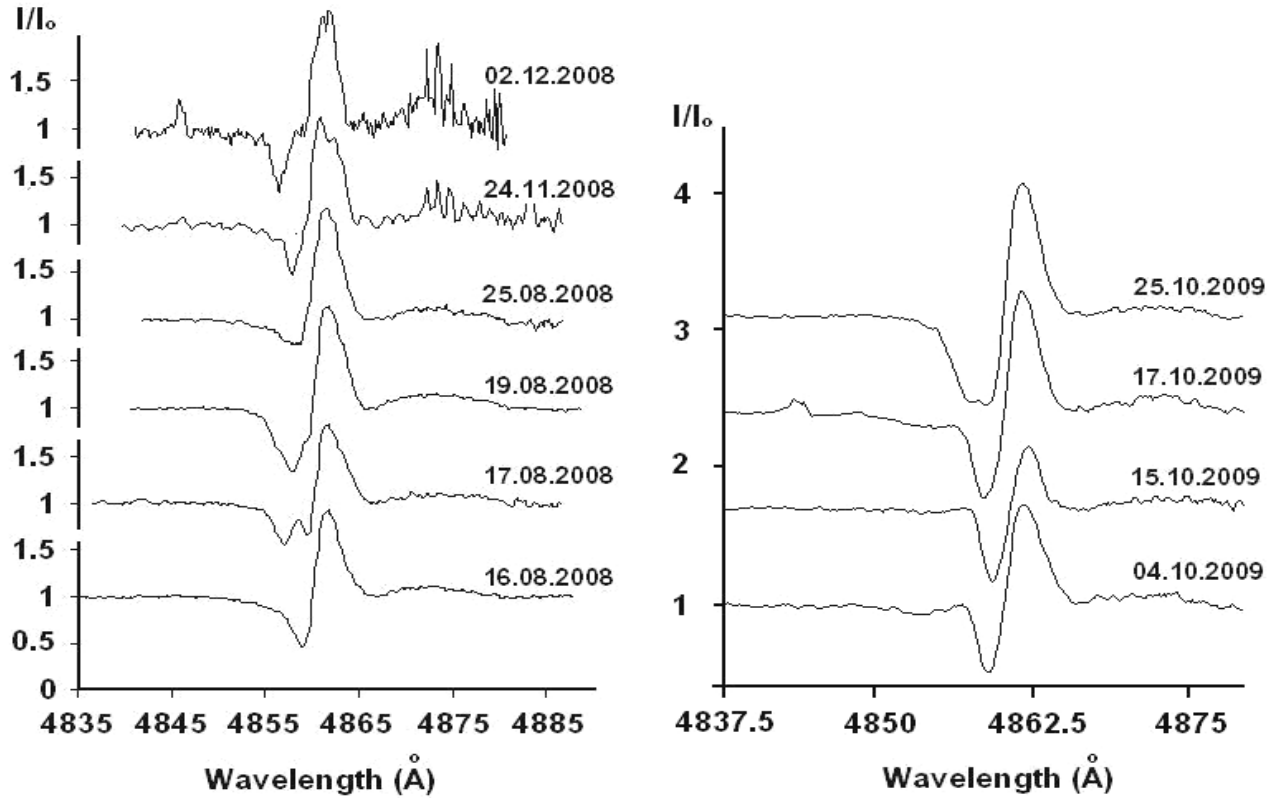
Линии NaI D₁, D₂ имеют трехкомпонентную структуру – два эмиссионных компонента и центральную абсорбцию. Все компоненты показывают переменность, как эквивалентных ширин, так и лучевых скоростей (Табл.3-4). Меняется также и структура профилей этих линий. Наибольшее изменение профилей этого дублета наблюдается по спектрам, полученным в 2009 г.

Табл.4. Параметры спектральной линии NaD₂ у AB Aur в 2008-2009гг.

JD NaD ₂	V _r (km/s)			$\lambda_{1/2}$ (Å)			W (Å)		
	1	2	3	1	2	3	1	2	3
2454695.467	-14.1	24.27	60.76	0.987	0.34	1.02	0.111	0.014	0.09
2454696.476	-19.4	20.54	59.04	0.974	0.318	0.992	0.103	0.006	0.07
2454698.469	-11.2	23.56	54.33	1.169	0.506	1.011	0.125	0.021	0.08
2454703.535	-8.6	29.62	62.96	1.258	0.392	0.797	0.117	0.024	0.05
2454795.336	-50.0	-12.64	20.32	0.915	0.599	0.693	0.079	0.001	0.05
2454803.263	-46.0	-16.42	15.27	0.612	0.592	0.661	0.067	-	0.1
2455109.452	-10.56	22.52	56.46	0.618	0.404	0.712	0.029	0.013	0.05
2455120.414	-16.69	9.98	47.28	0.454	0.269	1.01	0.023	0.003	0.1
2455122.371	-15.80	6.25	40.74	0.365	0.183	0.881	0.011	0.003	0.1
2455130.292	-17.37	13.30	39.82	1.217	0.491	0.785	0.095		0.11

Табл.5. Параметры спектральной линии HeI у AB Aur в 2008-2009 гг.

JD HeI 5876	V _r (km/s)			$\lambda_{1/2}$ (Å)	W (Å)
	1	2	3		
2454695.467	-4.79	40.08	103.9	5.655	0.643
2454696.476	-112.74	41.07	108.36	8.564	1.021
2454698.469	-34.04	58.11	97.83	5.546	0.633
2454703.535	-26.14	32.88	68.85	6.026	0.667
2454795.336	-40.44	25.15	84.01	9.13	1.005
2454803.263	-75.61	-10.11	48.96	8.369	0.753
2455109.452	-76.94	10.93	93.57	7.386	0.933
2455120.414	-106.07	10.91	91.86	7.325	
2455122.371	-121.42	-7.26	88.06	7.104	0.539
2455130.292	-109.79	43.25	110.34	7.994	0.569

Рис 1. Профили линии $H\alpha$ в спектре AB Aur.Рис 2. Профили линии $H\beta$ в спектре AB Aur.

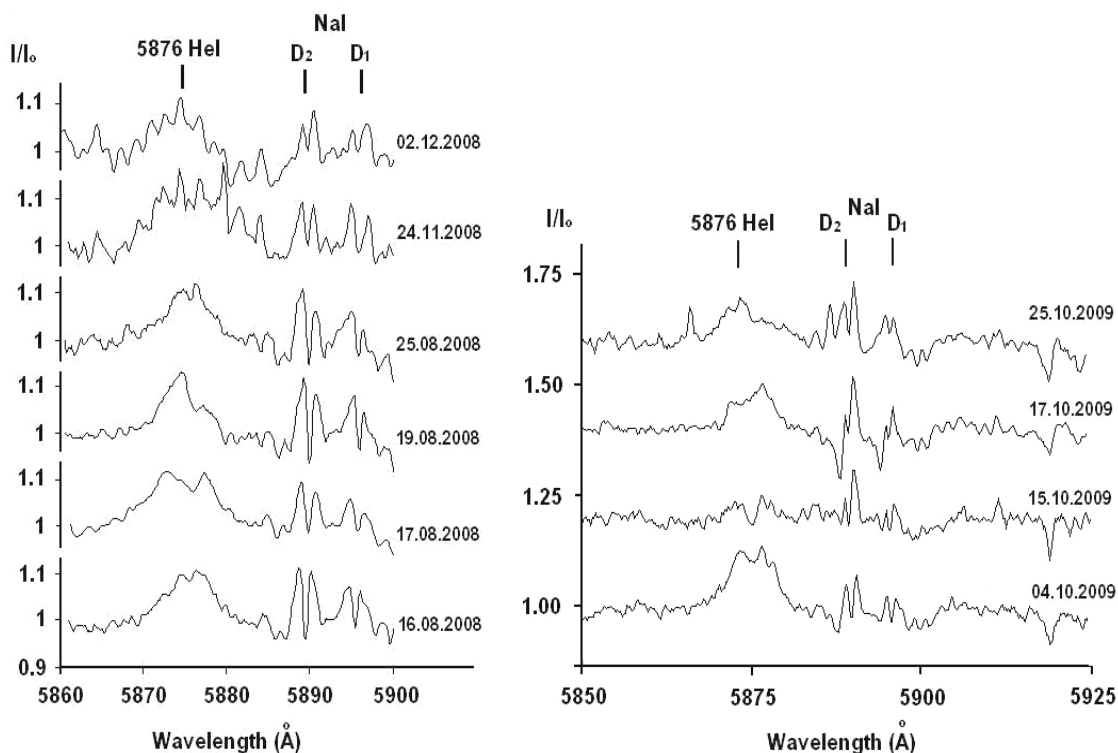


Рис 3. Профили линии HeI 5876 Å и D₁, D₂ NaI в спектре AB Aur.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Наши наблюдения показали, что в течение нескольких суток у звезды наблюдается изменение профилей эмиссионных линий. Переменность фиолетового крыла линии MgII2895 Å также было наблюдаено и в [10, 15]. Новизна в наших наблюдениях заключается в том, что нам удалось проследить все стадии от возникновения до полного исчезновения эмиссионного компонента, наблюдаемая на фиолетовом крыле линий водорода H_α и H_β. Это событие происходит, по крайней мере, за 3 *суток*. Вначале эта компонента максимально смещена в фиолетовую часть спектра, а затем ее смещение постепенно приближается к скорости центра массы звезды.

Известно, что скорость вращения звезды оценивается около 80 км/с [14, 15]. При радиусе звезды 2.5 R_☉ [33] и угла наклона плоскости диска к лучу зрения $i = 76^\circ$ [30], можно оценить возможный период осевого вращения звезды, равный $1.35 \cdot 10^5$ секунды = 38 часов. Это значение периода осевого вращения близко к значению квазипериода, определенному в [15]. Отсюда следует, что если бы наблюдаемое нами событие — появление и исчезновение эмиссии в

фиолетовом крыле водородных линий было бы связано с некоторой неоднородной структурой в диске, то характерное время его образования и исчезновения в результате вращательной модуляции звезды не превосходила бы 1.5 *суток*. Однако, наши наблюдения показывают, что это событие имеет характерное время около 3 *суток*.

Для объяснения этого события можно сделать два предположения: 1. Сгусток массы, ответственный за обнаруженную переменность, находится на определенном расстоянии от центральной звезды, 2. Наблюдается аккреция из околосредного окружения на звезду.

В первом случае разумно предположить, что диск звезды вращается нетвердотельно, и сгусток массы находится на определенном расстоянии от центральной звезды. Это тело может быть в виде протопланеты или кометы. Внешние слои диска вместе с гипотетическим телом должны вращаться, примерно, в два раза медленнее. В случае же аккреции, учитывая тот факт, что изменение происходит в основном в фиолетовом крыле, надо полагать, что аккреция вещества происходит только в одном и том же коллимированном направлении. Мы

видим, что объяснение наблюдаемого факта в обоих случаях наталкивается на определенные трудности. Для разрешения этой проблемы нужны последовательные спектральные и фотометрические наблюдения звезды.

В настоящей работе можно сделать следующие выводы:

1. Обнаружена синхронная переменность фиолетового крыла у линий H_{α} и H_{β} . Полный цикл события – от возникновения до исчезновения эмиссии на этом крыле имеет характерное время 3 суток.
2. Обнаружена переменность структуры и интенсивностей отдельных компонент в линиях $HeI\ \lambda 5876\text{\AA}$ и D_1 , $D_2\ NaI$ от ночи к ночи и в отдельные годы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Herbig G.H. The spectra of Be and Ae-type Stars Associated with Nebulosity. **Astrophys.J. Suppl. Ser.** 1960, v.4, p.337-368.
2. Herbig G.H., Bell K.R. Third Catalog of Emission-Line Stars of the Orion Population. **Lick Obs. Bull.** 1988, № 1111, 90-p.
3. Herbst W., Shevchenko V. S. A Photometric Catalog of Herbig AE/BE Stars and Discussion of the Nature and Cause of the Variations of UX Orionis Stars. **Astron.J.** 1999, v.118, p.1043-1060.
4. Beals C.S. The spectra of the P Cyg stars. **Publ.Dom.Observ.Victoria**, 1953, v.9, p.1-55.
5. Merrill P.W., Burwell C.G. Variations in structure of the hydrogen lines in the spectrum of HD31293. **Astrophys.J.** 1933, v.77, p.103-109.
6. Рачковская Т.М. Спектрофотометрические наблюдения AB Aur в 1963 и 1964 годах. **Изв. Крым. астрофиз. обсерв.**, 1967, т.36, с.210-215.
7. Чхиквадзе Я.Н., Джанишвили Э.Б. Одновременные спектральные и фотометрические наблюдения AB Возничего в 1983-1984 г.г. **Бюлл. Абастум. астрофиз. обсерв.**, 1986, №61, с.83-86.
8. Зайцева Г.В., Колотилов Е.А. Контуры эмиссионной линии водорода H_{α} в спектрах неправильных переменных звезд. **Астрофизика**. 1973, т.9, с.185-195.
9. Garrison L.M., Anderson C.M. Observational studies of the Herbig Ae-Be Stars. I. High resolution H_{α} profiles. **Astrophys.J.** 1977, v.218, p.438-443.
10. Catala C., Czarny J., Felenbok P., Praderie F. Spectral similarities in the visible and UV Spectrum of Herbig Ae-Be stars. **Astron. Astrophys.** 1986, v.154, p.103-114.
11. Finkenzeller U., Jankovics I. Line profiles and radial velocities of Herbig Ae-Be stars. **Astron. Astrophys. Suppl.Ser.** 1984, v.57, p.285-326.
12. Шевченко В.С. **Ае/Ве звезды Хербига**. Ташкент, Фан, 1989, 282с.
13. Шевченко В.С. Популярная Ae-звезда Хербига AB Aur. I. Исследование переменности эмиссионных линий в области 0.37- 0.88 мкм. **Астрофизика**, 1987, т.27, с.459-470.
14. Bohm T., Catala C., Rotating neutron star models with a magnetic field **Astron. Astrophys.** 1995, v.301, p.757.
15. Praderie F., Simon T., Catala C., Boesgaard A.M. Short term spectral variability in AB Aur; clues for activity in Herbig Ae Stars. I. The ultraviolet lines of MgII and FeII. **Astrophys.J.** 1986, v.303, p.311-326.
16. Finkenzeller U. AB Aur and its variable hydrogen lines. **Astron.Astrophys.** 1983, v.124, p.157-162.
17. Payne-Gaposhkin C. Variable stars in Milton field 25. **Harvard Ann.**, 1952, v.118, p.15-24.
18. Алиева А.А. Исследование звезд типа Т Тельца и Ae/Be Хербига с сильным эмиссионным спектром. **Диссертация** канд.физ.-мат.наук, Баку, 2007.
19. Herbst W., Booth J.F., Korett D.L., Zajtseva G.V., Schhakovskaya N.I., Vrba F.J., Covino E., Terranegra L., Vittone A., Hoff D., Kelsey L., Lines R., Barksale W. Photometric variations of Orion population stars. V. A searsch for periodicities. **Astron.J.** 1987, v.94, p.137-149.
20. Бродская Э.С. Фотоэлектрические наблюдения четырех неправильных переменных звезд ранних спектральных классов Вер. **Переменные звезды**, 1968, т.16, с.429-434.
21. Зайцева Г.В. Фотоэлектрические наблюдения звезд типа RW Возничего. **Переменные звезды**, 1968, т.16, с.435-439.
22. Магалашвили И.Л., Кумсиашвили Я.И. Нестационарная звезда раннего спектрального типа AB Возничего. **Бюлл. Абаст. астрофиз. обсерв.** 1970, № 39, с.3-8.
23. Мосидзе Л.И. Трехцветная фотометрия нескольких звезд типа RW Возничего в ассоциации Orion TI, Телец TI, Цефей T2 и Возничего TI. **Переменные звезды**, 1987, т.16, с.149-156.
24. Шаймиева А.И., Шутьмова И.А. UBVR-фотометрия четырех звезд Ae-Be Хербига. **Переменные звезды**. 1985, т.22, с.167-172.
25. Mannings V., Sargent A.I. High-Resolution Studies of Gas and Dust around Young Intermediate-Mass Stars. **Astrophys.J.** 1999, v.490, p.792.
26. Henning Th., Burkert A., Launhardt R., Leinwrt Ch., Stecklum B. Infrared imaging and millimeter continuum mapping of Herbig Ae/Be and FU Orionis stars. **Astron.Astrophys.** 1998, v. 336, p.565-586.
27. Fukagawa M., Hayashi M., Tamura M. Et al. Spiral structure in the circumstellar disk around AB Aurigae. **Astrophys.J.** 2004, v.605, L53—56.
28. Lin Sh.-Y., Ohashi N., Lim J., et al. Possible Molecular spiral arms in the protoplanetary disk of AB Aurigae. **Astrophys.J.** 2006, v.645, p.1297-1304.
29. Anker M.E., The P.S., Tjin A.D. H.R., et al. HIPPARCOS data on Herbig Ae/Be stars: an evolutionary scenario. **Astron.Astrophys.** 1997, v.324, L33-36.
30. Grady C. A., Pérez M. R., Bjorkman, K. S., Massa, D. Transient Infall Events in the Disk of AB Aurigae: The beta Pictoris Phenomenon at 2-4 Megayears **Astrophys.J.** 1999, v.511, p.925-931.

31. Исмаилов Н.З., Алиева А.А. Ахмедова Н.Я.. Исследование стабильности спектрометра фокуса Кассегрена 2 м телескопа ШАО. **Известия НАН Азербайджана** 2005, XXV, № 5, с. 234-238.
32. Галазутдинов Г.А. **Препринт САО РАН.**, 1992, №92.
33. Bouwman J., de Koter A., van den Ancker M.E., Waters L.B.F.M. The composition of the circumstellar dust around the Herbig Ae stars AB Aur and HD 163296. **Astron. Astrophys.** 2000, v.360, p.213-226.

AB AUR ULDUZUNUN OPTİK SPEKTRİNİN TƏDQIQI

N.Z. İsmayılov, O.V. Xəlilov

İşdə Ae/Be Herbig tipli AB Aur ulduzunun AMEA ŞAR-da aparılmış spektral tədqiqinin nəticələri verilmişdir. Hidrogenin H α və H β xətlərinin bənövşəyi qanadında əlavə şüalanma komponenti hesabına dəyişmə aşkar edilmişdir. Həmin komponentin yaranması və tam yox olması arasında keçən xarakterik vaxt təxminən 3 gün təşkil edir. Bu şüalanma komponentinin dəyişkənliyi ulduz ətrafında protoplanet və ya protokomet cismin olması ilə bağlı ola bilər.

Açar sözlər: cavan ulduzlar, şüalanma spektri, AB Aur

OPTICAL SPECTRUM RESEARCH OF THE AB AUR

N.Z. Ismayilov, O.V. Khalilov

The results of spectral investigations Ae/Be Herbig type star AB Aur performed in ShAO, Azerbaijan National Academy of Sciences are provided. Variability of violet wings of hydrogen lines H α and H β due to additional emission component was discovered. The characteristic time from appearance to the complete disappearance of this component is about 3 days. Probable cause of this variability emission component can be protoplanetary or protocometary body in the circumstellar environment.

Keywords: young stars, emission spectrum, AB Aur

HR 7451 (F7V) VƏ HR 7495 (F5II-III) ULDUZLARININ FUNDAMENTAL PARAMETRLƏRİNİN TƏYİNİ

© 2010. Z.A.Səmədov J.A.Məlikova

*Bakı Dövlət Universiteti, Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası
(S.Zahir@box.az)*

Model üsulu və ulduzların parallaksının tədqiqinə əsaslanan yeni üsul əsasında HR 7451(F7V) və HR 7495 (F5II-III) ulduzların effektiv temperaturları və səthində ağırlıq qüvvəsinin təcilləri təyin edilmişdir. HR 7451(F7V) ulduzu üçün $T_{\text{eff}} = 6250 \pm 200\text{K}$, $\lg g = 3,9 \pm 0,2$; HR 7495 (F5II-III) ulduzu üçün isə $T_{\text{eff}} = 6900 \pm 200\text{K}$, $\lg g = 3,0 \pm 0,2$ qiymətləri alınmışdır. Təkamül ayrıləri ilə müqayisə əsasında ulduzların kütlələri, radiusları və işıqlıqları təyin edilmişdir.

Aparıcı sözlər: ulduz, effektiv temperatur, işıqlıq, ağırlıq qüvvəsi təcili

Məlumdur ki, ulduzların kimyəvi tərkibini analiz etmək üçün onların iki fundamental parametrlərini: effektiv temperaturlarını (T_{eff}) və ulduz atmosferlərində ağırlıq qüvvəsi təcili (g)-ni bilmək lazım gəlir. T_{eff} və $\lg g$ parametrləri atmosfer modellərini hesablamaq üçün zəruri parametrlərdir. Atmosfer modelləri əsasında isə kimyəvi elementlərin miqdarı təyin edilir. Həmçinin T_{eff} və $\lg g$ parametrlərini bilməklə ulduzların digər fundamental parametrlərini: kütlələrini M , radiuslarını R , işıqlıqlarını L və yaşlarını t qiymətləndirmək olar. Bu işdə HR 7451 (F7V) və HR 7495 (F5II-III) ulduzlarının effektiv temperaturları və atmosferlərində ağırlıq qüvvəsinin təcilləri təyin olunur. Əvvəlki işlərimizdə [1-4] T_{eff} və $\lg g$ üçün təyin olunan qiymətlər ulduzun müşahidə və atmosfer modelləri əsasında hesablanmış nəzəri xarakteristikalarının müqayisəsinə əsaslanır. Qeyd edək ki, bu işdə həmçinin ulduzların parallaksının tətbiqinə əsaslanan yeni üsuldən istifadə olunur. Bu üsul ulduz atmosferləri modelləri ilə bağlı deyil.

Ulduzların bir sıra xarakteristikaları cədvəl 1-də göstərilmişdir. cədvəldə ulduzun HR və HD nömrələri, spektral sinfi, görünən ulduz ölçüsü m_v , ulduzlararası fəzada udulma A_v , parallaks π , ulduza qədər məsafə d göstərilmişdir. Məlumdur ki, ulduza qədər məsafə $d = \frac{1}{\pi}$, burada d parseklərlə, π bucaq saniyələrlə ifadə olunur.

Spektral sinif, görünən ulduz ölçüsü, ulduzlararası fəzada udulma [5], parallaks [6]-dan götürülmüşdür.

Ulduzların spektri 2004-ci ilin avqust ayında Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasında 2 m-lik teleskopun kasseqren fokusunda qoyulmuş yüksək ayırdetmə gücünə malik olan ($R=14000$, $S/N=200$) müasir CCD-qəbuledicisinin köməyi ilə alınmışdır. Spektrlərin tədqiq olunması [7]-də verilmiş DECH-20 proqramı vasitəsilə həyata keçirilmişdir. Ulduz atmosferləri modellərinə və ulduzların parallakslarının tətbiqinə əsaslanan üsullar əsasında HR 7451 (F7V) və HR 7495 (F5II-III) ulduzlarının effektiv temperaturları və səthində ağırlıq qüvvəsi təcili təyin olunmuşdur: HR 7451 ulduzu üçün $T_{\text{eff}}=6250\text{K}$, $\lg g=3,9$, HR 7495 ulduzu üçün $T_{\text{eff}}=6900\text{K}$, $\lg g=3,0$. Tətbiq etdiyimiz üsulla təyin olunan T_{eff} infraqırmızı sel üsulunun nəticələri ilə üst-üstə düşür. Təkamül ayrıləri əsasında ulduzların kütlələri, radiusları və işıqlıqları təyin olunmuşdur.

T_{eff} VƏ $\lg g$ PARAMETRLƏRİNİN TƏYİNİ

Fotometrik indekslərin və balmer xətlərinin tətbiqi

Fotometrik kəmiyyətlərdən iki indekstdən istifadə olunur, bu kəmiyyətlər ulduzlararası fəzada udulmanın təsirindən azaddır. UBV fotometrik sistemində bu indeks

Cədvəl 1. Tədqiq olunan ulduzların xarakteristikaları

HR	HD	Sp	m_v	A_v	Parallaks	Məsafə, d, pk
7451	184960	F7V	5,70	0,0	0,035	28,57
7495	186155	F5II-III	5,11	0,21	0,018	55,56

$Q=(U-B)-0,72(B-V)$, UVBY-sistemində isə $[c_1]=c_1-0,2(b-y)$ -dir. Q , $[c_1]$ indekslərinin müşahidə qiymətləri [8]-dən təyin olunur. Bir sıra atmosfer modelləri üçün H_α və H_β xəttlərinin ekvivalent enlikləri, $[c_1]$ və Q indekslərinin qiymətləri Kuruç [9] tərəfindən hesablanmışdır. Üsulun əsas ideyası Q , $[c_1]$ kəmiyyət-lərinin atmosfer modelləri əsasında hesablanmış qiymətlərinin müşahidə qiymətləri ilə müqayisəsidir. Müşahidə və nəzəri hesablanmış qiymətləri üst-üstə salaraq hər bir yuxarıda göstərilən kəmiyyətlər əsasında bir neçə T_{eff} və $\log g$ cütlerini alırıq. Q , $[c_1]$ kəmiyyətləri əsasında təyin olunan T_{eff} və $\log g$ cütlərindən istifadə edərək $T_{\text{eff}}-\log g$ müstəvisində hər bir kəmiyyət üçün uyğun qrafiklər qurulur.

Parallaksın tətbiqi

T_{eff} və $\log g$ -nin təyini üsulunda yenilik ulduzların parallakslarının tətbiqidir. Əhəmiyyətli odur ki, bu üsul ulduz atmosferləri modelindən asılı deyil.

Aşağıda məlum ifadədən istifadə edərək:

$$\log d = -5,25 + 0,51 \frac{M}{M_G} + 2 \lg T_{\text{eff}} + 0,5 \lg g + 0,2 m_v - 0,2 A_v + 0,2 BC$$

Burada d-parseklərlə ulduza qədər məsafə, $\frac{M}{M_G}$ -

ulduzun Günəş kütləsi vahidi ilə kütləsi, m_v -görünən ulduz ölçüsü, A_v ulduzlararası fəzada udulma, BC-bolometrik düzəlişdir. Nəzərə alaq ki,

$d = \frac{1}{\pi''}$, yuxarıdakı ifadəni istifadə üçün asan şəkildə yazaq:

$$\lg g - \lg \frac{M}{M_G} - 0,4 BC = -10,50 + 4 \lg T_{\text{eff}} + 2 \lg \pi'' + 0,4 m_v - 0,4 A_v \quad (1)$$

π'' , m_v və A_v kəmiyyətlərinin müşahidədən qiymətləri məlumdur, odur ki, T_{eff} verilibsə (1) tənliyinin sağ tərəfi sabit qalır.

(1) tənliyinin sol tərəfi $\lg g$ və onunla bağlı $\frac{M}{M_G}$ və BC kəmiyyətlərindən asılı olaraq dəyişən kəmiyyətdir.

(1) tənliyini həll etmək üçün kütləni $\frac{M}{M_G}$ -i

bilmək lazımdır; $\frac{M}{M_G}$ nəzəri təkamül əyrilərindən

təyin olunur [10]. Məlumdur ki, hər bir əyri $\frac{M}{M_G}$

kəmiyyətinin verilməsi ilə təyin olunur. T_{eff} üçün müəyyən qiymət qəbul edərək, müəyyən $\frac{M}{M_G}$

kütlələr diapozonunda, hər bir təkamül əyrisindən $\lg g$ kəmiyyəti və BC təyin olunur. Beləliklə T_{eff} -in verilmiş qiyməti üçün, (1) tənliyinin sol tərəfinə

daxil olan üç kəmiyyətin ($\frac{M}{M_G}$, $\log g$, BC) dəstini

alırıq. Buradan, hesablamalar apararaq, (1) tənliyini ödəndiyi $\frac{M}{M_G}$ kəmiyyətini və onunla

bağlı $\log g$, BC kəmiyyətləri dəstini təyin edirik.

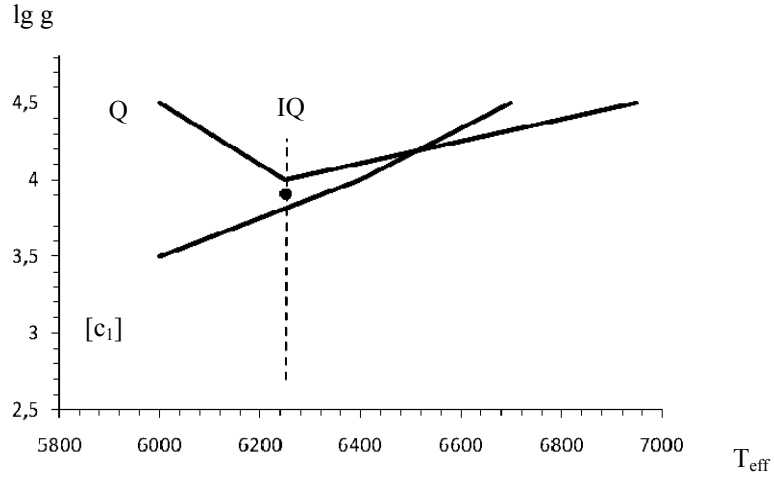
Yuxarıda aparığımız əməliyyatı T_{eff} -in digər qiymətləri üçün aparırıq. Nəticədə bir neçə T_{eff} , $\lg g$ cütləri alınır. Bu cütləri $T_{\text{eff}}-\lg g$ diaqramında qeyd edərək uyğun qrafiki qururuq.

Q , $[c_1]$ kəmiyyətlərinin müşahidə və nəzəri hesablanmış qiymətlərinin müqayisəsi və parallaksın tətbiqi əsasında qurduğumuz qrafiklər $T_{\text{eff}}-\lg g$ diaqramında $T_{\text{eff}}-\log g$ -nin qiymətlərinin kompakt oblastında kəşifir və tədqiq etdiyimiz ulduzların atmosfer parametrlərini təyin edir. HR 7451 ulduzu üçün $T_{\text{eff}} = 6250 \text{ K}$ $\lg g = 3,9$; HR 7495 ulduzu üçün isə $T_{\text{eff}} = 6900 \text{ K}$ $\lg g = 3,0$.

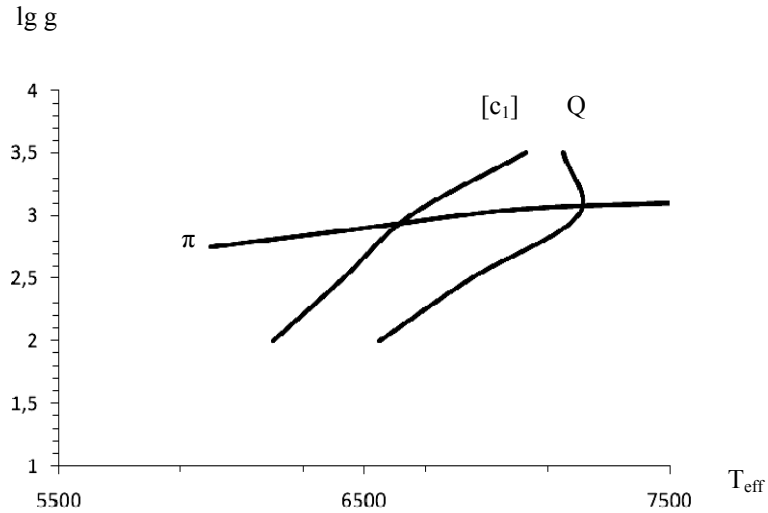
Şəkil 1 və 2-də tədqiq etdiyimiz ulduzlar üçün qurulan $T_{\text{eff}}-\lg g$ diaqramı göstərilir.

Qeyd edək ki, HR 7451 ulduzu üçün effektiv temperaturun infraqırmızı sel üsulu ilə təyin olunan qiyməti məlumdur. [11] əsasən bu üsul ilə təyin olunan $T_{\text{eff}} = 6250 \text{ K}$. Bu qiymətə $T_{\text{eff}}-\lg g$

diqramında şaquli ştrix uyğundur. Göründüyü kimi, infraqırmızı sel üsulunun təyin etdiyi T_{eff} bizim təyin etdiyimiz T_{eff} ilə demək olar üst-üstə düşür. Bu isə bizim üsulun olduqca dəqiq üsul olduğunu göstərir.



Şəkil 1. HR 7451 ulduzu üçün $\lg g - T_{\text{eff}}$ diaqramı.



Şəkil 2. HR 7495 ulduzu üçün $\lg g - T_{\text{eff}}$ diaqramı.

TƏKAMÜL PARAMETRLƏRİNİN TƏYİNİ

T_{eff} və $\lg g$ üçün təyin olunmuş qiymətlərə əsaslanaraq təkamül hesablamaları-nın köməyi ilə HR 7451 və HR 7495 ulduzların kütlələri üçün uyğun olaraq

$$\frac{M}{M_G} = 0,3 ; \quad \frac{M}{M_G} = 0,5$$

təyin olunmuşdur.

M məlumdursa, radius və işıqlığı aşağıdakı ifadələrdən təyin olunur:

$$\lg \frac{R}{R_G} = 2,22 + 0,5 \frac{M}{M_G} - 0,5 \lg g ;$$

$$\lg \frac{L}{L_G} = -15,045 + 2 \lg \frac{R}{R_G} + 4 \lg g.$$

Təyin etdiyimiz $T_{\text{eff}}=6250\text{K}$ $\lg g=3,9$ $M=0,275M_G$ və $T_{\text{eff}}=6900\text{K}$ $\lg g=3,0$ $M=0,5M_G$ qiymətlərinə əsaslanaraq R və L üçün uyğun olaraq aşağıdakı qiymətlər alınır. HR 7451 ulduzu üçün

$$\lg \frac{R}{R_G} = 0,41$$

$$\lg \frac{L}{L_G} = 0,98$$

HR 7495 ulduzu üçün isə

$$\lg \frac{R}{R_G} = 0,97$$

$$\lg \frac{L}{L_G} = 2,26 .$$

ƏSAS NƏTİCƏLƏR

1. Əvvəllər T_{eff} və $\lg g$ təyin edərkən istifadə etdiyimiz kriteriyalara və ulduzların parallakslarının tətbiqinə əsaslanan üsuldən istifadə edərək HR7451 (F7V) və HR7495 (F5II-III) ulduzlarının uyğun olaraq effektiv temperaturları və səthində ağırlıq qüvvəsinin təciləri təyin olunmuşdur. HR 7451 (F7V) ulduzu üçün $T_{\text{eff}} = 6250 \pm 200\text{K}$, $\lg g = 3,9 \pm 0,2$; HR 7495 (F5II-III) ulduzu üçün isə $T_{\text{eff}} = 6900 \pm 200\text{K}$; $\lg g = 3,0 \pm 0,2$.

2. İnfraqırmızı sel üsulu ilə ulduzların effektiv temperaturlarının təyini üsulunun nəticələri ilə müqayisə göstərir ki, tətbiq etdiyimiz üsulla təyin

olunan T_{eff} , yuxarıda qeyd etdiyimiz üsulla təyin olunan T_{eff} ilə demək olar ki, üst-üstə düşür.

3. Təkamül ayrılırları əsasında tədqiq etdiyimiz ulduzların kütləsi, radiusu və işıqlıqları təyin olunmuşdur:

HR 7451 (F7V) ulduzu üçün

$$\frac{M}{M_G} = 0,3 ; \quad \frac{R}{R_G} = 2,6 ; \quad \frac{L}{L_G} = 9,5$$

HR 7495 (F5II-III) ulduzu üçün isə

$$\frac{M}{M_G} = 0,5 ; \quad \frac{R}{R_G} = 9,3 ; \quad \frac{L}{L_G} = 180.$$

ƏDƏBİYYAT SİYAHISI

1. Любимков Л.С., Самедов З.А., Исследование атмосферы сверхгиганта δ Сма (F8Ia) и определение его эволюционных параметров, **Изв. Крымской астрофиз. общ.**, 1985, том 72, с. 99-106.
2. Любимков Л.С., Самедов З.А., Исследование химического состава и других параметров звезды π Sgr как двойной системы, **Изв. Крымской астрофиз. общ.**, 1987, том 77, с. 97-114.
3. Самедов З.А., Исследование атмосферы сверхгигантов Sco (F2II) и θ Sco (F1II). **Астрофизика**, 1988, том 28, с. 564- 572.
4. Халилов А.М., Самедов З.А., Гасанова А.Р., Исследование сверхгигантов 89 Her, **Астрономический журнал**, 2008, том 85, с. 940-946.
5. **Фотометрический и спектральный каталог ярких звезд**. «Наукова думка», 1979.
6. Eggen O.J., Luminosities, abundances, and motions of stars brighter than visual magnitude 15.1 and annual proper motions larger than one-half arc-second. **Astron.J.**, 1987, v. 93, p. 393-420.
7. Галазутдинов Г.А., Система обработки эшелле-спектров DECH-20, **Препр. CAO РАН**, 2000, №92.
8. Cowley A.P., Hiltner W.A., Witt A.N., Spectral classification and photometry of high proper motion stars. **Astron.J.**, 1967, v.72, p. 1334-1340.
9. Kurucz L.S., **CD-Rom**, 2004, №13.
10. Claret A., **Astron. Astrophys.**, 2004, v. 424, p. 919.
11. Blackwell D.E., Lynas-Gray A.E., Determination of the temperatures of selected ISO flux calibration stars using the Infrared Flux Method, 2000, v.129, p. 505.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЗВЁЗД HR 7451 (F7V) И HR 7495 (F5II-III)

З.А.Самедов, Ж.А.Меликова

Получены следующие значения эффективной температуры и ускорения силы тяжести звёзд: для HR7451 (F7V) $T_{\text{eff}} = 6250 \pm 200 \text{ K}$, $\lg g = 3,9 \pm 0,2$; а для HR 7495 (F5II-III) $T_{\text{eff}} = 6900 \pm 200 \text{ K}$; $\lg g = 3,0 \pm 0,2$. Определение этих параметров основывается на сравнении наблюдательных данных с соответствующими данными, вычисляемыми из моделей атмосфер с учетом параллакса. Путем сравнения с эволюционными расчетами найдены масса, радиус, светимость.

Ключевые слова: звезда, эффективная температура, светимость, ускорение силы тяжести

DETERMINATION OF FUNDAMENTAL PARAMETERS OF THE STARS HR 7451 (F7V) AND HR 7495 (F5II-III)

Z.A.Samedov, J.A.Melikova

We have analyzed the stars HR 7451 (F7V) and HR 7495 (F5II-III) and obtained the following values of the effective temperature and surface gravity: for HR7451 (F7V) $T_{\text{eff}} = 6250 \pm 200 \text{ K}$, $\lg g = 3,9 \pm 0,2$; and for HR7495 (F5II-III) $T_{\text{eff}} = 6900 \pm 200 \text{ K}$, $\lg g = 3,0 \pm 0,2$. By means of comparison with the evolution calculation we have found mass, radius and luminosity of HR 7451 (F7V) and HR 7495 (F5II-III).

Key words: star, effective temperature, luminosity, surface gravity