

**AZƏRBAYCAN MİLLİ ELMLƏR
AKADEMİYASI**

**AZƏRBAYCAN
ASTRONOMİYA
JURNALI**

**2011
CİLD 6
№ 4**

**AZERBAIJANI ASTRONOMICAL
JOURNAL**

Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası

AZƏRBAYCAN ASTRONOMİYA JURNALI

Cild 6 – № 4 – 2011

Azerbaijan National Academy of Sciences

Национальная Академия Наук Азербайджана

AZERBAIJANI
ASTRONOMICAL
JOURNAL

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ
ЖУРНАЛ
АЗЕРБАЙДЖАНА

Volume 6 – No 4 – 2011

Том 6 – № 4 – 2011

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

© 2011 Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası.

© 2011 AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası.

Bütün hüquqlar qorunmuşdur.

Bakı – 2011

“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.Бабаяев

Ответственный секретарь: П.Н.Шустарев

Редакционная коллегия:

Джалалов Н.С. (Шамакхская Астрофизическая Обсерватория)

Гусейнов Р.Э. (Бакинский Государственный Университет)

Исмаилов Н.З. (Шамакхская Астрофизическая Обсерватория)

Гасымов Ф.К. (Институт физики НАНА)

Гулүзаде Дж.М. (Бакинский Государственный Университет)

Технический редактор: Аскеров А.Б.

Адрес редакции:

Азербайджан, Баку, AZ-1001, ул. Истиглалият 10, Президиум НАНА

Журнал издается в Шамакхской 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, 2011 г.

© Шамакхская Астрофизическая Обсерватория им. Н.Туси НАНА, 2011 г. Все права защищены.

Баку - 2011

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)

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

© 2011, Azerbaijan National Academy of Sciences.

© 2011, Shamakhy Astrophysical Observatory named after N.Tusi, ANAS. All rights reserved..

Baku - 2011

MÜNDƏRİCAT

TRANSNEPTUN PLANET CİSİMLƏRİNİN VƏ KOMETLƏRİN ƏLAQƏSİ MƏSƏLƏSİ BARƏDƏ Ə.C.Quliyev, R.Ə.Quliyev	5
«ZEISS - 600+ VRI SÜZGƏCLƏR + CCD KAMERA ALTA U-47» SİSTEMİNİN FOTOMETRİK KALİBRÖVKASI B.İ. Abdullayev, S.O. Məcidova, X.M. Mikayılov, B.N. Rüstəmov	11
HD 14662 (F7 Ib) İFRATNƏHƏNG ULDUZU SPEKTRİNDƏ UDULMA XƏTLƏRİNİN EKVİVALENT ENİ Ə.M. Xəlilov, Ə.R. Həsənova, Z.A. Səmədov	16
MORTON DALĞASININ BƏZİ PROBLEMLƏRİNİN TƏDQIQI A.A. Pevtsov, S.H. Məmmədov, N.S. Cəlilov, C.M. Quluzadə, F.R. Mustafa	22

CONTENTS

ABOUT THE RELATION OF TRANS-NEPTUNIAN PLANETARY BODIES AND COMETS A.S.Guliyev, R.A.Guliyev	5
PHOTOMETRIC CALIBRATION OF THE SYSTEM «ZEISS - 600+ VRI FILTERS + CCD CAMERA ALTA U-47» B.I. Abdullayev, S.O. Majidova, Kh.M.Mikayilov, B.N.Rustamov	11
EQUIVALENT WIDTHS OF ABSORPTION LINES IN THE SPECTRA OF THE SUPERGIANT HD 14662 (F7 Ib) A.M.Khalilov, A.R.Hasanova, Z.A.Samedov	16
INVESTIGATION OF SOME PROBLEMS OF MORETON WAVE A.A. Pevtsov, S.H. Mamedov, N.S. Dzhililov, J. M. Qulu-zadeh, F.R. Mustafa	22

СОДЕРЖАНИЕ

К ВОПРОСУ О СВЯЗИ ТРАНСНЕПТУНОВЫХ ПЛАНЕТНЫХ ТЕЛ И КОМЕТ А.С.Гулиев, Р.А.Гулиев	5
ФОТОМЕТРИЧЕСКАЯ КАЛИБРОВКА СИСТЕМЫ «ZEISS - 600+ VRI ФИЛЬТРЫ + CCD КАМЕРА ALTA U-47» Б.И. Абдуллаев, С.О. Меджидова, Х.М. Микаилов, Б.Н. Рустамов	11
ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ В СПЕКТРЕ СВЕРХГИГАНТА HD 14662 (F7 Ib) А.М.Халилов, А.Р.Гасанова, З.А.Самедов	16
ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ПРОБЛЕМ ВОЛНЫ МОРТОНА А.А.Певцов, С.Г. Мамедов, Н.С. Джалилов, Д. М. Кули-Заде, Ф.Р. Мустафа	22

К ВОПРОСУ О СВЯЗИ ТРАНСНЕПТУНОВЫХ ПЛАНЕТНЫХ ТЕЛ И КОМЕТ

© 2011. А.С.Гулиев, Р.А.Гулиев

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

В работе изучается возможность связи определенной части периодических, промежуточных и долгопериодических комет с 60 транснептуновыми планетными телами (ТНТ) с диаметрами больше 400 км. С этой целью исследуется распределение удаленных узлов орбит комет в транснептуновой зоне. Вводится комбинированный параметр t , означающий избыток или дефицит узлов на соответствующих интервалах движения транснептуновых тел. Если положительные значения этого параметра явно преобладают над отрицательными, то это означает, что рассматриваемые ТНТ или же некоторые из них, участвуют в трансфере комет в зону видимости. Отношение положительных к отрицательным значениям t оказалось как 40 к 20. Обнаружена слабая положительная корреляция между диаметрами ТНТ и t .

Ключевые слова: транснептуновые планетные тела, кометы

ВВЕДЕНИЕ

За последние десятилетия в кометной космогонии развивается новое направление, на котором источником значительной части периодических, промежуточных и долгопериодических комет рассматривается непосредственно периферия Солнечной системы. Эта идея в чисто теоретическом плане была высказана раньше некоторыми авторами [1-3], но с использованием качественно нового подхода и конкретных кометных данных, была детально разработана в ряде работ одного из авторов настоящей статьи. В частности, в работе [4], происхождение большинства «нептуновых» комет было связано с неизвестным планетным телом в зоне Нептун-Плутон, а в статье [5], в том же плане, исследовались транснептуновые кометные семейства. Смысл предложенного механизма трансфера комет сводится к следующему: в транснептуновой зоне существует кометный резервуар; в этом резервуаре существуют также относительно большие планетные тела; последние в состоянии, время от времени, «подбрасывать» кометные ядра в зону видимости; часть наблюдаемых комет может быть результатом также и столкновительных и эруптивных процессов, происходящих в телах транснептуновой зоны.

На определенном этапе развития этой концепции изучался случай Плутона [6], Эриды [7] и некоторых других новонайденных

крупных транснептуновых планетных тел и гипотетических планет, и были получены достаточно хорошие соответствия вычислений с данными наблюдений. Идея о существовании на периферии Солнечной системы массивных планет-источников комет, высказывалась также и другими исследователями, в частности, Радзиевским [8], Матис и др. [9] и другими. Следует также отметить, что рассматриваемый процесс инъекции комет из транснептуновой зоны не противоречит обсуждаемому в литературе [10] механизму пополнения системы периодических комет из той же зоны в результате резонансных процессов. Наоборот, механизмов трансфера комет в зону наблюдения из транснептуновой зоны может быть множество.

ЦЕЛЬ НАСТОЯЩЕЙ РАБОТЫ И МЕТОДИКА ТЕСТИРОВАНИЯ КОМЕТНЫХ УЗЛОВ

В настоящей работе изучаются статистические аспекты вопроса «поставки» долгопериодических комет (ДПК) из транснептуновой зоны большим количеством транснептуновых планетных тел, имеющих диаметр больше 400 км. Общее количество таких тел к началу 2012 года достигло 60. Их список и некоторые данные приводятся в Таблице 1. Они собраны из различных источников, список которых непомерно увеличил бы объем настоящей

работы. Если крупное транснептуновое тело каким-то образом «производит» наблюдаемые ДПК, то в районе движения этого тела должен наблюдаться четкий избыток удаленных узлов кометных орбит. Поэтому, в настоящей работе для каждого планетного тела мы постараемся исследовать пространственное распределение удаленных узлов кометных орбит для выбранных интервалов расстояний. При этом для оценки избыточности количества узлов в интервале ΔR относительно плоскости движения какого-либо планетного тела с параметрами Ω_p ; I_p оно сравнивается с аналогичными интервалами (их количество составляло либо 67, либо 229) относительно других плоскостей и выводится ряд величин для сравнительного анализа: N_0 ; n ; σ ; t ; α - количество узлов на интервале ΔR относительно плоскости (Ω_p ; I_p), среднее значение количества узлов на том же интервале относительно других плоскостей, среднеквадратичное отклонение, нормированная разность и доверительная вероятность, соответственно. Также заметим, что плоскости сравнения в нашем анализе выбираются исходя из принципа равноудаленности полюсов, для того, чтобы избежать подгонки данных. Эта методика подробно изложена в работе [7] одного из авторов.

В качестве границ интервала ΔR в первом приближении можно брать перигелийное и афелийное расстояния планетного тела. Если рассматриваемое конкретное планетное тело является источником комет, то в интервале (q, Q) значение N_0 должно превосходить n с определенной доверительной вероятностью α . Для определения последней используется одностороннее t -распределение Стьюдента. Нижняя граница для последней величины в цитируемых источниках была принята 0.95. Однако это справедливо, если в рассматриваемом интервале ощущается влияние лишь одного фактора. Как установлено в цитируемых работах Гулиева, например в области от 30 до 50 *а.е.* на распределение узлов кометных орбит может действовать множество факторов. Поэтому, значение 0.95 является слишком жестким для постановки вопроса. Тем не менее, и в

настоящей работе мы будем придерживаться этого значения.

Итак, если рассматриваемые 60 планетные тела не задействованы в инъекции комет из транснептуновой зоны, мы должны иметь примерно одинаковое количество положительных и отрицательных значений t . Если же они задействованы в этом процессе, положительные значения t должны значительно преобладать над отрицательными.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСПОЛЬЗОВАННЫХ КОМЕТНЫХ ДАННЫХ

Прежде всего, отметим основные характеристики кометных данных, использованных в настоящей работе. Анализуются данные для ДПК, открытых до середины 2011 г. (последней кометой является C/2010 F1). Они заимствованы из каталога Марсдена и Уильямса (2008) и, частично, из электронных циркуляров Международного Астрономического Союза за период после выхода указанного каталога. При этом, из данной совокупности мы заранее исключили кометы с $q < 0.1 \text{ а.е.}$, так как они, в основном, группируются в 5-ти семействах, происхождение которых, видимо, связано с другими процессами [11]. Одновременно, если комета имеет признаки распада, используются данные лишь одного фрагмента. Кроме того, в зависимости от поставленной задачи, мы иногда использовали данные комет, афелии которых расположены за определенной границей, совпадающей с перигелийным расстоянием рассматриваемого транснептунового планетного тела. Таким образом, в наших исследованиях мы пользуемся не только кометными каталогами, обновляющимися раз в три года, но также и данными промежуточного периода. Общее количество комет, данные для которых использованы в настоящей работе, составляет от 1031 до 1044.

РЕЗУЛЬТАТЫ ПРОДЕЛАННЫХ РАСЧЕТОВ

Результаты проделанных вычислений отражены в Таблице 1. Здесь D и H являются диаметром и абсолютной звездной величиной ТНП, соответственно. Первый, в отличие от

второго, является менее точным. Мы попытались выяснить – существует ли корреляционная зависимость между параметрами с одной стороны, и t – с другой. При этом, если в соответствующих источниках для параметра D приводятся несколько значений, мы брали усредненную величину, а для параметра t – максимальную. Обнаружена слабая, но значимая корреляционная зависимость между этими параметрами

$$K(D,t) = 0.37 \pm 0.11; K(H,t) = -0.34 \pm 0.12.$$

Значимость коэффициентов определена на основе распределения Стьюдента. Их доверительная вероятность больше, чем 0.95. Однако эти зависимости пока носят предварительный характер, поскольку получены на базе ориентировочных данных. В будущем, по мере увеличения количества и качества наблюдательных данных о ТНО, к этим зависимостям следует вернуться еще раз.

ВЫВОДЫ

В семи случаях мы имеем дело с избытком (с доверительной вероятностью больше 0.95) кометных пересечений в зонах движения крупных транснептуновых планетных тел. В расчетах по этим ТНО мы строго исходили из интервалов (q,Q) . Однако, если при тестовых расчетах несколько сузить базовые интервалы (q,Q) , количество ТНО с такими зонами увеличиться до 14. Кроме того, в 11 случаях значения t варьируются от 1 до 1.9. Наиболее эффективные результаты получены относительно Orcus, Salacia (120347), 2002 AW₁₉₇ (55565), 2000 CN₁₀₅ и 2007 OR₁₀ (225088).

Таким образом:

1. Есть вероятность, что по мере увеличения кометных данных и точности параметров самих планетных тел, значения t будут увеличиваться.
2. В 40 случаях значения t являются положительными, а в 20 – отрицательными. Такая диспропорция является еще одним косвенным признаком того, что крупные транснептуновые планетные тела могут быть «поставщиками» долгопериодических комет. Если сузить

базовые интервалы (q,Q) до определенной степени, то в некоторых случаях отрицательные значения t становятся положительными.

3. Если орбита ТНП сильно вытянута, то, как правило, около-перигелийная зона его движения оказывается насыщена кометными пересечениями больше, чем около-афелийная зона. Возможно, это связано с некоторыми неточностями определения удаленных узлов кометных орбит.
4. Существует корреляционная зависимость между параметрами D и t , что является еще одним косвенным признаком связи определенной части комет с ТНП.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kritzinger H.H., Hypothesische transneptunische planeten, **Die Sterne**, 1963, v. 39, №1/2, pp. 6–8.
2. Whipple F.L., Evidence for a comet belt beyond Neptune, **Nat. Acad. Sci. Proc.**, 1964, v.54, pp. 711–718.
3. Opik E.J., Comet families and transneptunian planets, **Irish. Astron. J.**, 1971, v.10, №1–2, pp. 35–92.
4. Гулиев А.С., О возможности существования в зоне Нептун–Плутон неизвестной планеты, **Кинематика и физика небесн. тел.**, 1987, т. 3, № 2, сс.28–33.
5. Гулиев А.С., Дадашов А.С., О трансептуновых кометных семействах, **Астрон. вестник.**, 1989, т.23, № 1, сс. 88–95.
6. Гулиев А.С., Набиев Ш.А., Плутон и кометы, 1,2,3. **Кинематика и физика небесных тел.**, 2001, т.18, № 6. сс.525–531, 2004, т.20, №3. сс.283–288, 2005, т.21, №1, сс.53–59.
7. Гулиев А.С., Трансептуновый объект 2003 UB 313 как источник комет, **Астрон. вестник.**, 2007, т.41, № 1, сс. 51–60.
8. Радзиевский В.В., Происхождение и динамика кометной системы, **Кинематика и физика небесных тел.**, 1987, т.3, №1, сс.66–77.
9. Matese J.J., Whitman P.G., Whitmire D.P., Cometary Evidence of a Massive Body in the Outer Oort Cloud, **Icarus**, 1999, v.141, №2, pp.354–366.
10. Kiseleva E.L., Emelyanenko V.V., Trans-Neptunian Objects as a Source of Jupiter-Family Comets, **Proceedings IAU Symposium №236**, 2006, Praha, Czech Republic, pp.119–122.
11. Гулиев А.С., **Происхождение коротко-перигелийных комет.**, Баку, ЭАМ, 2010, 152с.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица 1.

Планетное тело –предмет тестирования	D, км	H	Интервал расстояний а.е.	N ₀	n	σ	t	Λ
(225088) 2007 OR ₁₀	1200	1.7	33.62 – 85.5	131	110.38	10.61	1.95	0.98
(90482) Orcus	946	2.3	30.27 -48.07	88	65.81	6.85	3.24	0.99
(20000) Varuna	800	3.7	40.49 – 45.31				0.87	
(28978) Ixion	650	3.86	30.09-49.27 30.35 – 39.0				-1.50 0.95	
(202421) 2005 UQ ₅₁₃	550–1240	3.4	37.0-49.63 37.49-48.1	43	32.79	5.22	1.38 1.95	0.97
(120347) Salacia	548	4.25	37.39-46.55	44	29.25	4.85	3.04	0.99
(278361) 2007 JJ ₄₃	1000	3.7	40.28 – 55.37				1.00	
(50000) Quaoar	890	2.48	41.70-45.12 42.45-44.89	13	7.39	2.55	0.74 2.22	0.99
(90377) Sedna	1.200–1.600	1.58	76.4-937 76.96-85.3	16	9.89	3.13	-0.84 1.95	0.97
(145452) 2005 RN ₄₃	730	3.9	41.06 -42.52	9	4.85	2.12	1.96	0.97
(55565) 2002 AW ₁₉₇	734	3.27	42.14 – 53.4	40	20.06	4.97	2.2	0.99
(55637) 2002 UX ₂₅	681	3.6	36.82-48,923				-1.40	
(174567) 2003 MW ₁₂	500–1130	3.4	39.60-52.30				0.24	
(208996) 2003 AZ ₈₄	686	3.71	32.3-46.5				1.06	
2002 MS ₄	726	3.79	36.0-47.9				-0.62	
2010 KZ ₃₉	440–980	3.9	39.13-52.87	47	36.81	5.4	1.89	0.97
(84522) 2002 TC ₃₀₂	1150	3.81	43.68-71.88	69	55.66	7.82	1.7	0.95
2010 EK ₁₃₉	462-1033	3.8	32.45-106.25				0.54	
(229762) 2007 UK ₁₂₆	530–1190	3.4	37.68-110.30 39.87-49.68				-1.3 1.05	
2005 QU ₁₈₂	555-1241	3.4	37.01-190.75 37.14-50.76				-1.62 0.06	
2006 QH ₁₈₁	460–1030	3.8	37.60-97.02 39.21-51.53				-1,31 -0.19	
2010 FX ₈₆	800	4.3	43.54-50.09	24	17.3	4.03	1,66	0.95
(90568) 2004 GV ₉	677	3.9	38.73-45.74				0.16	
(120178) 2003 OP ₃₂	230	3.97	38.60-47.96				-0.42	
2003 QX ₁₁₃	505	4.7	38.37-59.77	65	54.78	5.66	1.80	0.97
2008 ST ₂₉₁	380-860	4.3	42.61-159.1 43.8-57.8	45	32.9	5.55	1.03 2.18	0.99
2009 YE ₇	200–560	4.5	38.3-50.7				-1.35	
2010 KZ ₃₉	440–980	3.9	39.15-52.44 39.13-52.87				1.18 1.70	0.95
2004 XR ₁₉₀	425–850	4.5	51.41-63.54 52.1-59.8				-1.38 -0.76	
2003 UZ ₄₁₃	370–820	4.4	30.37-48.03				-0.22	
2004 NT ₃₃	580	4.4	36.97-50.52				0.57	

2007 JH ₄₃	500	4.7	38.58-40.55				-1.01	
2004 PR ₁₀₇	555	4.6	38.98-52.52				0.03	
(145451) 2005 RM ₄₃	580	4.4	35-145 35-41				-1.52 1.27	
2004 TY ₃₆₄	554	4.5	36.21-41.27				-0.36	
(42301) 2001 UR ₁₆₃	636	3.97	36.76-66.11				0.06	
38628 Huya	532	5.23	28.52-50.36				0.48	
(144897) 2004 UX ₁₀	529	4.5	37.44-40.88 37.61-40.49	17	10.24	3.29	1.24 2.05	0.99
(26375) 1999 DE ₉	461	4.7	32.32-78.99				-1.17	
(230965) 2004 XA ₁₉₂	420-940	4.0	38.15-58.68				0.05	
(84922) 2003 VS ₂	725	3.97	36.42-42.10 36.42-42.86				1.33 1.63	0.95
(35671) 1998 SN ₁₆₅	460	5.8	36.29-39.80				0.31	
(15874) 1996 TL ₆₆	575	5.4	35.01-132.87				-1.04	
2002 XV ₉₃	330-750	4.73	34.51-44.15				0.10	
(82075) 2000 YW ₁₃₄	431	4.74	41.07-74.03				-0.79	
1999 CD ₁₅₈	420	5.07	37.18-49.86				0.49	
2001 QF ₂₉₈	505	5.34	34.89-43.76				0.04	
(119979) 2002 WC ₁₉	400	5.0	35.22-60.09 37.04-59.89	71	59.57	5.73	1.17 2.00	
(26181) 1996 GQ ₂₁	401	5.2	38.29-151.48				0.27	
2006 HH ₁₂₃	400	5.2	30.08-81.34				-0.21	
2000 CN ₁₀₅	430	5.0	40.00-48.88	36	25.7	4.57	2.25	0.99
Haumea	1500	0.2	34.72-51.64 36.64-49.61	50	40.2	5.90	0.71 1.66	0.95
Pluto	2300	-0.7	29.66-48.87 33.11-48.29	65	51.6	6.34	1.03 2.25	0.99
Eris	2340	-1.9	37.77-97.56 48-67 По ДПК после 2000 49-81				0.35 1.55 1.93	0.94 0.97
Makemake	1440	-0.44	38.51-53.07 38.57-47.81				-1.53 -0.56	
2010 ET ₆₅	478	5.2	39.62-84.18 39.6-57	59	45.25	2.66	0.95 2.66	0.99
2010 JK ₁₂₄	467	5.3	36.19-43.20				-0.24	
2010 HE ₇₉	478	5.2	31.32-47.35 31.48-46.39				1.25 1.67	0.95
(55636) 2002 TX ₃₀₀	286	3.2	37.80-48.48 38.77-45.83	31	22.22	4.5	1.41 1.95	0.97
2012 BX ₈₅		5.5	39.33-48.33 42.17-47.74	23	15.81	3.79	0.89 1.90	0.97

TRANSNEPTUN PLANET CİSİMLƏRİNİN VƏ KOMETLƏRİN ƏLAQƏSİ MƏSƏLƏSİ BARƏDƏ

Ə.C. Quliyev, R.Ə. Quliyev

Periodik, aralıq və uzunperiodlu kometlərin müəyyən hissəsinin diametri 400 km-dən çox olan 60 transneptun planet cisimləri (TNC) ilə mümkün əlaqəsi məsələsi öyrənilir. Bu məqsədlə transneptun zonasında kometlərin uzaq düyün nöqtələrinin paylanması tədqiq olunur. Düyün nöqtələrinin ifratlığını və ya azlığını xarakterizə edən t parametri daxil edilir. Əgər bu parametrin müsbət qiymətləri mənfilər üzərində nəzərəçarpacaq üstünlüyə malikdirsə, baxılan TNC görünmə zonasına komet transferində iştirak edirlər. T parametrinin müsbət və mənfı qiymətlərinin nisbəti 40:20 təşkil edir. t parametrinin qiymətləri ilə TNC diametrləri arasında zəif müsbət korrelyasiya tapılmışdır.

Aparıcı sözlər: transneptun planet cisimləri, kometlər

ABOUT THE RELATION OF TRANS-NEPTUNIAN PLANETARY BODIES AND COMETS

A.S. Guliyev, R.A. Guliyev

Possible relation between 60 transneptunian planetary bodies (TNO) with diameters above 400 km and longperiodic, periodic and intermediate comets is investigated in this paper. Distribution of remote nodes of comets is analyzed for this task. Combined parameter t meaning overpopulation or deficit of cometary nodes in zones of moving TNO is introduced. If positive values of this parameter predominate over negative ones it means that considered TNO or some of them take part in the transfer of comets from transneptunian zone. Relation of positive and negative values of t makes 40:20. Weak correlation between diameters of TNO and t has been found.

Key words: transneptunian planetary bodies, comets

ФОТОМЕТРИЧЕСКАЯ КАЛИБРОВКА СИСТЕМЫ «ZEISS – 600 + VRI ФИЛЬТРЫ + CCD КАМЕРА ALTA U-47»

©2011. Б.И. Абдуллаев, С.О. Меджидова, Х.М. Микаилов, Б.Н. Рустамов

*Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н.Туси НАН Азербайджана
(e-mail: orion_5555@mail.ru)*

Представлены результаты VRI – наблюдений стандартных звезд рассеянного звездного скопления М67 (NGC 2682) на телескопе Zeiss-600 с CCD-матрицей Alta U-47. Получены коэффициенты трансформации инструментальных значений звездных величин к стандартной системе Джонсона – Кузинца в спектральных полосах VRI. Средняя квадратическая ошибка определения коэффициентов трансформации в среднем для всех полос составляет 0.^m01.

Ключевые слова: CCD- матрица, фотометрия, звездная величина, стандартные звезды

ВВЕДЕНИЕ

Телескоп системы Кассегрена Zeiss-600 Шамахинской Астрофизической Обсерватории (ШАО) введен в эксплуатацию в 1978 г. Диаметр главного зеркала: $D=600$ мм, эквивалентное фокусное расстояние: $F=7500$ мм (светосила–1:12.5). Телескоп используется для фотометрических наблюдений компактных галактик и нестационарных звезд с разными типами переменности. В качестве приемника излучения на телескопе установлен фотометр с CCD- камерой ALTA U-47. Процесс адаптации CCD- фотометра к телескопу Zeiss-600, методика наблюдений и обработки данных фотометрии, были подробно описаны в работах [1,2]. Установленная CCD- матрица ALTA U-47, с форматом чипа 1024×1024 пиксел, имеет размер каждого пикселя 13×13 мкм. Поле зрения матрицы в фокальной плоскости телескопа $6' \times 6'$. Был применен редуктор фокуса с коэффициентом редукции 1.7. В результате угловое поле зрения CCD- камеры в фокальной плоскости телескопа увеличилось до $10' \times 10'$. При использовании бинирования 2×2 кадр состоит из 512×512 элементов (с размерами 26×26 мкм). При этом емкость одного пикселя $400000e^-$. Динамическое разрешение CCD равно 16 бит при скорости считывания 1 МГц. Максимально возможный для измерения отсчет при достижении насыщения, составляет $40000-50000$ ADU. С камерой Arpocce Alta U-47 это вполне возможно, так как темновой ток этой камеры составляет $0.1e^-$

/pixel /sec при температуре -40°C . Коэффициент перевода из единиц ADU в электроны, $\text{gain } 1.4 e^- / \text{ADU}$, шум считывания $8.7 e^-$. Уровень темнового шума 1744 ADU.

Перед камерой установлена фильтровая турель, которая содержит 6 ячеек со светофильтрами UBVRI – полосами системы Джонсона и Rc системы Кузинца.

Для исследования CCD-матрицы, а также усовершенствования методики наблюдений и обработки фотометрических данных в системе «Zeiss–600 + CCD матрица Arpocce ALTA U-47», наряду с полем стандартных звезд с разными значениями блеска и спектральных классов, регулярно проводились наблюдения рассеянного звездного скопления М67 (NGC 2682). Целью данного сообщения является определение коэффициентов трансформации звездных величин из инструментальной системы в международную для каждой спектральной полосы по результатам данных фотометрических CCD-наблюдений М67.

МАТЕРИАЛЫ НАБЛЮДЕНИЙ И ОБРАБОТКА

С целью фотометрической привязки были проведены наблюдения стандартных звезд рассеянного звездного скопления М67 (NGC 2682) на телескопе Zeiss-600 Шамахинской Астрофизической Обсерватории с помощью CCD- камеры ALTA U-47. На небольшое поле зрения CCD- камеры попадает достаточное количество стандартных звезд с широким интервалом звездных величин и спектральных

классов. Из-за этого, а также из-за возможности фотометрирования отдельных звезд, рассеянное звездное скопление М67 идеально подходит для этой цели и часто применяется для фотометрических привязок (см. напр. [3-9]).

Были отобраны кадры CCD- изображений М67, полученных в конце 2008 г. и в начале 2009 г., в течение шести ночей. Наблюдения проводились в трех полосах VRI. В течение ночи были получены 10-15 изображений объекта в каждом фильтре. Наряду с изображениями объекта в каждую ночь были получены калибровочные кадры: байеса(bias), темноты (dark) и плоского поля (flatfield). Как правило, вначале наблюдения объекта получались 15-20 кадров байеса, темновой ток был получен при том же значении температуры матрицы и экспозиции, что и исследуемый объект. Изображения плоского поля снимались на сумеречном небе, на закате или восходе Солнца во всех трех спектральных полосах VRI. Процессы наблюдения и обработки фотометрических данных проводились с помощью пакетов прикладных программ для апертурной фотометрии MaxIM DL V4, а управление фильтрами проводились специальной автономной программой [1,2].

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ТРАНСФОРМАЦИИ

На Рис.1 показаны поля с областью CCD-изображений рассеянного звездного скопления М67 с номерами звезд, согласно [3, 6, 7], а на Рис.2 приведена аналогичная область CCD- изображений, полученных на телескопе Zeiss- 600 ШАО. Для обработки отобраны 15 звезд из центральной части CCD- изображений, номера которых соответствуют указанным на Рис.1. Сведения о выбранных звездах приведены в Табл.1. из работы [7]. Фотометрические измерения были проведены методом апертурной фотометрии. Все выбранные звезды по очереди были приняты в качестве стандартной звезды, относительно которой была проведена дифференциальная фотометрия всех остальных звезд в каждом изображении. Для определения коэффициентов трансформации из инструментальных звездных величин в

стандартные системы Джонсона были использованы следующие уравнения:

$$V - R = \alpha_{VR} (v - r)$$

$$R - I = \alpha_{RI} (r - i)$$

$$R = r + \alpha_R (R - I)$$

$$V = v + \alpha_V (V - R)$$

Здесь строчные буквы относятся к инструментальной системе, прописные - к стандартной (международной) системе Джонсона. Наблюдения, как правило, были проведены около меридиана- ближе к зениту и все звезды в поле CCD находились практически на равных высотах и поэтому поправки блеска за экстинкцию не производились. На Рис.3 (a,b,c,d) по измерениям одной ночи приведены зависимости разностей показателей цвета стандартной системы от инструментальной для различных полос.

Табл.1. Фотометрические данные стандартных звезд М67 (по работе [5]), используемые для калибровки

№ звезд	V	R	I
5	10.301	9.66	9.09
13	12.124	11.841	11.568
16	12.247	11.9	11.574
19	12.671	12.378	12.074
27	12.765	12.436	12.116
28	12.884	12.609	12.33
34	12.82	12.491	12.169
37	12.636	12.175	11.744
41	12.724	12.388	12.039
44	13.077	12.748	12.435
46	13.096	12.74	12.393
48	13.147	12.81	12.493
49	13.174	12.831	12.499
64	13.67	13.331	12.978
79	14.132	13.716	13.334

Коэффициенты трансформации в этих уравнениях определены как усредненные значения по данным измерения всех шести ночей и их средние значения приведены в Табл.2. Оценены как внутренние (σ_{Int}) так и внешние (σ_{Ext}) средние квадратические погрешности фотометрических измерений соответственно по формулам:

$$\sigma_{V(I)} = \left[\sum_i^N \frac{(V - \langle V \rangle)^2}{N(N-1)} \right]^{1/2}$$

$$\sigma_{V(E)} = \left[\sum_i^N \frac{(V - V_s)^2}{N(N-1)} \right]^{1/2}$$

где, $(V - \langle V \rangle)$ - разности между индивидуальными и средними значениями в инструментальной системе, а $(V - V_s)$ - разности между инструментальной и

стандартной системой блеска звезды в данной полосе. Результаты определения погрешностей измерения по обеим формулам получены практически одинаково в пределах ошибок. Поэтому в Табл.2 приведены средние оценки ошибок измерения.

Табл. 2. Коэффициенты трансформации

Разности	Коэффициенты трансформации
V-R	$\alpha_{VR} = 0.6 \pm 0.0130$
R-I	$\alpha_{RI} = 1.5 \pm 0.0151$
R-r	$\alpha_R = 0.8 \pm 0.0123$
V-v	$\alpha_V = -0.8 \pm 0.0125$

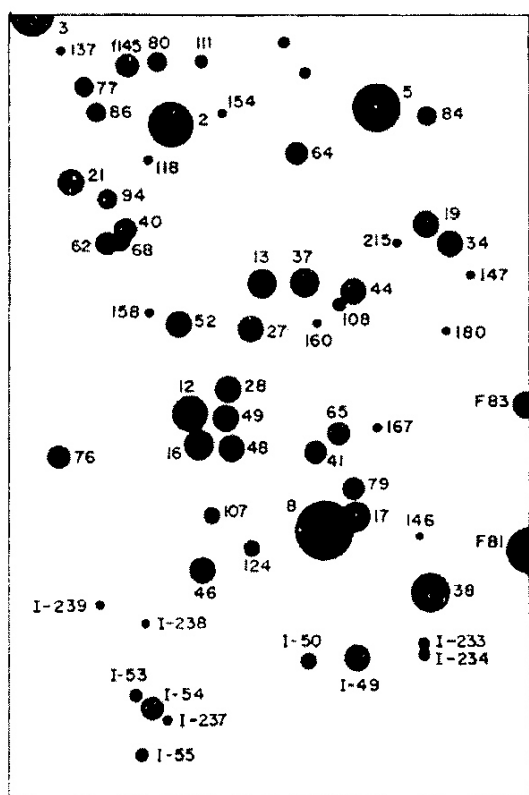


Рис.1 Поисковая карта для М67 с отождествлением стандартных звезд. Номера звезд на карте соответствуют нумерации, приведенной в работах [3, 6, 7]. На карте север наверху, восток слева, размер поля 6' x 4'.



Рис. 2. Область изображения рассеянного звездного скопления М67, полученная на телескопе Zeiss-600 Шамахинской обсерватории, CCD-матрица U47, фильтр R, размер поля 10'x10'.

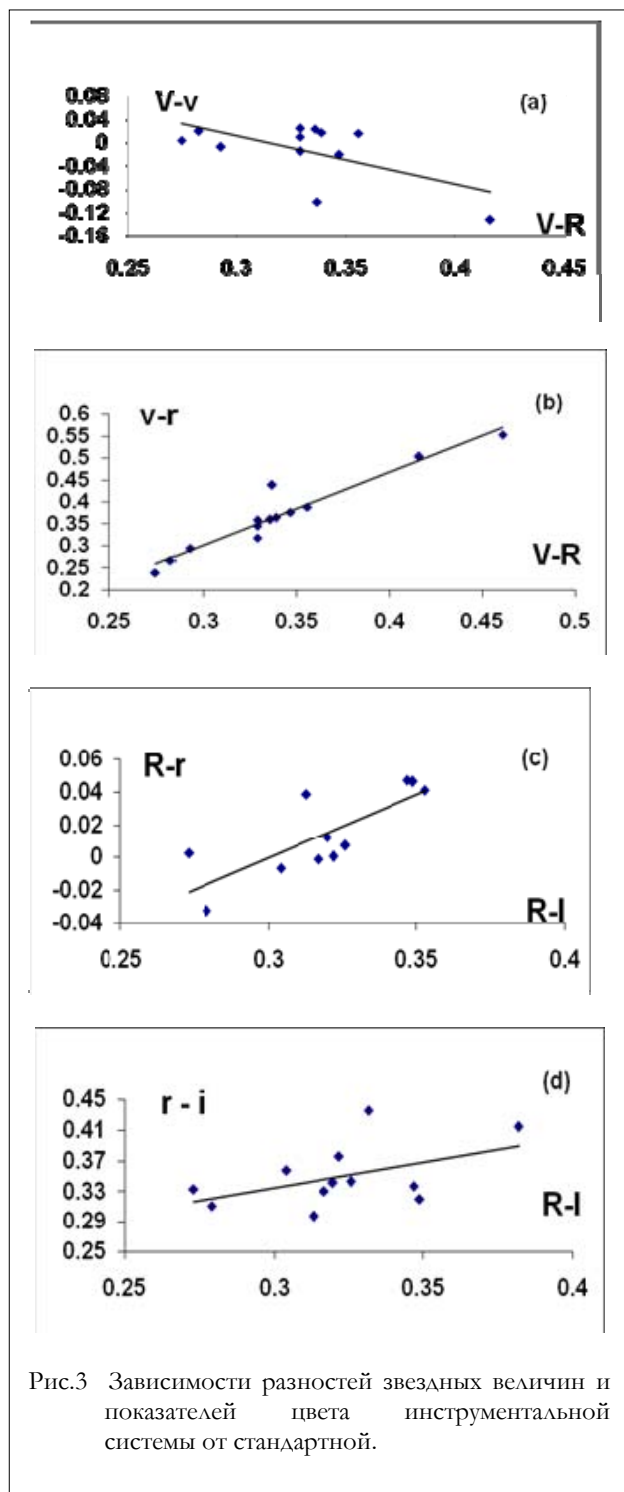


Рис.3 Зависимости разностей звездных величин и показателей цвета инструментальной системы от стандартной.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе наблюдательного материала CCD-изображений звезд рассеянного звездного скопления М67 определены коэффициенты преобразования звездных величин между инструментальными и стандартными фотометрическими системами для телескопа ZEISS – 600 Шамахинской Астрофизической Обсерватории и CCD-

камеры ALTA U-47 в спектральных полосах VRI. Средняя квадратическая ошибка определения коэффициентов трансформации в среднем для всех полос составляет $0.^m01$. Следует отметить, что данная фотометрическая ошибка является максимальной из следующих соображений. Во-первых, как видно из Табл.1, звездные величины выбранных звезд находятся в достаточно широком интервале звездных величин (в лучах V от $9.^m7$ до $13.^m7$). Апертура для фотометрирования выбирается по наиболее яркой звезде среди измеряемых звезд в поле CCD. Во-вторых, значительный вклад в ошибку вносит расстояние между стандартными и исследуемыми объектами, а также расстояние стандартной звезды от центра поля, где обычно располагается исследуемый объект. Как аргумент в пользу справедливости вышеуказанных соображений можно рассмотреть результаты работы [10], где при использовании той же аппаратуры, идентичной методики наблюдений и обработки данных при удачном выборе вышеуказанных условий наблюдений была достигнута минимальная ошибка измерений в лучах V, которая составила $0.^m006$.

Работа была выполнена при частичной поддержке гранта CRDF/ANSF № SIP-04.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лютый В.М., Абдуллаев Б.И., Алекперов И.А., Гюльмалиев Н.И., Микайлов Х.М., Рустамов Б.Н. ПЗС-фотометр на телескопе ZEISS – 600 Шамахинской Астрофизической Обсерватории I. Согласования ПЗС фотометра с оптикой ZEISS-600, **Астрономический Журнал Азербайджана**, 2009, т.4, №3-4, сс.36-42
2. Абдуллаев Б.И., Гюльмалиев Н.И., Меджидова С.О., Микайлов Х.М., Рустамов Б.Н. ПЗС фотометр на телескопе ZEISS-600 Шамахинской Астрофизической Обсерватории II. Методика наблюдений и обработки данных ПЗС фотометрии, **Астрономический Журнал Азербайджана**, 2009, т.4, №3-4, сс.42-46.
3. Eggen, O.J., Sandage A.R., New photoelectric observations of stars in the Galactic cluster M67, **Ap.J.**, 1964, v.140, pp.130-143.
4. Schild R.E., CCD photometry of M 67 stars useful as BVRI standards, **PASP**, 1983, v.95, pp. 1021-1024.
5. Chevalier C., Ilovaisky S.A., Cousins BVRI CCD photometry of stars in the M 67 "dipper

- asterism", **Astron. Astrophys. Suppl. Ser.**, 1991, v.90, pp.225-229.
6. Gilliland R.L., et al. Time-resolved CCD photometry of an ensemble of stars in the open cluster M67., **Astron. J.**, 1991, v.101, pp.541-561.
 7. Bhat P.N., et.al., VRI Photometry of M67 for CCD Standardization at 2.3m VBT, **J.Astrophys.Astr.**, 1992, v. 13, pp. 293-305.
 8. Moynogomery K.A., et.al CCD photometry of old open cluster M 67, **Astron. J.**, 1993, v.106, pp.181-219.
 9. Дорошенко В.Т. и др., Ядерная активность NGC4151 как выведено из UBVRİ наблюдений в 1989–2000 гг. **Письма в Астрон.журн.**, 2001, т.27, №2, сс.83-93.
 10. Рустамов Д.Н., Абдуллаев Б.И., Фотометрические исследования звезды типа Вольфа-Райе HD 191765=WR 134, **Астрономический Журнал Азербайджана**, 2011, т.6, №2, сс.31-35.

PHOTOMETRIC CALIBRATION OF THE SYSTEM «ZEISS - 600+ VRİFILTERS + CCD CAMERA ALTA U-47»

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

Results of VRI observations of comparison stars in the fields open cluster M67(NGC 2682) of the Zeiss-600 telescope with the CCD matrix Alta U-47 are presented. We derived transformation coefficients to transfer the instrumental values of magnitudes to the standard Johnson-Cousins system for the VRI spectral bands. The root-mean square uncertainty of the determination of transformation coefficients on the average for all spectral bands is 0.^m01.

Key words: CCD matrix, photometry, stellar magnitude, standard stars

«ZEISS - 600+ VRİSÜZGƏCLƏR + CCD KAMERA ALTA U-47» SİSTEMİNİN FOTOMETRİK KALİBROVKASI

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

M67(NGC 2682) dağınıq ulduz topasının standart ulduzlarının ALTA U47 CCD kamerası ilə Zeiss-600 teleskopunda aparılmış VRI müşahidələrinin nəticələri verilir. VRİ spektral zolaqlarında ulduz ölçüsünün instrumental qiymətlərindən beynəlxalq Jonson-Kuzins standart sisteminə keçid əmsalları hesablanmışdır. Təyin olunmuş keçid əmsallarının orta kvadratik xətası bütün zolaqlar üçün orta hesabla 0.^m01 təşkil edir.

Aparıcı sözlər: CCD matrisa, fotometriya, ulduz ölçüsü, standart ulduzlar

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ В СПЕКТРЕ СВЕРХГИГАНТА HD 14662 (F7 Ib)

©2011. А.М.Халилов¹, А.Р.Гасанова¹, З.А.Самедов^{1,2}

¹Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н. Туси НАН Азербайджана

²Бакинский Государственный Университет

(e-mail: xalilov1955@rambler.ru)

На основе спектров, полученных в фокусе куэ 2-м телескопа Шамахинской Астрофизической Обсерватории с разрешением 0.3Å и дисперсией 8Å/mm , был исследован спектр сверхгиганта HD 14662 (F7 Ib). В области длин волн $\lambda\lambda 3700\text{--}5000\text{Å}$ отождествлены около 400 линий поглощения, определены эквивалентные ширины (W_λ) и центральные глубины (R_λ) спектральных линий. Обнаружено что, значения эквивалентных ширин и центральные глубины линий поглощения меняются со временем.

Ключевые слова: звезды – сверхгиганты, эквивалентные ширины, центральные глубины

ВВЕДЕНИЕ

Желтые сверхгиганты - самые яркие звезды в нашей Галактике и в других галактиках. Вообще, в Млечном пути эти звезды лежат в галактическом диске, и предполагается, что их цвет, вероятно, красный. По существу, эти звезды очень яркие, и это дает возможность определить расстояние до них, что, в свою очередь, делает их индикаторами распространённости химических элементов на больших расстояниях от Солнца. Их молодость также позволяет нам использовать их при определении формы и размеров спиралей нашей Галактики. В связи с этим представляет большой интерес детальное исследование переменности эквивалентных ширин и центральных глубин линий поглощения в спектре сверхгиганта HD14662 (F7 Ib).

Звезда HD 14662 = HR 690 = V 440 Per, спектральный класс F7 Ib, видимая звездная величина $m_v = 6^m.25$. Звезда расположена на галактической широте $b = -5.2^\circ$, галактической долготе $l = 135^\circ.9$ (Luck [1]) и на расстоянии от галактической плоскости $z = -80\text{ пк.}$ Это – визуально – двойная звезда, угол разрешения $10''$ и звездная величина второго компонента $8^m.1$ (Biesbroeck [2]).

Эту звезду впервые исследовали Walter и др. [3] с помощью 60-ти дюймового призмного и 100 дюймового телескопов - рефлекторов обсерватории Mount Wilson. Они, на основе Fe, Cr и др. линий, определили радиальные скорости звезды и получили $V_r = -26.5 \pm 1.35\text{ км/с.}$ В работе

Argue [4] на основе фотоэлектрических наблюдений определены параметры $V = 6^m.27$, $B - V = 0^m.85$ и $U - B = 0^m.64$. В работе Ferro [5] определены следующие параметры этой звезды: $E(B-V) = 0^m.216$, абсолютная звездная величина $M_V = -4^m.7$, светимость $\log(L/L_\odot) = 3.52 \pm 0.35$, расстояние до этой звезды $d = 858 \pm 325\text{ пк}$ и радиус $R = 58.106 \pm 22R_\odot$.

По данным Ferro и Mendoza [6] некоторые фотометрические данные этой звезды $V = 6^m.294$, $(b-y) = 0^m.566$, $m_1 = 0^m.193$, $c_1 = 0^m.884$. Они также определили другие параметры: эквивалентная ширина линии водорода $W(H_\beta) = 2.645$, содержание железа $[Fe/H] = -0.03$ и ускорения силы тяжести $\log g = 1.20$.

Этот сверхгигант был отнесен к цефеидам (Henriksson [7]). В этой же работе был определен период изменения его блеска - $7^d.572$ с амплитудой $\Delta V = 0^m.123$. Дальнейшие фотометрические измерения были опубликованы Szabados [8]. Он определил период пульсаций $P = 7^m.552$. В работе Burki и Benz [9] на Женевской станции обсерватории Верхнего Прованса с помощью спектрофотометра CORAVEL были выполнены измерения лучевых скоростей HD 14662 = V440 Per. Они также выполнили электрофотометрические наблюдения в Женевской фотометрической системе. Приводятся оригинальные фотометрические и спектральные наблюдения. Уточнены пульсационные периоды $7^d.5715 \pm 0.0007^d$. Отмечается, что при увеличении длины волны максимум блеска сдвигается в сторону

более ранних фаз, а величина вторичного горба на нисходящей ветви кривой блеска увеличивается. Приводятся кривые блеска и цвета, лучевой скорости и изменения радиуса; амплитуды блеска V и лучевых скоростей, $0^m.09$ и 5.6 км/с , соответственно. Обнаружена зависимость ширины фотосферных линий от пульсационной фазы, по-видимому, связанная с турбулентцией; наибольшее уширение линий наблюдается за 0.1^p перед моментом минимального радиуса. Определены значения $v \sin i$ - менее 11.0 км/с , средний радиус $R = 58 \pm 22 R_\odot$ и расстояние до этой звезды $d = 790^{+210}_{-170}$ пк. Исключается членство V440 Per в скоплении χ Per.

В работе Luck и др. [10] были определены $T_{\text{eff}} = (5962 \div 6157) \text{ К}$, $\log g = (2.20 \div 1.90) \text{ см/с}^2$ и микротурбулентная скорость $V_t = (4.4 \div 5.3) \text{ км/с}$ и содержание некоторых элементов в атмосфере этой звездой. По данным Luck и др. [10] $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.04$.

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ И ЕГО ОБРАБОТКА

Использованный нами спектральный материал в области $\lambda\lambda 3700\text{-}5000 \text{ Å}$ был получен в 1989 - 1990 г. в фокусе кудэ 2-м телескопа Шамахинской Астрофизической Обсерватории (ШАО) с разрешением 0.3 Å и (обратной) дисперсией 8 Å/мм . Высота (расширение) спектров на спектрограммах составляет 1.0, а плотность спектра - 0.7. Наблюдения производились на фотопластинках Кодак 103 а-О. Для обработки спектра были использованы две спектрограммы, полученные 09.09.1989 и 04.09.1990 г. Запись спектрограмм звезды производилась на микрофотометре "Lirepho" (фирмы «Карл Цейсс») в почернениях с увеличением в 40 раз.

По регистрограммам исследованы наблюдаемые линии в области длин волн $\lambda\lambda 3900\text{-}5000 \text{ Å}$. Определены эквивалентные ширины W_λ и центральные глубины R_λ .

Эквивалентные ширины, как правило, определялись путем измерения площадей контуров линий на регистрограммах. Для линий, контур которых искажен блендированием соседними линиями, эквивалентные ширины определялись

следующим образом. Используя эквивалентные ширины не блендированных линий, мы построили зависимости величин W_λ от глубины линии R_λ . Мы использовали для определения эквивалентных ширин линий для каждой спектрограммы одну зависимость W_λ от R_λ . Особое внимание уделялось единообразному проведению уровня непрерывного спектра на регистрограммах изучаемых звезд. Эквивалентная ширина каждой линии измерялась по двум спектрограммам. Отождествлено около 400 линий в области длин волн $\lambda\lambda 3900\text{-}5000 \text{ Å}$. Ошибки измерения эквивалентных ширин не превышают 10 - 15%. Точность определения центральной интенсивности $\Delta R_\lambda = \pm 0.01$. Значения эквивалентных ширин приведены в Табл.1. Длины волн линий приведены в столбце 1. Во втором столбце дан номер мультиплета n .

ОБСУЖДЕНИЕ

В нашей работе приводятся и обсуждаются профили и эквивалентные ширины линий поглощения в спектре сверхгиганта HD 14662, полученные нами на 2-м телескопе в ШАО.

Исследования показали, что в спектре сверхгиганта HD 14662 (F7 Ib) эквивалентные ширины линий поглощения в течение года мало меняются, в отличие от центральных глубин линий поглощения.

На Рис.1 сравниваются эквивалентные ширины и центральные глубины линий поглощения по двум спектрограммам, полученным 09.09.1989 и 04.09.1990 г.

Видно, что эквивалентные ширины и центральные глубины линий поглощения меняются со временем. Наибольшие изменения эквивалентных ширин линий поглощения (Рис.1) обнаружены в интервале $W = 100 \div 400 m\text{Å}$. На Рис.2 видно, что значение центральной интенсивности R_λ полученное в спектре 09.09.1989г., систематически на 0.1 ниже, чем в спектре 04.09.1990г. Вообще, значения этих параметров линий поглощения, полученные 09.09.1989г. систематически ниже, чем полученные 04.09.1990 г. Отметим лишь, что только для больших эквивалентных ширин в области выше $400 m\text{Å}$ имеются маленькие разбросы.

Таблица 1

$\lambda, \text{\AA}$	n	W		$\lambda, \text{\AA}$	n	W		$\lambda, \text{\AA}$	n	W	
		04.09. 1990	09.09. 1989			04.09. 1990	09.09. 1989			04.09. 1990	09.09. 1989
1	2	3	4	1	2	3	4	1	2	3	4
C I				4312.86	41	450	445	4600.19	56	289	180
4770.00	6	65	33	4314.98	41	641	620	Cr I			
4817.33	5	55	60	4316.81	94	305	260	4254.35	1	525	530
4826.73	5	20	34	4320.97	41	602	740	4274.80	1	365	640
Na I				4330.26	94	452	440	4283.01	5	285	300
4664.81	12	69	66	4330.71	41	400	596	4289.72	1	553	740
4668.56	12	220	160	4344.29	20	645	610	4344.51	22	645	610
Mg I				4350.83	94	412	414	4359.63	22	375	328
4571.10	1	170	200	4367.66	104	538	540	4540.50	33	103	98
4702.99	11	338	290	4374.82	93	640	640	4545.96	10	126	130
4730.04	10	151	75	4386.86	104	460	399	4591.39	21	133	110
Mg II				4394.06	51	449	510	4600.75	21	214	110
4481.33	4	550	600	4395.03	19	642	680	Cr II			
S I				4395.85	61	438	520	4051.97	19	192	132
4696.25	2	15	14	4399.77	51	652	600	4252.62	31	280	210
Ca I				4411.94	61	300	280	4261.92	31	315	256
4020.90	16	30	32	4417.72	40	576	620	4269.28	31	285	160
4226.73	2	680	700	4427.90	61	128	142	4275.57	31	224	280
4302.53	5	380	420	4443.80	19	785	700	4284.21	31	224	210
4318.65	5	438	386	4468.49	31	682	620	4555.02	44	382	260
4585.87	23	280	160	4488.32	115	402	392	4558.66	44	491	428
Sc I				4493.53	18	303	250	4588.22	44	445	360
4020.40	7	18	20	4501.27	31	568	640	4592.09	44	330	250
Sc II				4518.30	18	357	380	4616.64	44	280	200
4294.77	15	341	440	4533.97	50	730	700	4618.83	44	365	376
4314.08	15	518	640	4544.01	60	392	351	4812.35	44	157	159
4320.74	15	602	740	4545.14	30	390	420	4824.13	30	240	285
4325.00	15	514	572	4547.76	42	182	139	4836.22	30	115	107
4374.46	14	580	680	4563.76	50	510	614	4848.24	30	120	180
4400.36	14	711	664	4568.31	60	266	228	4856.19	30	185	173
4420.66	14	231	198	4571.97	82	670	605	4876.48	30	144	178
4431.37	14	177	175	4580.46	60	235	192	Mn I			
Ti I				4609.26	39	160	112	4370.88	17	280	252
4186.12	129	31	25	4708.66	49	350	300	4739.11	21	55	35
4299.23	48	482	540	4763.84	48	300	210	4754.04	16	225	175
4305.91	44	560	500	4764.54	48	300	230	4765.86	21	120	89
4512.73	42	76	90	4780.00	92	453	500	4783.42	16	153	160
4533.24	42	346	260	4805.11	92	280	360	Fe I			
4534.78	42	230	145	4874.02	114	150	176	4021.87	278	310	205
4548.76	42	123	110	4911.20	114	145	141	4044.61	359	190	177
4617.27	145	89	55	V I				4045.82	43	600	660
4758.12	233	40	20	4111.78	27	199	110	4062.45	359	301	261
4759.27	233	100	45	4115.18	27	116	92	4063.60	43	598	622
4840.87	53	42	83	4379.24	22	172	150	4065.40	698	120	55
Ti II				4384.72	522	540	552	4071.74	43	486	650
4025.14	11	340	460	4389.97	22	135	115	4084.50	698	190	185
4028.33	87	370	270	V II				4091.56	357	40	49
4056.21	11	192	140	4002.94	9	175	120	4104.97	694	261	138
4163.64	105	376	339	4023.39	32	255	175	4106.43	697	140	49
4287.89	20	408	560	4035.63	32	190	185	4107.49	354	392	430
4290.23	41	553	750	4036.78	9	72	60	4109.80	357	326	350
4294.10	20	452	680	4039.57	32	30	32	4112.97	1103	109	90
4300.05	41	598	620	4234.25	24	156	122	4114.45	357	232	138
4301.93	41	487	530	4564.59	56	173	195	4121.81	356	228	160

4147.67	42	279	286	4704.96	935	50	52	4807.00	163	52	80
4175.64	354	2923	240	4719.52	82	140	100	4866.27	111	160	200
4184.90	554	30	175	4733.60	59	160	120	Ni II			
4187.04	355	445	430	4736.78	38	300	200	4015.50	12	115	60
4199.10	152	610	570	4839.55	588	49		4244.80	9	78	57
4200.93	522	205	130	4871.32	318	160	250	4362.10	9	175	140
4213.65	689	252	136	4872.14	318	82	162	4904.41	129	50	66
4217.55	355	305	240	4890.76	318	200	239	Zn I			
4238.82	693	311	352	4891.50	318	160	174	4722.16	2	122	82
4241.11	693	27	40	4903.32	318	240	228	4810.53	2	72	143
4250.13	351	444	590	Fe II				Sr II			
4250.79	152	604	605	4128.74	27	260	350	4077.71	1	640	754
4260.48	42	530	533	4248.23	482	220	145	4215.52	1	620	610
4266.97	152	160	121	4258.16	28	510	533	4305.45	3	560	500
4267.83	273	176	150	4273.32	27	446	500	Y II			
4271.16	482	469	560	4278.13	32	192	190	4124.91	14	195	220
4271.76	152	614	620	4296.57	28	470	600	4129.73	1	240	310
4282.41	42	374	560	4303.17	27	403	445	4177.54	14	600	625
4285.45	71	192	180	4351.76	27	667	760	4309.62	5	442	505
4290.32	597	553	750	4354.36	213	305	375	4358.73	5	378	380
4291.47	416	152	165	4369.40	28	435	374	4398.02	5	450	500
4294.13	41	452	680	4385.38	27	642	600	4422.59	5	392	390
4298.04	41	120	125	4413.60	32	283	207	4883.69	22	256	268
4299.25	520	482	540	4416.82	27	562	540	4900.13	22	238	270
4309.04	152		110	4489.18	37	464	500	Zr II			
4309.38	849	442	505	4491.40	37	502	450	3991.14	30	230	215
4325.76	414	641	682	4508.28	38	570	540	4029.68	41	130	135
4352.74	42	403	374	4515.34	37	450	420	4050.32	43	155	129
4358.51	71	378	380	4520.22	37	516	520	4149.22	41	360	410
4365.90	412	36	33	4522.63	38	632	655	4150.97	42	120	118
4367.58	415	538	540	4541.52	38	505	482	4208.99	41	440	350
4375.93	414	457	480	4576.33	38	435	326	4211.88	15	370	290
4383.55	2	770	820	4580.06	26	310	290	4217.32	40	305	240
4385.26	41	642	600	4582.84	37	405	320	4317.32	40	120	121
4388.41	415	239	198	4583.83	38	520	500	4370.96	79	280	252
4390.95	830	475	470	4620.51	38	300	282	4379.78	88	280	185
4404.75	414	721	681	4629.34	37	453	480	4440.45	79	145	125
4432.57	41	75	80	4666.75	37	370	300	4496.96	40	432	420
4439.88	797	39	40	4731.14	43	300	220	Ba II			
4442.34	116	455	460	4893.78	36	111	108	4554.03	1	660	576
4447.13	68	149	98	Co I				La II			
4447.72	69	318	262	3995.31	31	215	195	4031.68	40	320	350
4466.55	68	445	510	4027.04	3	20	25	4042.91	66	140	145
4476.02	350	450	420	4121.32	28	216	180	4086.72	10	235	177
4494.57	350	505	480	4775.87	6	83	55	4123.23	41	384	285
4504.84	68	84	65	4792.86	158	39	41	4322.51	25	105	98
4514.19	555	103	111	4813.48	158	42	60	4333.76	24	362	311
4528.62	514	552	512	4867.88	158	70	78	4526.12	50	340	202
4547.85	68	182	139	Ni I				4692.50	75	55	34
4592.66	755	340	270	4359.58	86	375	328	4740.27	8	125	80
4602.94	39	351	300	4462.46	86	178	141	Ce II			
4611.29	39	233	190	4605.00	98	168	115	4248.68	1	151	120
4619.29	819	173	136	4686.22	98	98	70	4253.36	77	90	60
4683.56	821	69	70	4714.42	98	310	261	4336.26	89	135	110
4690.15	346	40	33	4715.78	98	119	100	4349.79	59	135	80
4700.17	820	39	35	4756.52	98	125	90	4364.66	135	145	118

4382.17	2	147	117	Pr II				4642.24	36	43	50
4449.34	202	198	144	4061.08	10	155	110	4674.60	14	113	80
4460.21	2	320	170	4232.38	8	155	120	4704.40	1	52	35
4479.43	124	261	128	4706.54	3	128	95	4777.85	3	23	20
4486.914	57	195	148	4811.34	3	45	95	4815.81	14	38	75
560.96	2	120	110	Sm II				Gd II			
4562.36	1	190	192	4329.02	15	50	40	4162.73	17	18	15
4628.16	1	184	161	4424.34	45	152	180	4251.73	15	125	70
4773.94	17	65	40	4434.32	36	119	129	4316.05	43	26	23
				4452.73	26	123	55	4597.91	44	170	105
				4537.95	45	87	55				

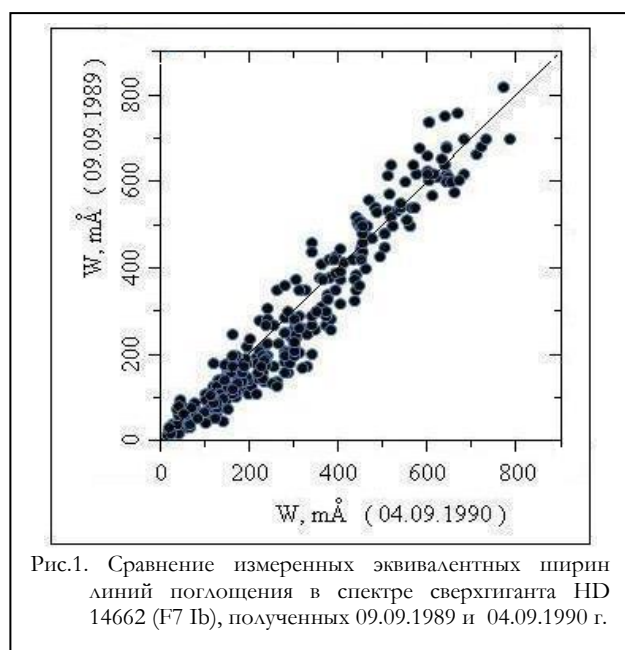


Рис.1. Сравнение измеренных эквивалентных ширин линий поглощения в спектре сверхгиганта HD 14662 (F7 Ib), полученных 09.09.1989 и 04.09.1990 г.

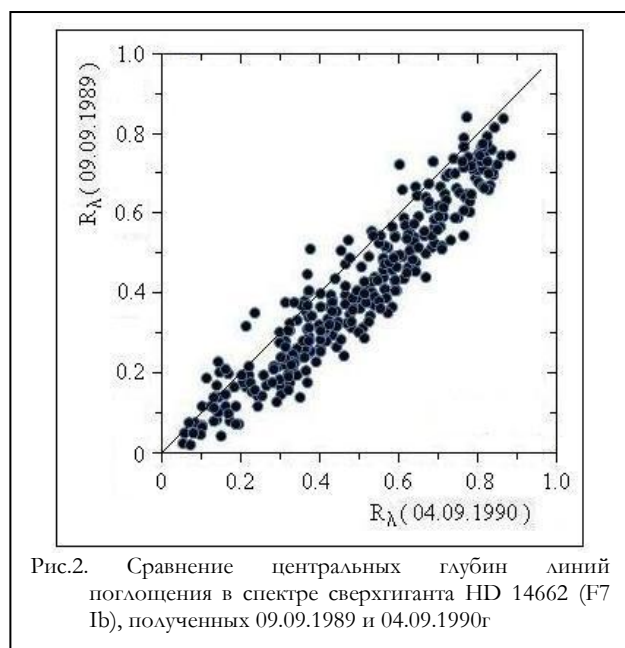


Рис.2. Сравнение центральных глубин линий поглощения в спектре сверхгиганта HD 14662 (F7 Ib), полученных 09.09.1989 и 04.09.1990г

спектрах сверхгиганта HD 14662 изменяются со временем. Это изменение, по-видимому, связано с пульсациями и нестационарными процессами, происходящими в атмосфере этой звезды.

Полученные результаты можно использовать для дальнейшего анализа химического состава и определения фундаментальных параметров атмосферы, а также для построения теоретической модели этой звезды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Luck R.E., Bond H.E., Supergiants and the Galactic metallicity gradient. II - Spectroscopic abundances for 64 distant F- to M-type supergiants, **Astrophysical Journal Supplement Series**, 1989, v. 71, pp. 559-581.
2. van Biesbroeck G., Micrometric measures of double stars, **Astrophys. J. Suppl.**, 1974, v. 28, pp. 413-448.
3. Walter S.A., Alfred H.J., The radial velocities of 1013 stars, **Astrophysical Journal**, 1923, v. 57, pp. 149-176.
4. Argue A.N., UBV photometry of 550 F, G and K type stars, **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, 1966, v. 133, pp. 475-493
5. Ferro A.A., Physical parameters and pulsational mode of short-period small-amplitude Cepheids, **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society** 1984, v. 209, pp. 481-502.
6. Ferro A.A., Mendoza E.E., Calibrations of M_v , (Fe/H) , and $\log G$ for yellow supergiant stars from OI 7774 and uvby-beta data, **The Astronomical Journal**, 1993, v. 106, p. 2516-2523.
7. Henriksson G., Low amplitude variable stars, **Astron. Astrophys.**, 1977, v. 54, pp. 309-310.
8. Szabados L., **Photoelectric UBV photometry of northern Cepheids** – part two, Mitt. Strenw. Ungarischen. Akad. Wissen., Budapest, 1980, № 76.
9. Burki G. and Benz W., The very small amplitude Cepheids HD 9250 and HD 14662, **Astron. and Astrophys.**, 1982, v. 115, pp 30-38.
10. Luck R.E., Andrievsky S.M., Fokin A., and Kovtyukh V.V., Phase-dependent variation of the fundamental parameters of Cepheids, IV. s-Cepheids, **The Astronomical Journal**, 2008, v. 136, pp. 98–110.

Итак, наши исследования показали, что значения эквивалентных ширин и центральных глубин линий поглощения в

HD 14662 (F7 Ib) İFRATNƏHƏNG ULDUZU SPEKTRİNDƏ UDULMA XƏTLƏRİNİN EKİVALENT ENİ

Ə.M. Xəlilov, Ə.R. Həsənova, Z.A. Səmədov

Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasının 2m teleskopunun Kude fokusunda 8 Å/mm dispersiya və 0.3 Å spektral ayırdetmə ilə alınmış spektrlər yzılmalıdır əsasında HD 14662 (F7 Ib) ifratnəhəng ulduzu tədqiq edilmişdir. $\lambda\lambda 3700\text{-}5000 \text{ Å}$ dalğa uzunluğu intervalında 400-ə qədər udulma xətti eyniləşdirilmiş, bu xətlərin ekvivalent enləri (W_λ) və mərkəzi dərinlikləri (R_λ) təyin edilmişdir. Aşkar olmuşdur ki, udulma xətlərinin ekvivalent enləri və mərkəzi dərinlikləri zamandan asılı olaraq dəyişir.

Aparıcı sözlər: ifratnəhəng ulduz, ekvivalent en, mərkəzi dərinlik

EQUIVALENT WIDTHS OF ABSORPTION LINES IN THE SPECTRA OF THE SUPERGIANT HD 14662 (F7 Ib)

A.M. Khalilov, A.R. Hasanova, Z.A. Samedov

Spectrum of the supergiant star HD 14662 (F7 Ib) is investigated on the base of Coude spectrograms obtained at the 2-meter telescope of the Shamakhy Astrophysical Observatory with dispersion of 8 Å/mm and spectral resolution of 0.3 Å . About 400 absorption lines have been identified and equivalent widths W_λ and central depths R_λ for these lines have been determined in the spectral region of $\lambda\lambda 3700\text{-}5000 \text{ Å}$. It is revealed that valued equivalent width and the central depths of lines of absorption vary with time.

Key words: supergiant stars, equivalent width, central depths

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ПРОБЛЕМ ВОЛНЫ МОРТОНА

©2011. А.А. Певцов¹, С.Г. Мамедов², Н.С. Джалилов², Д. М. Кули-Заде³, Ф.Р. Мустафа²¹Национальная Солнечная Обсерватория, Сансепт, НМ, 88349, США²Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н.Туси НАН Азербайджана³Бакинский Государственный Университет

(e-mail: sabirmamedov@mail.ru)

В статье исследуются следующие проблемы физики волны Мортон. Рассмотрены два варианта объяснения наблюдаемой картины этой волны в линии H_{α} : при помощи модели облака фронта волны, находящегося в верхней хромосфере и совершающего радиальные движения вверх-вниз, и путем смещения всей линии поглощения H_{α} . Показано, что ни при каких значениях оптических параметров облака, а именно: S-функции источников, τ -оптической толщины, $\Delta\lambda_d$ – доплеровской ширины и $\Delta\lambda_{sh}$ – доплеровского смещения облака внутри линии поглощения H_{α} (обусловленное радиальными движениями облака – фронта волны) невозможно получить наблюдаемую кривую яркости фронта внутри линии H_{α} . Показано, что наблюдаемую картину фронта волны можно получить только и только путем смещения всей линии поглощения H_{α} . На основании этого сделан вывод о том, что эта волна распространяется в области формирования линии поглощения H_{α} , иными словами, в фотосфере и нижней хромосфере. Показано, что волна Мортон не наблюдается в верхней хромосфере, что так же подтверждает вывод, приведенное выше. Далее показано, что эта волна не может распространяться в короне, так как время охлаждения коронального газа до температуры 10 0000 К на порядок превышает период волны.

Ключевые слова: волны в атмосфере Солнца, волна, корональная сейсмология

1. ВВЕДЕНИЕ

Волна Мортон была открыта в 1960 году [1, 2] при наблюдении монохроматических изображений солнечного диска в линии H_{α} водорода. Монохроматические изображения получались последовательно как в центре линии, так и на расстояниях $\pm 0.5A$ от центра линии на красном и на синем крыльях этой линии. Эта волна наблюдается как в изображениях на крыльях линии, так и на изображении центра линии. Фронт волны состоит из двух частей: ведущий и последующий. Ведущий фронт на изображениях на красном крыле наблюдается в поглощении, а на изображении на синем крыле линии H_{α} наблюдается как яркое образование. Видимость последующего фронта обратная: на изображении на красном крыле фронт наблюдается как яркое образование, а на изображении на синем крыле фронт наблюдается в поглощении. Следует отметить важный момент: в последующих наблюдениях различных авторов, производимых на различных расстояниях от центра линии H_{α} , видимость фронтов волны получается такая же, как

описано выше (ниже мы об этом будем говорить подробно).

Скорость распространения волны Мортон составляет 500-4500 км/с. Ширина фронта по оценкам различных авторов составляет 50 000-150 000 км [3-5, 11]. Волна распространяется на расстояние больше радиуса Солнца.

Принято считать, что волна Мортон распространяется в верхней хромосфере. В хромосфере скорость звука составляет ~ 18 км/с ($T=1.6 \cdot 10^4 K$), скорость волны Альфвена составляет ~ 55 км/с ($n=3 \cdot 10^{10}$, $H=5 Gc$) [5]. В таком случае число Маха ударной волны было бы больше 10. Такая ударная волна, распространяющаяся в хромосфере, быстро затухла бы, и невозможно было бы ее распространение на большие расстояния, как это видно из наблюдений. По этой причине в [5] была выдвинута идея о том, что наблюдаемая волна Мортон физически связана с распространением волны в короне.

Теорию, связующую наблюдаемую в хромосфере волну Мортон с распространением волны в Короне, впервые разработал Uchida [6]. По этой теории генерируемая солнечной вспышкой МГД-волна, распространяющаяся в Короне,

отражаясь от коронального слоя с большей альфвеновской скоростью, направляется вниз, в сторону хромосферы и отражаясь от слоя хромосферы с меньшей альфвеновской скоростью, направляется в сторону короны, опять отражается и процесс повторяется; волна, таким образом, распространяется в некотором коридоре слоев с большей и меньшей скоростью альфвеновских волн. При этом, при движении вниз волна давит на хромосферу и отбрасывает хромосферный слой вниз - вещество хромосферы движется вниз; при движении вверх вещество хромосферы движется вверх. Этот процесс наблюдается как волна Мортонa. По этой теории волна Мортонa не является собственно волной, а является следом в хромосфере волны, распространяющейся в короне.

Когда была открыта EIT – волна в корональных линиях в 1999 году, авторы [7] считали, что эта и есть корональная волна, предсказанная Uchida. Однако, так как скорость распространения EIT - волны (около 500 км/с) в несколько раз меньше скорости волны Мортонa, то многие исследователи не видят наличия физической связи между этими двумя событиями. Дискуссии относительно этой проблемы можно найти в обзорных статьях [8, 9].

В изучении природы волны Мортонa, на наш взгляд, может представлять значительный интерес определение скоростей по лучу зрения движений на фронте этой волны. Данная работа, в основном, посвящена уточнению как методов определения лучевых скоростей движений на фронте волны, так и их значений, полученных различными авторами. Мы показываем, что наблюдаемые на фронте лучевые скорости обусловлены смещением всей линии поглощения H_{α} и что значения этих скоростей составляют несколько км/с , а не $20\text{-}30\text{ км/с}$, как считают многие авторы.

Статья составлена следующим образом. В главе 2 приводится обзор по определению скоростей движений по лучу зрения на фронте волны Мортонa; в главе 3 дается расчет контура линии H_{α} от фронта волны для случая модели облака для фронта; в главе 4 делается расчет контура линии H_{α} от фронта для случая смещения всей линии

поглощения H_{α} ; в главе 5 рассматривается возможность распространения волны Мортонa в короне; в главе 6 исследуется проблема видимости волны Мортонa на солнечном лимбе; в главе 7 рассматривается вопрос, может ли волна Мортонa быть гравитационной волной; в главе 8 приводятся основные результаты и дискуссия.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗЛИЧНЫМИ АВТОРАМИ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ ДВИЖЕНИЙ НА ФРОНТЕ ВОЛНЫ МОРТОНА

Как было сказано выше, по теории Uchida [6] наблюдаемая в линии H_{α} волна Мортонa генерируется путем сдвигания верхней хромосферы распространяющейся в короне МГД- волны. По механизму, предложенному в [10], данная волна возникает вследствие последовательного открывания магнитных силовых линий CME (извержение корональной массы). В обоих механизмах генерации волны Мортонa вещество верхней хромосферы сдвигается вниз, вследствие чего вещество движется вниз - это «создает» передний фронт волны; такое движение проявляет себя в том, что передний фронт наблюдается в красном крыле линии H_{α} в поглощении, а в синем крыле - яркое. Далее, вследствие увеличения давления на фронте, сдвигаемое вещество поднимается вверх, и это движение «создает» последующий фронт; это проявляется тем, что последующий фронт в красном крыле линии H_{α} наблюдается в эмиссии, а в синем крыле – в поглощении.

Таким образом, в линии H_{α} передний фронт на красном крыле наблюдается в поглощении, а в синем крыле - в эмиссии, а последующий фронт, наоборот, в красном крыле наблюдается в эмиссии, а в синем крыле – в поглощении.

Теперь посмотрим, как определяются лучевые скорости этих движений на фронте волны различными авторами.

Исследователями волны Мортонa лучевые скорости на фронте определяются двумя способами:

1) по методу «доплерограмм», т.е. по разности интенсивностей в крыльях линии H_{α} на наблюдаемых от центра расстояниях; ясно, что этот метод дает величину смещения всей

линии поглощения H_{α} и полученная соответствующая лучевая скорость отражает движение всей области формирования этой линии;

2) по расстоянию от центра линии, на котором производились наблюдения; при этом фронт волны принимается в виде облака в верхней хромосфере и по этому расстоянию определяется величина лучевой скорости этого облака, являющегося моделью фронта волны.

То, что наблюдаемый фронт волны Мортон может быть вызван смещением всей линии поглощения H_{α} впервые было высказано в 1968 году в [11]. Однако, авторы не определили значения смещений линии поглощения, что дало бы возможность рассчитать значение лучевых скоростей на фронте волны.

В [13] приводятся значения 6-10 км/с лучевых скоростей на фронте волны, полученные методом доплерограм, что предполагает смещение всей линии поглощения.

По методу доплерограм в [14] авторы так же определили значение лучевых скоростей на фронте и получили величину 2.6 км/с.

В [15] авторы так же попытались определить лучевые скорости методом доплерограм, однако значения скоростей не приведены (по видимому, из-за малости значений).

В работе [16] приведены кривые лучевых скоростей на фронте волны Мортон, полученные методом «доплерограм»; к сожалению, значения лучевых скоростей приведены в произвольных единицах. По личному сообщению одного из авторов (Врснак), точность определения абсолютных значений низка и скорость распространения может находиться в интервале 1-10 км/с. По-видимому, в качестве среднего значения скорости распространения можно брать 5 км/с. Что касается влияния на контур линии поглощения H_{α} увеличения (вообще изменение) температуры/давления (о чем пишут авторы), следует сказать, что любые изменения термодинамических условий в области формирования линии поглощения H_{α} не могут привести к асимметрии этой линии. И поэтому, полученный

доплеровский сигнал будет целиком обусловлен доплеровским смещением линии поглощения. С другой стороны, если предположить, что с прохождением волны Мортон изменяются физические условия в области формирования линии поглощения H_{α} , то в этом случае мы должны признать, что данная волна проникает в область формирования этой линии, то есть до фотосферы.

В работе [3] приведены значения лучевых скоростей, определяемые методом доплерограм в линии H_{α} на фронте для различных моментов времени; к сожалению, значения скоростей также даны в произвольных единицах.

В [5] приводится значение лучевой скорости на фронте 10 км/с, полученное методом доплерограм.

В работе [14] авторы пытались определить лучевые скорости на фронте волны методом доплерограм, однако, значения скоростей не приведены.

Что касается второго метода определения значения лучевых скоростей на фронте волны Мортон, то тут следует сказать следующее.

Волна Мортон наблюдалась различными авторами на следующих расстояниях $\Delta\lambda$ от центра линии H_{α} и в центре этой линии: $\Delta\lambda = \pm 0.8\text{Å}$ ([12, 18, 19]); $\Delta\lambda = \pm 0.5\text{Å}$ ([11, 15, 19, 3]), $\Delta\lambda = \pm 0.4\text{Å}$ ([4, 21, 20]), $\Delta\lambda = -0.3\text{Å}$ ([21]).

По второму методу, как сказано выше, значение лучевых скоростей на фронте волны определяется по расстоянию от центра линии H_{α} , на котором видна волна. Этим методом получены значения 30 км/с ([6]), 23 км/с и 37 км/с ([15]).

Как видим, в случае определения по методу доплерограм значения лучевых скоростей (при котором предполагается смещение всей линии поглощения H_{α}) составляет несколько км/с; в некоторых случаях определения по этому методу, или абсолютные значения скоростей не приведены, или же значения приведены в произвольных единицах. В случае же определения значения лучевых скоростей на фронте по второму методу значения получаются почти на порядок больше.

Конечно, доплеровский сигнал может давать и случай, когда имеет место асимметрия линии поглощения, вызванная некоторым образованием в атмосфере Солнца, двигающимся с некоторой лучевой скоростью, которое дает поглощение или эмиссию в крыле этой линии. Доплеровский сигнал, вызванный этим образованием, можно воспринимать как смещение всей линии поглощения. Но в случае волны Мортонa, как увидим ниже, на ведущем фронте красное крыло линии H_{α} целиком опущено, а синее крыло целиком приподнято (и, наоборот, во вторичном, следующем фронте, наоборот). Это может иметь место только, и только тогда, когда смещена вся линия поглощения (смотри ниже).

Следует особо подчеркнуть, что во всех работах, посвященных исследованию волны Мортонa, авторы подчеркивают, что волна распространяется в хромосфере, даже в верхней хромосфере и, поэтому, фронт волны Альфвена можно рассматривать как облако, совершающее радиальные движения вверх-вниз и распространяющееся со скоростью ~ 1000 км/с в хромосфере.

3. РАСЧЕТ КОНТУРА СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ НА ФРОНТА ВОЛНЫ МОРТОНА ДЛЯ СЛУЧАЯ МОДЕЛИ ОБЛАКА

В первую очередь подчеркнем следующий важный момент: различные авторы, как было сказано выше, получали монохроматические изображения волны Мортонa на различных расстояниях от центра линии H_{α} ($\Delta\lambda = \pm 0.8, \pm 0.6, \pm 0.5, \pm 0.4, \pm 0.3\text{Å}$); наблюдения неизменно показывают, что на всех расстояниях от центра линии H_{α} на красном крыле ведущий фронт наблюдается в поглощении, а в синем крыле – в повышении яркости; на последующем фронте – наоборот. В обоих фронтах в центре линии наблюдается повышение яркости. Иными словами, в ведущем фронте красное крыло линии H_{α} опущено по сравнению с невозмущенным контуром соседнего участка диска, а синее крыло приподнято; в последующем фронте картина обратная. В обоих фронтах центр линии приподнят по сравнению с невозмущенным контуром. Конечно, контур линии H_{α} от фронта волны

Мортонa никто не наблюдал из-за большой скорости распространения и из-за того, что визуально ее почти невозможно видеть. Но, на основании вышесказанного можно уверенно нарисовать контур линии H_{α} от фронта, принимая во внимание, что физическая структура всех наблюдаемых волн Мортонa приблизительно одинакова, по крайней мере по отношению скоростей движений на фронте волны. Для ведущего фронта схематически это приведено на Рис. 1. Для последующего фронта картина будет обратная.

На этом рисунке сплошная кривая – схематический контур линии H_{α} от передней части фронта волны Мортонa, прерывистая – контур линии от соседнего невозмущенного участка диска Солнца. Нижняя кривая представляет собой разность двух контуров.

В качестве модели переднего фронта волны примем модель облака, которое находится в верхней хромосфере и движется радиально вниз с некоторой скоростью. Облако в качестве модели фронта волны Мортонa рассматривалось ранее в работах [24, 25, 31].

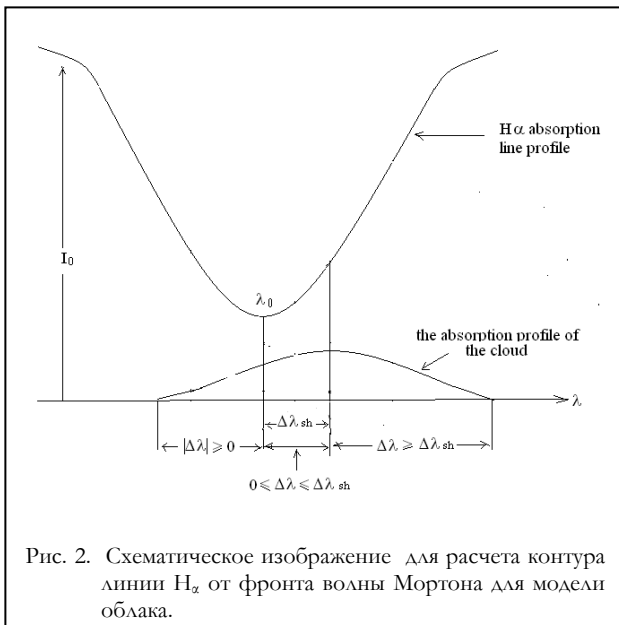
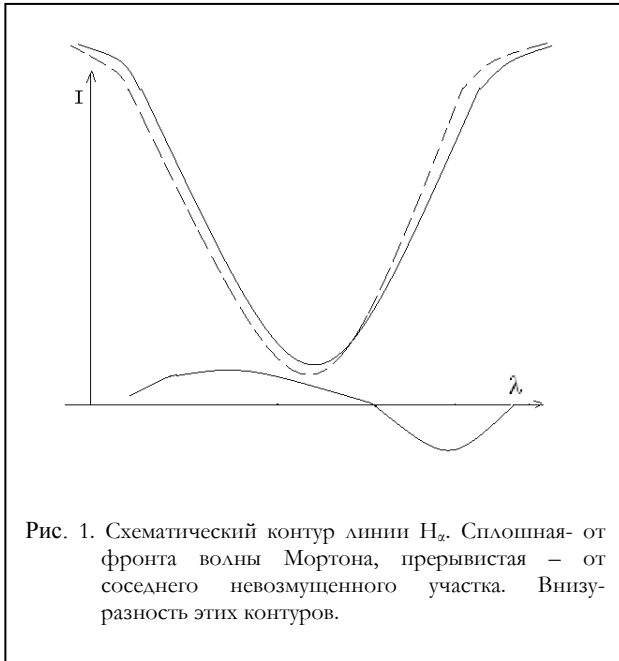
Теперь нашей задачей является рассчитать контур линии поглощения H_{α} исходящего от облака по лучу зрения. При этом мы должны учитывать как эффект поглощения проходящего через слои облака (фронта) излучения Солнца, так и собственное излучение облака.

Выражение для контура линии H_{α} выходящего излучения будет:

$$I(\Delta\lambda) = I_0(\Delta\lambda)e^{-\tau(\Delta\lambda)} + \int_0^{\tau} S(\tau)e^{-\tau(\Delta\lambda)} d\tau(\Delta\lambda). \quad (1)$$

Первый член в этом выражении учитывает величину проходящего через облака излучения, второй член представляет собой величину собственного излучения облака.

Общепринято, что волна Мортонa находится в верхней хромосфере, и что ее толщина составляет несколько сотен км. Тогда мы с уверенностью можем считать, что ее центральная оптическая толщина в линии H_{α} меньше единицы ($\tau_0 < 1$).



Тогда, функцию источников S можно принять постоянной в облаке (т.е. в слоях фронта волны) и вынести за знак интеграла. В таком случае из написанного выше выражения получаем:

$$I(\Delta\lambda) = I_0(\Delta\lambda)e^{-\tau(\Delta\lambda)} + S(1 - e^{-\tau(\Delta\lambda)}) \quad (2)$$

Здесь: $\Delta\lambda$ - расстояние от центра линии, $I_0(\Delta\lambda)$ - невозмущенный контур поглощения линии H_α от соседних участков солнечного диска,

$$\tau(\Delta\lambda) = \tau_0 e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_d}\right)^2}, \quad (3)$$

$\Delta\lambda_d$ - доплеровская ширина.

Движению облака вверх-вниз с лучевой скоростью v соответствует смещение $\pm\Delta\lambda_{sh}$ центра поглощения облака внутри линии поглощения H_α ; знак $+$ соответствует случаю движения облака вниз, а знак $-$ соответствует движению облака вверх. Тогда, с учетом движения облака по лучу зрения, выражение (3) примет вид:

$$\tau(\Delta\lambda) = \tau_0 e^{-\left(\frac{\Delta\lambda \pm \Delta\lambda_{sh}}{\Delta\lambda_d}\right)^2} \quad (4)$$

Контур линии поглощения линии H_α мы будем вычислять по выражению (2) с учетом выражения (4), задавая значения параметров S , τ_0 , $\Delta\lambda_d$ и смещения $\Delta\lambda_{sh}$.

На Рис.2 показано схематическое изображение, которым мы пользовались для расчета профиля линии H_α от фронта волны Мортон для случая модели облака. Центр профиля поглощения (который мы принимаем за доплеровский) смещен на величину $\Delta\lambda_{sh}$ вследствие наличия лучевой скорости облака. Как можно видеть из схематического изображения, расчет следует делать для следующих трех участков:

1) для участка длин волн $\Delta\lambda \geq \Delta\lambda_{sh}$; используя выражение, будем иметь:

$$I(\Delta\lambda) = I_0(\Delta\lambda)e^{-\tau(\Delta\lambda - \Delta\lambda_{sh})} + S[1 - e^{-\tau(\Delta\lambda - \Delta\lambda_{sh})}]$$

2) для участка длин волн $0 \leq \Delta\lambda \leq \Delta\lambda_{sh}$:

$$I(\Delta\lambda) = I_0(\Delta\lambda)e^{-\tau(\Delta\lambda_{sh} - \Delta\lambda)} + S[1 - e^{-\tau(\Delta\lambda_{sh} - \Delta\lambda)}]$$

3) для участка длин волн $|\Delta\lambda| \geq 0$:

$$I(\Delta\lambda) = I_0(\Delta\lambda)e^{-\tau(\Delta\lambda_{sh} + |\Delta\lambda|)} + S[1 - e^{-\tau(\Delta\lambda_{sh} + |\Delta\lambda|)}]$$

Так как фронт волны Мортон наблюдается в линии H_α , то величина температуры в ее слоях близка к значению температуры в протуберанцах и спикулах, т.е. ее можно принять $T=10000^0\text{K}$. Этому

значению температуры соответствует значение доплеровской ширины $\Delta\lambda_d = 0.23 \text{ \AA}$. Так как в слоях фронта волны могут возбуждаться нетепловые движения, которые могут расширять контур поглощения фронта, то для учета этого эффекта мы несколько увеличим величину доплеровской ширины. Мы в своих расчетах взяли значение $\Delta\lambda_d = 0.4 \text{ \AA}$. Следует отметить, что увеличение – уменьшение величины $\Delta\lambda_v$ приведет к увеличению-уменьшению глубины и ширины контура поглощения фронта волны, качественно не изменяя его.

В качестве значения оптической толщины контура поглощения облака (фронта) мы взяли $\tau_0 = 0.1$ из того соображения, что, как сказано выше, размер облака составляет всего несколько сотен км [4] и фронт волны едва заметен при наблюдениях. Это значение нам даже кажется несколько завышенным. В качестве значения функции источников S мы брали значения, большие значения интенсивности центра линии поглощения H_α , т.е. $S > 0.16$, так как только при таких значениях можно получить увеличение яркости в центре линии, обусловленное облаком.

На Рис. 3. показаны кривые расчетных разностей интенсивностей возмущенного (от фронта волны) и невозмущенного (от соседних участков диска Солнца) контуров линии H_α для следующих значений оптических параметров: $\tau_0 = 0.1$, $S = 0.25$, $\Delta\lambda_d = 0.4 \text{ \AA}$ и значений смещений $\Delta\lambda_{sh} = 0.2, 0.3, 0.5$ и $0.6 \text{ \AA}$ (кривые 1, 2, 3 и 4 соответственно).

При фиксированных значениях $\Delta\lambda_d = 0.4 \text{ \AA}$ и $\tau_0 = 0.1$, задавая различные значения функции источников S и лучевой скорости $v (= \Delta\lambda_{sh})$, мы рассчитали контур поглощения от фронта волны для модели облака, используя выражения (2) и (4) и пытались получить расчетный контур, похожий на наблюдаемый возмущенный контур от фронта волны.

Теперь сравним эти расчетные кривые с наблюдаемой кривой, схематически приведенной на Рис.1. Оказалось, что ни при каких значениях оптических параметров и скоростей движений вверх-вниз невозможно получить расчетный контур, даже отдаленно похожий на наблюдаемые контуры от фронта

волны! Расчеты показывают, что при всех значениях параметров можно получить только поярчание в центре линии H_α и поглощение в обоих крыльях, но невозможно получить поглощение в красном крыле и поярчание в синем крыле, как это показывают наблюдения.

Это говорит о том, что модель облака, находящегося в верхней хромосфере, для фронта волны Мортонна совершенно не годится, так как с ее помощью невозможно получить наблюдаемый контур линии H_α от фронта.

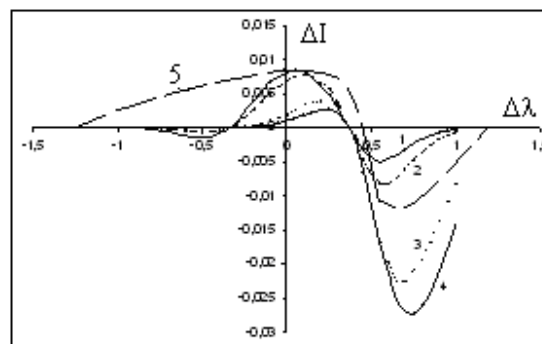


Рис.3. Кривые расчетных разностей интенсивностей возмущенного (от фронта волны) и невозмущенного (от соседних участков диска Солнца) контуров линии H_α для следующих значений оптических параметров: $\tau_0 = 0.1$, $S = 0.25$, $\Delta\lambda_d = 0.4 \text{ \AA}$ и значений смещений $\Delta\lambda_{sh} = 0.2, 0.3, 0.5$ и $0.6 \text{ \AA}$ (кривые 1, 2, 3 и 4 соответственно); 5-схематическая наблюдаемая.

4. РАСЧЕТ КОНТУРА ЛИНИИ H_α ОТ ФРОНТА ВОЛНЫ МОРТОНА ПУТЕМ СМЕЩЕНИЯ ВСЕЙ ЛИНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ

Так как модель облака не годится для объяснения наблюдаемого контура линии H_α от фронта, то остается второй вариант, а именно: смещение всей линии поглощения на фронте волны. Как было сказано выше, для определения скоростей движения на фронте, некоторые авторы использовали метод доплерограмм, что предполагает смещение всей линии поглощения и получили значение скоростей порядка несколько км/с.

В принципе, смещение всей линии поглощения H_α , соответствующего значению лучевых скоростей движений на фронте в несколько км/с, вполне достаточно для

объяснения наблюдаемой яркости фронта волны. На Рис. 3 приведен расчет разности интенсивностей смещенного и не смещенного контуров линии H_{α} для значения скорости движения вдоль луча зрения $+5 \text{ км/с}$. Это означает, что движение направлено вниз и мы имеем дело с ведущим фронтом.

Как можно видеть, кривая разности качественно хорошо согласуется с кривой разности, приведенной на Рис.1 т.е. с наблюдаемой яркостью переднего фронта волны.

На Рис.4. показан расчет разности контуров: невозмущенного (сплошной) контура и смещенного (прерывистый) контура, соответствующего скорости смещения $+5 \text{ км/с}$; наверху: невозмущенный и смещенный контуры линии H_{α} ; внизу: разность этих контуров, которая представляет собой распределение яркости на ведущем фронте волны Мортон. Как видим, это распределение качественно точно согласуется с наблюдаемой яркостью на фронте.

Может ли смещение линии поглощения H_{α} привести к наблюдаемому повышению яркости в центре на фронте? Для того, чтобы проверить это, мы рассчитали повышение яркости в центре линии, приняв доплеровскую форму профиля пропускания шириной $0.1 \text{ \AA}$. Расчеты показали, что при смещении линии, соответствующее скорости 2.6 км/с яркость центра повышается на $\sim 1\%$, а при скорости движения в 2 км/с , яркость центра повышается на 0.54% . Таким образом, смещение всей линии поглощения H_{α} на фронте волны вполне объясняет повышение яркости фронта в центре линии.

Похожая на наблюдаемую кривую разностей контуров линий поглощения H_{α} получена в работе [10] путем совместного решения уравнений переноса и стационарностей для атома водорода; к сожалению, авторы не сообщают, при каких значениях физических параметров (особенно значений скоростей движений на фронте) были решены эти уравнения. На Рис. 4 [10] хорошо видно смещение двух контуров поглощения от фронта и соседнего невозмущенного участка поверхности диска Солнца. Это означает, что решением этих уравнений авторы получили смещение всей

линии поглощения от фронта по отношению к линии поглощения от соседнего невозмущенного участка диска Солнца. О чем это говорит? Это говорит о том, что, для того, чтобы получить наблюдаемую картину фронта волны Мортон, нужно сместить всю линию поглощения H_{α} . Это, в свою очередь, означает, что волна Мортон охватывает всю область формирования линии поглощения H_{α} , иными словами, соответствующие слои солнечной фотосферы.

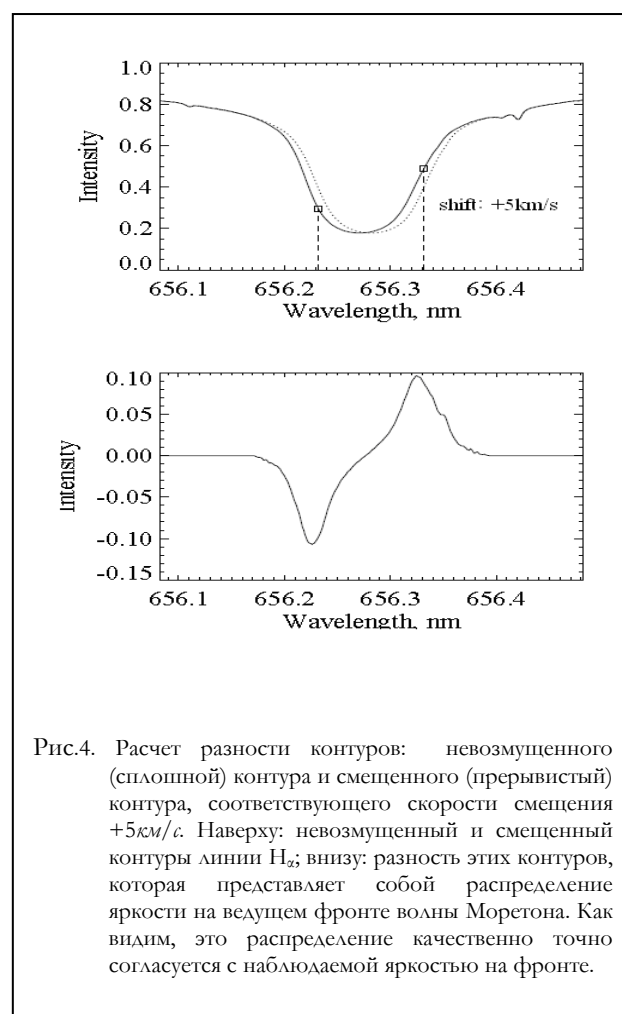


Рис.4. Расчет разности контуров: невозмущенного (сплошной) контура и смещенного (прерывистый) контура, соответствующего скорости смещения $+5 \text{ км/с}$. Наверху: невозмущенный и смещенный контуры линии H_{α} ; внизу: разность этих контуров, которая представляет собой распределение яркости на ведущем фронте волны Мортон. Как видим, это распределение качественно точно согласуется с наблюдаемой яркостью на фронте.

5. МОЖЕТ ЛИ ВОЛНА МОРТОНА БЫТЬ КОРОНАЛЬНОЙ ВОЛНОЙ?

Такой вопрос поставлен в заглавие статьи [4].

Рассмотрим возможность распространения волны Мортон в корональных слоях.

Так как данная волна видна в линии H_{α} , то, очевидно, на фронте волны корональная плазма должна охлаждаться до значения температуры $\sim 10^4 \text{ K}$. Длину волны возьмем

80 000 км [4]. При прохождении передней четверти волны корональная плазма должна охлаждаться до значения $\sim 10^4$ К. Скорость распространения волны ~ 1000 км/с. Значит, корональная плазма на фронте волны должна охлаждаться в течение ~ 20 секунд.

Теперь вычислим время охлаждения корональной плазмы от $T=10^6$ К до $T=10^4$ К, принимая во внимание только охлаждение путем излучения. Ясно, что найденное таким образом время охлаждения является минимальным, так как одновременно с процессом охлаждения путем излучения имеет место и нагрев механизмами нагрева короны и теплопроводности рассматриваемой области.

Причиной начала охлаждения, по-видимому, может являться тепловая неустойчивость, которая может иметь место при прохождении фронта волны в корональном слое.

Количество тепловой энергии единицы объема корональной плазмы:

$$\epsilon_0 = 3/2 n_0 k T_0$$

Здесь $n_0=10^9$ - плотность невозмущенной Короны, $T_0=10^6$ К - температура короны, k - постоянная Больцмана.

Время охлаждения от значения температуры T_0 до T_1 , где $T_1 < T_0$, очевидно можно оценить следующим образом:

$$\Delta t_1 = \frac{\frac{3}{2} n_0 k (T_0 - T_1)}{n_0^2 \left(\frac{f(T_0) + f(T_1)}{2} \right)} = \frac{3}{2} k \frac{T_0 - T_1}{n_0 \left(\frac{f(T_0) + f(T_1)}{2} \right)} \quad (5)$$

Здесь $f(T)$ - функция излучения Кокса-Такера. Величина

$$\frac{f(T_0) + f(T_1)}{2}$$

представляет собой среднее значение величины излучения плазмы при температурах T_0 и T_1 .

В процессе охлаждения плотность будет увеличиваться. Значение плотности для каждого значения температуры можно найти из баланса внутреннего p_i и внешнего p_e давлений:

$$p_i = n(T_i) k T_i = p_e = n(T_0) k T_0.$$

Отсюда находим:

$$n(T_i) = \frac{T_0}{T_i} n_0$$

Поставив это в (5), получим:

$$\Delta t_1 = \frac{3}{2} k \left(\frac{T_0 - T_1}{\frac{T_0}{T_1} n_0 \left(\frac{f(T_0) + f(T_1)}{2} \right)} \right) \quad (6)$$

В общей форме:

$$\Delta t_i = \frac{3}{2} k \frac{T_i - T_{i+1}}{\frac{T_0}{T_{i+1}} n_0 \left(\frac{f(T_i) + f(T_{i+1})}{2} \right)} \quad (7)$$

Суммируя все эти времена, находим полное время охлаждения корональной плазмы от значения $T_0 = 10^6$ К до конечного значения $T_N = 10^4$ К при котором излучается линия H_α :

$$t = \left(\frac{3}{2} \right) k \sum_{i=1}^N \frac{T_i - T_{i+1}}{\frac{T_0}{T_i} n_0 \left(\frac{f(T_i) + f(T_{i+1})}{2} \right)} \quad (8)$$

При расчете времени охлаждения t , функция Кокса-Такера между значениями $T=10^6$ К и $T=10^4$ К была разделена на 20 равных частей ($N=20$); время охлаждения t_i было рассчитано для каждого интервала температуры.

Суммирование всех t_i дало значение $t=258$ с. Как видим, это значение на порядок больше требуемого времени (~ 20 с) охлаждения для случая распространения волны Мортон в корональных слоях. Таким образом, мы приходим к заключению, что эта волна не может распространяться в короне, так как время прохождения четверти волны на порядок меньше времени охлаждения корональной плазмы до температуры излучения линии H_α . И еще, если бы волна Мортон распространялась в короне, то она наблюдалась бы над лимбом, чего на самом деле не имеет места.

6. ПОЧЕМУ ВОЛНА МОРТОНА НЕ НАБЛЮДАЕТСЯ НАД ЛИМБОМ ДИСКА СОЛНЦА?

Действительно, если волна Мортонa распространяется в хромосфере, даже в верхней хромосфере, как утверждают все исследователи этой волны, то она должна была бы наблюдаться над лимбом как яркое образование в линии H_{α} . Однако, никто не наблюдал ее над лимбом, хотя в некоторых случаях очень хорошо видно, как волна на диске приближается к лимбу, явно видно, что пересекает лимб, переходит на другую, не видимую сторону диска Солнца, но при этом не появляется над лимбом [19, 23, 3, 4, 24, 25, 26, 27-31].

Следует проверить возможность наблюдения фронта волны Мортонa на лимбе. Дело в том, что из-за огромной фазовой скорости порядка 1000-2000 км/с волна быстро может проскочить область видимости на лимбе и, вследствие ограниченности частоты съемки, наблюдатель не «поймает» ее. Вот это следует проверить.

Схематическое движение фронта волны на лимбе и на диске вблизи лимба приведено на Рис. 5. В данном случае фронт волны движется сверху вниз по указанной дуге. Очевидно, что волна на лимбе будет видна тогда, когда она находится на участке дуги между точками пересечения ее с лучом зрения, касательной к лимбу.

Найдем угол α ; это угол дуги на поверхности Солнца, по которому движется фронт волны в области ее видимости на лимбе. Задача заключается в том, чтобы найти длину этой дуги, далее найти промежуток времени прохождения волны на этой дуге и сравнить его с частотой съемки, точнее, с промежутком времени между двумя последовательными съемками.

Из Рис. 5 имеем:

$$\alpha = 2 \arccos \frac{R}{R+h}$$

Тогда промежуток времени, в течение которого фронт волны проходит зону ее видимости на лимбе, будет:

$$\Delta t = \frac{2\pi R}{360} \frac{\alpha}{v} = \frac{2\pi R}{360v} 2 \arccos \left(\frac{R}{R+h} \right)$$

Расчет по этому выражению показывает, что при изменении высоты распространения волны Мортонa h от 10 000 км до 2000 км и скорости распространения v от 1000 км/с до 2000 км/с время прохождения видимости Δt изменяется от 234 с до 52 с.

Частота съемок при наблюдениях обычно бывает три кадра в минуту – два кадра в крыльях и один кадр в центре линии.

Таким образом, за время прохождения волны над лимбом ее можно регистрировать 9 раз. Если же взять максимальную скорость волны 2000 км/с, то волну можно «поймать» 3 раза.

Мы приходим к заключению, что если бы волна находилась в верхней хромосфере и даже в слоях нижней хромосферы, то ее давно наблюдали бы солнечные наблюдатели над краем диска как яркое образование.

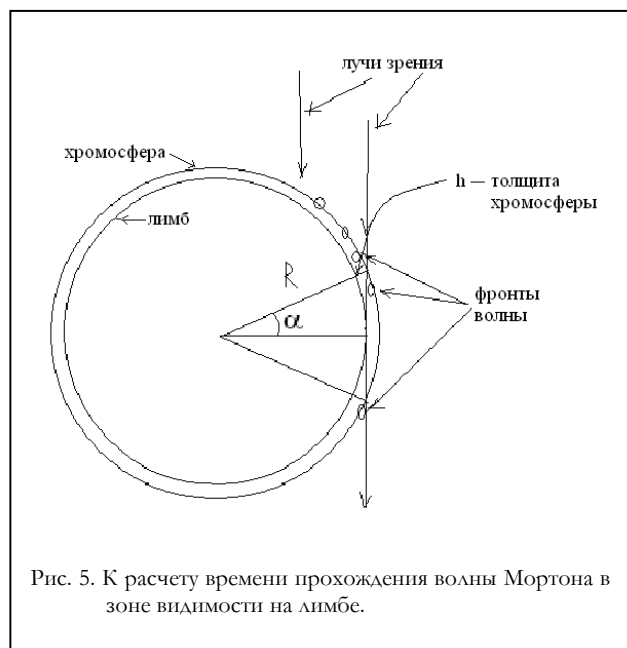
По наблюдениям [22], ЕПТ – волны, наблюдаемые в корональных линиях, отсутствуют в линии L_{α} , которая возникает в верхней хромосфере. Кроме того, показано, что ЕПТ-волны также не наблюдаются в линиях переходной зоны хромосфера – корона. Эти наблюдательные факты говорят о том, что ЕПТ-волны не проникают ни в верхнюю хромосферу, ни в переходную зону хромосфера–корона.

7. МОЖЕТ ЛИ БЫТЬ ВОЛНА МОРТОНА ГРАВИТАЦИОННОЙ ВОЛНОЙ?

Оценим значение фазовой скорости v гравитационной волны в атмосфере Солнца по выражению:

$$v = \sqrt{g/k}$$

где: $g=0.274 \text{ км/с}^2$ – гравитационное ускорение на Солнце, $k=1/\lambda$ – волновое число, $\lambda=10^5 \text{ км}$ длина волны Мортонa; подставив эти значения величин, получаем $v=166 \text{ км/с}$. Это на порядок меньше значения наблюдаемой фазовой скорости волны a . Отсюда можно сделать однозначный вывод о том, что волна Мортонa не может быть гравитационной волной.



8. ДИСКУССИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Подведем итоги данного исследования некоторых проблем волны Мортон:

1. Картину фронта волны Мортон можно «получить» только и только смещением всей линии поглощения H_{α} . Это означает, что на фронте волны вся область формирования линии H_{α} совершает радиальные периодические движения, и, что волна распространяется в области формирования линии поглощения H_{α} . Это противоречит сложившемуся общепринятому мнению о том, что волна Мортон распространяется в верхней хромосфере. Отметим, что в формировании линии поглощения H_{α} фотосфера играет не последнюю роль.
2. Мы показали, что эта волна не может распространяться в короне, так как время охлаждения короны до температуры излучения линии H_{α} ($\sim 10^4$ K) значительно превышает четверть периода волны.
3. Если бы волна Мортон распространялась в хромосфере, то она должна была бы наблюдаться как яркое образование над краем диска Солнца и ее легко можно было бы наблюдать; так как волна не наблюдается над диском Солнца, то мы делаем заключение о том,

что волна не распространяется в хромосфере.

Таким образом, мы сделаем вывод о том, что волна Мортон возникает и распространяется в области формирования линии поглощения H_{α} , т.е. преимущественно в фотосферных слоях.

Относительно проблемы распространения волны Мортон в хромосфере следует сказать следующее: волна Мортон наблюдается в линии $\lambda 10830 \text{ HeI}$, которая формируется в хромосфере. Тогда возникает вопрос: почему та же волна не наблюдается в линии H_{α} в слоях хромосферы? Этот факт можно объяснить, если предположить, что линия $\lambda 10830 \text{ HeI}$ формируется главным образом в нижней хромосфере.

Следует сказать еще об одном не объяснимом до сих пор наблюдательном факте: принято считать, что на фронте волны вещество совершает радиальные колебательные движения вверх-вниз. Именно благодаря наличию такого движения волна Мортон и видна. Причем, это верно для обеих моделей, рассматриваемых выше. Если бы это было так, то с приближением фронта волны к краю диска она должна бы исчезать, что не наблюдается. Эту трудность можно устранить, если предположить, что на фронте волны имеет место и периодическое изменение плотности вещества. В таком случае, видимость фронта волны, обусловленное радиальными периодическими движениями вверх — вниз по мере приближения к лимбу исчезнет, а эффект периодического изменения плотности останется.

Если волна Мортон не распространяется в хромосфере (по крайней мере, в верхней хромосфере, как было показано выше), то очевидно, что механизм генерации этой волны, предложенный Uchida, не может работать: распространяющаяся в Короне EIT-волна не может генерировать волну в области формирования линии поглощения H_{α} , не «затрагивая» хромосферный слой. То же самое можно сказать о механизме генерации, предложенный Chen et al [10] (согласно этого механизма, волна возникает вследствие последовательного открывания магнитных

силовых линий при извержении корональной массы (СМЕ)).

Суммируем основные характеристики волны Мортон:

1. Волна распространяется в области формирования линии поглощения H_{α} , иными словами, в нижней хромосфере и фотосфере.
2. Скорость распространения ~ 1000 км/с.
3. На фронте волны вещество совершает периодические радиальные движения вверх - вниз, а также периодические изменения плотности.

Существующие теории волны Мортон не могут объяснить как генерацию, так и большую скорость распространения в случае ее распространения в области формирования линии поглощения H_{α} .

Данная работа была поддержана REA grant FP7-PEOPLE-2010-IRSES-269299.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Moreton G.E., H_{α} Observations of Flare-Initiated Disturbances with Velocities ~ 1000 km/sec., **Astron. J.**, 1960, v. 65, pp. 494-496.
2. Moreton G.E., Ramsey H. E., Recent Observations of Dynamical Phenomena Associated with Solar Flares, **PASP**, 1960, v. 72, pp. 357- 373.
3. Muhr N., Vršnak B., Temmer M., Veronig A.M., Magdalenic J., Analysis of a Global Moreton Wave, observed on 2003, October 28. **ApJ**, 2010, v. 708, pp. 1639-1649.
4. Balasubramaniam K. S., Pevtsov A. A., Neidig D.F., Are Moreton waves coronal phenomena, **ApJ**, 2007, v. 658, pp. 1372-1379.
5. Meyer F., **Structure and Development of Solar Active Regions**, ed. Kiepenheuer K., O., Dordrecht, D., Reidel, 1968, pp. 485-497.
6. Uchida Y., Propagation of Hydromagnetic Disturbances in the Solar Corona and Moreton's Wave Phenomenon, **SoPh**, 1968, v. 4, pp. 30-45.
7. Tompson B. J., Gurman J. B., Neupert J. S., Newmark J. S., Delaboudiniere J.P., Cyr O. S. St., Stezelberger S., Dere K. P., Howard R.A., Michels D. J., SOHO/EIT Observations of the 1997 April 7 Coronal Transient: Possible Evidence of Coronal Moreton Waves, **ApJ**, 1999, v. 517, pp. L151-L156.
8. Warmuth A., in eds., Klein, K.L., MacKinnon A. L., **Lecture Notes in Physics**, 725, "The high Energy Solar Corona: Waves, Eruptions, Particles, 2007, pp. 107-139.
9. Vršnak B., Cliver E. W., Origin of Coronal Shock Waves, Invited Review, **SoPh**, 2008, v. 253, p.215.
10. Chen P.F., Ding M.D., Fang C., Synthesis of CME-associated Moreton and EIT Wave features from MHD Simulations, **Space Sci. Rev.**, 2005, v.121, pp. 201-211.
11. Dodson H. W., Hedeman E. R., The Proton Flare of august 28, 1966, **SoPh**, v. 4, pp. 229- 239.
12. Warmuth A., Vrsnak B., Magdalenic J., Hanslmeier A., Otruba W., A multiwavelength study of Solar Flare waves, II. Perturbation characteristics and physical interpretations, **A&A**, 2004, v. 418, pp. 1117-1129.
13. Švestka Z., **Solar flares** (Dordrecht Reidel), 1976, pp. 204 -212.
14. Balasubramaniam K.S., Cliver E.W., Pevtsov A.A., Neidig D. F., Temmer M., Henry T. W., Hudson H. S., Imada S., Ling A.G., Moore R., Muhr N., Petrie G.J.D., Veronig A.M., Vršnak B., White S.M., On the origin of the Solar Moreton wave of 2006, December 6, **ApJ**, 2010, v. 723, pp. 587-601.
15. Narukage N., Ishii T.T., Nagata S., Ueno S., Kitai R., Kurokawa H., Akioka M. and Shibata K., Three Successive and Interacting Shock Waves Generated by a Solar Flare, **ApJ**, 2008, v. 684, pp. L45-L50.
16. Warmuth A., Vršnak B., Magdalenic J., Hanslmeier A. and Otruba W., A multiwavelength study of Solar Flare waves. I. Observations and basic properties, **A&A**, 2004, v. 418, pp.1101-1115.
17. Narukage N., Hudson H.S., Morimoto T., Akiyama S., Kitai R., Kurokawa H., Shibata K., Simultaneous Observation of a Moreton Wave on 1997 November 3 in H_{α} and Soft X-Rays, **ApJ**, 2002, v. 572, pp. L 109-L112.
18. Narukage N., Morimoto T., Kadota M., Kitai R., Kurokawa H., Shibata K., X-Ray Expanding Features Associated with a Moreton Wave, **PASJ**, 2004, v. 56, pp. L 5-L8.
19. Pick M., Malherbe J.M., Kerdraon A., On the Disk H_{α} and Radio Observations of the 2003 October 28 Flare and Coronal Mass Ejection Event, **ApJ**, 2005, v. 631, pp. L97-L100.
20. Veronig A.M., Temmer M., Vršnak B., Thallman J.K., Interaction of a Moreton/EIT Wave and a Coronal Hole, **ApJ**, 2006, v. 647, pp.1466-1471.
21. Balasubramaniam K.S., et al., On the origin of the Solar Moreton wave of 2006, December 6, **ApJ**, 2010, v. 723, pp. 587-601.
22. Vršnak B., Magdalenic J., Timmer M., Veronig A., Warmuth A., Mann G., Aurass H., Otruba W., Broadband Metric-Range Radio Emission Associated with a Moreton/EIT Wave, **ApJ**, 2005, v. 625, pp. L67- L70.
23. Zhukov A. N., Auchère F., On the nature of EIT waves, EUV dimmings and their link to CMEs, **A&A**, 2004, v. 427, pp. 705-712.
24. Gilbert H.R., Holzer E., Chromospheric Waves Observed in the He I Spectral Line ($\lambda = 10830$ Å): A Closer Look, **ApJ**, 2004, v. 610, pp. 572-581.
25. Gilbert H.R., Holzer T.E., Thomson B. J., A Comparison of CME-Associated Atmospheric Waves Observed in Coronal (Fe XII 195 Å) and Chromospheric (He I 10830 Å) Lines, **ApJ**, 2004, v. 607, pp. 540 -553.
26. Timmer M., Veronig A., Vršnak B., Thalmann T., Hanslmeier A., Wave Phenomena Associated with the

- X3.8 Flare/cme of 17-JAN-2005 Challenges for theory and observation" (ESA SP- 600). Proceedings of the 11th European Solar Physics meeting: "The Dynamic Sun: 11-16 sept., 2005, Leuven, Belgium. Editors: D. Danesy, S. Poedts, A. De Groof and I. Andries, Published on CDROM, 2005, pp. 144-148.
27. Muhr N., Temmer M., Veronig A., Vrřak B., Hanslemeier A., Analysis of a Moreton Wave Associated with the X17.2/4B Flare/CME of 28-10-2003, *Cent. Eur. Astrophys. Bull.*, 2008, v. 32, pp. 79-84.
28. Pick M., Malherbe J.M., Kerdraon A., Maia, D. J. F., On the Disk H α and Radio Observations of the 2003 October 28 Flare and Coronal Mass Ejection Event, *ApJ*, 2005, v. 631, pp. L97-L100.
29. Uchida Y., Altshuler M.D., Newkirk G., Flare-Produced Coronal MHD-Fast-Mode Wavefronts and Moreton's Wave Phenomenon Jr., *SoPh*, 1973, v. 28, pp. 495-516.
30. Zhang H., Moreton wave and its source of disturbances in the X12/3B WLF of AR6659 in June 4, *A&A*, 2001, v. 372, pp. 676-685.
31. Athay R.G., Moreton G. E., Impulsive Phenomena of the Solar Atmosphere. I. Some Optical Events Associated with Flares Showing Explosive Phase, *ApJ*, 1961, v. 133, pp.935- 945

INVESTIGATION OF SOME PROBLEMS OF MORETON WAVE

A.A. Pevtsov, S.H. Mamedov, H.S. Dzhalilov, J. M. Gulu-zadeh, F.R. Mustafa

In the paper we study the some problems of physics of Moreton wave. Two possible variants of explanation were considered for the observed pattern of this wave in the H α -line: 1) using cloud model of the wave front, located in the upper chromosphere and committing a radial movement up and down, and 2) by shifting the entire absorption line H α . It was shown that for any values of the optical parameters of clouds, namely: S-source function, τ -optical thickness, $\Delta\lambda_d$ - Doppler width and Doppler shift $\Delta\lambda_{sh}$ of the cloud within the absorption line of H α (due to radial motions of the cloud- the wave front) is not possible to obtain the observed brightness curve of the front within H α - absorption line. It is shown that the observed wave-front image can only and only by shifting the entire absorption line N α . Based on this, it was concluded that the Moreton waves propagate in the formation lay of absorption lines H α , in other words, in the photosphere and lower chromosphere. It is shown that the Moreton wave is not observed in the upper chromosphere, which also confirms the conclusion given above. Further, it is shown that this wave can not propagate in the corona, since the cooling time of the coronal gas to a temperature of 10 000°K an order of magnitude greater than the wave period.

Key words: waves in the solar atmosphere, Moreton waves, coronal seismology

MORTON DALĞASININ BƏZİ PROBLEMLƏRİNİN TƏDQIQI

A.A. Pevtsov, S.H. Məmmədov, N.S. Cəlilov, C.M. Quluzadə, F.R. Mustafa

Məqalədə Moreton dalğasının fizikasının bəzi problemləri tədqiq edilir. Bu dalğanın H α spektral xəttində müşahidədən alınan xəyalının izahı üçün iki varianta baxılmışdır: 1) yuxarı xromosferdə yerləşən və radial istiqamətdə yuxarı-aşağı periodik hərəkət edən frontun bulud modelinin köməyi ilə; 2) H α udulma xəttinin bütünlüklə sürüşməsi yolu ilə. Göstərilmişdir ki, buludun optik parametrlərinin: S-mənbə funksiyasının, τ - optik qalınlığının, $\Delta\lambda_d$ - doppler eninin və $\Delta\lambda_{sh}$ - H α udulma xəttinin daxilində buludun doppler sürüşməsinin (buludun- frontun radial hərəkətləri ilə əlaqədar) heç bir mümkün qiymətlərində dalğanın mü şəhidə edilən xəyalını almaq mümkün deyildir. Göstərilmişdir ki, Moreton dalğasının müşahidə edilən xəyalını ancaq və ancaq H α udulma xəttini bütövlükdə sürüdülməklə almaq mümkündür. Bunun əsasında Moreton dalğasının H α udulma xəttinin yarandığı təbəqədə-fotosferdə və aşağı xromosferdə yayıldığı nəticəsinə gəlinmişdir. Göstərilmişdir ki, Moreton dalğasının yuxarı xromosferdə yayılması müşahidə edilməmişdir; bu da öz növbəsində bu dalğanın yuxarı xromosferdə yayılmaması barəsində yuxarıda çıxarılan nəticəni bir daha sübut edir. Sonra göstərilmişdir ki, bu dalğa Günəş tacında yayıla bilməz, çünki tac maddəsinin 10 000°K temperatura qədər soymasına sərf olunan vaxt dalğanın periodundan bir tərtib böyükdür.

Aparıcı sözlər: Günəş atmosferində dalğalar, Morton dalğası, tac seysmologiyası