AZƏRBAYCAN MİLLİ ELMLƏR AKADEMİYASI

AZƏRBAYCAN ASTRONOMİYA JURNALI

2014
CILD 9
№ 1

AZERBAIJANI ASTRONOMICAL JOURNAL

Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası

AZƏRBAYCAN ASTRONOMİYA JURNALI

Cild 9 – № 1 – 2014

Azerbaijan National Academy of Sciences

AZERBAIJANI ASTRONOMICAL JOURNAL

Volume 9 – No 1 – 2014

Национальная Академия Наук Азербайджана

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ АЗЕРБАЙДЖАНА

Том 9 – № 1 – 2014

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.

REDAKSIYA HEYƏTİNİN TƏRKİBİ:

Baş Redaktor: Ə.S. Quliyev

Baş Redaktorun Müavini: E.S. Babayev

Məsul Katib: P.N. Şustarev

Üzvlər:

Asvarov A.İ	AMEA Fizika İnstitutu
Cəlilov N.S.	AMEA Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası
Ətayi Ə.Ə.	AMEA Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası
Həziyev Q.Ə	AMEA Naxçıvan Bölməsinin Batabat Astrofizika Rəsədxanası
Hüseynov V.A.	Bakı Dövlət Universiteti
İsmayılov N.Z.	AMEA Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası
Quluzadə C.M.	Bakı Dövlət Universiteti
Mikayılov X.M.	AMEA Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası

Beynəlxalq Şura:

Baleqa Y.Y.	Rusiya Elmlər Akademiyası
Çuryumov K.İ.	Kiyev Milli Universiteti, Ukrayna
Dağkəsəmənski R.D.	Rusiya Elmlər Akademiyası
Həsənov S.Ə.	MDU, Rusiya
Musayev F.A.	Rusiya Elmlər Akademiyası
Crosby N.B.	Aeronomiya İnstitutu, Belçika
Obridko V.N.	Rusiya Elmlər Akademiyası
Rozelot J.-P.	Fransa
Ştaude Y.	Potsdam Astrofizika İnstitutu, Almaniya
Teyfel V.Q.	Astrofizika İnstitutu, Qazaxıstan

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

© 2014 Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası.
© 2014 AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası.
Bütün hüquqlar qorunmuşdur.
Bakı – 2014

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

Web- адрес: http://www.shao.az/AAJ
Главный редактор: А.С.Гулиев
Заместитель главного редактора: Э.С.Бабаев
Ответственный секретарь: П.Н.Шустарев

Технический редактор: Аскеров А.Б.

Адрес редакции: Азербайджан, Баку, AZ-1001, ул. Истиглалийят 10, Президиум НАНА
Журнал издается в Шамахинской Астрофизической Обсерватории (ШАО) им. Н.Туси НАНА
Адрес для писем: Азербайджан, Баку, AZ-1000, Главпочтамт, а/я №153, ШАО
e-mail: aaj@shao.az
тел.: (+99412) 439 82 48
факс: (+99412) 497 52 68

© Национальная Академия Наук Азербайджана, 2014 г.
© Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н.Туси НАНА, 2014 г. Все права защищены.
Баку - 2014

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

Online version: http://www.shao.az/AAJ
Editor-in-Chief: A.S. Guliyev
Associate Editor-in-Chief: E.S. Babayev
Secretary: P.N. Shustarev

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

© 2014, Azerbaijan National Academy of Sciences.
© 2014, Shamakhy Astrophysical Observatory named after N.Tusi, ANAS. All rights reserved.
Baku -2014

MÜNDƏRİCAT

2007-2009-CU ILLƏRDƏ MÜŞAHIDƏ OLUNMUŞ
SPORADİK HİPERBOLİK METEORLARIN XÜSUSİYYƏTLƏRİ
Ə.S. Quliyev 5

KOSMIK PLAZMANIN AŞAĞI TEZLIKLI KINETIK DAYANIQSIZLIQLARI HAQQINDA
N.S. Cəlilov 17

YÜKSƏK DISPERSIYALI RƏQƏM SPEKTRINƏ GÖRƏ αCMi (PROSYON) ATMOSFERININ SPEKTROFOTOMETRIK TƏHLILİ
II. NaI –in D XƏTLƏRİNİN və MgI – in b XƏTLƏRİNİN PROFİLLƏRİ
C.M. Quluzadə, S.H. Məmmədov, M.M. Tahirov, Z.F. Şabanova 27

SPİKULLARDA DALĞA UZUNLUQLARININ TƏYİN EDİLMƏSİ ÜÇÜN ÜSUL: ÇOX UZUN DALĞA HALI
S.H. Məmmədov, C.M. Quluzadə, A.A. Rustamov, M.M. Musayev 31

S.Q. ZEYNALOVUN ELMI YARADICILIQ FƏALIYYƏTI
N.Z. İsmayılov, B.N. Rüstəmov 36

CONTENTS

FEATURES OF SPORADIC HYPERBOLIC METEORS OBSERVED IN THE PERIOD 2007-2009
A.S. Guliyev 5

ON THE LOW-FREQUENCY KINETIC INSTABILITIES IN SPACE PLASMA
N.S. Dzhalilov 17

SPECTROPHOTOMETRIC ANALYSIS OF THE ATMOSPHERE αCMi BY HIGH DIGITAL SPECTRA
II. THE PROFILES OF THE D LINES NaI AND b LINES MgI
D.M. Kuli-Zade, S.H. Mamedov, M.M. Tairov, Z.F. Shabanova 27

ABOUT ONE METHOD OF DETERMINATION OF WAVLENGTH IN SPCULES: CASE OF VERY LONG WAVES
S.G. Mamedov, D.M. Kuli -zade, A.A Rustamov, M.M. Musayev 31

SCIENTIFIC AND CREATIVE ACTIVITY OF S.K.ZEYNALOV
N.Z. Ismailov, B.N. Rustamov

СОДЕРЖАНИЕ

ОСОБЕННОСТИ СПОРАДИЧЕСКИХ ГИПЕРБОЛИЧЕСКИХ МЕТЕОРОВ, НАБЛЮДАВШИХСЯ В ПЕРИОД 2007-2009 г.
А.С. Гулиев 5

О НИЗКОЧАСТОТНЫХ КИНЕТИЧЕСКИХ НЕУСТОЙЧИВОСТЯХ В АНИЗОТРОПНОЙ КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ
Н.С. Джалилов 17

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ АТМОСФЕРЫ αCMi ПО ВЫСОКОДИСПЕРСИОННЫМ ЦИФРОВЫМ СПЕКТРАМ
II. ПРОФИЛИ D ЛИНИЙ NaI И b ЛИНИЙ MgI
Д.М. Кули-Заде, С.Г. Мамедов, М.М. Таиров, З.Ф. Шабанова 27

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДЛИН ВОЛН В СПИКУЛАХ: СЛУЧАЙ ОЧЕНЬ ДЛИННЫХ ВОЛН
С.Г. Мамедов, Д.М. Кули-Заде, А.А. Рустамов, М.М. Мусаев 31

НАУЧНО-ТВОРЧЕСКАЯ ДЕЯТЕЛЬНОСТЬ С.К.ЗЕЙНАЛОВА
Н.З. Исмаилов, Б.Н. Рустамов

ОСОБЕННОСТИ СПОРАДИЧЕСКИХ ГИПЕРБОЛИЧЕСКИХ МЕТЕОРОВ, НАБЛЮДАВШИХСЯ В ПЕРИОД 2007-2009 г.

© 2014 г. А.С. Гулиев

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

Исследуются особенности 238 гиперболических метеоров, наблюдавшихся в рамках японской программы SonotaCo в период 2007-2009 годов. Обращает на себя внимание неравномерность эксцентриситетов, явное превосходство ретроградных орбит над прямыми, отсутствие доминирования перигелиев вблизи эклиптики, неравномерное распределение угловых элементов орбит этих тел. Значения эксцентриситетов расположены в пределах от 1 до 1.31 не равномерно, а экспоненциально. Вероятно, это указывает на ошибки в процессе определения орбит некоторой части рассматриваемых метеоров. Установлена резкая концентрация перигелиев орбит таких частиц вблизи антиапекса пекулярного движения Солнца в Галактике. Рассматривается также распределение элементов орбит в галактической системе координат, однако четкие закономерности не найдены. В работе исследуется вопрос о распределении дальних узлов и MOID гиперболических метеоров относительно орбит планет-гигантов. Нет основания считать, что большинство частиц могло получить гиперболический избыток скорости из-за гравитационного влияния планет-гигантов. С аналогичной точки зрения рассматривается вопрос о связи частиц с 14 известными транснептуновыми планетными телами, имеющими абсолютный блеск больше, чем $3^m.5$. Только для трех из них (2003 MW_{12}, 2007 OR_{10} и Qaoaor) тестирование дальних узлов и значения MOID дают положительные результаты. Далее аналогичное тестирование применено еще к 78 TNO, имеющим абсолютный блеск до $5^m.5$. Для 9 из них получены положительные эффекты. Рассматриваются также аспекты возможности получения гиперболического избытка скорости метеорными частицами со стороны гипотетических тел, существование которых предполагается в ряде статьей автора. Тестовые расчеты показывают, что небольшая часть гиперболических метеоров могла бы иметь подобную связь. Судя по проделанной работе и вычислений, дальние планетные тела могут быть возможными источниками части гиперболических метеоров.

Ключевые слова: гиперболические метеоры, TNO, MOID, планеты-гиганты, неизвестные планеты

ВВЕДЕНИЕ

Среди метеоров, наблюдавшихся телевизионным, фотографическим и радиолокационным методами, нередко встречаются частицы с гиперболическими орбитами (т.е. имеющие эксцентриситет больше 1). Существует несколько мнений относительно происхождения таких метеоров. Первая версия связана с ошибками определения орбит, в частности *e* [1-3]. По другой версии, такие метеоры имеют межзвездное происхождение [4-5], поэтому значение параметра *e* у них превышает 1. Существование таких метеоров в потоках может свидетельствовать также в пользу идеи о том, что при выбросе из кометы-родоначальницы, движущейся по параболической орбите, некоторые частицы могут получить гиперболические избытки скорости. Можно также допустить, что гиперболический избыток *e* может формироваться в ходе сближения метеорной частицы с планетами в результате их гравитационных влияний. Следует отметить, что все перечисленные причины вполне совместимы, и в совокупности могут рассматриваться в соответствующих исследованиях.

ЦЕЛЬ НАСТОЯЩЕЙ РАБОТЫ И ИСПОЛЬЗОВАННЫЙ В НЕЙ МАТЕРИАЛ ПО ГИПЕРБОЛИЧЕСКИМ МЕТЕОРАМ

В настоящей работе использован материал, который был получен в рамках японской программы комплексного наблюдения метеоров в период 2007-2009 гг. [6]. В программы были задействованы 25 станций и около сотни телекамер. В наблюдениях были в основном фиксированы частицы с абсолютными блесками до $+2^m$. Основные характеристики наблюденных метеоров приводятся в статьях [6,7]. Для краткости напомним, что в рамках программы были

проведены около 250 000 наблюдений, отождествлены 38 потоков, 11 потоков были добавлены в список метеорных потоков, зафиксированы около 64650 метеоров. Из них 63 процента оказались спорадическими. Среди таких метеоров наше внимание привлекли, прежде всего, гиперболические, т.е. те, у которых a<0; e>1. В работе [7] приводятся данные 464 гиперболических метеоров, 238 из которых являются спорадическими. Другими словами, настоящие гиперболы, особенно спорадические, среди метеорных орбит встречаются очень редко. С другой стороны, надо иметь в виду, что гиперболичность орбиты вовсе не доказывает межзвездной принадлежности частицы. Как отмечено выше, в теоретическом плане в солнечной системе может существовать множество механизмов превращения эллиптической орбиты в гиперболическую, или же наоборот. Некоторые из них качественно будут изучаться ниже. Следует также добавить, что ГМ представляет интерес и в контексте проблемы гиперболических комет, которым посвящена статья [8].

В настоящей работе ставится задача исследовать особенности 238 гиперболических метеоров из каталога SonotaCo на предмет их привязанности к планетным телам.

ПЕРВИЧНЫЙ АНАЛИЗ ДАННЫХ ГИПЕРБОЛИЧЕСКИХ МЕТЕОРОВ

При первичном анализе изучаемого массива метеоров обращают на себя внимание следующие особенности:

1. Значения эксцентриситетов расположены в пределах от 1.000054 до 1.311257. В этом интервале они распределены не равномерно, а экспоненциально.
2. Ретроградные орбиты имеют явное превосходство над прямыми (193 против 45). Не исключено, что здесь присутствует влияние селекции.
3. Нет явного доминирования перигелиев вблизи плоскости эклиптики. В частности, в интервале от -10^0 до $+10^0$ расположены перигелии 45 ГМ. При равномерном распределении точек перигелиев по широте в нем должен быть 41 перигелий.
4. Крайне неравномерно распределены долготы перигелиев (L) орбит ГМ. Это распределение отражено в Таблице 1. Его максимум и минимум соответствуют симметричным интервалам 0^0-30^0 и 180^0-210^0. Известно, что в аналогичном распределении долгот перигелиев долгопериодических комет таких экстремумов нет.
5. Расчеты показывают, что вблизи орбиты Юпитера (расстояние 4.9-5.5*а.е.*), Сатурна (расстояние 8-9 *а.е.*), Урана (расстояние 18.7 – 19.8 *а.е.*) расположены узлы 5, 3 и 1 кометы, соответственно. Расчеты по Нептуну не дали положительного результата. Эти цифры означают, что планеты - гиганты вряд ли причастны к образованию ГМ.
6. Неравномерно распределены и значения аргумента перигелиев (Таблица 1, N(ω)). При этом максимум приходится на интервал 240^0-270^0, а минимум – 330^0-360^0.
7. Некоторая неравномерность присуща и распределению узлов - N(Ω), приведенному в Таблице 1. Существует максимум в интервале 240^0-270^0, а в остальных интервалах узлы расположены более или менее равномерно.

Отметим, что некоторые из перечисленных особенностей отмечены в работах [1-3].

Таблица 1. Распределение долгот перигелиев, аргумента перигелиев и узлов орбит гиперболических метеоров.

	30	**60**	**90**	**120**	**150**	**180**	**210**	**240**	**270**	**300**	**330**	**360**
N(L)	36	21	18	27	18	17	9	19	13	21	22	17
N(ω)	10	13	25	29	19	22	22	24	32	23	13	6
N(Ω)	16	25	24	16	14	18	18	23	31	16	16	21

Напомним, что все перечисленные особенности присущи эклиптической системе измерения. Для универсальности анализа и поиска других закономерностей нужно использовать и другие системы измерения, что будет сделано в дальнейших разделах.

ГИПЕРБОЛИЧЕСКИЕ МЕТЕОРЫ И АПЕКС СОЛНЦА

Если ГМ действительно приходят из межзвездного пространства, направление их движения должно иметь какое-то отношение к апексу пекулярного движения Солнца, имеющему следующие эклиптические координаты:

$$\lambda = 270^0;\ \beta = 53^0.5\ . \qquad (1)$$

Скорее всего, в этом случае мы должны ожидать увеличения количества перигелиев ГМ в направлении антиапекса, или же наоборот, их уменьшения в направлении апекса. Мы вычислили значения угловых расстояний θ для 238 перигелиев от точки (1) и провели некоторую статистику. При этом небесная сфера была разделена на 10 равновеликих площадей – 2 сегмента и 8 поясов. На вершине сегментов оказались точки апекса и антиапекса. При разделении небесной сферы мы исходили из принципа равных долей параметра cos θ.

Результаты подсчетов отражены в Таблице 2. Действительно, в направлении антиапекса (интервал θ от $143^0.1$ до 180^0) мы имеем максимальное количество (N=36) перигелиев. Количество перигелиев ГМ вблизи апекса (интервал θ от 0^0 до $36^0.9$) составляет 19. Этот интервал по уровню популяции является 9-ой из 10 площадей. В целом количество ГМ, пришедших из апексальной и антиапексальной половины небесной сферы, составляет 129 на 109, что в процентном соотношении соответствует 54:46.

ГИПЕРБОЛИЧЕСКИЕ МЕТЕОРЫ В ГАЛАКТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ КООРДИНАТ

В контексте межзвездного происхождения ГМ, представляет определенный интерес анализ их динамических параметров в галактической системе координат. В этой системе в качестве базовой принимается плоскость с параметрами:

$$I = 60°.2 \text{ и } \Omega = 260°.3\ . \qquad (2)$$

Элементы орбит 238 ГМ с помощью формул сферической астрономии нами переведены в новую систему, где точкой отсчета служит восходящий узел Галактики. Безусловно, наибольший интерес в такой постановке задачи представляет распределение наклонов (I') и широт перигелиев (B'). Они представлены в Таблицах 3 и 4, соответственно.

Таблица 2. Распределение угловых дистанций перигелиев ГМ от апекса Солнца.

Границы углов θ	180; 143.1	143.1; 126. 9	126. 9; 113.6	113.6; 101.5	101.5; 90	90; 78.5	78.5; 66.4	66.4; 53.1	53.1; 36. 9	36.9; 0
N	36	24	15	27	27	24	20	25	21	19

Таблица 3. Распределение широт перигелиев орбит ГМ относительно плоскости Галактики

Границы углов B'	-90; -53.1	-53.1; -36. 9	-36. 9; -23.6	-23.6; -11.5	-11.5; 0	0; 11.5	11.5; 23.6	23.6; 36.1	36. 9; 53. 1	53.1; 90
N	26	31	20	33	31	26	11	24	19	17

Таблица 4. Распределение наклонов орбит ГМ относительно плоскости Галактики

Границы углов I'	0; 36.9	36.9; 53.1	53.1; 66.4	66.4; 78.5	78.5; 90	90; 101.5	101.5; 113.6	113.6; 126.9	126. 9; 143. 1	143.1; 90
N	7	16	17	17	22	39	23	27	32	38

В распределении N(B') прослеживается одна четкая закономерность. Отрицательные значения B' заметно преобладают над положительными (141 против 97). В этом распределении есть максимум и минимум в четвертом и седьмом интервалах соответственно. Однако, трудно судить, насколько они свидетельствуют о галактическом происхождении ГМ. Скорее всего, это есть следствие концентрации значительного количества перигелиев орбит ГМ вблизи антиапекса Солнца.

Что касается распределении N(I'), обращает на себя внимание четкое преобладание обратных орбит над прямыми (159 против 57), что присуще и эклиптикальной системе координат.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ MOID ГИПЕРБОЛИЧЕСКИХ МЕТЕОРОВ ОТНОСИТЕЛЬНО ПЛАНЕТ-ГИГАНТОВ

Следует качественно ответить на вопрос о том, насколько планеты-гиганты теоретически могут иметь влияние на процесс формирования класса ГМ. С этой целью мы вычислили значения MOID этих частиц относительно орбиты Юпитера и определили те из них, которые имеют r меньше 0.5 *а.е.* Их оказалось 45, или около 19 процентов. Далее, исключая их из общей совокупности, по остальным посчитали MOID относительно Сатурна. Расчеты по оставшимся 193 метеорам показали, что только 18 имеют r меньше 0.5 *а.е.* относительно Сатурна. Далее было проведено аналогичное исключение и расчеты относительно Урана. Оказалось, что из оставшихся 175 ГМ только 3 имеют r<0.5 *а.е.* После их исключения аналогичные расчеты были сделаны и относительно Нептуна. Из оставшихся 172 ГМ ни один не имеет MOID относительно этой планеты меньше 0.5 *а.е.* Добавим, что величина 0.5 *а.е.* сопоставима с размерами сфер влияния перечисленных планет-гигантов.

Таким образом, в переделах выбранного значения MOID только 66 представляют формальный интерес в рамках поставленной задачи. Хотя это еще не означает, что они перед прохождениями через перигелии наверняка имели сближения с планетами-гигантами. Не исключено, что на практике лишь малая их часть имела реальное сближение с планетами в соответствующих эпохах. Безусловно, точный ответ на этот вопрос могут дать небесно-механические расчеты. Так или иначе, у нас есть веский аргумент считать, что планеты-гиганты могли иметь лишь небольшой вклад в популяции ГМ.

ГИПЕРБОЛИЧЕСКИЕ МЕТЕОРЫ И ТРАНСНЕПТУНОВЫЕ ПЛАНЕТНЫЕ ТЕЛА

Выше мы отметили, что орбиты небольшой части из 238 ГМ проходят вблизи орбит планет-гигантов. Поэтому трудно предполагать, что гиперболический избыток эксцентриситетов этих тел в основном формируется за счет гравитации планет-гигантов. Об этом говорят и распределения широт перигелиев и наклонов орбит ГМ относительно эклиптики. Для того, чтобы эти тела приблизились к планетам-гигантам большинство их орбит должны иметь либо малые наклоны, либо малые широты перигелиев. Однако в рассматриваемой системе такие признаки не наблюдаются.

Для полноты изучения вопроса взаимодействия ГМ-планеты, далее постараемся проанализировать расположение первых относительно орбит наиболее крупных койперовых тел. Для этого мы на первом этапе остановились на тех известных до 2014 года койперовых телах, имеющих абсолютный блеск до $3^m.5$. Их оказалось 14 (данные взяты с официального сайта MAC). По ним были вычислены значения MOID гиперболических метеоров.

Результаты их статистики в различных вариантах приводятся в Таблице 5. В ней же приводятся минимальные значения MOID для всех 10 рассматриваемых случаев.

Как видно из данных Таблицы 5, в 40 случаях значения MOID оказывается меньше 1 *а.е.* В этих случаях метеорные частицы теоретически могли оказаться вблизи ТНО и получить от них гравитационное возмущение. Об этом свидетельствуют и минимальные значения MOID.

Таблица 5. Распределение MOID для 238 гиперболических метеоров относительно 14 больших ТНО.

r, *a.e.*	Eris	Pluto	Makemake	Haumea	$2007OR_{10}$	Sedna	Orcus	Qaoaor	$2002TX_{300}$	$2009\ AW_{197}$	$2005\ QU_{182}$	$2003\ MW_{12}$	$2005\ UQ_{513}$	$2007\ UK_{126}$
<1	0	3	2	1	4	0	9	4	2	2	2	4	3	4
<2	10	15	7	11	8	0	20	9	11	14	9	6	12	9
<3	15	30	23	18	18	1	34	20	20	27	16	16	29	14
<4	22	42	42	32	22	3	46	31	29	36	24	29	41	22
<5	33	54	50	41	29	3	59	37	40	47	32	52	53	29
<6	42	63	53	55	33	5	71	46	53	61	37	60	63	35
<7	50	76	59	67	39	6	86	57	61	76	44	70	72	36
<8	59	89	67	78	49	9	96	65	67	85	47	77	82	41
<9	66	103	72	92	56	11	107	72	80	90	50	84	94	50
<10	70	112	82	98	66	14	112	79	88	93	55	94	98	61
min r	1.1	0.4	0.9	0.9	0.5	2.6	0.7	0.2	0.7	0.4	0.5	0.4	0.2	0.3

Анализ проведенных данных в рамках других интервалов MOID показывает, что ТНО имеют больше шансов считаться источниками некоторых ГМ, нежели планеты-гиганты. Например, количество ГМ, имеющих MOID меньше 2 *а.е.* составляет 141 и соизмеримо с количеством самих частиц. Тем не менее, вопрос о том, насколько ТНО причастны к образованию ГМ остается открытым и требует дополнительного анализа.

ГИПЕРБОЛИЧЕСКИЕ МЕТЕОРЫ И НЕИЗВЕСТНЫЕ ПЛАНЕТЫ

Нередко в астрономической литературе встречаются гипотезы о существовании неизвестных планет на периферии солнечной системы. Открытие пояса Койпера не уменьшает актуальности этих гипотез, а наоборот, после открытия каждого крупного ТНО открываются возможности для их проверки. Автор настоящей работы также входит в число исследователей, выдвигающих подобные гипотезы. В настоящем разделе рассмотрим проблемы ГМ в контексте некоторых собственных гипотез.

В работе [9], исходя из распределения афелиев группы периодических комет с условным названием «семейство Нептуна», была высказана идея о возможном планетном теле в регионе Нептун-Плутон. Каждый раз после открытия кометы из этого класса положения указанной гипотезы подвергались проверке и последний раз в работе [10] было предсказано положение плоскости движения прогнозируемого тела и расстояния до него:

$$I_p = 25^0.76\ ;\quad \Omega_p = 273^0.03;\ 30<R<38 a.e. \qquad (3)$$

В той же работе упомянуто сходство этого тела с известным койперовым телом Salasia. Так или иначе, мы провели расчеты по MOID 238 гиперболических метеоров относительно этого гипотетического планетного тела для различных вариантов среднего расстояния в указанном в (3) пределе R при условии, что эксцентриситет его орбиты равен нулю. Результаты расчетов для условия, когда MOID меньше чем 0.5 *а.е.,* приводятся в Таблице 6 (строки 2-3).

В той же таблице приводятся значения r_{min} по рассматриваемым вариантам. Видно, что гипотетическая планета в популяции ГМ теоретически могла бы сравниться с Ураном и Нептуном.

В другой гипотезе автор [10,11] допускает существование еще одного неизвестного планетного тела с ориентировочными параметрами:

$$I_p = 29^0.3\ ;\quad \Omega_p = 289^0.5;\ 49<R<57 a.e. \qquad (4)$$

Таблица 6. Распределение значений MOID 238 гиперболических метеоров относительно некоторых гипотетических планет

R	30	31	32	33	34	35	36	37	38
N(MOID<0.5)	4	3	1	1	0	1	1	0	1
r_{min}	0.24	0.32	0.31	0.34	0.71	0.11	0.44	0.59	0.14
R	49	50	51	52	53	54	55	56	57
N(MOID<1)	2	3	0	3	5	5	3	2	0
r_{min}	0.39	0.28	1.04	0.70	0.68	0.21	0.82	1.57	1.12
R	100	102	104	106	108	110	112	114	116
N(MOID<2)	2	2	2	2	3	3	3	3	1
r_{min}	1.88	1.60	1.10	1.30	1.02	0.98	1.41	1.93	2.70
R	250	270	290	310	330	350	370	390	400
N(MOID<5)	0	1	0	0	1	0	0	1	0
r_{min}	12	3	13	18	5	15	13	5	5.3

Напомним, что согласно нашему подходу, планета могла сформировать семейство комет с соответствующими афелийными расстояниями. Аналогичные расчеты при MOID <1 *а.е.* сделаны и по этому теоретическому варианту. Результаты расчетов приводятся в Таблице 6 (строки 4-6). Учитывая среднеквадратические ошибки орбит самих ГМ и ориентированности параметров гипотетической планеты, мы здесь были вынуждены увеличивать верхний предел MOID. Однако сами значения r_{min} показывают, что считанные единицы ГМ из рассматриваемого комплекса могли бы иметь связь с такой планетой. Моделируя также значения e и ω гипотетической планеты, мы нашли, что наибольший эффект в рамках поставленной задачи получается при

$$A = 52.5\ a.e.;\quad e = 0.11;\ \omega = 39^0;$$
$$\Omega = 289^0.6;\quad I = 29^0.3$$

когда значение t увеличивается до 2.9.

В нашей гипотезе [10,12] допускается существование еще одной гипотетической планеты в зоне:

$$I_p = 29^0.8;\quad \Omega_p = 351^0.7;\ 99<R<117\ a.e. \quad (5)$$

Аналогичные расчеты сделаны и по этой планете, однако исходя их вышеприведенных соображений, верхний предел MOID пришлось увеличить еще больше - до 2 *а.е.* Судя по результатам расчетов (Таблица 6, стр.7-9), и в данном случае можно сделать предположение о том, что ограниченное количество ГМ могло бы быть связанно с такой планетой.

Наконец, исходя из расположения афелиев промежуточных комет и расстояний удаленных узлов орбит долгопериодических комет, мы в серии работ, в частности в [10,12], сделали весьма осторожное предположение о том, что на удаленных периферия солнечной системы может существовать планетное тело, являющееся значительным источником комет и других малых тел. В цитируемых работах выведены следующие ориентировочные параметры для предполагаемой планеты:

$$I_p = 85^0.8;\quad \Omega_p = 272^0.6;\ 250<R<400\ a.e. \quad (6)$$

Расчеты по MOID (верхний предел пришлось увеличить до 5 *а.е.*) и r_{min} проделаны также и по этому случаю. При этом допускаем, что гипотетическая планета движется по круговой орбите, а в расчетах рассмотрены вариация ее большой полуоси. Результаты приводятся в строках 10-12 Таблицы 6. Видно, что всего лишь одна частица могла теоретически оказаться вблизи такой планеты. Увеличивая верхний предел до 15 *а.е.* и варьируя большой полуосью в пределах 250 – 400 *а.е.* мы нашли, что от 1 до 5 частиц могли бы представлять интерес для нашей задачи.

В целом полученные результаты показывают, что этот вопрос нуждается в дополнительной проработке, что будет сделано далее.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОПРОСА О ВЗАИМОСВЯЗИ ГИПЕРБОЛИЧЕСКИХ МЕТЕОРОВ С ПЛАНЕТНЫМИ ТЕЛАМИ ПУТЕМ ТЕСТИРОВАНИЯ И МОДЕЛИРОВАНИЯ

В настоящем разделе этот вопрос рассмотрим в более усложненном варианте и постараемся выяснить степень случайности сближения орбит ГМ с орбитами планет-гигантов и крупных ТНО. В расчетах применим нашу традиционную схему вычислений, примененную в работах [11,12 и др.] для аналогичных задач. Напомним, что в этой схеме орбитальные параметры Ω и I планетного тела варьируются, т.е. планета на каждом этапе заменяется на псевдо-планету, проводятся аналогичные расчеты, чтобы в конечном случае выявить степень случайности распределения MOID относительно основного тела. Для полноты понимания сути схемы, проиллюстрируем ее для Юпитера и 238 ГМ. Итак, мы выше нашли, что N =45 из изучаемых ГМ приближаются к орбите Юпитера меньше, чем на 0.5 *а.е.* Теперь постараемся оценить степень случайности этой величины. Для этого варьируем параметры Ω и I Юпитера таким образом, чтобы полюса орбит "псевдо-юпитеров" распределялись бы по небесной сфере равномерно. При этом параметр Ω варьируется от 0^0 до 330^0 с шагом 30^0, а параметр sinI от 0 до 1 равными шагами. Весь цикл работ по нахождению количества (N) ГМ с MOID, не превышающий 0.5 *а.е.,* применяется по всем 67 "псевдо-юпитерам", и по ним определяется количество (n_i) минимальных расстояний для дальнейшего сравнения. По 67 значениям находится некое среднее ($\bar{n}$) и его среднеквадратичное отклонение σ.

$$T = (N - \bar{n})/\sigma .$$

В дальнейшем мы исходим из реальной предпосылки о том, что эти 67 значений являются случайными, а их распределение близко к нормальному. Как известно, в таких случаях для сравнения величин N и $\bar{n}$ и применяется одностороннее распределение Стьюдента [13]. При уровне значимости α=0.05 и количестве выборки 67, величина T должна быть больше 1.67. Тогда с доверительной вероятностью p=1-0.05 = 0.95 можно сказать, что величина N превосходит $\bar{n}$. Другими словами, разница T в этом случае имеет определенный статистический, возможно и физический смысл, и нуждается в реальной интерпретации. Как показано в Таблице 7, в случае Юпитера и ГМ мы получили T = -1.24. Это означает, что относительно орбиты планеты нет должного избытка концентрации MOID.

Модельно-статистические расчеты по описанной схеме проведены относительно четырех планет-гигантов и 14 транснептуновых тел, абсолютный блеск которых превышает $3^m.5$.

Их результаты приводятся в Таблице 7. При этом верхний предел для MOID мы подобрали 0.5 и 1 а.е., соответственно. Как видно из анализа таблицы, только для ТНО Orcus и 2007 UK_{126} получены положительные результаты. По всей вероятности, если с учетом приближенности данных увеличить уровень значимости до 0.1 (соответственно, доверительную вероятность до 0.90), то можно получить желаемый результат и относительно трех ТНО: 2003 MW_{12}, 2007 OR_{10} и Qaoaor. То же самое можно, по-видимому, получить путем замены верхнего предела MOID (0.5 и 1 а.е.) на другие разумные значения, полученные из их плотности.

Так или иначе, можно констатировать, что на роль «поставщика» ГМ ТНО подходят лучше, чем планеты-гиганты.

МОДЕЛЬНО-ТЕСТОВЫЕ РАСЧЕТЫ ДЛЯ НЕИЗВЕСТНЫХ ПЛАНЕТ

В этом разделе мы будем излагать результаты проведенных модельно-статистических расчетов для тех гипотетических планет, статистические взаимодействия с ГМ которых рассмотрены выше. Заранее оговоримся о том, что верхний предел MOID для расчетов будем выбирать из результатов анализа этих величин. Безусловно, это делает конечные выводы более условными, однако приходится идти на это из-за незнания данных по размерам и массам таких тел.

Итак, анализ начнем с самого удаленного гипотетического тела, параметры которого приводятся в [12].

Как мы уже нашли выше, если считать, что это тело движется на расстоянии 330 *а.е.* с нулевым e, то 1 из 238 значений MOID гиперболических метеоров оказываются в пределах до 5 *а.е.*

Тестирование такой зоны дает следующие дисперсионные величины, которые отражены в Таблице 8 (вторая строка).

Судя по значению *p* можно сказать, что существование даже одной единственной частицы в указанной окрестности орбиты возможной планеты могло бы считаться событием чрезвычайно малой вероятности. В дальнейшем, варьируя такие параметры как e, ω, а также значения MOID для планеты, мы вышли на весьма интересную картину с точки зрения конечных результатов: если считать, что планета имеет следующие динамические параметры:

$$A = 330\ a.e.;\quad e = 0.25;\ \omega = 205^0;\quad \Omega = 272^0.6;\quad I = 85^0.8\ , \qquad (7)$$

а верхнюю границу MOID ограничить до 15 *а.е.,* то получим для ГМ дисперсионные величины, приведенные в 3-й строчке Таблицы 8.

Напомним, что в работе [10], исходя из данных комет, приводятся более конкретные данные:

$$A = 337\ a.e.;\quad e = 0.136;\ \omega = 256^0;\quad \Omega = 272^0.6;\quad I = 85^0.8\ . \qquad (8)$$

Учитывая статистический характер задачи, можно констатировать, что некоторая близость между (7) и (8) все же имеется.

По нашим расчетам [10,14] еще одна зона, где наблюдается повышенное число удаленных узлов долгопериодических комет и афелиев промежуточных комет, имеет следующие параметры:

$$I_p = 38^0;\quad \Omega_p = 88^0;\ 158 < R < 180\ a.e.$$

Таблица 7. Статистические характеристики MOID для 238 гиперболических метеоров относительно различных планет

Планетное тело	**Верхний предел MOID**	**N**	**n**	**σ**	**t**
Юпитер	0.5	45	56.1	8.9	-1.24
Сатурн	0.5	28	23.2	4.9	0.97
Уран	0.5	5	5.1	2.1	-0.03
Нептун	0.5	1	1.5	1.2	0.39
Eris	1	0	1.7	1.3	-1.29
Pluto	1	3	4.2	2.2	-0.56
Makemake	1	2	2.5	1.6	-0.31
Haumea	1	2	2.8	1.7	-0.49
2002 TX_{300}	1	2	2.7	1.6	-0.41
Sedna	1	0	0.1	0.3	-0.37
Orcus	1	9	3.7	1.7	3.04
2009 AW_{197}	1	2	1.96	1.33	0.03
2005 QU_{182}	1	2	1.6	1.4	0.26
2003 MW_{12}	1	4	2.1	1.6	1.20
2007 UK_{126}	1	4	1.5	1.3	1.92
2007 OR_{10}	1	4	1.9	1.4	1.44
Qaoaor	1	4	2.4	1.3	1.30
2005 UQ_{513}	1	3	2.9	1.8	0.05

Используя вышеописанную схему испытания на базе имеющегося материала по ГМ, мы изучили и эту зону. Кратко заметим, положительный результат получен при A=158 *а.е.*, когда вычислены параметры, отраженные в Таблице 8 (4-я строка):

На следующем этапе расчетов мы подвергли испытанию зону (5) на предмет обилия значений MOID ГМ в окрестности орбиты гипотетической планеты в пределах 3 *а.е.* При этом орбиту планеты приняли за круговую, а ее большую полуось варьировали от 99 до 117 *а.е.* с шагом 1 *а.е.* Только при варианте A=109 *а.е.* получены дисперсионные параметры (Таблица 8, 5-я строка), которые показывают, что гипотеза о не случайности может обсуждаться только при уровне значимости 0.06, т.е. доверительная вероятность гипотезы составляет 0.94. При ориентировочности исходных данных она может считаться приемлемой.

Очередная зона, которая в рамках нашей гипотезы [10] имеет обилие кометных узлов и афелиев, имеет следующие параметры:

$$I_p = 37^0; \quad \Omega_p = 356^0 \text{ и } 75 < R < 89 \text{ а.е.}$$

Расчеты по этой зоне нас не привели к положительным результатам. Варьируя параметр R в указанном интервале мы нашли максимальный T равный 0.6 (Таблица 8, 6-я строка).

Согласно [10,11] есть еще одна зона, где существует обилие кометных данных. Она имеет следующие параметры:

$$I_p = 37^0; \quad \Omega_p = 356^0 \text{ и } 48 < R < 57 \text{ а.е.}$$

Результаты расчетов для A=48 и MOID <3 приводятся в Таблице 8(7-я строка).

Этот результата имеет доверительную вероятность 0.92. Однако, если верхнюю границу ограничить до 3.1 и 2.95, то доверительная вероятность увеличиться до 0.98 и 0.94, соответственно.

Результаты тестирования (3) зоны для «кометного семейства Нептуна» приводятся в Таблице 8 (строка 8). В этом случае максимальный T получается при A = 32*а.е.* А если верхний предел MOID ограничить до 0.81*а.е.,* то получим более эффективные результаты (Таблица 8, 9-я строка).

Здесь практически невозможно говорить о какой-то случайности, так как доверительная вероятность T составляет 0.999.

В работе [10] мы отметили раздвоенности так называемого «кометного семейства Нептуна» на две группы и выделили еще одну зону перенаселенности афелиев периодических комет

$$I_p = 44^0; \quad \Omega_p = 264^0; \; 30<R<37 \text{ а.е.}$$

Результаты расчетов, в условиях, когда MOID ограничивается до 1*а.е.* и большая полуось планетного тела равна A=36 *а.е.*, отражены в последней строке Таблицы 8. Добавим, что более детальные расчеты при MOID <0.9 *а.е.* и A=36 *а.е.* дают еще большее t, равное 2.33.

Результаты проделанных расчетов еще раз убеждают, что некоторые гипотетические планетные тела показывают весьма положительные ассоциации с гиперболическими метеорами. Видимо, в будущем есть смысл изучать этот вопрос с учетом всех спорадических метеоров независимо от их эксцентриситетов.

Таблица 8. Дисперсионные данные относительно MOID гиперболических метеоров и гипотетических ТНО при различных вариантах.

A,.	**Верхний предел для MOID, а.е.**	**N**	**n**	**σ**	**T**	**p**
330	5	1	0.19	0.4	2.02	0.99
330	15	7	2.72	1.6	2.72	0.999
158	3	4	2	1.4	1.46	0.93
109	3	4	1.8	1.4	1.55	0.94
79	3	-	-	-	-	0.75
48	3	22	16.7	3.7	*а.е* 1.41	0.92
32	1	9	5.3	1.9	1.98	0.99
32	0.81	9	3.5	1.7	3.20	0.999
36	1	7	3.3	1.9	1.95	0.99

РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТИРОВАНИЯ MOID ДЛЯ ГМ И ТНО СРЕДНЕЙ МАССЫ

Ограничивая до $3^m.5$ верхний предел для абсолютного блеска ТНО, мы выше нетривиально предполагали, что последние только своими гравитационными возмущениями влияют на орбиты метеорных частиц. Между тем, не исключается и другие варианты, например выбросы частиц с поверхности ТНО эруптивным путем или же в ходе бомбардировки его внешними телами. В таких вариантах можно было бы в анализ привлекать и более мелкие «материнские» тела. Например, изучая и ТНО с абсолютными блесками от 3.5 до $5^m.5$ (в настоящее время их количество составляет 88), мы нашли еще 9 тел, для которых доверительная вероятность величины T превышает 0.93. Результаты этого анализа приведены в Таблице 9. В контексте поставленной задачи следует обратить особое внимание на такие ТНО, как *2000 UV134, 2010* ET_{65}*, 2005* RS_{43} у которых величина T превышает 3. Здесь невозможно говорить о случайностях. Вполне возможно, что распространяя расчеты и на оставшиеся ТНО можно было бы найти еще большее количество походящих кандидатур на роль «поставщиков» метеорных тел.

ВЫВОДЫ

1. Неравномерность некоторых элементов орбит, особенно эксцентриситетов и наклонов, может указать на ошибки их определения. Следовательно, некоторые гиперболы в самом деле могли быть эллипсами. Распределение угловых элементов орбит ГМ не согласуется должным образом с предположением об их кометном происхождении.
2. Перигелии орбит гиперболических метеоров имеют значимую концентрацию вблизи антиапекса пекулярного движения Солнца в Галактике. Это означает, что часть этих метеоров в самом деле может иметь межзвездное происхождение.
3. Судя по расположению дальних узлов орбит и распределению MOID в пространстве, гиперболические метеоры или подавляющая их часть не имеет существенной динамической связи с планетами-гигантами.
4. Судя по тем же признакам, небольшая часть рассматриваемых метеоров может иметь динамическую или же иного рода связь с транснептуновыми телами.
5. Тестовые расчеты показывают, что часть гиперболических метеоров может быть связана с транснептуновыми телами, существование которых предполагается в частности авторами этой работы. Это предположение особенно касается двух предполагаемых тел на расстояниях 30-37 а.е. Заметим, что это предположение может быть предметом исследования и других спорадических метеоров.
6. Можно полагать, что гиперболические метеоры имеют множество независимых источников. Дальнейшие исследования с привлечением нового материала и нетрадиционных методов исследования могут пролить ценную информацию об этих источниках, часть которых, по-видимому, может быть не известна науке.

Таблица 9. Дисперсионные данные MOID гиперболических метеоров относительно 9 ТНО

ТНО	H	N	$\bar{n}$	σ	T
2003 AZ_{84}	3.71	6	3.1	1.7	1.69
2002 KX_{14}	4.4	7	3.5	1.9	1.87
19521 Chaos	4.9	4	2.1	1.3	1.46
2000 UV_{134}	4.74	5	1.3	1.1	3.50
2010 ET_{65}	5.2	5	1.1	1.1	3.62
2000 CN_{105}	5	5	2.3	1.5	1.83
2001 KA_{77}	5	4	1.9	1.2	1.76
2002 CY_{248}	5.3	4	1.9	1.3	1.63
2005 RS_{43}	3.9	7	2.3	1.5	3.20

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hajduková M. Meteors in the İAU data Center on Hyperbolic oprbits. Earts, Moon, Planets. 2008, 102, p.67-71.
2. Hajduková M., JR Leonard Kornoš, and Juraj Toth. Frequency of hyperbolic and interstellar meteoroids. **Meteoritics & Planetary Science 1–6** (2013) doi: 10.1111/maps.12119.
3. Hajduková M., Jr. 2011. Interstellar meteoroids in the Japanese TV catalogue. Publications of the Astronomical Society of Japan 63:481–487.
4. Opik, E. 1934, Harvard Coll. Obs. Circ. 389

5. Baggaley, W. J., Marsh, S. H., & Close, S. 2007, in Proc. Dust in Planetary System, ed. H. Krueger & A. Graps, SP-643 (Noordwijk: ESA), 27.
6. SonotaCo A meteor shower catalog based on video observations in 2007–2008 WGN, the Journal of the IMO 37:2 (2009) p.55-62.
7. Peter Veres and Juraj Toth. Analysis of the SonotaCo Video meteor orbits. WGN, the Journal of IMO 38:1 (2010)
8. A.S. Guliyev, A.S. Dadashov On hyperbolic comets // Proceedings of the International Astronomical Union. 2010. V5, Symposium S263. August 2009, P. 81-84.
9. А.С. Гулиев. О возможности существования в зоне Нептун–Плутон неизвестной планеты **Кинематика и физика небесн. тел**. 1987.Т3, № 2. С. 28–33.
10. А.С. Гулиев. Кометы и транснептуновые планеты. Азербайджанский Астрономический Журнал, т6. №2, с 3-13, 2011
11. А.С. Гулиев. О связи долгопериодических комет с известными и неизвестными планетами. **Письма в АЖ**. 2007. Т33, №7. с. 631-640.
12. А.С. Гулиев. Результаты исследования узловых расстояний долгопериодических комет. **Кинематика и физика небесн.тел**.1999. Т15, №1. С.85-92.
13. В.Е. Гмурман. Теория вероятностей и математическая статистика. М. Высшая школа, 2001. 480с.

2007-2009-CU ILLƏRDƏ MÜŞAHIDƏ OLUNMUŞ SPORADİK HİPERBOLİK METEORLARIN XÜSUSİYYƏTLƏRİ

Ə.S. Quliyev

Məqalədə yapon SonotaCo proqramı çərçivəsində 2007-2009 illərdə müşahidə olunmuş 238 hiperbolik orbitə malik 238 meteorun xüsusiyyəti öyrənilir. Ekssentrisitetlərin və bucaq elementlərinin paylanmasındakı qeyri müntəzəmlilik, tərs orbitlərin düzlər üzərindəki üstünlüyü, ekliptika yaxınlığında perihelilərin sayının dominant olmaması diqqəti cəlb edir. Ekssentrisitetlər 1-dən 1.31-ə qədərki intervalda müntəzəm yox, eksponensial paylanmışdır. Ehtimal ki, bu, bir qisim meteorların orbitlərinin təyin olunmasındakı qeyri dəqiqliklərlə bağlıdır. Belə cisimlərin perihelilərinin Günəşin Qalaktikadakı pekulyar hərəkət antiapeksi istiqamətində kəskin cəmləşməsi aşkar olunmuşdur. Qalaktika koordinat sistemində də orbit elementlərinin paylamnası nəzərdən keçirilmiş, lakin aydın qanunauyğunluq aşkar edilməmişdir. Məqalədə nəhəng planetlərin orbitinə nisbətən hiperbolik meteorların uzaq düyünlərinin və MOID parametrlərinin paylanması məsələsi öyrənilmişdir. Lakin hissəciklərin əksəriyyətinin nəhəng planetlərin qravitasiyası vasitəsilə hiperbolik sürət artımı alması sübut olunmamışdır. Eyni nöqteyi-nəzərdən mütləq parlaqlığı $3^m.5$–dən az olan 14 TNO-larla hissəciklərin əlaqəsi məsələsi öyrənilmişdir. Bu halda yalnız onlardan 3-ü (2003 MW_{12}, 2007 OR_{10} и Qaoaor) üçün uzaq düyün nöqtələrinin və MOID-lərin testləşdirilməsi müsbət nəticə vermişdir. Növbəti mərhələdə hesablamalar mütləq parlaqlığı 5.5 dən az olan daha 78 TNO üçün hesablamalar aparılmış və onlardan 9-u üçün müsbət uyğunluq tapılmışdır. Biz həm də hiperbolik meteor hissəciklərinin varlığı müəllif tərəfindən fərziyyə olunan naməlum planetlər tərəfindən əlavə sürət alması məsələsinin aspektləri ilə məşğul olduq. Test hesablamaları göstərir ki, hiperbolik meteorların kiçik bir hissəsi belə əlaqəyə malik ola bilər. Bütövlükdə yerinə yetirilən iş və aparılan hesablamalar göstərir ki, uzaq planet cisimləri hiperbolik meteorların bir qisminin mənbəyi salıla bilər.

Açar sözlər: hiperbolik meteorlar, TNO, MOID, nəhəng planetlər, naməlum planetlər

FEATURES OF SPORADIC HYPERBOLIC METEORS OBSERVED IN THE PERIOD 2007-2009

A.S. Guliyev

Features of 238 hyperbolic meteors observed within the framework of the Japanese program SonotaCo in the period of 2007-2009 are investigated. Irregularity of the eccentricities, explicitly dominance of retrograde orbits over direct ones, absence of domination of perihelion close the ecliptic, irregular distribution of angular elements for these bodies orbits were noticed. Values of eccentricities are arranged in the interval from 1 up to 1.31 irregular and exponentially. It might be results of the determination errors of orbits for the some part of the considered meteors. Significant concentration of these particles perihelion close the anti-apex of the Sun's peculiarity movements in the Galaxy was found. Distribution of elements of orbits in the galactic system of coordinates was considered also, however it was not possible to find the appreciable regularities. Question on distribution of the distant nodes and MOID of the hyperbolic meteors relatively to the orbits of planets-giants was investigated. However, it was not possible to prove, that the majority of particles could receive the hyperbolic excess of speed due to the gravitational influence of the planets-giants. Question on connection of the particles with 14 known trans-neptunian planetary bodies brighter 3m.5 is considered. Testing of the distant nodes and MOID' values only for three of them (2003 MW12, 2007 OR10 and Qaoaor) gave the positive results. In the next stage, we have made analogical calculations for the 78 TNO brighter 5m.5 also and obtained a good effect for 9 of them. We are considered some aspects of the possibility of acquisition of the hyperbolic excess of the speed for the meteoric particles from the planet bodies hypothesized by the author also. Test calculations showed, that only the small part of the hyperbolic meteors could has a similar possibilities. According to the results of this investigation, the distant planetary bodies might be sources of the some party of hyperbolic meteors.

Key words: hyperbolic meteors, TNO, MOID, giant planets, unknown planets

О НИЗКОЧАСТОТНЫХ КИНЕТИЧЕСКИХ НЕУСТОЙЧИВОСТЯХ В АНИЗОТРОПНОЙ КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

© 2014 г. Н.С. Джалилов

Шамахинская астрофизическая обсерватория им. Н.Туси НАН Азербайджана

(e-mail: namigd@mail.ru)

Рассмотрены низкочастотные кинетические неустойчивости, которые развиваются в однородной горячей бесстолкновителвной магнитоактивной плазме. Предполагается, что бимаксвелловские ионно-электронные компоненты плазмы имеют однородное течение вдоль магнитного поля с малым сдвигом. Найдены численные решения дисперсионного уравнения вблизи тепловой скорости ионов. Показано, что в анизотропной плазме кроме обычной несжимаемой шланговой неустойчивости в альвеновских модах также может развиваться вторая шланговая неустойчивость в ускоренных модах и зеркальная неустойчивость в затухающих, звуковых модах. Кроме того, показано, что в текущей изотропной плазме с малым сдвигом легко может возбуждаться потоковая тепловая неустойчивость, которая имеет резонансную природу. Изучено влияние анизотропии на свойства этих мод. Для всех неустойчивостей найдены простейшие аналитические формулы, которые достаточно хорошо согласуются с численными результатами. Найденные кинетические апериодические низкочастотные неустойчивости имеют аналоги в бесстолкновительном МГД-приближении.

Ключевые слова: космическая плазма, кинетическая теория, волновая турбулентность

1. ВВЕДЕНИЕ

Крупномасштабная динамика плазмы в космических условиях, когда горячая разреженная плазма пронизана сильным внешним магнитным полем, требует жидкостного описания. Многие наблюдаемые крупномасштабные явления в такой плазме, например, в плазме солнечной короны и гелиосферы, могут быть типичными [1]. В этих условиях, когда с большим запасом выполняется условие $n\lambda_D^3 \gg 1$ *(n* - концентрация частиц, λ_D - дебаевский радиус), плазма становится практически бесстолкновительной, а сильное внешнее магнитное поле приводит к ее анизотропии. При этом обычное столкновительное изотропное МГД приближение становится неприменимо. Для гидродинамического описания такой плазмы широко применялись ЧГЛ МГД уравнения [2-4]. Однако, эти уравнения не учитывают тепловые потоки, которые естественным образом возникают вдоль магнитного поля в бесстолкновительной плазме и содержат искусственно вводимые два адиабатических инварианта. Следовательно, эти уравнения не в состоянии описать такие важные сжимаемые неустойчивости как зеркальная и вторая шланговая неустойчивость. В работах [5-8] нами были использованы 16 - моментные МГД уравнения [9, 10], которые учитывают тепловые потоки вдоль магнитного поля. Эти потоки обязаны своим происхождением течению плазмы вдоль магнитного поля. Мы показали, что в МГД-приближении в однородной бесстолкновительной плазме кроме классической шланговой неустойчивости могут также возникать вторая шланговая и зеркальная неустойчивость. Нами было также получено, что кроме этих неустойчивостей возможна и тепловая неустойчивость, которая возникает в замедленных модах, распространяющихся против теплового потока.

В этой работе решая кинетическое дисперсионное уравнение, мы показали, что в низкочастотном приближении все вышеуказанные неустойчивые моды могут возникать. Для моделирования МГД-случая мы выбирали функций распределения ионов и электронов как би-максвелловскую с почти совпадающими - малыми сдвигами скоростей вдоль магнитного поля. Проведено сравнение кинетических и гидродинамических инкрементов неустойчивостей.

2. ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ

Вывод кинетического дисперсионного уравнения в общем случае для малых непотенциальных колебаний в однородной горячей бесстолкновительной магнитоактивной плазме хорошо известен (см., например, [11-13]). Оно получается путем линеаризации кинетического уравнения Власова и уравнений Максвелла. Это уравнение записывается в виде [11]:

$$\begin{vmatrix} K_{xx}-n_z^2 & K_{xy} & K_{xz}+n_xn_z \\ K_{yx} & K_{yy}-n_x^2-n_z^2 & K_{yz} \\ K_{zx}+n_xn_z & K_{zy} & K_{zz}-n_x^2 \end{vmatrix} = 0, \quad (1)$$

где K_{ij} - компоненты тензора комплексной диэлектрической проницаемости плазмы, $\boldsymbol{n} = \frac{\boldsymbol{k}\,c}{\omega}$ - показатель преломления плазмы для плоских волн с частотой ω и волновым вектором $\boldsymbol{k}$, c – скорость света. При выводе (1) предполагалось, что невозмущенное магнитное поле $\boldsymbol{B}_0$ направлено вдоль оси z, волновой вектор находится в плоскости xz ($K_y = 0$), а угол между этими векторами равен θ. Считалось также, что в основном состоянии плазма однородная, а скорость ее течения V_0 = const направлена вдоль магнитного поля. Переменная часть всех возмущенных физических величин пропорциональна $\exp[i(\boldsymbol{\kappa}\cdot\boldsymbol{r} - \omega t)]$.

Предположим, что в основном состоянии по скоростям как электронная, так и ионная компонента плазмы распределены по би-максвелловскому закону

$$f_0(\mathrm{v}) = \frac{1}{\pi^{3/2}u_\parallel u_\perp^2} e^{-\frac{\mathrm{v}_x^2+\mathrm{v}_y^2}{u_\perp^2} - \frac{(\mathrm{v}_z-V_0)^2}{u_\parallel^2}}, \quad (2)$$

где $u = (2æT/m)^{1/2}$ –тепловая скорость частиц с массой m и температурой T, а æ - постоянная Больцмана. Индексы ∥ и ⊥ в функции распределения относятся к температуре вдоль и поперек магнитного поля. Общая функция распределения состоит из суммы двух функций би-максвелловского распределения: для ионов и электронов, сдвинутых на почти одинаковую скорость, $V_0 = V_{0i} \approx V_{0e}$. Будем считать, что $|V_{0e} - V_{0i}| \ll V_0$. Это значит, что в основном состоянии квазинейтральная плазма имеет течение со скоростью V_0 с малым сдвигом, из-за которого вдоль магнитного поля возникает тепловой поток. Этот поток выражается через третий момент функции распределения частиц. Для функции распределения (2) суммарный тепловой поток имеет простое выражение

$$S = 2S_\perp + S_\parallel = n\,m\,\mathrm{V}_0\left(u_\perp^2 + \frac{3}{2}u_\parallel^2 + V_0^2\right), \quad (3)$$

где $S_\perp$ и $S_\parallel$ - тепловые потоки, вызванные поперечными и продольными тепловыми движениями частиц. Для такой упрощенной постановки задачи функции $K_{i,j}$ имеют все еще громоздкие выражения [11], и их мы здесь приводить не будем. Далее примем следующие упрощения.

1) Исключим эффекты, связанные с циклотронными вращениями частиц, т.е. для любого сорта частиц выполняется условие

$$k_x^2\,\frac{æT_\perp}{m\Omega^2} < 1, \quad (4)$$

где Ω - циклотронная частота. Если здесь ввести средний ларморовский радиус r_L и учитывать, что $r_{Le}^2 \ll r_{Li}^2$, то вместо (4) получим $k_x^2\,r_{Li}^2 < 1$.

2) Рассмотрим низкие частоты, где $\omega' = \omega - k_zV_0$ - частота в движущейся системе координат.

3) Пусть выполняются следующие дополнительные условия

$$\Omega_i \gg k_z u_{i\parallel},\ \frac{\omega_L^2}{k^2u^2} \gg 1,\ c^2 \gg V_A^2,\ c^2 \gg V_{ph}^2, \quad (5)$$

где ω_L - плазменная частота, V_A - альвеновская скорость, V_{ph} - фазовая скорость волны.

После применения этих условий дисперсионное уравнение (1) упрощается существенно. Однако полученное уравнение зависит от многих свободных параметров, связанных с выбором состава плазмы (каждый электронный и ионный компонент имеет свои поперечные и продольные температуры). Для дальнейшего упрощения задачи допустим, что плазма состоит из двух сортов частиц: электроны и протоны, т.е. водородная плазма. В этой работе мы исключим также вклады электронов путем применения в дисперсионном уравнении условия $T_{e\parallel} = T_{e\perp} \to 0$. Тогда получим следующее окончательное дисперсионное уравнение

$$A\left[(A\cos^2\theta - B\sin^2\theta)\left(\psi(x) - \frac{1}{2x^2}\frac{m_p}{m_e}\right) - \sin^2\theta\,\frac{\beta_\perp^2}{2\beta_\parallel}\psi^2(x)\right] =$$

$$= \frac{\sin^2\theta}{2\tilde{\lambda}(x+V)^2}(A\cos^2\theta - B\sin^2\theta)[A + (\beta_A + \beta_\parallel V x)^2]\,, \qquad (6)$$

$$A = \beta_\parallel x^2 - \beta_A, \qquad B = 1 + \beta_\perp - \frac{\beta_\perp^2}{\beta_\parallel}\psi(x),\ \ \psi(x) = 1 + x\left(i\sqrt{\pi}\frac{k_z}{|k_z|}e^{-x^2} - \frac{1}{\sqrt{\pi}}\mathcal{P}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{-t^2}dt}{t-x}\right),$$

$$x = \frac{\omega - k_z V_0}{k_z u_\parallel}, \qquad \beta_\parallel = \frac{8\pi}{B_0^2}n_e æ T_\parallel,\ \beta_\perp = \frac{8\pi}{B_0^2}n_e æ T_\perp,\ \beta_A = 1 + \frac{1}{2}(\beta_\perp - \beta_\parallel),$$

$$V = \frac{V_0}{u_\parallel}, \quad \tilde{\lambda} = \frac{\omega_{Lp}^2}{k^2c^2} \approx \frac{n_e}{10^8}\left(\frac{\lambda_w}{10^4}\right)^2 \text{[cgs]}.$$

Здесь $\mathcal{P}$означает главное значение интеграла, n_e - плотность электронов в [*см*$^{-3}$], λ_w=$2\pi/k$ - длина волны в [*см*]. Интеграл, входящий в функцию $\psi(x)$, называется дисперсионной функцией плазмы. Свойства этой функции хорошо известны, например [14]. В частности, можно привести следующие полезные представления предельных случаев:

$$\psi(x) \approx 1 + i\sqrt{\pi}\frac{k_z}{|k_z|}x - 2x^2,\ \ |x| \ll 1;\ \ \psi(x) \approx -\frac{1}{2x^2}\,,\ \ |x| \gg 1 \qquad (7)$$

Обычно, согласно известным многочисленным работам, уравнение (6) исследуется без правой части, считая, что $\tilde{\lambda} \gg 1$. Однако, в условиях внешней солнечной короны $(n_e \lesssim 10^{8\div 9})$ и солнечного ветра $(n_e \sim 3 \div 5)$ всегда можно подобрать такие длины волн λ_w, при которых окажется $\tilde{\lambda} \gtrsim 1$, но условие (4) все еще выполняется. В этом случае роль правой части дисперсионного уравнения (6) может стать существенной. Видно, что правая часть этого уравнения в явном виде зависит от макроскопической скорости V. Наша основная задача - исследовать решения полученного дисперсионного уравнения как в изотропной, так и в анизотропной плазме и выяснить роль $V \neq 0$. Важно отметить, что в полученном дисперсионном уравнении были опущены малые сдвиговые члены, которые имеют порядок ~ $O(V_{0e} - V_{0i})$.

3. СВОЙСТВА НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ

Решение дисперсионного уравнения (6) затруднено из-за интегральной функции $\psi(x)$. Как видно, в пределах $x \to 0$ ($\psi(x)$=1) и $x \to \infty$ $(\psi(x) = -1/(2x^2))$ уравнение не имеет решения. Казалось бы просто необходимо учитывать следующие члены в разложениях. Мы проводили сравнения точных решений с такими разложениями до различных степеней, которые дают полиномиальные уравнения для x. Такие разложения плохо согласуются с точными решениями даже при $\tilde{\lambda} \to \infty$, и поэтому сделанные на основе таких разложений выводы не могут считаться достоверными. Из-за функции $\psi(x)$ дисперсионное уравнение имеет бесконечное количество решений, которые соответствуют различным ветвям, выходящим из точек резонанса частицы-волны. Мы будем рассматривать те решения, которые слабо затухают и могут стать, в зависимости от параметров, неустойчивыми $(\mathrm{Im}(x) > 0)$. Вводим безразмерную фазовую скорость волны вдоль магнитного поля V_{ph}, сдвинутую течением, и степень неустойчивости колебаний Г как:

$$V_{ph} = Re(x) = \frac{Re(\omega) - k_z V_0}{k_z u_\parallel}, \quad \Gamma = \cos\theta\ \mathrm{Im}(x) = \frac{\mathrm{Im}(\omega)}{k u_\parallel}. \qquad (8)$$

Найдем решения $\boldsymbol{x}$ в различных характерных случаях. Будем приводить результаты для случая уравнения с правой частью. Положим $\tilde{\lambda} = 1$.

3.1. Изотропная плазма

Рассмотрим изотропную плазму с параметрами $\beta_{\parallel} = \beta_{\perp} = 1$ в двух случаях: плазма не имеет течения, $V = 0$, и плазма имеет течение, $V = 1$. На Рис.1 показан случай плазмы без течения. Приведены пять ветвей колебаний. Этим колебаниям соответствуют почти не затухающие альвеновские моды (кривая *a*), сильнозатухающая замедленная мода (кривая *s*), слабозатухающая ускоренная мода (кривая *f*), сильно затухающая ионно-акустическая мода (кривая *ia*) и апериодическая сильнозатухающая мода (кривая *d*). Отметим, что в случае дисперсионного уравнения без правой части, когда $\lambda = \infty$, представленные на Рис.1 результаты меняются очень мало. Например, в этом случае альвеновская мода отделяется от остальных и определяется уравнением $A = 0$, которое соответствует чисто периодической моде (или чисто апериодической, если развивается шланговая неустойчивость в анизотропной плазме). В рассматриваемом случае $\lambda = 1$ альвеновские моды становятся затухающими, но с очень маленьким декрементом затухания (на рисунке не показано). Ускоренные моды при больших углах распространения практически не затухают.

Теперь включим течение $V \neq 0$. Картина волновых мод, представленная на Рис.1, остается практически неизменной. Однако, появляется новая неустойчивая мода с $V_{ph} \approx -V$. Инкремент Г этой неустойчивости для того же изотропного случая с $\beta_{\parallel} = \beta_{\perp} = 1$ и $V = 1$ представлен на Рис.2 (кривые с меткой *t*). Эта неустойчивость апериодическая $Re(\omega) \approx 0$ и связана с теплопередачей через течение плазмы. Эту неустойчивость в дальнейшем будем называть "тепловой" неустойчивостью.

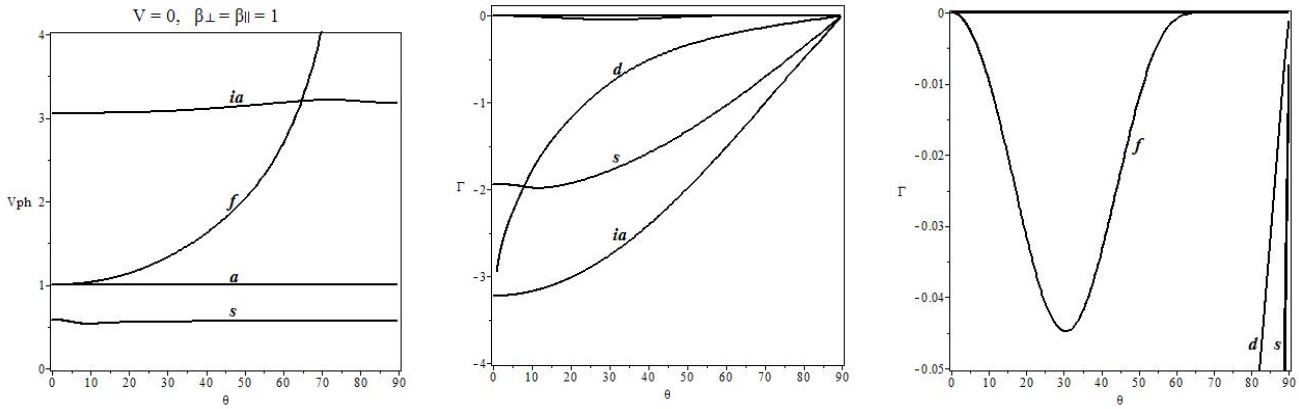
3.2. Анизотропная плазма

Теперь рассмотрим эффекты, связанные с анизотропией плазмы, $\beta_{\parallel} \neq \beta_{\perp}$. Здесь следует отличать две области: $\beta_{\parallel} > \beta_{\perp}$, когда может возникать шланговая неустойчивость и $\beta_{\parallel} < \beta_{\perp}$, когда возможна зеркальная неустойчивость. Для примера первой области выберем $\beta_{\perp} = 1$ и $\beta_{\parallel} = 3.2$, при которых $\beta_A < 0$. Сначала рассмотрим плазму без течения, $V = 0$. Этот случай приведен на Рис.3. Если сравнить этот рисунок с Рис.1, то видно, что альвеновские моды *a* из картины V_{ph} исчезли, а вместо них возникла почти апериодическа $Re(\omega) \approx 0$ классическая, шланговая неустойчивость. Условие возникновения этой неустойчивости остается неизменным, $\beta_A < 0$ или $\beta_{\parallel} > 2 + \beta_{\perp}$. Инкремент этой неустойчивости показан на Рис.3(b) кривой *a*. Далее, стала неустойчивой ускоренная мода *f*: при $\theta < \theta_c \approx 13^{\circ}$ возникает апериодическая неустойчивость. При продольном распространении $(\theta \to 0)$ инкремент этой неустойчивости совпадает с инкрементом шланговой неустойчивости. Эта неустойчивость называется второй шланговой неустойчивостью. На Рис.3(b) эта неустойчивость показана меткой *f*2. При $\theta > \theta_c$ *f*-мода снова становится затухающей, как в изотропном случае. Значение максимума декремента затухания такое же, как в изотропном случае, однако, местоположение этого максимума сдвинуто вправо на θ_c. При наличии анизотропии в *s* и *ia* модах практически не происходят изменения, а в апериодических *d*-модах затухание усиливается. Учет течения плазмы практически очень мало оказывает влияние на картину мод, которые рассмотрены в рисунках 3(a) и 3(b). Как и в изотропном случае, появляется дополнительная квази-апериодическая тепловая неустойчивость. Этот случай показан на Рис.3(c).

Теперь рассмотрим другую область плазменных бета, $\beta_{\parallel} < \beta_{\perp}$. Пусть $\beta_{\parallel} = 1$ и $\beta_{\perp} = 2$. Значения этих параметров мы выбрали так, что известное условие возникновения зеркальной неустойчивости при больших углах $\beta_{\parallel} < \beta_{\perp}^2/(1 + \beta_{\perp})$ удовлетворялось. Расчеты показали, что в этом случае волновая картина изотропного случая Рис.1 меняется не значительно. Сильно меняется затухающая *d*-мода. Кривая *d* на Рис.1(b) при $\theta > \theta_c^{'} \approx 50^{\circ}$ становится положительной, т.е. возникает апериодическая зеркальная неустойчивость. Этот случай показан на Рис.4(a). Таким образом, как и в случае второй шланговой

неустойчивости, у зеркальной неустойчивости также существует порог.

Существует ли порог у тепловой неустойчивости? Для выяснения этого вопроса нужно фиксировать бета параметры и искать решения дисперсионного уравнения в плоскости (θ, V). Оказалось, что в области шланговой неустойчивости $(\beta_{\parallel} > \beta_{\perp})$ порога не существует, и с ростом V инкремент неустойчивости Г увеличивается. В области же зеркальной неустойчивости $(\beta_{\parallel} < \beta_{\perp})$ порог неустойчивости возникает, т.е. неустойчивость возникает, если $V > V_c$. На примере, показанном на Рис.4(b), этому порогу соответствует $V_c = 0.7$.



a) b) c)

Рис.1. Волновые моды в изотропной плазме без течения. Кривые с меткой *a* соответствует альвеновской моде, *s*-замедленной, *f* - ускоренной, *ia* - ионно-акустической и *d* - апериодической затухающей моде. Здесь: (a) фазовые скорости мод как функции от угла распространения волн относительно магнитного поля; (b) декременты затухания в зависимости от угла распространения; (c) увеличенная вблизи нуля часть картинки (b).

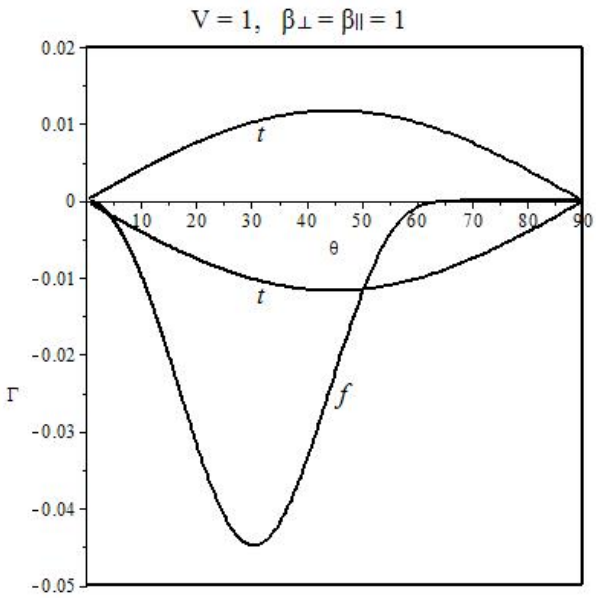


Рис.2. . Инкременты (Г > 0) и декременты (Г < 0) неустойчивости волновых мод в изотропной плазме с течением, $V \neq 0$, как функция угла распространения волны. Накривых метки *t* и *f* относятся к тепловой неустойчивости и затухающим ускореннымодам, соответственно

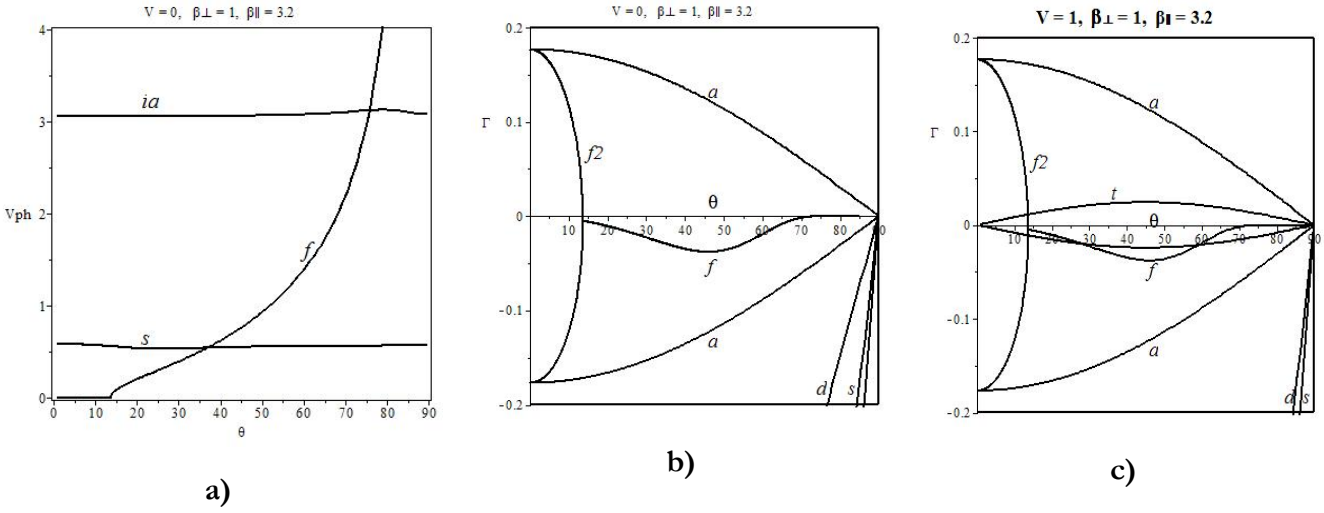


Рис.3. Волновые моды в анизотропной плазме:(a) фазовые скорости без течения и в (b) соответствующие инкременты/декременты неустойчивостей. Все обозначения соответствуют к рис.1. На этой картинке Γ(θ) кривая *a* соответствует классической шланговой моде, которая развивается в альвеновской моде, а *f*2 - вторая шланговая неустойчивость, развиваемой в ускоренных модах. На рис (c) представлены инкременты неустойчивостей с учетем течения плазмы, при котором возникает дополнительная неустойчивость - кривые *t*.

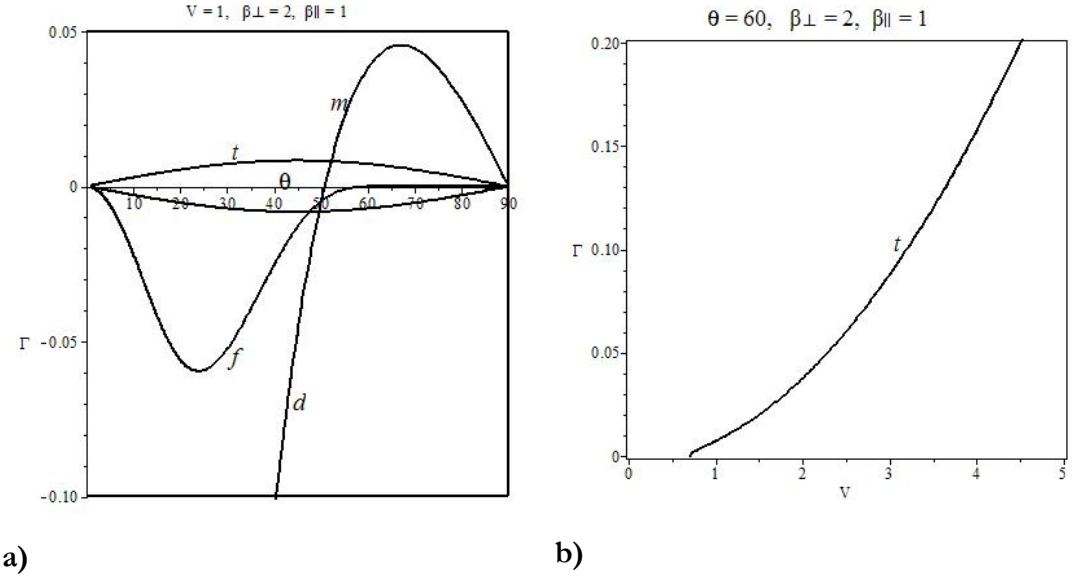


Рис.4. Инкременты неустойчивостей в области $\beta_\perp > \beta_\parallel$ с течением: (a) при θ >50° в *d*-модах развивается зеркальная неустойчивость (кривая *m*), а для других мод картина остается подобной к рис.1(b); (b) инкремент тепловой неустойчивости в зависимости от *V*- возникает порог неустойчивости.

4. ПОРОГИ НЕУСТОИЧИВОСТЕЙ

Здесь мы приведем результаты аналитических разложений, полученных из дисперсионного уравнения (6) для всех четырех типов неустойчивостей. Как показали результаты анализа, роль правой части дисперсионного уравнения важна только для тепловой неустойчивости. Таким образом, полученные ниже простые аналитические формулы хорошо описывают точные численные решения.

4.1. Шланговая неустойчивость

Классическая несжимаемая шланговая неустойчивость развивается для альвеновских

колебаний. Для них получаем

$$x \approx x_a = \pm\sqrt{\beta_A/\beta_\parallel}. \quad (9)$$

Неустойчивость возникает, если $\beta_A < 0$, т.е. если $\beta_\parallel > 2 + \beta_\perp$. Из определения Г в (8) следует, что максимальная неустойчивость имеет продольное распространение, $\theta = 0$.

4.2. Зеркальная неустойчивость

Зеркальная неустойчивость, которая развивается для апериодических *d*-мод, описывается формулой

$$x \approx x_m = i\frac{b-\sqrt{b^2+4ac}}{2a}, \quad (10)$$

$$a = 2(1-l)\beta_\perp^2 - l\beta_\parallel^2;$$
$$b = \sqrt{\pi}\beta_\perp^2(1-l);$$
$$c = (1-l)(\beta_\parallel - \beta_\perp^2 + \beta_\parallel\beta_\perp) + l\beta_\parallel\beta_A,$$

где $l = \cos^2(\theta)$. Неустойчивость возникает, если $\mathrm{Im}(x_m) > 0$. Это соответствует условию $c < 0$. Порог неустойчивости определяется условием $c = 0$, из которого получаем критический угол

$$\cos^2(\theta_c') = l_c = \frac{\beta_\perp^2 - \beta_\parallel(1+\beta_\perp)}{\beta_\perp^2 - \beta_\parallel(1+\beta_\perp) + \beta_\parallel\beta_A} \quad (11)$$

Условие неустойчивости $l < l_c$ при этом выражается как $\theta > \theta_c'$. В области возникновения зеркальной неустойчивости ($\beta_\parallel < \beta_\perp$, где $\beta_A > 0$) из $0 \le l_c \le 1$ следует известный критерий возникновения зеркальной неустойчивости, $\beta_\parallel < \beta_\perp^2/(1+\beta_\perp)$. Поиск максимума инкремента неустойчивости $\Gamma = \sqrt{l}\left(b - \sqrt{b^2+4ac}\right)/(2a)$, как функции от l, приводится к решению полиномиального уравнения восьмого порядка. Этот анализ здесь приводить не будем. Условие справедливости найденной формулы (10) определяется из требования, что в области $l < l_c$ должно быть $b^2 + 4ac > 0$. Это требование дает нижний предел для $\beta_\parallel$. Вместе с критерием это условие имеет вид

$$\left(1 - \frac{\pi}{8}\right)\frac{\beta_\perp^2}{1+\beta_\perp} < \beta_\parallel < \frac{\beta_\perp^2}{1+\beta_\perp}. \quad (12)$$

Для более низких $\beta_\parallel$, когда $b^2 + 4ac < 0$ в (10), x_m определяется из решения кубического уравнения. Это уравнение здесь также не приводим.

4.3. Вторая шланговая неустойчивость

Апериодическая вторая шланговая неустойчивость развивается в *f*-моде и описывается решением

$$x \approx x_f = \pm i\sqrt{\frac{-c}{l\beta_\parallel^2}}, \quad (13)$$

где c определяется в (10). Для продольного распространения, $l = 1$, эта формула совпадает с (10). Условием неустойчивости является, как в случае зеркальной неустойчивости, $c < 0$. Порог неустойчивости определяется уравнением $c = 0$, т.е. $l = l_c$. Неустойчивость происходит при условиях $\beta_A < 0$, т.е. $\beta_\parallel > 2 + \beta_\perp$ (здесь напомним, что $2 + \beta_\perp > \beta_\perp^2/(1+\beta_\perp)$). Тогда областью неустойчивости будет $l > l_c = \cos^2(\theta_c)$, т.е. $\theta < \theta_c$. Следует отметить, что между областями зеркальной и второй шланговых неустойчивостей $\theta_c < \theta < \theta_c'$ неустойчивости нет, так как $c > 0$. Инкремент неустойчивости $\Gamma = \sqrt{-c}/\beta_\parallel$ имеет максимум при продольном распространении, $l = 1$, и при этом совпадает с инкрементом обычной шланговой неустойчивости.

4.4. Тепловая неустойчивость

Для получения простой формулы, которая описывала бы тепловую неустойчивость, разложим дисперсионное уравнение (6) вблизи $|x + V| < 1$. В результате, опустив малые члены, получим

$$x = -V + x_t \approx$$
$$\approx -V \pm \left(\frac{m_e}{m_p}\frac{1-l}{\tilde{\lambda}}\right)^{1/2} V\sqrt{\beta_A - 1 - \beta_\parallel V^2}. \quad (14)$$

Отсюда, для инкремента тепловой неустойчивости получаем

$$\Gamma \approx \left(\frac{m_e}{m_p}\right)^{1/2}\frac{\sin(2\theta)}{2\sqrt{2\tilde{\lambda}}}\, V\sqrt{\beta_\parallel(1+2V^2) - \beta_\perp}. \quad (15)$$

Условием неустойчивости, как видно, является $\beta_\parallel(1+2V^2) > \beta_\perp$. При $\beta_\parallel \ge \beta_\perp$ эта неустойчивоств возникает при всех $V \ne 0$ и отсутствует порог. Однако, в плазме с $\beta_\parallel < \beta_\perp$ возникает порог неустойчивости, $2V_c^2 = \beta_\perp/\beta_\parallel - 1$. Для такой анизотропной плазмы неустойчивость возникает при $V > V_c$, см. Рис.4(b). По сравнении с изотропной плазмой ($\beta_\parallel = \beta_\perp$) анизотропия с $\beta_\parallel > \beta_\perp$

существенно усиливает неустойчивость, а если $\beta_{\parallel} < \beta_{\perp}$ она ослабевает. Инкремент неустойчивости имеет максимум при $\theta = \pi/4$ и он увеличивается с ростом V. Напомним, что $V = V_0/u_{\parallel}$, и для солнечной короны $u_{\parallel}\sim 100$ *км/сек.*

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Свойства низкочастотных кинетических колебаний в однородной бесстолкновительной горячей плазме подробно исследованы во многих работах, например, [15-19]. Как известно все виды неустойчивости возникают в неравновесной плазме [20, 21]. Мы здесь исследовали только те неустойчивости, которые связаны с анизотропией температуры относительно направления магнитного поля и теплопередачей. Было выведено упрощенное дисперсионное уравнение (роль электронов исключена) с учетом однородного течения плазмы вдоль магнитного поля с малым сдвигом между скоростями компонент плазмы, которое отличается от традиционно рассматриваемого уравнения правой частью. Правая часть этого уравнения может стать важной для солнечной короны, где происходит ускорение частиц и генерируется солнечный ветер [1]. Показано, что классическая шланговая неустойчивость, которая развивается для несжимаемых альфвеновских колебаний, становится слегка периодической, т.е. появляется очень маленькая реальная часть частоты. Мы показали, что в низкочастотном пределе также возможна вторая сжимаемая шланговая неустойчивость, которая развивается для ускоренных почти продольных магнитозвуковых мод. О возможности этой неустойчивости было известно только для высокочастотных колебаний в электронной плазме [22, 23]. Зеркальная неустойчивость развивается для сильнозатухающих "звуковых" [17] мод при больших углах распространения. Мы нашли также тепловую апериодическую неустойчивость, связанную с течением плазмы вдоль магнитного поля с малым сдвигом. По своей сущности эта неустойчивость схожа с потоковой неустойчивостью. Нулевая реальная часть частоты связана с игнорированием члена $Re(\omega) \approx k_z|V_{0e} - V_{0i}|$. С точки зрения реализации в космических условиях важно то, что эта неустойчивость возникает в изотропной плазме при любой скорости течения. Анизотропия оказывает влияние на инкремент этой неустойчивости по-разному. Если $T_{\parallel} > T_{\perp}$, то неустойчивость усиливается, а в обратном случае $T_{\parallel} < T_{\perp}$ она ослабевает. Для всех трех видов сжимаемых неустойчивостей низкочастотных колебаний найдены простейшие аналитические формулы для инкремента и пороги неустойчивостей.

Кратко остановимся на физической природе найденной апериодической тепловой неустойчивости. При выводе дисперсионного уравнения для линейных колебаний бесстолкновительной плазмы после Лаплас - преобразований в выражении диэлектрической проницаемости плазмы появляется интеграл вида

$$I = \frac{u_{\parallel}}{2}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{k_z\frac{\partial f_0}{\partial \mathrm{v}_z}d\mathrm{v}_z}{\omega - k_z\mathrm{v}_z} = \int_{-\infty}^{\infty}\frac{we^{-w^2}dw}{w-x} \qquad (16)$$

где взята функция распределения (2) и $w = (\mathrm{v}_z - V_0)/u_{\parallel}$, $x = (\omega - k_z V_0)/(k_z u_{\parallel})$. С целью обхода сингулярности интеграла, применяется формула Сохоцкого, предварительно заменив x на $x \pm i\epsilon$, $\epsilon > 0$:

$$\lim_{\epsilon\to 0}\frac{1}{w - x \mp i\epsilon} = \pm i\pi\delta(w - x) + \frac{\mathcal{P}}{w-x}. \qquad (17)$$

Здесь $\mathcal{P}$ означает главное значение интегрирования на реальной оси, а знак мнимой части выбирается по правилам обхода Ландау. Для апериодической тепловой неустойчивости, как это было показано в предыдущем разделе, в этом интеграле $x \to -V$, где $V = V_0/u_{\parallel}$. Это означает, что в интеграл будут давать вклад те частицы, для которых $w < 0$, т.е. частицы, скорость которых меньше скорости течения, $\mathrm{v}_z < V_0$, в том числе и $\mathrm{v}_z < 0$. Важно отметить, что в этой области скоростей функция распределения имеет положительный градиент, $\partial f_0/\partial \mathrm{v}_z > 0$. Таким образом, найденная тепловая неустойчивость по своей природе является резонансной. В отличие от других неустойчивостей она раскачивается легко за счет кинетической энергии течения и может иметь большой инкремент при большой скорости течения.

Важно также отметить, что все кинетические неустойчивости, которые

рассмотрены здесь, являются апериодическими, т.е. они имеют гидродинамический характер [20]. Действительно, все эти неустойчивости были найдены нами в МГД-приближении в рамках 16 - моментных уравнений переноса [7, 8], которые учитывают тепловые потоки вдоль магнитного поля. Имеется хорошие соответствия между инкрементами кинетических и МГД неустойчивостей.

Эта работа была частично выполнена во время визита автора в Астрофизический Институт Потсдама (Германия) по гранту DFG (STA351/9 - 1) за что он выражает благодарность DFG.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Aschwanden M. J. **Physics of the Solar Corona**. An In traduction with Problems and Solutions. Berlin: Springer, 2005.
2. Chew G. F., Goldberger M. L., Low F. E. **Proc. Roy. Soc. London A**. 1956. V. 236. P. 112.
3. Kato Y., Tajiri M., Taniuti T. **J. Phys. Soc. Japan**. 1966. V. 21. P. 765.
4. Баранов В.Б., Краснобаев К.В. **Гидродинамическая теория космической плазмы**. М: Наука, 1977.
5. Dzhalilov N.S., Kuznetsov V.D., Staude J. **Astron. Astrophys.** 2008, V. 489, P. 769.
6. Кузнецов В. Д., Джалилов Н. С. **Физика плазмы**. 2009. Т. 35. С. 1041.
7. Кузнецов В.Д., Джалилов Н.С. **Физика плазмы**. 2010. Т. 36, С. 843.
8. Dzhalilov N.S, Kuznetsov V.D., Staude J. **Contrib. Plasma Phys**. 2011, V. 51, No.7, P. 621 / DOI 10.1002/ctpp.201000089.
9. Ораевский В. Н., Коников Ю. В., Хазанов Г. В. **Процессы переноса в анизотропной околоземной плазме**. М: Наука, 1985.
10. Ramos J. J**. Phys. Plasmas**. 2003. V. 10. P. 3601.
11. StixT.H. **The theory of plasma waves**, McGraw-Hill book comp, New York-San Francisco-Toronto-London, 1962.
12. Ахиезер А.И. **Электродинамика плазмы**. М.: Наука, 1974.
13. Александров Л.Ф., Богданкевич Л. С, Рухадзе А.А. **Основы электродинамики плазмы**. М.: Ввгсшая школа, 1978.
14. Fried B.D., Conte S.D. **The plasma dispersion function**. Academic Press, Inc., New York, 1961.
15. Веденов А. А., Сагдеев Р. З. **Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций**, Отв.редактор М.А. Леонтович (Изд. АН СССР, Москва, 1958), Т. 3. С. 278.
16. Chandrasekhar S., Kaufman A.N., Watson KM**. Proc. R. Soc. London**. 1958, A 245. P. 435.
17. Киценко А. Б., Степанов К. Н. **ЖЭТФ**. 1960. Т. 38. С. 1840.
18. Сагдеев Р.З., Шафранов В.Д. **ЖЭТФ**. 1961, Т. 12. С. 130.
19. Hasegawa A. **Plasma Instabilities and Nonlinear Effects**. Springer, New York, 1975.
20. Михайловский А.Б. **Теория плазменных неусиойчивостей.** Т.1. Неустоойчивости однородной плазмы, М.Атомиздат, 1975.
21. Gary S.P. **Theory of space plasma microinstabilities,** Cambridge Univ. Press, 1993.
22. Hollweg J. V., Volk H. J. **J. Geophys. Res**. 1970. V. 75. P. 5297.
23. Bellinger P., Matsumoto H**. J. Geophys. Res**. 2000. V. 105. P. 10519.

KOSMIK PLAZMANIN AŞAĞI TEZLIKLI KINETIK DAYANIQSIZLIQLARI HAQQINDA

N.S. Cəlilov

Bircins, isti və maqnitləşmiş kosmik plazmada hissəciklər arasında toqquşmanı nəzərə almadan aşağı tezlikli kinetik dayanıqsızlıqların yarana bilməsi mexanizminə baxılmışdır. Bi-Maksvell paylanmasına malik bircins plazmanın maqnit sahəsi boyunca azacıq dəyişkən sürətlə axması fərz olunmuşdur. Alınmış dispersiya tənliyinin ion istilik sürəti yaxınlığında ədədi həlləri tapılmışdır. Göstərilmişdir ki, fizikadan yaxşı məlum olan klassik sıxılmaz şlanq dayanıqsızlığından əlavə daha iki tip plazma dayanıqsızlığı mövcud ola bilər: sıxılan ikinci növ şlanq və güzgü dayanıqsızlıqları. Bu axırıncılar səs tipli dalğalarda yaranırlar. Alınmışdır ki qradientə malik plazma axınında asanlıqla istilik seli ilə bağlı rezonans mənşəli yeni dayanıqsızlıq da yarana bilər. Alınmış dayanıqsızlıqlara plazma anizotropiyasının təsiri effekləri tədqiq edilmişdir. Tapılmış plazma dayanıqsızlıqları üçün sadə analitik ifadələr də alınmış və bunlar ədədi həllər ilə muqayisə edilmişdır. Göstərilmişdir ki, tapılan kinetik dayanıqsızlıqlara analoqlar toqquşmasız plazmanın MHD modelində də mövcuddurlar.

Apanıcı sözlər: kosmik plazma, kinetik nəzəriyyə, dalğa turbulentliyi

ON THE LOW-FREQUENCY KINETIC INSTABILITIES IN SPACE PLASMA

N.S. Dzhalilov

Low-frequency kinetic instabilities which may develop in homogeneous collisionless hot magnetized plasma are considered. It is assumed that bi-Maksvellian ion-electron plasma components have a uniform flow along the magnetic field with a small shift. The numerical solutions of the dispersion relation close to the thermal velocity of the ions have been found. It is shown that in addition to the well-known anisotropic plasma fire hose instability in the incompressible Alfvén modes can also develop a second fire hose instability in fast modes and mirror instability in a damped ionic-acoustic modes. It is also shown that in an isotropic plasma current with a small shift can easily excited the thermal instability, which has a resonant nature. The effects of anisotropy on the properties of these modes are studied. The simple analytic formulas for all the instabilities founded are exactly consistent with the numerical results. Founded kinetic aperiodic low-frequency instabilities have analogs in the collisionless MHD approximation.

Key words: cosmic plasma, kinetic theory, wave instability

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ АТМОСФЕРЫ αCMi ПО ВЫСОКОДИСПЕРСИОННЫМ ЦИФРОВЫМ СПЕКТРАМ II. ПРОФИЛИ D ЛИНИЙ NaI И b ЛИНИЙ MgI

© 2014 г. Д.М. Кули-Заде, С.Г. Мамедов, М.М. Таиров, З.Ф. Шабанова

Бакинский Государственный Университет
(e-mail ckulizade@mail.ru)

Изучаются профили линий резонансного дублета NaI и квазирезонансного триплета MgI в спектре αCMi (Проциона). Использованы цифровые спектры, полученные с помощью двойного монохроматора высокой дисперсии. Определены спектрофотометрические характеристики линий с большой точностью. Показано, что резкое выделение ядер линий от крыльев, наблюдаемое в спектре Солнца, в случае Проциона не наблюдается.

Ключевые слова: Процион, профили линий, спектрофотометрические характеристики, D линии, b линии

ВВЕДЕНИЕ

Первая часть работы посвящена изучению профилей водородных линий и определению их спектрофотометрических характеристик. В настоящей части работы рассматриваются профили D линий NaI и b линий MgI в спектре αCMi (Проциона) на основе высокодисперсионных цифровых спектральных материалов.

Резонансные линии D_1 и D_2 NaI а также квазирезонансные линии b_1, b_2 и b_4 MgI хорошо представлены в спектрах звезд спектрального класса F и G, в там числе и в спектре Солнца.

Профили D линий резонансного дублета NaI, возникающие при переходе $3\ ^2S_{1/2} \rightarrow 3\ ^2P_{1/2,3/2}$ а также квазирезонансные "b" линии MgI, возникающие при переходе $4\ ^3S_1 \rightarrow 3\ ^2P_{012}$ в спектре Солнца подробно изучены многими [1-4]. В спектре звезды Малого Пса (Проциона) профили этих линий отдельно не изучены. В настоящей работе профили этих линий подробно изучаются на основе цифрового спектрального материала, полученного с помощью двойного монохроматора высокой дисперсии.

НАБЛЮДАЕМЫЕ ПРОФИЛИ ЛИНИЙ

Наблюдательный материал был получен Р.Ф. Гриффеном и Р. Гриффеном [5] с помощью цифрового двойного монохроматора высокой дисперсии. Используемый цифровой спектральный материал подробно описан в нашей предыдущей работе [7]. В этом материале остаточные интенсивности даются с шагом 5 *mÅ*. Однако при построении центральных частей профилей линий нами был использован шаг 10 *mÅ*, а при построении крыльев -20 *mÅ*. Этого было достаточно для подробного построения профилей и определения их спектрофотометрических характеристик.

Спектрофотометрическая обработка цифрового спектра проводилась с помощью программы Origin.

Наблюдаемые профили D линий NaI и b линий MgI приведены в Таблице 1.

В Таблице 2 приведены наблюдаемые спектрофотометрические характеристики D линий NaI и b линий MgI в спектре Проциона.

На Рис.1 и 2 приведены профили D линий NaI и "b" линий MgI в спектре Проциона

Особенности профилей b линий MgI в спектре Солнца и Проциона

Кули-Заде [3] показал, что в разрешенном и не разрешенном спектре Солнца наблюдается резкое выделение ядер "b" линий от крыльев. Причем это в случае разрешенного (центра диска Солнца) сильнее выражено, чем в неразрешенном (полном потоке от всего диска Солнца) спектре.

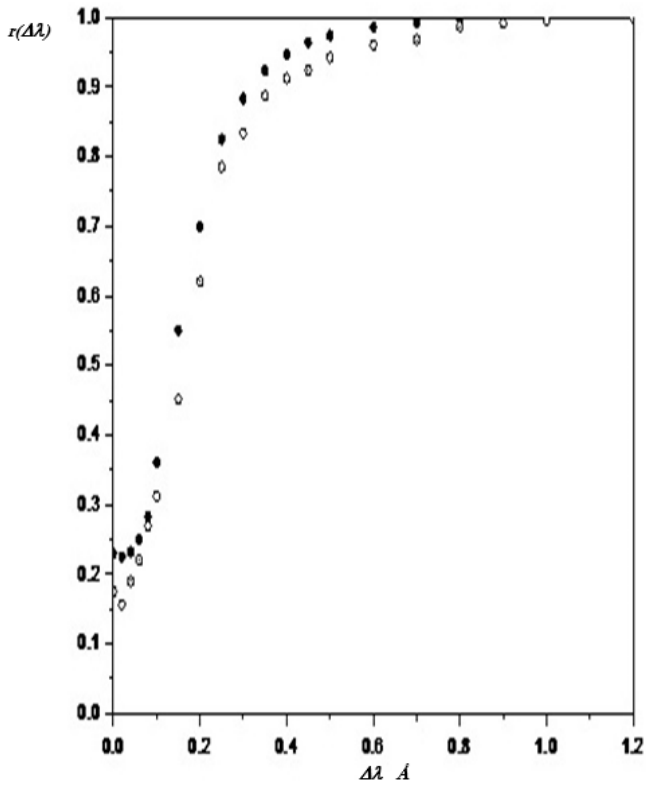


Рис 1. Профили D линий NaI в спектре Проциона (●●-D_1, oo- D_2)

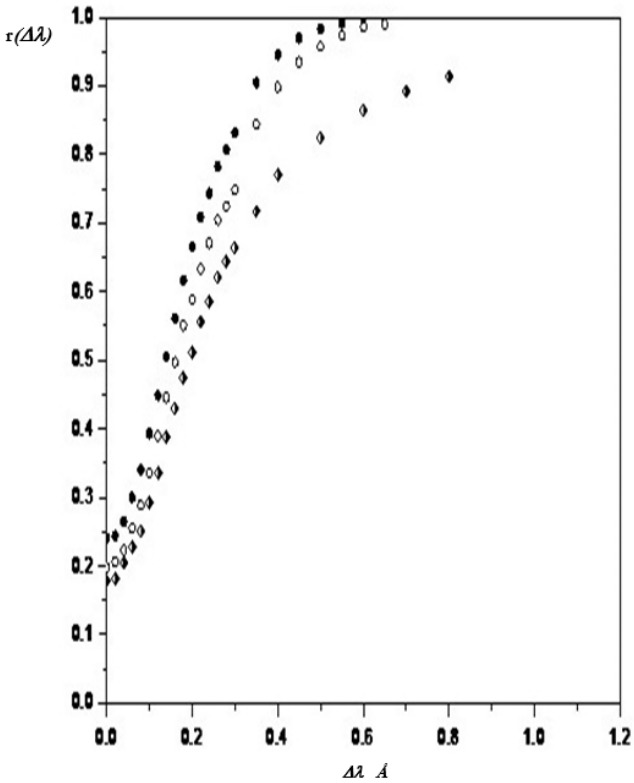


Рис. 2. Профили b линий MgI спектре Проциона (●● -b_4, oo-b_2, ◊◊ b_4)

Таблица 1. Наблюдаемые профили D линий NaI и b линий MgI в спектре αCMi (Проциона)

Δλ *mÅ*	r(Δλ)				
	D_1	D_2	b_1	b_2	b_4
0.000	0.223	0.175	0.179	0.198	0.241
20	225	156	181	206	244
40	232	190	204	224	265
60	250	220	227	256	300
80	282	269	252	289	340
100	361	312	293	336	394
150	551	451	-	-	-
200	699	620	551	589	666
250	825	785	-	-	-
300	883	834	665	749	832
350	923	887	-	-	-
400	947	912	770	845	905
450	964	924	-	-	-
500	974	942	826	899	946
600	986	960	864	935	970
700	993	968	892	958	984
800	998	987	914	974	992
900	999	992	932	987	1.000
1000	1.000	996	945	991	-

Таблица 2. Спектрофотометрические характеристики D линий MgI в спектре αCMi (Проциона)

Линии / Величины	D_1	D_2	b_1	b_2	B_4
$W, Å$	0.46	0.67	0.58	0.42	0.39
$\Delta\lambda_{1/2}, Å$	0.34	0.37	0.48	0.41	0.36
$\Delta\lambda_{1/4}, Å$	0.52	0.53	0.87	0.69	0.56
$R_\circ$	0.220	0.176	0.829	0.802	0.764

Кроме того, этот эффект зависит от интенсивности линий. От линии b_1, к линии b_2 и b_4 этот эффект значительно ослабевает. Детальный анализ профилей “b” линий показал, что в отличие от Солнца в спектре Проциона резкое выделение ядро от крыльев не наблюдается.

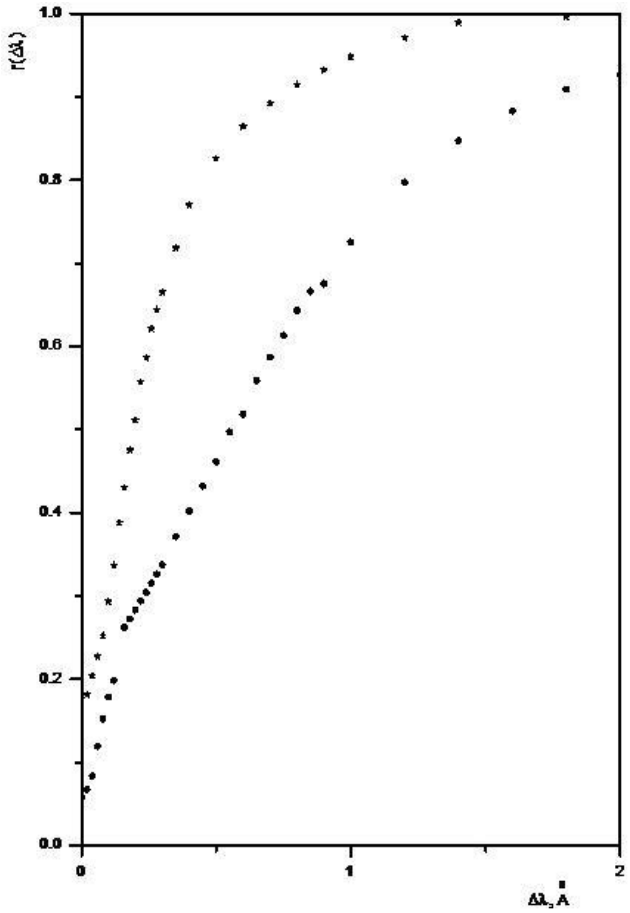


Рис.3. Сравнение профиля линии b_1 MgI в спектпе Солнца как звезды и Проциона(*●- Процион, ●●- Солнце)

На Рис.3 для примера сравниваются профили линии b_1(λ5183.619Å) в спектре Солнца и Проциона.

Видимо явление резкого различия ядра профилей от крыльев "b" линий в спектре Солнца связано с резким отличием эффективных глубин образования ядер и крыльев этих линий. В атмосфере Проциона давление и плотность значительно меньше, чем в атмосфере Солнца. Кроме того, в случае Проциона картина усредняется по более широкому пространству (по глубине и по площади) чем в случае Солнца. Поэтому в спектре Проциона резкое выделение ядер и крыльев "b" линий не наблюдается.

Кстати, резкое выделение ядер и крыльев, наблюдаемое для "b" линий MgI в спектре Солнца, для других линий, например, для D линий NaI, не наблюдается.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Athay R.G., Cofield R.C, Computed profiles for solar Mg b and Na D – lines, **Astrophys. J.,** 156, 695-706, 1969
2. Van Bredo I.G., Worral G., Foster D.C., Profiles of the Na D and Mg b multiplets in the solar spectrum, **Astron. And Astrophys.,** 304, p. 551-512, 1995
3. Кули-Заде Д.М., Гусейнов К.И., Кандемир Г., Контуры b линий Mg b в разрешенном и неразрешенном спектре Солнца, **Вестник БГУ**, №1, с. 70-72, 1997
4. Griffin R.F., **A photometric Atlas of the Spektrum of Procyon**, Cambridge, 140 p, 1970
5. Кули-Заде Д.М., **Фраунгоферов спектр Солнца**, Баку, наука, 2007

YÜKSƏK DISPERSIYALI RƏQƏM SPEKTRINƏ GÖRƏ αCMi (PROSYON) ATMOSFERININ SPEKTROFOTOMETRIK TƏHLILİ
II. NaI –in D xətlərinin və MgI – in b xətlərinin profilləri

C.M. Quluzadə, S.H. Məmmədov, M.M. Tahirov, Z.F. Şabanova

αCMi (Prosyon) spektrində NaI rezonans d xətlərinin və MgI- in kvazirezonans b xətlərinin profilləri öyrənilir. İkiqat monoxromatorlarda alınmış yüksək dispersiyalı rəqəmsal spektrlərdən istifadə olunmuşdur. Xətlərin spektrofotometrik xarakteristikaları yüksək dəqiqliklə təyin olunmuşdur. Göstərilir ki, Günəş spektrində müşahidə olunan b xətlərinin nüvəsinin qanadlardan kəskin ayrılması prosyon spektrində müşahidə olunmur.

Açar sözlər: Prosyon. xətlərin profili, spektrofotometrik xarakteristikalar, D xətləri, b xətləri

SPECTROPHOTOMETRIC ANALYSIS OF THE ATMOSPHERE αCMi BY HIGH DIGITAL SPECTRA
II. The profiles of the D lines NaI and b lines MgI

D.M. Kuli-Zade, S.H. Mamedov, M.M. Tairov, Z.F. Shabanova

The D resonance lines of the NaI and b lines of the MgI in the spectrum of the αCMi (Procyon) are studed. Digital spectral materials obtained by double monochromators high dispersion is used. The spectrophotometric characteristics of the lines profiles by high accuracy are determined. Sharp difference line profiles cores from wings observed in the spectrum of the Sun in Procyon spectrum is not observed.

Key words: Procyon, line profiles, D and b lines, spectrophotometric characteristics

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДЛИН ВОЛН В СПИКУЛАХ: СЛУЧАЙ ОЧЕНЬ ДЛИННЫХ ВОЛН

© 2014 г. С.Г. Мамедов, Д.М. Кули-Заде, А.А. Рустамов, М.М. Мусаев

Шамахинская астрофизическая обсерватория им. Н.Туси НАН Азербайджана
(e-mail: sabirmamedov@mail.ru)

Если длина волны сравнима с длиной спикулы, то ее величину легко определить прямо, используя изображение. В случае, когда длина волны значительно превышает длину спикулы, авторы предлагают следующий метод определения минимального значения длины волны: на волне разность смещений начала и конца спикулы оказывается меньше разрешения телескопа, поэтому величина этой разности не видна на изображении; тогда, приравнивая величину разности смещений величине разрешения телескопа, мы получим минимальное значение длины волны. Используя данные, приведенные в [20], для трех спикул предложенным способом были найдены следующие минимальные значения длин волн: 115 000 *км*, 80 000 *км* и 60 000 *км*. Механизм генерации таких сверхдлинных волн в спикулах не известен.

Ключевые слова: спикулы, волны в спикулах, генерация МГД-волн

ВВЕДЕНИЕ

Исследование осцилляций и волновых процессов в спикулах представляет значительный интерес для выяснения и уточнения физических условий в слоях спикул, в частности, определения значения плотности вещества и напряженности магнитного поля; кроме того, исследования в этой области способствует развитию теории МГД- волн в солнечной атмосфере.

Теоретическому исследованию и наблюдению этих мелкомасштабных и быстротечных объектов в последнее время посвящено большое количество работ, особенно после полета спутника Hynode [1] и введение в действие шведского большого башенного телескопе на Канарских островах [2]. Хороший обзор по данной проблеме можно найти в статье [3]. Колебания и волны в спикулах наблюдаются тремя способами: 1) получением монохроматических изображений внутри спектральных линий, при этом наблюдаются горизонтальные периодические смещения спикулы [4-8]; 2) по периодическому доплеровскому смещению спектральной линии излучения спикулы [9-15]; 3) по контуру спектральной линии излучения спикулы [16].

Исследования колебаний и волновых процессов в спикулах важны не только с точки зрения выяснения и уточнения физической структуры в этих образованиях, полученных различными методами, но и для развития самой теории МГД-волн. И, поэтому, как теоретическому исследованию, так и наблюдению этих процессов в спикулах посвящено огромное число работ. В работах, посвященных наблюдению волн и колебаний, исследователи пытаются определить физические условия в этих объектах, напряженность и структуру магнитного поля, механизм генерации волн, моды волн, а также такие физические параметры, как скорость распространения, период, амплитуду и длину волны.

Следует сказать, что как ни странно, из этого огромного числа публикаций мы обнаружили буквально несколько работ, в которых приведены значения длин волн, найденные из наблюдений. Может быть частично это связано тем, что спектральные наблюдения в большинстве случаев ведутся на одной высоте над хромосферой - в этом случае, конечно, определить длину волны из наблюдений не представляется возможным. Кроме того, возможно, что длина волны значительно больше длины спикул, и, поэтому, определить длину волны по монохроматическим изображениям почти невозможно.

Следует сказать, что длина волны является одной из характеристик волны, причем её изменение с высотой в спикуле может свидетельствовать об изменении плотности и напряженности магнитного поля с высотой. Поэтому, определение величины длины волны из наблюдений представляет определенный интерес.

Наблюдая спикулы на 8-и высотах над лимбом на 53-х *см* коронографе в линии Hα, авторы в [17] нашли, что длина волны кинка составляет 3500 *км*. Наблюдая на Solar Optical Telescope (SOT) на японском спутнике Hinode авторы [18] нашли, что длины волн сдвига в спикулах составляет 5800 и 5075 *км*. Авторы в [19] спикулы на лимбе наблюдали на двух высотах с разностью высот 3750 *км*. Авторы нашли, что колебания доплеровского смещения на этих высотах происходит синхронно, иными словами, с одной и той же фазой. Отсюда авторы делают вывод о том, что длина наблюдаемой волны значительно больше разности высот, т.е. λ»3750 *км*. Отметим, что эта волна могла быть и стоячей волной. В [20] из анализа контура линий H,K CaII в спектре одной спикулы авторы нашли , что длина соответствующей волны меньше 1000 *км* (λ <1000).

Особо отметим две работы по определению длины волны в спикулах и волоконцах одного протуберанца в случае, когда по всей длине колебание происходит синфазно. В [21] авторы предложили определять длину волны по величине неопределенности фазы. Авторы пишут The uncertainty in phase of the oscillation is no more than 1/16 of the oscillation period, so we estimate that the minimum wavelength of the oscillation is 16 × 16,000 ≈ 250,000 *km*. Как видим, таким способом авторы оценили величину минимальной длины волны одного волоконца λmin <250000*км*. Применив метод, предложенный [21] к трем спикулам, в которых колебания происходили синхронно по всей высоте в [22] авторы нашли следующие величины для минимальных значений длин волн: λmin <60000, 56000 и 45000*км*. Авторы считают, что эти волны являются волнами сдвига (kink wave).

Отметим, что в [23] авторы, исследуя поперечные колебания спикул, пришли к заключению, что эти колебания скорее всего являются волнами сдвига. Ниже мы предлагаем другой метод оценки величины λmin в спикулах.

ИЗЛОЖЕНИЕ МЕТОДА

Мы здесь предлагаем другой метод определения длин волн, который основан на использовании величины разрешающей силы телескопа. Ясно, что упоминаемый выше ([21]) и изложенный ниже методы применяются в случаях, когда длина волны значительно больше длины исследуемого солнечного образования. При этом удается определить только минимальное значение наблюдаемой волны.

Известно, что спикулы находятся в некоторой магнитной трубке. При распространении по этой магнитной трубке МГД-волны сдвига, магнитная трубка совершает периодические (колебательные) смещения в пространстве. При этом находящаяся в трубке спикула также совершает периодические смещения в пространстве.

Хорошо известно, что волна сдвига является синусоидальной волной.

Каждая точка на бегущей синусоидальной волне колеблется по синусоидальному закону:

$$S(t)=A\sin(2\pi t/T).$$

Здесь: S-некоторая физическая величина на волне; в нашем случае величина смещения колеблющейся точки на волне в момент времени t, A – амплитуда волны, T-период волны.

В любой другой точке, расположенной на расстоянии r от первой в направлении распространения волны, изменение S происходит с опозданием на время $t_1=r/c$:

$$S(r,t)=A\sin 2\pi(t-t_1)/T=A\sin 2\pi(t-r/c)/T$$

где c — скорость распространения волны в данной среде.

Воспользуясь выражением:

$$\lambda\omega=c=\lambda\cdot 2\pi/T,$$

получим

$$S(r,t)==A\sin(\omega t-r/\lambda). \qquad (1)$$

Здесь: $\omega=2\pi/T$ – угловая частота, λ- длина волны сдвига.

Для того, чтобы определить длину волны мы будем пользоваться выражением (1).

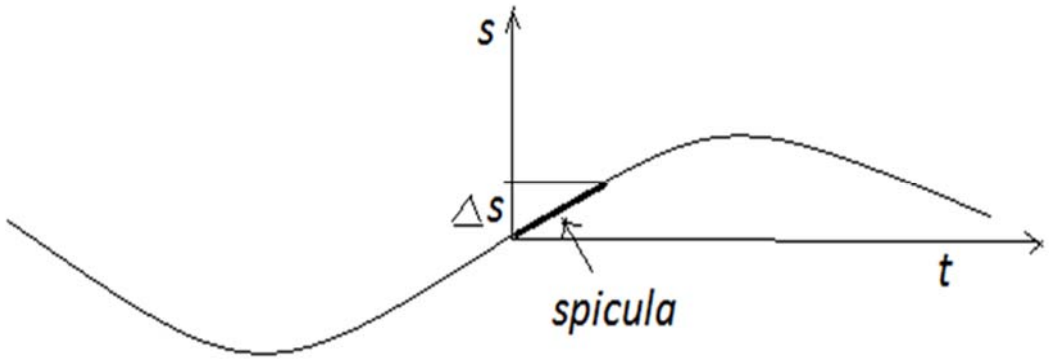


Рис. 1. Гармоническая волна сдвига

Воспользоваться непосредственно выражением (1) для определения длины волны невозможно, так как данное выражение описывает колебание некоторой определенной точки на волне. А вот по разности смещений двух точек на волне можно определить длину волны λ. Покажем это.

Для простаты первую точку (начало спикулы) поставим на нулевой фазе t=0; начало координат так же поставим на этой точке (Рис. 1). Вторую точку определим на конце спикулы. Расстояние между этими двумя точками, очевидно, равно длине спикулы L: r=L.

Очевидно, что в таком случае разность смещений конечных точек будет максимальной (так как крутизна синусоиды здесь наибольшая). Тогда, разность смещений двух конечных точек спикулы будет иметь следующее выражение:

$$\Delta S(t=0) = A\sin(2\pi L/\lambda). \quad (2)$$

Определив из наблюдений ΔS, из этого выражения легко можно определить длину волны λ.

В большинстве случаев длина волны наблюдаемых спикул сравнимы и даже меньше длин спикул, и поэтому длину волны λ определяют по видимой полной длине волны.

Однако, если длина волны значительно больше длины спикулы (λ»L), то из наблюдений становится невозможным определить ΔS, так как разность смещений становится меньше величины разрешения R на изображении: ΔS<R и поэтому определить из наблюдений разность смещений начала и конца спикулы становится невозможным.

В таком случае если в выражение (2) вместо ΔS воспользоваться значением R (которое больше ΔS), будем иметь:

$$A\sin(2\pi L/\lambda)<R.$$

Отсюда:

$$\lambda > 2\pi L/\arcsin(R/A).$$

Очевидно, что если в этом выражении вместо знака больше (>) поставить знак равенства (=) найденное значение длины волны будет минимальным ее значением:

$$\lambda_{min} = 2\pi L/\arcsin(R/A).$$

Расчет λmin по этому выражению будем производить в интервале $0 \le \arcsin(R/A) \le \pi$.

Используя это выражение, мы можем определить значения λmin для трех спикул, исследованных в [21].

Разрешение Солнечного телескопе на Hinode составляет R=200 *км*.

В качестве значений длин всех трех спикул мы взяли среднее значение длин спикул, т.е. L= 5000 *км*. Значения амплитуды смещений A для этих трех исследованных спикул приведены в работе [21]. Авторы нашли следующие значения амплитуд: A=1000 *км*, 700 *км* и 800 *км* для первой, второй и третьей спикулы, соответственно. Используя эти значения амплитуд и значение длины спикул, по приведенному выражению нами были вычислены минимальные значения длин волн сдвига, распространяющихся в упомянутых трех спикулах.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Вычисленные нами значения λmin для трех спикул, приведенных в [21]: 1-115000 *км* (у

авторов- 60000 *км*), 2-80000*км* (56000*км*), 60000*км* (45000 *км*).

В работе [3] исследуемая спикула N 2 имеет колебательные движения с периодом 120 и 80 *сек*. Расчет изменения фазы с высотой спикулы показал, что до высоты 5000 *км* фаза колебаний не меняется. Иными словами, почти по всей высоте исследуемая спикула колебалась с одинаковой фазой. Эти колебания авторы объясняют наличием в этой спикуле стоячей волны. В данном случае возможно и другая версия: колебания с одинаковой фазой по всей длине спикулы могут быть обусловлены тем, что длина волны λ распространяющейся волны значительно больше длины спикулы L, то есть: λ»L. К сожалению, для этой спикулы амплитуда смещений неизвестна и поэтому, определить минимальную величину длины волны не возможно.

Как видим, минимальные значения длин волн, найденных по методу, предложенному нами, почти в 2 раза превышают значения, полученных методом, предложенным [20].

Минимальные значения длин волн в спикулах, полученные обоими методами, на наш взгляд, представляют значительный теоретический интерес, так как они превышают найденные из наблюдений путем прямых измерений длин волн почти на порядок. Принято, что наблюдаемые волны в спикулах генерируются горизонтальными движениями фотосферных гранул (см., например, [3]). При этом длина волны генерируемых волн приблизительно равна размерам гранул, т.е. ~1000 *км*. При распространении волны вдоль спикулы период ее не изменяется, но длина волны увеличивается согласно выражению λ=cT, скорость с распространения волны в спикуле увеличивается вследствие уменьшения плотности с высотой и достигает нескольких тысяч *км*. Таким образом, по этой теории генерации наблюдаемых в спикулах волн их длина волны может быть порядка нескольких тысяч *км*. Отсюда следует, что волны с длиной волны в несколько десятков тысяч *км* не могут генерироваться вышеуказанным механизмом, и для генерации таких длинноволновых (даже сверх длинноволновых) волн следует искать совершенно другой механизм генерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kosugi, T. et al., The Hinode (Solar-B) Mission: An Overview. **SoPh**, 2007, v. 243, p. 3.
2. Scharmer,B.J., Bjelksjo, K., Korhonen, T.K., Lindberg,B. and Petterson, B**. Proc. SPIE** 48532003, p. 341. The 1-meter Swedish solar telescope.
3. Zaqarashvili T.V. and Erdélyi R.; Oscillations and Waves in Solar Spicule. **Space Sci Rev**. 2009, v.149, p. 355–38.
4. He J.-S., Tu C.-Y., Marsch E., Guo L.-J., Yao S., and Tian H. Upward propagating high-frequency Alfvén waves as identified from dynamic wave-like spicules observed by SOT on Hinode**. A&A** , 2009B, v.497, p.525–535.
5. De Pontieu, McIntosh S. W., Carlsson M., Hansteen V. H., Tarbell T. D., Schrijver C. J., Title A. M., Shine R. A., Tsuneta S., Katsukawa Y., Ichimoto K., Suematsu Y., Shimizu T., Nagata S., Chromospheric Alfvénic Waves Strong Enough to Power the Solar Wind. **Science**, 2007a, v. 318, p.1574.
6. De Pontieu B., Mcintosh S., Hansteen V. H., Carlsson M., Schrijver C. J., Tarbell T. D., Title A. M., Shine R. A., Suematsu Y., Tsuneta S., Katsukawa Y., Ichimoto K., Shimizu T., and NagataA S. A Tale of Two Spicules:The Impact of Spicules on the Magnetic Chromosphere. **Publ. Astron. Soc. Japan,** 2007b, v. 59, p. 655–662.
7. Sterling A. C., Moore R. L. and De Forest C. E. , Hinode Solar Optical Telescope observations of the source regions and evolution of "type II" spicules at the solar polar limb. **Astrophysical Journal**, 2010, v. 714, p.L1–L6.
8. Zhang Y. Z., Shibata K., Wang J. X., Mao X. J., Matsumoto T., Liu Y., and Su J. T. Revision of solar spicule classification . **Astrophysical Journal**, 2012, v. 750, p.16 -25.
9. Zaqarashvili T. V., Khutsishvili E., Kukhianidze V., and Ramishvili G. Doppler-shift oscillations in solar spicule. **A&A**, 2007, v. 474, p. 627–632.
12. Kukhianidze , T. V., Khutsishvil E., Zagarashvili T. Observation of kink waves in solar spicules. **A&A**, 2006, v. 449, p. L35–L38.
13. Nikolskiy G.M. and Sazanov A.A. The motion and nature of Hα spiculesmin the solar chromosphere. **Soviet Astronomy**, 1967, v.10, p.744-750.
14. Pasachev J.M., Noyes R.W., and Bekkers J.M. Spectral observations of spicules at two heights in the solar chromosphere. **SoPh**, 1968, v.5, p. 131-158.
15. Nikolsky G.M. and Platova A.G. Motions of Hα spicules along solar limb. **SoPh**, 1971, v. 18, p. 403.
16. Gadziev T.G. and Nikolskii G.M. Spicule motions. **Sov Astron. Letters**, 1982v. 8, p.341.
17. Papushev P.G. and Salakhuddinov R.T. The dynamics of chromospheric spicules. **Space Sci Rev**, 1994, v.70, p.47-51.
18. Мамедов С.Г. и Оруджев Э.Ш. Возможное наличие МГД-волн в спикуле. **Солнечные данные**, 1983, №4, с. 75-79.

19. Yeon –Han Kim et al. Estimation of spicule magnetic field using observed MHD üaves by the Hinode Sot. **Journa of Korean Astr. Soc.** 2008, v.41, p. 173.
20. Okamoto T. J., Tsuneta S., Berger T. E., Ichimoto K., Katsukawa Y., Lites B. W., Nagata S., Shibata K., Shimizu T., Shine R. A., Suematsu Y., Tarbell T. D., Title A. M. Coronal Transverse Magneto-hydrodynamic Waves in a Solar Prominence. **Science**, v. 318, p.1577.
21. JourYeon-Han Kim, Su-Chan Bong, Young-Deuk Park, Kyung-Suk Cho,Yong-Jae Moon, and Yoshinori Suematsu**.** . Estimation of spicule magnetic field using observed MHD waves by the Hinode sot. **The Korean Astronomical Society**, 2008, v.41, p. 173-180.

SPİKULLARDA DALĞA UZUNLUQLARININ TƏYİN EDİLMƏSİ ÜÇÜN ÜSUL: ÇOX UZUN DALĞA HALI

S.H. Məmmədov, C.M. Quluzadə, A.A. Rustamov, M.M. Musayev

Spikulada yayılan dalğanın uzunluğu spikulanın uzunluğuna yaxın olduqda onun xəyalından bir başa dalğanın uzunluğunu tapmaq olar. Dalğanin uzunluğu spikulanın uzunluğundan çox-çox böyük olduqda müəlliflər dalğanın uzunluğunun minimal qiymətini tapmaq üçün aşağıdaki ysulu təklif edirlər: bu halda dalğada spikulanin əvvəli və sonunun sürüşməsinin fərqi teleskopun ayrıdetməsindən kiçik olur və bu halda bu fərq teleskopda görünmür. Onda , əgər sürüşmələrin fərqini teleskopun ayrıdetməsinə bərabər etsək, dalğa uzunluğunun minimal qiymətini tapmaq olar. Təklif edilən bu üsulla [20]—də gətirilən məlumatlardan istifadə edərək 3 spikulda müşahidə edilən dalğalar üçün bu qiymətlər tapılmılmışdır: 115000 km, 80000 km və 60000 km. Spikullarda belə ifrat uzun dalğa uzunluğuna malik dalğaların yaranma mexanizmi məlum deyildir

Açar sözlər: spikullar, spikullarda dalğalar, MHD- dalğalarının generasiyası

ABOUT ONE METHOD OF DETERMINATION OF WAVLENGTH IN SPCULES: CASE OF VERY LONG WAVES

S.G. Mamedov, D.M. Kuli -zade, A.A Rustamov, M.M. Musayev

If the wavelength of the wave is comparable with the length of the spicules, it is easy to determine its value using an image of the spicule. When the wavelength is much greater than the length of the spicules, the authors propose the following method to determine the minimum value of length of the wave: on the wave the difference between the beginning and the end of the displacement of the spicule is less than the resolution of the telescope, so this difference is not visible in the image; then, equating the value of the difference to resolution of the telescope, we obtain the minimum value of the wavelength. For three spicules using proposed method were found following minimum wavelengths: 115 000km, 80 000km and 60 000km. Mechanism of generation of such superlength waves in spicules is unknown.

Key words: spicules, waves in spicules, generation of MHD waves

S.Q. ZEYNALOVUN ELMI YARADICILIQ FƏALIYYƏTI

N.Z. İsmayılov, B.N. Rüstəmov

AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası

(*80 illik yubileydə yazılmışdır*)

1934-cü ildə Qazax rayonunun Ağköynək kəndində doğulmuş, 1957-ci ildə Gəncə Dövlət Pedaqoji Universitetinin fizika-riyaziyyat fakültəsini bitirmiş, 1962-ci ildə EA Fizika İnstitutunun aspiranturasına qəbul olmuşdur. Sonradan EA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasına (ŞAR) aspiranturaya keçirilmişdir. SSRİ EA Krım Astrofizika Rəsədxanasına (KrAR) uzun müddətli ezamiyyətə göndərilmişdir. 1969-cu ildə İ.M. Kopılovun rəhbərliyi altında Tblisi Dövlət Univarsitetində "A-F-K tipli ifratnəhəng ulduz atmosferlərinin spektrofotometrik tıdqiqi" mövzusunda dissertasiya müdafiə etmişdir. S.Q. Zeynalov 1998-ci ildə yenə də Tblisi Dövlət Universitetində "OBAF ifratnəhənglərin atmosferində qeyri stasionar proseslərin spektrofotometrik tıdqiqi" movzusunda doktorluq dissertasiyası müdafiə etmişdir.

S.Q. Zeynalov həm də pedaqoji fəaliyyət göstərmişdir. O Azərbaycan Pedaqoji Universitetində və Bakı Dövlət Universitetində ixtisas kurslarından dərslər aparmış, diplom işlərinin rəhbəri olmuşdur. Bundan əlavə, o rəsədxanaya gənc kadrların gəlməsində və onların mütəxəssis kimi yetişdirilməsində böyük rol oynamışdır.

Hazırda ulduzların spektrində və deməli onların fiziki xarakteristikalarında müşahidə olunan rəngarənglik böyük miqdarda müşahidə materialları əsasında kifayət qədər müfəssəl öyrənilmişdir. Ulduzların ikiölçülü təsnifatı aparılmış, Herşprung-Ressel (HR) diaqramı kəşf olunmuş, ulduzların müxtəlif fundamental parametrlərini bir-biri ilə əlaqələndirən riyazi ifadələr alınmışdır. Ulduzların enerji mənbələri olan termonüvə reaksiyaları məlum olmuşdur. Müxtəlif ulduz atmosferi modelləri qurulmuş, və bütövlükdə normal ulduzlar üçün təkamül sxemi modelləşdirilmişdir.

Bununla bərabər son vaxtlar məlum olmuşdur ki, mütləq mənada bütün ulduzlar, hətta bizim Günəş də dəyişəndir, yəni, mövcud qəbuledici cihazların həssaslığı daxilində parlaqlığı və spekri dəyişir. Lakin ulduzların böyük əksəriyyətinin müşahidə olunan parametrləri demək olar ki, nisbətən sabit qaldığı halda, parametrləri aşkar şəkildə dəyişən ulduzların da mövcud olduğu məlum olmuşdur. Hazırki təsəvvürlərə görə dəyişən ulduzların müşahidə olunan rəngarəngliyi onların fundamental fiziki parametrlərinin fərqli olması ilə yanaşı həm də təkamülün müxtəlif mərhələlərində olması ilə də bağlı ola bilər. Lakin burada ciddi bir sual meydana çıxır: bu təkamül mərhələləri hansı ardıcıllığa malikdir?

Həmin suala cavab vermək üçün müxtəlif mövcud dəyişən ulduz tiplərinin fiziki xassələrini və dəyişmə mexanizmlərini tədqiq etmək zərurəti ortaya çıxır. Bu məlumatların toplanması, təkamül prosesində bir mərhələdən digərinə keçidin mexanizmini açmağa və mükəmməl təkamül nəzəriyyəsini qurmağa imkan verərdi. Ona görə bu cür tədqiqatların aparılması həmin dövr üçün çox aktual olmuşdur və hələ də öz aktuallığını saxlamaqdadır.

Bu məqsədlə də keçən əsrin 40-50-ci illərində bütün dünyada dəyişən ulduzları kütləvi şəkildə öyrənməyə başladılar. AMEA ŞAR-da 2 m teleskopun qurulması rəsədxanada müxtəlif növ dəyişən ulduzların yüksək keyfiyyətli spektrini almağa imkan yaratmış oldu. ŞAR-da ifratnəhəng ulduzların, T Buğa tipli cavan ulduzların, spektral qoşa və Yenilərin, Volf-Raye tipli ulduzların intensiv tədqiqinə başlandı. S.K.Zeynalov məhz həmin dövrdə bu istiqamətlərdən biri-yüksək işıqlığa malik ifratnəhəng ulduzların fiziki xassələrinin tədqiqi ilə məşğul olmuşdur.

S.Q.Zeynalov ŞAR-da ulduz atmosferlərinin tədqiqi istiqamətində yeni bir sahənin –geniş örtüklü ulduz atmosferlərinin tədqiqinin əsasını qoymuşdur. Həmin sahə üzrə ixtisaslaşmış elmi jurnallarda onun 70-ə qədər elmi məqaləsi və məruzəsi çapdan çıxmışdır. O müşahidələrini ŞAR-ın 2 m teleskopunda, Çexiyanın 2 m-lik, Rusiyanın 6 m-lik teleskoplarında aparmış və çoxlu sayda yüksək keyfiyyətli spektrlər almışdır.

O, həmmüəlliflərlə birgə ümumilikdə aşağıdakı obyektləri tədqiq etmişdir.

a) O-tip ifratnəhənglər (68 Cyg və α Cam)
b) ağ ifratnəhənglər (η Leo, ϱ Leo, HD 91316, HD 21291 və HD 21389)
c) F-ifratnəhənglər (γ Cyg, 89 Her, ε Peg)
d) parlaq ifratnəhənglər (HD 93129, 6 Cas, HD 190603)

Elmi araşdırmaların əsas istiqamətləri bunlardır:

1. İfratnəhənglərin atmosferində sürətlərin paylanması.
   a) Kinematik kəsiklərin qurulması
   b) Tezdəyişmələrin axtarılması
   c) Periodikliyin araşdırılması
   d) Mikroturbulentlik
   e) Makroturbulentlik
2. Spektral xətlərin profillərinin tədqiqi
3. Ekvivalent enlərin, yarımenlərin və digər parametrlərin dəyişməsi
4. Kimyəvi tərkibin təyini.
   a) yüksəliş əyrisi metodu ilə
   b) atmosfer modeli üsulu ilə
5. Sərbəstdüşmə təcilinin təyini
   a) spektroskopik metod
   b) dinamik metod

Spektral müşahidə materialı 4, 6, 8, 12 Å/mm dispersiya ilə ŞAR-da (Azərbacan, 2 m teleskop), XAR-da (Rusiya, 6 m teleskop), KrAR (Ukrayna, 2.6 m teleskop) və Ondrjeyovo (Çexoslovakiya, 2 m teleskop) alınmışdır. Spektral ayırdetmə əksər hallarda 0.06-0.07 Å olmuşdur.

Sürətlərin paylanmasını öyrənməkdə əsas məqsəd pulsasiya mexanizminin hansı səbəbdən baş verdiyini araşdırmaq olmuşdur. Bəzi müəlliflər atmosferdə baş verən periodik dəyişmələrin qoşalıqla bağlı olduğunu güman edirdilər. S.Q.Zeynalov əvvəlcə 68 Cyg və α Cam, HD 21291 və HD 21389 *vsini* və *R* radiusa görə qoşa sistem üçün mümkün periodun 145 və 470 günə uyğun olduğunu təyin etmişdir. Bu periodlar müşahidədən təyin olunan qiymətlərlə uyğun gəlməmişdir. Sonra isə M_{bol} və T_{eff} görə pulsasiya nəzəriyyəsindən alına biləcək periodların qiymətini təyin etmiş, onların qiymətlərinin təxminən 12-14 gün ola biləcəyi alınmışdır. Bu qiymət müşahidədən alınan periodlara yaxın olduğu üçün müəllif belə nəticəyə gəlmişdir ki, dəyşmələr pulsasiya təbiətlidir.

HD 21291 və HD 21389 ifratnəhənglərinin kinematik kəsiklərinin qurulması göstərmişdir ki, həmin kəsiklərin forması atmosferdəki fiziki şəraitə uyğun olaraq zamana görə dəyişir. Sıxılma və genişlənmə atmosferdə olan pulsasiya ilə bağlıdır. B8-F8 spektral sinifli ifratnəhənglərdə konvektiv zona atmosferin yuxarı qatlarına qədər (τ~0.6), daha soyuq K0-K5 spektral sinifli ulduzlarda isə daha dərin qatlara qədər yayılır (τ~1.6). Mikroturbulent hərəkət sürətinin minimal qiyməti atmosferin yuxarı qatlarında artır, dərinliyə doğru isə azalır. Lakin turbulent hərəkətin dəyişmə xarakteri baxılan ulduzlar üçün eynidir. Göstərilmişdir ki, ifratnəhənglərin atmosferində atmosferin yuxarı qatlarında turbulent hərəkət, aşağı qatlarında isə konveksiya üstün rol oynayır. Makroturbulent hərəkət sürəti 6 Cas ulduzu üçün sabit 27 km/san olduğu göstərilmişdir.

Spektral xətlərin profilinin tədqiqi aşağıdakı nəticələri vermişdir:

1. Hα xəttinin profili mürəkkəb struktura malikdir, atmosferdə fiziki şəraitin dəyişməsi ilə zamana görə dəyişir. Xətt bəzən P Cyg, invers P Cyg və ya təmiz udulma xətti formasında təsadüf olunur.
2. Dəyişmənin xarakterik vaxtı 3 saat təşkil etdiyi üçün, güman etmək olar ki, P Cyg – dən anti P Cyg profillərə keçid 1 saat ərzində baş verir. Bu da atmosferin gah sıxılması, gah da genişlənməsi ilə əlaqədardır.
3. Müxtəlif xətlərin profilləri asimmetrikdir. Nisbətən dayanıqlı qırmızı asimmetriya SiIII, HeI və hidrogenin Hβ, Hγ, Hδ xətlərində müşahidə olunur. Bəzən qırmızı asimmetriya yox olur və profil normal udulma xətti profilinə çevrilir. Asimmetriya xəttin qanadında şüalanma komponentinin

olması ilə izah oluna bilər. Bir çox hallarda xəttin gah qırmızı, gah da bənövşəyi qanadında zamana görə dəyişən şüalanma komponenti müşahidə olunur.

Müxtəlif ifratnəhəng spektrlərində spektral xətlərin ekvivalent enləri, yarımenləri və dərinlikləri ölçülmüşdür. η Leo ulduzunun spektral xətlərində ekvivalent eninin müşahidə olunan dəyişməsi atmosferdə temperaturun 100 K dəyişməsi ilə əlaqədar ola bilər. Buna səbəb hidrogenin qismən rekombinasiya etməsidir. HD 190603 ifratnəhəngi üçün 200-dən çox xəttin parametrləri ölçülmüş və 1936-dən 1975-ci ilə qədər alınan ekvivalent enlər müqayisə olunmuş, nəticədə bu parametrə görə uzunmüddətli dəyişmə aşkar olunmuşdur.

η Leo ulduzunun kimyəvi tərkibi yüksəliş əyrisi vasitəsi ilə təyin olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, onun kimyəvi tərkibi Günəşınki ilə eynidir. 89 Her ulduzunda isə karbon, maqnezium, kalsium, skandium azlıq təşkil edir, dəmir qrupu elementləri üçün isə tərkib normaldır.

Ağırlıq qüvvəsinin təcilinin hesablanması üçün əvvəlcə "spektroskopik" metoddan istifadə olunmuşdur. Bunun üçün spektral xəttin konturu nəzəri profillə müqayisə olunur. Bu zaman xəttin müşahidə olunan profilini düzgün almaq üçün kəsilməz spektri düzgün keçirmək vacibdir. Bu metodla alınan *lg g* –nin qiyməti 10% xəta ilə alınır.

Digər metod $g=GM/R^2$ ifadəsindəki parametrləri bilməklə *lg g* –ni təyin etməyə əsaslanır. Buna "dinamik" metod deyilir. Burada *R* radius, *M* kütlə, *G*-qravitasiya sabitidir. Hər bir ulduzun *Mv* mütləq ulduz ölçüsünü, effektiv temperaturunu (ϑ_{ef}) və bolometrik düzəlişi bilməklə radiusu tapmaq olar. 6 Cas ulduzunda dinamik yolla alınan təcil spektroskopik yolla alınan təcildən böyükdür. Bu da atmosferin qeyri-stasionarlığının bir əlamətidir.

S.Q. Zeynalovun həmmüəlliflərlə birgə apardığı elmi araşdırmalar aşağıdakı yeni nəticələrin alınmasına imkan vermişdir:

1. λλ3500-6900 ÅÅ spektral intervalda O spektral sinifli 68 Cyg və α Cam ulduzlarının, ağ ifratnəhənglərdən olan η Leo, ϱ Her, HD 21291; HD 21389, parlaq ifratnəhənglərdən 6 Cas, HD 190603, F tipli ifratnəhənglərdən γ Cyg, 89 Her, ε Peg kimi ulduzların minlərlə spektral xətti eyniləşdirilmiş və ekvivalent enləri ölçülmüşdür.
2. O spektral sinifli 68 Cyg və α Cam ulduzlarının bütün spektrlərində şüa sürətinin dəyişmə xarakteri dəqiqləşdirilmişdir. Göstərilmişdir ki, qısamüddətli periodik dəyişmələr həmin ulduzların qoşalığının nəticəsi deyil.
3. Ağ ifratnəhəng HD 21291, HD 21369 ulduzlarının kinematik kəsikləri analiz olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, müxtəlif xətlərin optik dərinlikdən asılılığı müxtəlifdir və differensial xarakter daşıyır.
4. HD 21291 və HD 21389 ağ ifratnəhənglərin kütlə mərkəzinin şüa sürəti nəzərə alınaraq həmin ulduzların atmosferində pulsasiya tipli dəyişmənin olduğu dəqiq müəyyən olunmuşdur.
5. Harmonik analiz metodu tətbiq edilməklə göstərilmişdir ki, a) O sinifli ifratnəhənglərdə (68 Cyg və α Cam) qeyri-radial xarakterli, b) ağ ifratnəhənglərdə (HD 21291 və HD 21389) isə radial pulsasiyalar müşahidə olunur.
6. F tipli 89 Her ifratnəhənginin spektrində güclü udulmada bənövşəyi tərəfə sürüşmüş və əsas udulma ilə müqayisə oluna bilən ulduzətrafı komponent aşkar olunmuşdur. Balmer seriyasında bu komponent H_8-ə kimi seçilir. Hα və Hβ xətlərində əlavə komponent əsas komponentdən dərindir.
7. Müxtəlif üsullarla ifratnəhənglərin səthində ağırlıq qüvvəsinin təcili təyin olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, "dinamik" üsulla təyin olunan təcil "spektroskopik" üsulla alınan təcildən böyükdür. Bu da atmosferlərdə qeyri-stasionar hadisələrin olması ilə bağlıdır.
8. Göstərilmişdir ki, ifratnəhənglərin işıqlığı artdıqca, onların bütün atmosfer parametrləri də artır. Yüksək en dairəsində yerləşən iki ulduzun (η Leo, 89 Her) kimyəvi tərkibi təyin olunmuşdur.
9. İfratnəhəng ulduzlarının ən mühüm parametrlərindən olan mikro- və makroturbulent hərəkət sürətləri eyni zamanda təyin olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, tədqiq olunan ulduz atmosferlərində

mikroturbulent hərəkət sürəti atmosferin dərin qatlarına getdikcə azaldığı halda, makroturbulent hərəkət sürəti, əksinə, artır. Bu isə bir daha makroelementlərin atmosferin yuxarı qatları istiqamətdə dissipasiyası və mikroturbulensiyanın əmələ gəlməsi və güclənməsi deməkdir. Spektral sinifdən asılı olaraq həmin minimum isti ulduz atmosferlərinin nisbətən yuxarı qatlarında, soyuq ulduzlarda isə daha dərin qatlarda yerləşməsi aşkar olunmuşdur.

10. İfratnəhəng ulduzların ölçülmüş şüa sürətlərinin qiymətləri əsasında qurulmuş kinematik kəsiklərin (şüa sürətlərinin optik dərinlikdən asılılığının) geniş təhlili göstərmişdir ki, ulduz atmosferlərinin ayrı-ayrı qatları ulduzun mərkəzinə nisbətən bir-birindən asılı olmayaraq eyni və yaxud müxtəlif istiqamətlərdə hərəkət edir. Bu hərəkət zamana və istiqamətə görə dəyişəndir və bəzən periodik xarakter daşıyır.
11. Göstərilmişdir ki, eyni bir ifratnəhəng ulduzun atmosferi zamandan asılı olaraq ulduz mərkəzinə nisbətən müxtəlif fiziki hallarda: statik genişlənən, sıxılan və ya qarışıq formada olan qatlardan ibarətdir. Atmosferin müşahidədən aşkar edilən əsas indikatoru olan H xətti profillərinin strukturunun zamandan asılı olaraq dəyişməsi həmin fiziki halların mövcud olmasının təzahürüdür.
12. İfratnəhəng ulduzlar içərisində P Cyg kimi fərqli fiziki xüsusiyyətləri olan qrupun olması və həmin ulduzların atmosfer parametrlərinin zamana görə dəyişməsi aşkar edilmişdir.
13. İfratnəhəng ulduz atmosferlərində baş verən fiziki prosesləri izah etməyə imkan verən sxematik işçi model və təkamül sxemi təklif edilmişdir.

Bu nəticələri ümumiləşdirərək S.Q. Zeynalov sonda bu istiqamətdə tədqiqatları davam etdirmək üçün aşağıdakı tövsiyələrini vermişdir:

a) İfratnəhənglərdə qeyri stasionar prosesləri öyrənmək üçün kompleks şəkildə fotometrik və yüksək ayırdetməli spektral müşahidə aparılmalıdır. Bu bizə spektral xətlərin profilini və onların dəyişmələrini öyrənməyə imkan verərdi. Belə müşahidələr eşelle spektrometrlərdə bərk cisimli (CCD-red) qəbuledicilərin köməyilə yerinə yetirilə bilər.
b) İfratnəhəng ulduzların atmosferindəki qeyri-stasionarlığı tədqiq etmək üçün onların atmosferində təbəqələşməni və ulduzun kütlə mərkəzinin sürətini nəzərə almaqla sürətlərin paylanmasını müfəssəl tədqiq etmək lazımdır (kinematik kəsiklər –red).
c) İfratnəhənglərin atmosferlərində fiziki şəraiti müfəssəl öyrənmək üçün onların atmosferlərinin yuxarı qatlarının hidrodinamik xüsusiyyətləri nəzərə alınmaqla atmosferlərin modeli qurulmalıdır.