

# СОДЕРЖАНИЕ

Том 72, номер 2, 1995

Квазары: Статистика противоречит современным представлениям.	
Моделирование эффектов наблюдательной селекции	
<i>А. Ф. Дравских, З. В. Дравских</i>	163
Плотность ядер молекулярных облаков в зависимости от их галактоцентрического расстояния	
<i>А. Г. Кисляков, Б. Е. Тернер</i>	168
Поиски излучения метанола на 834 и 1617 МГц: К-удвоение линий	
<i>В. И. Слыши, В. Баан, И. Е. Вальц, С. В. Каленский</i>	180
Модель пульсара PSR 1822-09	
<i>И. Ф. Малов</i>	185
Структура аккреционного диска в двойных системах с компонентами, не заполняющими полость Роша	
<i>Д. В. Бисикало, А. А. Боярчук, О. А. Кузнецов, Ю. П. Попов, В. М. Чечеткин</i>	190
Орбитальные кривые блеска двойной системы A0620-00 в модели оптической звезды с пятнами	
<i>Т. С. Хрузина, А. М. Черепашук</i>	203
Двойная система αVir (Спика): Фундаментальные параметры компонентов и различие в содержании гелия между ними	
<i>Л. С. Любимков, Т. М. Рачковская, С. И. Ростопчин, А. Е. Тарасов</i>	212
Эruptивные протуберанцы и корональные транзиенты	
<i>Б. П. Филиппов, Н. С. Шилова</i>	222
Влияние радиационных потерь на свойства волн в активных областях на Солнце	
<i>Э. С. Бабаев, Н. С. Джалилов, Ю. Д. Жугжда</i>	230
Неадиабатические магнито-акустико-гравитационные волны в стратифицированной атмосфере	
<i>Э. С. Бабаев, Н. С. Джалилов, Ю. Д. Жугжда</i>	240
Поведение микроволнового излучения активных областей вблизи лимбов	
<i>В. П. Максимов, И. А. Бакунина</i>	250
Возбуждение неосесимметричных магнитных структур галактик, Солнца и планет	
<i>С. В. Старченко</i>	257
Об уравнении состояния равновесного сильно замагниченного электронно-нейтронно-ядерного вещества	
<i>В. С. Секержицкий</i>	263
К вопросу о профилях селективных коэффициентов испускания и поглощения	
<i>Г. Ф. Ситник</i>	266
Южное колебание эль-ниньо и неравномерность вращения Земли	
<i>Л. С. Левицкий, Л. В. Рыхлова, Н. С. Сидоренков</i>	272
К проблеме форм небесных тел, находящихся в орбитально-вращательных синхронизмах	
<i>А. А. Хентов</i>	277
Вычисление возмущений элементов орбиты спутника несферической планеты на длительных интервалах времени. Аналитическая теория пятого порядка	
<i>С. М. Кудрявцев</i>	285

# CONTENTS

## Volume 72, Number 2, 1995

Quasars: Statistics in Conflict with the Present-Day Concepts. Simulation of Selection Effects <i>A. F. Dravskikh and Z. V. Dravskikh</i>	163
Galactocentric-Distance Dependence of Molecular Cloud Core Density <i>A. G. Kistyakov and B. E. Turner</i>	168
Search for Methanol Emission at 834 and 1617 MHz: <i>K</i> -Type Doubling Lines <i>V. I. Slysh, W. A. Baan, I. E. Val'ts, and S. V. Kalenskii</i>	180
Model of the PSR 1822-09 <i>I. F. Malov</i>	185
Structure of the Accretion Disk in Binaries with Components that are not Filling their Roche Lobe <i>D. V. Bisikalo, A. A. Boyarchuk, O. A. Kuznetsov, Yu. P. Popov, and V. M. Chechetkin</i>	190
Orbital Light Curves of the Binary System A0620-00 in the Model of Spotted Optical Star <i>T. S. Khruzina and A. M. Cherepashchuk</i>	203
The Binary System $\alpha$ Vir (Spica): Fundamental Parameters of the Components and Differences in Their Helium Abundance <i>L. S. Lyubimkov, T. M. Rakovskaya, S. I. Rostopchin, and A. E. Tarasov</i>	212
Eruptive Prominences and Coronal Transients <i>B. P. Filippov and N. S. Shilova</i>	222
Effects of Radiative Losses on the Wave Properties in Solar Active Regions <i>E. S. Babaev, N. S. Dzhailov, and Yu. D. Zhugzhda</i>	230
Nonadiabatic Magneto-Acoustic-Gravity Waves in a Stratified Atmosphere <i>E. S. Babaev, N. S. Dzhailov, and Yu. D. Zhugzhda</i>	240
Behavior of Microwave Emission from Near-Limb Active Regions <i>V. P. Maksimov and I. A. Bakunina</i>	250
Excitation of Nonaxisymmetric Magnetic Structures in Galaxies, the Sun, and Planets <i>S. V. Starchenko</i>	257
On the Equation of State of Strongly Magnetized Electron-Neutron-Nuclear Matter <i>V. S. Sekerzhitskii</i>	263
On the Profiles of Selective Coefficients of Emission and Absorption <i>G. F. Sitnik</i>	266
El Niño Southern Oscillation (ENSO) and Earth Rotation Variations <i>L. S. Levitskij, L. V. Rykhlova, and N. S. Sidorenkov</i>	272
On the Problem of the Shapes of Celestial Bodies Synchronized in Their Orbital Motions <i>A. A. Khentov</i>	277
Computation of Perturbations by a Nonspherical Planet of the Orbital Elements of Its Satellite over Long Time Intervals: Fifth-Order Analytic Theory <i>S. M. Kudryavtsev</i>	285

УДК 524.7

## КВАЗАРЫ: СТАТИСТИКА ПРОТИВОРЕЧИТ СОВРЕМЕННЫМ ПРЕДСТАВЛЕНИЯМ. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ НАБЛЮДАТЕЛЬНОЙ СЕЛЕКЦИИ

© 1995 г. А. Ф. Дравских, З. В. Дравских

Филиал Специальной астрофизической обсерватории Российской академии наук. С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 26.01.93 г.

Приводятся результаты моделирования эффектов селекции при спектральных наблюдениях квазаров. Показано, что эффектами селекции нельзя объяснить феномен, обнаруженный авторами ранее при статистических исследованиях квазаров и состоящий в том, что квазары с абсорбционными спектрами обладают значимо более высокой средней светимостью, чем квазары без абсорбционных спектров.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В результате сравнительных статистических исследований [1, 2] было обнаружено, что квазары, обладающие абсорбционными линиями в спектрах (независимо от элементов, которым принадлежат эти линии и от относительной скорости абсорберов), имеют в среднем значимо большую светимость, чем квазары без абсорбций. Это может привести к серьезным уточнениям в космологической картине Вселенной. Поскольку существовало подозрение, что отмеченный факт обусловлен эффектами селекции, возникающими при спектральных наблюдениях квазаров, мы провели моделирование эффектов селекции и показали, что объяснить большую светимость квазаров с абсорбциями они не могут.

Моделирование эффектов селекции проводилось следующим образом. Общепринятая точка зрения состоит в том, что квазары с абсорбциями и квазары без абсорбций отличаются друг от друга только влиянием эффектов селекции и якобы случайным наличием или отсутствием абсорбций. Суть селекции в том, что предел чувствительности наблюдений (граница наблюдаемости) для квазаров с абсорбциями находится на несколько большем визуальном блеске, чем для квазаров без абсорбций. Другими словами, с общепринятой точки зрения достаточно "пропустить" квазары без абсорбций через некоторый фильтр, ограничивающий их наблюдаемость по блеску, и прошедшие через фильтр квазары не будут совсем отличаться от квазаров с абсорбциями. Они будут являться моделью квазаров с абсорбциями. Назовем такие квазары квазарами с псевдоабсорбциями. Итак, если верна общепринятая точка зрения, то квазары с псевдоабсорбциями должны иметь все признаки квазаров с

абсорбциями (кроме якобы случайного наличия абсорбций).

Построив функции распределения квазаров с абсорбциями и квазаров без абсорбций по блеску, мы выяснили вид функции, ограничивающей блеск наблюдаемых квазаров, т.е. ту закономерность, которой подчиняется спадание числа наблюдаемых квазаров с уменьшением их блеска. Назовем эту функцию фильтром ограничения блеска (ФОБ). Мы выяснили также различия ФОБ для квазаров с абсорбциями и квазаров без абсорбций. ФОБ имеет два параметра: крутизну спада и граничный блеск (граничный блеск – это то значение визуального блеска, при котором число наблюдаемых квазаров уменьшается вдвое).

Меняя в достаточно широких пределах параметры ФОБ и пропуская через такой фильтр квазары без абсорбций, мы получаем различные реализации квазаров с псевдоабсорбциями, т.е. моделируем различную степень влияния селекции.

Возьмем следующие характеристики квазаров с абсорбциями:

доля квазаров с абсорбциями в общем числе квазаров,

зависимость "светимость–красное смещение",  
распределение "логарифм красного смещения–визуальный блеск",

распределение по  $1 + Z$  доли квазаров с абсорбциями относительно общего числа квазаров.

Сравнивая их с аналогичными характеристиками для квазаров с псевдоабсорбциями, мы можем судить о том, являются ли квазары с псевдоабсорбциями аналогами квазаров с абсорбциями и могут ли эффекты селекции объяснить феномен большей светимости квазаров с абсорбциями.

В результате моделирования эффектов селекции выяснилось, что квазары без абсорбций ни при какой степени влияния селекции не приводят признаков квазаров с абсорбциями. Далее мы рассмотрим подробнее характеристики ФОБ и результаты моделирования эффектов селекции.

## 2. ФИЛЬТРАЦИЯ КВАЗАРОВ ПО БЛЕСКУ

На рис. 1 представлены гистограммы зависимости числа наблюдаемых квазаров с абсорбциями (крестики) и без абсорбций (кружки) от визуального блеска  $m$  в звездных величинах (число квазаров представлено в относительных единицах). Мы нашли, что фильтр ограничения блеска (ФОБ), хорошо представляющий эти зависимости для малых блесков (большие  $m$ ), можно представить функцией Баттервортта  $F(m)$  (сплошные линии на рис. 1):

$$F(m) = 1 / (1 + 2.51^{2k(m - m_0)}) ,$$

где  $m_0$  — звездная величина, при которой фильтр пропускает только половину квазаров (назовем это граничным блеском),  $k$  — коэффициент, определяющий крутизну среза функции. При этом для 3171 квазара без абсорбций и для 674 квазаров с абсорбциями из каталогов [3 - 5] параметры ФОБ получаются равными  $m_{0b} = 20.3$ ,  $k_b = 1.1$  и  $m_{0a} = 19.35$ ,  $k_a = 1.5$ , соответственно. Ясно, что захват распределения квазаров по блеску слева происходит в связи с отсутствием ярких квазаров, а справа — обусловлен чувствительностью инструментов (влияние селекции).

Представление распределения квазаров по блеску функцией  $F(m)$  означает, что мы принимаем распределение квазаров справа от точки максимума ( $F(m) = 1$ ) однородным, неизменным, равным единице. На самом деле это не так, но для выяснения влияния эффектов селекции это несущественно. При очень большой крутизне ФОБ вид распределения справа от точки максимума

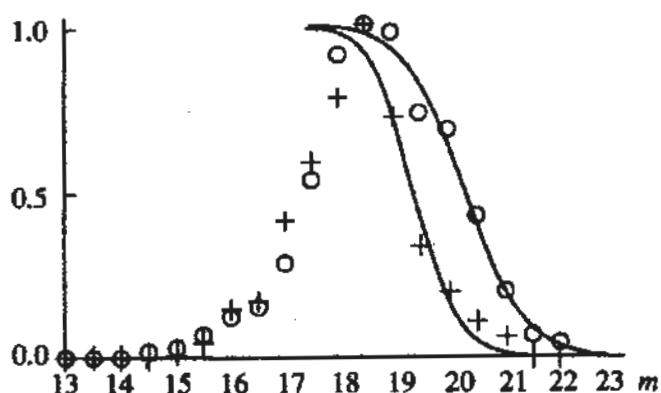


Рис. 1. Распределения по  $m$  квазаров без абсорбций (кружки) и квазаров с абсорбциями (крестики).

практически не играет роли. При моделировании мы это покажем.

Очевидно для создания реализации квазаров с псевдоабсорбциями с заданными  $k_{na}$  и  $m_{0na}$  из совокупности квазаров без абсорбций сначала необходимо восстановить равномерное распределение по  $m$  квазаров без абсорбций справа от точки максимума, т.е. разделить имеющееся распределение на ФОБ с  $k_b = 1.1$  и  $m_{0b} = 20.3$ , а затем получившееся распределение умножить на ФОБ с заданными  $k_{na}$  и  $m_{0na}$ . Другими словами, для получения реализации квазаров с псевдоабсорбциями с заданными параметрами ФОБ  $k_{na}$  и  $m_{0na}$  из совокупности квазаров без абсорбций необходимо пропустить эту совокупность через фильтр

$$F = (1 + 2.51^{2k_a(m - m_{0a})}) / (1 + 2.51^{2k_b(m - m_{0b})}) .$$

Моделирование эффектов селекции проводилось следующим образом. Граничный блеск  $m_{0na}$  для квазаров с псевдоабсорбциями изменялся от 19.35 до 16.35 через одну звездную величину, крутизна среза фильтра  $k_{na}$  оставалась неизменной ( $k = 1.5$ ), но для проверки ее влияния (и следовательно влияния различных распределений квазаров в области малых блесков) при  $m_{0na} = 17.35$  для  $k_{na}$  кроме того принимались значения 3 и 5. При каждом наборе  $m_{0na}$ ,  $k_{na}$  все квазары без абсорбций (3171 квазар) пропускались через фильтр  $F$ , что означает, что из квазаров, попадающих в бин  $m$  шириной в 0.5 звездной величины, в число квазаров с псевдоабсорбциями пропускалась случайным образом только часть квазаров, равная  $F$ . Для каждого набора  $m_{0na}$ ,  $k_{na}$ , т.е. для каждой реализации квазаров с псевдоабсорбциями, строились четыре характеристики:

- доля квазаров с псевдоабсорбциями от общего числа квазаров,
- распределение “светимость–красное смещение”,
- распределение “логарифм красного смещения–звездная величина”,
- функция распределения по  $1 + Z$  доли квазаров с псевдоабсорбциями от общего числа квазаров.

Эти характеристики сравнивались с аналогичными характеристиками для квазаров с абсорбциями.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭФФЕКТОВ СЕЛЕКЦИИ

Как мы отметили, в исследуемых каталогах селекция проявилась в том, что граничный блеск у квазаров с абсорбциями отличается на одну звездную величину от граничного блеска квазаров без абсорбций ( $m_{0a} = 19.35$  и  $m_{0b} = 20.3$  соответственно).

Моделируя эффекты селекции, мы создали из совокупности квазаров без абсорбций четыре реализации квазаров с псевдоабсорбциями с крутизной фильтра  $k_{\text{на}} = 1.5$  и граничным блеском  $m_{0\text{на}} = 19.35, 18.35, 17.35$  и  $16.35$ , а также две реализации с  $m_{0\text{на}} = 17.35$  и крутизной  $k_{\text{на}} = 3$  и  $5$ . Обозначим эти реализации номерами от  $1$  до  $6$  соответственно.

Для каждой реализации квазаров с псевдоабсорбциями на рис. 2 - 5 представлены следующие характеристики:

доля квазаров с псевдоабсорбциями от общего числа квазаров в зависимости от разности граничных блесков ( $m_{06} - m_{0\text{на}}$ ) (рис. 2),

распределение "светимость–красное смещение" (рис. 3),

распределение "логарифм красного смещения–звездная величина" (рис. 4),

функция распределения по  $1 + Z$  доли квазаров с псевдоабсорбциями от общего числа квазаров (рис. 5).

При построении функции распределения по  $1 + Z$  доли квазаров с псевдоабсорбциями (рис. 5) производилось согласование числа квазаров с псевдоабсорбциями и общего числа квазаров. Их отношение полагалось равным тому, которое имеет место для квазаров с абсорбциями. Это согласование проводилось программным способом путем введения необходимых коэффициентов. Практически это приводило к параллельному переносу функций вдоль вертикальной оси. Понятно, что такое согласование необходимо для получения сопоставимых результатов. На рис. 3 - 5 показаны только аппроксимирующие кривые.

На рисунках приведены также аналогичные характеристики для квазаров с абсорбциями, снабженные индексом "а" и для квазаров без абсорбций – индекс "б". Кроме того, приведены характеристики для следующей реализации квазаров с псевдоабсорбциями. Предположим, что все абсорбции у квазаров – явления случайные. Тогда число квазаров с абсорбциями и функция их распределения по  $1 + Z$  определяются обилием и распределением по  $Z$  абсорберов. В этом случае мы должны подобрать из числа квазаров с псевдоабсорбциями, полученных с помощью ФОБ с  $k = 1.5$ ,  $m_0 = 19.35$  столько квазаров и с такой функцией распределения по  $1 + Z$ , как это имеет место для квазаров с абсорбциями. Остальные квазары должны быть "возвращены" в число квазаров без абсорбций. Таким образом, мы получаем реализацию квазаров с псевдоабсорбциями, у которой две характеристики из четырех, а именно, доля квазаров с псевдоабсорбциями от общего числа квазаров и функция распределения этой доли по  $1 + Z$ , совпадают с такими характеристиками для квазаров с абсорбциями. Две оставшиеся характеристики – распределение "светимость–красное

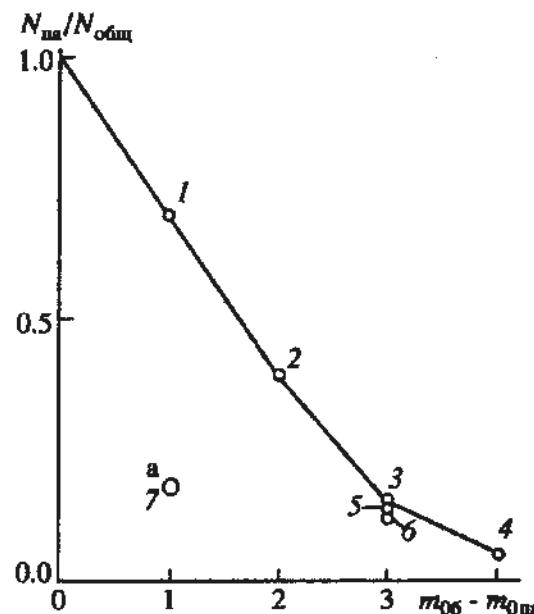


Рис. 2. Доля квазаров с псевдоабсорбциями от общего числа квазаров в зависимости от разности граничных блесков.

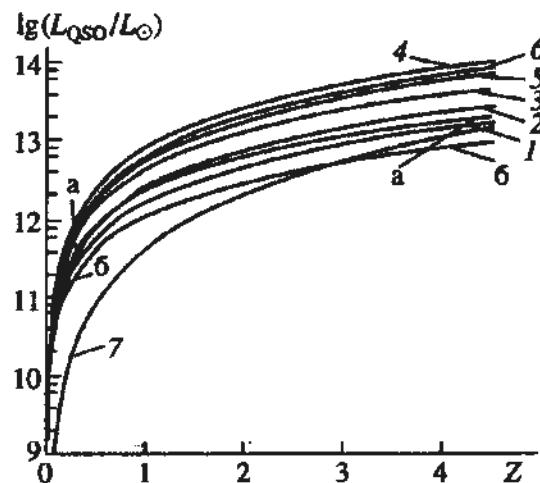


Рис. 3. Распределение "светимость–красное смещение" квазаров. (Обозначения кривых см. в тексте.)

смещение" и распределение "логарифм красного смещения–звездная величина" – приведены соответственно на рис. 3 и 4 под номером 7.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ

При моделировании эффектов селекции мы встали на общепринятую точку зрения, что характеристики квазаров с абсорбциями и квазаров без абсорбций отличаются только из-за различного влияния селекции на наблюдаемость этих квазаров. Следовательно мы ожидаем, что при воздействии на квазары без абсорбций селекции, равной той, которая имеет место для

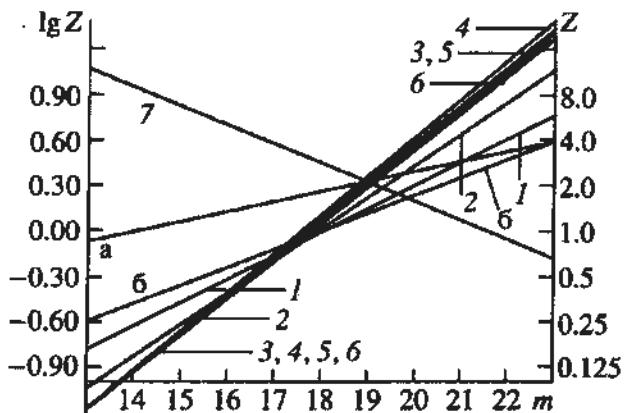


Рис. 4. Распределение "логарифм красного смещения—визуальный блеск" квазаров. (Обозначение кривых см. в тексте.)

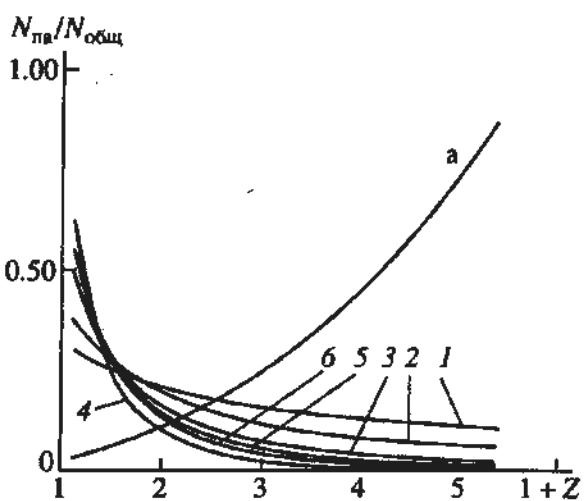


Рис. 5. Функция распределения квазаров по  $1 + Z$  с абсорбциями ("а") и с псевдоабсорбциями ( $I$  - 6) (см. текст).

квазаров с абсорбциями, все характеристики квазаров с псевдоабсорбциями должны совпадать с характеристиками квазаров с абсорбциями. В этом случае на рис. 2 точка 1 должна совпасть с точкой "а", а на рис. 3-5 кривые 1 должны были совпасть с кривыми "а". Видим, что ни одна из характеристик квазаров с псевдоабсорбциями не совпадает с соответствующей характеристикой квазаров с абсорбциями ("а"). Усиление влияния селекции на квазары без абсорбций сверх того, которое имеет место для квазаров с абсорбциями, также не приводит к совпадению характеристик квазаров с псевдоабсорбциями (2-6) с характеристиками квазаров с абсорбциями ("а").

Две характеристики квазаров с псевдоабсорбциями, а именно их доля от общего числа квазаров (рис. 2) и распределение "светимость—красное смещение" (рис. 3), при некоторых значениях  $m_{06} - m_{0\text{дв}}$  все же примерно совпадают с соответствующими характеристиками квазаров с абсорбциями. Но

это происходит в связи с тем, что при чрезмерном влиянии селекции, когда ФОБ сильно ограничивает число наблюдаемых квазаров, всегда можно подобрать такой фильтр, при котором доля квазаров с псевдоабсорбциями (3-6) равна доле квазаров с абсорбциями ("а") на рис. 2, но при этом ни одна другая характеристика квазаров с псевдоабсорбциями не совпадает с соответствующей характеристикой квазаров с абсорбциями ("а", рис. 3-5). Аналогичным образом, при достаточно большом ограничении блеска фильтром должен наступить случай, когда распределение "светимость—красное смещение" квазаров с псевдоабсорбциями примерно совпадает с таким распределением для квазаров с абсорбциями. Однако при этом снова ни одна другая характеристика для квазаров с псевдоабсорбциями не совпадает с соответствующей характеристикой для квазаров с абсорбциями ("а").

Такие характеристики квазаров с псевдоабсорбциями, как распределение "логарифм красного смещения—звездная величина" (рис. 4) и функция распределения по  $1 + Z$  доли квазаров с псевдоабсорбциями (рис. 5) не совпадают с соответствующими характеристиками квазаров с абсорбциями ("а") ни при какой степени влияния селекции на квазары без абсорбций.

Проверка случая, когда характеристики квазаров с псевдоабсорбциями определяются помимо эффекта селекции еще и распределением абсорберов (7) (когда мы принудительно сделали совпадающими две характеристики квазаров с псевдоабсорбциями с соответствующими характеристиками квазаров с абсорбциями), тоже не приводит к совпадению оставшихся двух характеристик (кривые 7 и "а" на рис. 3 и 4 резко отличаются).

Из проведенного моделирования можно заключить, что феномен большей светимости квазаров с абсорбциями по сравнению со светимостью квазаров без абсорбций не может быть объяснен ни эффектами селекции, ни законом распределения абсорберов во Вселенной. Следовательно он присущ самим квазарам, а это означает, что квазары с абсорбциями по своей природе отличаются от квазаров без абсорбций.

Учитывая, что влияние селекции на квазары с абсорбциями и на квазары без абсорбций различно (рис. 1), следует считать, что более точное отношение их средних светимостей на данном  $Z$  будет определяться не кривыми "а" и "б", а кривыми "а" и 1 на рис. 3, для которых влияние селекции одинаково. Это отношение составляет 1.4. Анализ  $\chi^2$  показывает, что этот результат по-прежнему статистически высокозначим. Коэффициент доверия составляет более 0.99.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В [1] нами установлено, что квазары с абсорбционными спектрами обладают в среднем примерно вдвое большей светимостью, чем квазары без абсорбций. Оставалось сомнение, не являются ли эффекты селекции, имеющие место при спектральных наблюдениях квазаров, причиной обнаруженной повышенной светимости квазаров с абсорбциями. В настоящей работе мы провели моделирование эффектов селекции и показали, что они не могут объяснить феномен повышенной светимости квазаров с абсорбциями. Кроме того, показано, что этот феномен не может быть объяснен и любым распределением абсорберов во Вселенной, если абсорбера попадают на квазары случайно.

Таким образом следует считать установленным, что квазары с абсорбциями обладают в среднем более высокой светимостью, чем квазары без абсорбций. А это значит, что они обладают различной природой.

При учете влияния селекции отношение средних светимостей квазаров с абсорбциями и квазар-

ров без абсорбций на  $Z = 2.2$  составляет 1.4. Статистический коэффициент доверия этого факта более 0.99. Генетическая связь практически всех абсорберов с квазарами с абсорбциями, независимо от их скорости относительно квазара, установлена в [2]. Два этих факта (повышенная светимость квазаров с абсорбциями и их генетическая связь со всеми абсорберами) взаимосвязаны и подкрепляют друг друга. Этим фактам необходимо найти объяснение.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дравских А.Ф., Дравских З.В. // Астрон. журн. 1994. Т. 71. С. 916.
2. Дравских А.Ф., Дравских З.В. // Астрон. журн. 1994. Т. 71. С. 920.
3. Hewitt A., Burbidge G. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1987. V. 63. P. 1.
4. Hewitt A., Burbidge G. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1989. V. 69. P. 1.
5. Junkkarinen V., Hewitt A., Burbidge G. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1991. V. 77, P. 203.

## Quasars: Statistics in Conflict with the Present-Day Concepts. Simulation of Selection Effects

A. F. Dravskikh and Z. V. Dravskikh

The results of computer simulation of selection effects in spectroscopic observations of quasars are presented. It is shown that selection effects can not explain the phenomenon detected earlier by the authors. The phenomenon consists in quasars with absorption lines having significantly higher mean luminosity than quasars without absorption lines.

УДК 524.527

# ПЛОТНОСТЬ ЯДЕР МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ИХ ГАЛАКТОЦЕНТРИЧЕСКОГО РАССТОЯНИЯ

© 1995 г. А. Г. Кисляков, Б. Е. Тернер

Нижегородский университет, Нижний Новгород, Россия  
Национальная радиоастрономическая обсерватория, Шарлоттсвиль, США

Поступила в редакцию 21.03.94 г.

Приводятся результаты наблюдений линий  $\text{C}^{18}\text{O}$   $J = 1 - 0$  и  $J = 2 - 1$  в направлении 28 зон ионизованного водорода, проведенных в декабре 1991 г. на 12-м радиотелескопе НРАО США. Линия  $J = 1 - 0$  обнаружена в 24 объектах, определено положение максимума излучения и оценены размеры 20 из них. Линия  $J = 2 - 1$  измерена в точках максимума излучения у 12 зон НП. Полученные данные сопоставляются с результатами наблюдений тех же объектов в линии CO  $J = 1 - 0$ . Установлено существенное влияние эффекта диллюции, связанного, по-видимому, с фрагментацией облаков. В источнике S201 обнаружена аномально интенсивная линия  $\text{C}^{18}\text{O}$   $J = 2 - 1$ . Для остальных 11 объектов решено уравнение переноса в рамках LVG-модели, определены плотности и массы ядер молекулярных облаков. Средняя концентрация  $\text{H}_2$  составляет  $4 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$ . С точностью до ошибок измерений концентрацию  $\text{H}_2$  можно считать постоянной в интервале галактоцентрических расстояний 4 - 14 кпс. Размеры ядер заключены в пределах 0.3 - 5.5 пс, а их массы -  $2.3 - 7.8 \times 10^3 M_\odot$ . Ядра с размером  $> 1$  пс, возможно, подвержены сжатию. Зависимость ширинны линии  $\text{C}^{18}\text{O}$   $J = 1 - 0$  от размера ядра довольно хорошо соответствует субзвуковой колмогоровской турбулентности.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Образование сгущений материи в молекулярных облаках предшествует, как принято считать, возникновению протозвезд. С другой стороны, молодые звезды обнаруживают свое присутствие, ионизуя водород своим излучением. Таким образом, молекулярные облака, ассоциирующиеся с зонами ионизированного водорода, представляют собой наиболее интересный объект для изучения процесса звездообразования. С целью обнаружения и исследования плотных ядер в молекулярных облаках был выполнен обзор [1] примерно трети зон НП из каталога Шарплесса в линии HCN  $J = 1 - 0$ , возбуждение которой требует почти на 2 порядка большей плотности газа, чем линии CO  $J = 1 - 0$ .

На рис. 1 представлена зависимость  $N_1 = N(\text{CO})$  количества зон НП, имеющих температуру излучения в линии CO  $J = 1 - 0$   $T_R^*(\text{CO}) \geq 10$  К, от галактоцентрического расстояния  $R$ . Зависимость  $N_1(R)$  имеет максимум вблизи значения  $R \sim 10$  кпс, соответствующего положению солнечной системы в Галактике. Таким образом, кривая  $N_1(R)$  отражает эффект селекции, обусловленный трудностями в обнаружении удаленных от Земли зон НП.

Аналогична зависимость  $N_2(R) = N(\text{HCN})$  количества туманностей с  $T_R^*(\text{HCN}) \geq 1$  К согласно [1]. Эффект селекции может быть исключен, если рассмотреть отношение  $N_2/N_1 = r(R)$  (рис. 1). При этом оказывается, что количество молекулярных облаков HCN, отнесенное к числу облаков CO, убывает с ростом  $R$ . Причиной этого эффекта могут быть: 1) уменьшение плотности или температуры газа в туманностях с ростом  $R$ , 2) диллюция излучения в линии HCN из-за меньших в сравне-

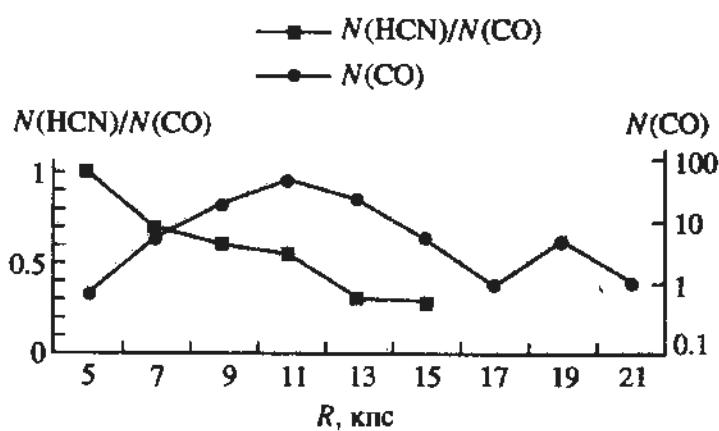


Рис. 1. Распределения  $N(\text{CO})$  и  $N(\text{HCN})/N(\text{CO})$  вдоль галактического радиуса.

ний с CO размеров ядер молекулярных облаков и 3) уменьшение обилия HCN с ростом  $R$ . В связи со сказанным представляет интерес исследование плотности ядер молекулярных облаков в функции  $R$ , для чего и были предприняты их наблюдения в линиях  $C^{18}O$   $J = 1 - 0$  и  $J = 2 - 1$ . Как показано в [2], такие наблюдения являются эффективным способом исследования плотности молекулярных облаков.

## ВЫБОР ОБЪЕКТОВ И ИХ НАБЛЮДЕНИЯ

Для наблюдений были отобраны 28 зон НП из каталога Шарплесса и из дополнительного каталога BFS [3] (табл. 1). При этом соблюдались следующие правила отбора: 1) зона НП должна быть компактной (оптический радиус  $\leq 5'$ ), 2) принадлежащая ей линия CO  $J = 1 - 0$  должна быть одиночной и симметричной, 3) расстояние зоны НП от центра Галактики должно быть известным.

Таблица 1. Исходные данные по объектам

Источник	$\alpha$ (1950.0)	$\delta$ (1950.0)	$T_{CO}$ , К [3, 4]	$T_{CO}$ , К	$d$ , кпс* [3, 4]	$d$ , кпс	Размер**, угл. мин	$R$ , кпс***	$z$ , пс*
S31	18 <sup>h</sup> 07 <sup>m</sup> 05 <sup>s</sup> 2	-23°43'19"	26		0.85	1.10 [7]	8	7.41	-41
S48	18 19 22.8	-14 42 03	16		2.90	3.10 [7]	10	5.60	-20
S53	18 22 26.9	-13 15 01	17		4.65 к		15	4.33	-29
S56	18 28 06.8	-10 00 00	10		5.57		7	3.91	-1
S61	18 30 39.2	-05 00 35	15		3.30 к		2	5.74	100
S65	18 44 25.4	-03 51 23	15		3.50	3.60 [8]	7	5.63	-44
S82	19 28 01.6	18 11 11	20.5		1.10	1.50 [7]	9	7.70	1
S90	19 47 06.1	26 41 34	21		4.00	4.50 [7]	6	7.61	33
S106	20 25 33.8	37 12 52	25	18.4 [11]	4.87	0.60 [7]	3	8.38	-6
S127	21 27 07.2	54 22 05	6	7.8 [9]	7.30	11.50 к [9]	2	15.03	515
S128	21 30 54.0	55 40 39	8	22.2 [9]	6.20	8.69 к [9]	1	12.86	474
S175	00 24 29.8	64 26 41	13		1.70	1.56 [7]	2	9.35	51
S201	02 58 59.4	60 14 46	18	14.9 [9]	3.53 к	3.96 к [9]	5	11.71	108
S208	04 15 35.0	52 52 16	13	21.9 [9]	7.60	4.00 к [9]	1	12.16	136
S209	04 07 12.0	51 00 00	6	5.8 [10]	8.20		14	16.19	-39
S217	04 54 49.4	47 53 59	11	24.9 [9]	5.20	4.20 [7]	9	12.51	239
S228	05 10 01.7	37 23 35	16	37.4 [9]	3.50	1.56 к [9]	8	9.98	-23
S255	06 09 58.5	18 00 12	30	43.2 [9]	2.50	2.50 [7]	3	10.95	-2
S270	06 07 23.5	12 49 24	16	15.3 [9]	8.80 к	5.96 к [9]	1	14.25	-319
S286	06 51 59.8	-04 27 57	4	5.0 [9]	8.77 к	6.29 к [9]	6	13.95	-148
BFS 2	20 02 49.2	29 04 32	20		1.22 к		5	8.10	-27
BFS 11	21 41 41.3	65 51 50	21	17.5 [9]	1.14 к	1.38 к [9]	10	8.93	222
BFS 31	03 21 16.8	54 50 01	17	6.3 [9]	2.88 к	3.40 к [9]	2	11.42	-90
BFS 32	03 47 54.4	51 21 00	17		0.61 к		1.5	9.03	-21
BFS 34	04 03 25.7	51 16 33	13	14.0 [9]	2.91 к	3.23 к [9]	5	11.40	-26
BFS 44	04 48 01.8	45 30 04	9	10.5 [9]	4.58 к	4.83 к [9]	5	13.12	71
BFS 54	06 44 34.3	01 22 29	13		8.70	1.70 [7]	3	9.99	-10
BFS 58	06 58 34.4	-03 47 00	7	3.7 [9]	8.76 к	5.98 к [9]	3	13.66	39

Примечание: к – кинематическое расстояние.

\* Все данные из [3, 4].

\*\* Оптический размер из [3].

\*\*\* Расстояния из [4], исправленные в соответствии с последними данными [7 - 9].

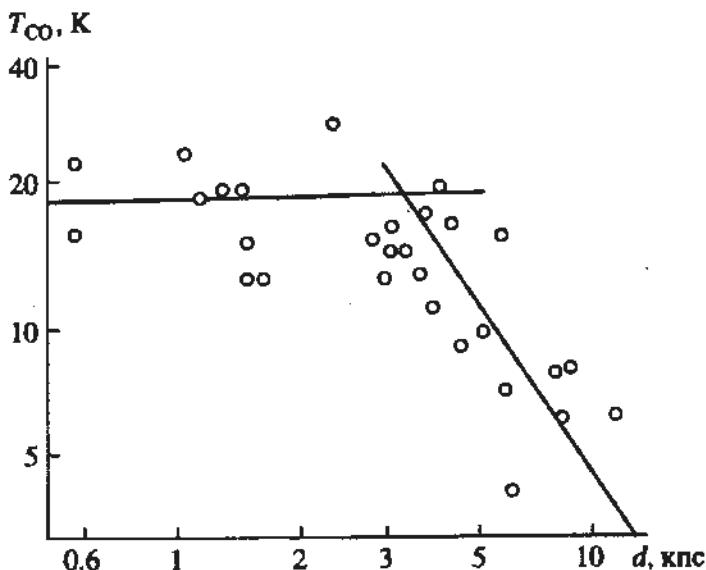


Рис. 2. Температура излучения в линии CO  $J = 1 - 0$  в зависимости от расстояния до объекта.

Отбор производился, в основном, по данным работ [3 - 4] с учетом их корректировки и дополнения данными более поздних работ [5 - 11] (табл. 1). Перечисленные выше правила отбора были приняты с целью упрощения последующей интерпретации данных наблюдений. Следует отметить, что число отобранных объектов значительно больше числа вошедших в табл. 1, однако в ней приводятся данные только тех зон НП, которые удалось наблюдать.

Температура излучения в линии CO  $J = 1 - 0$ , по-видимому, зависит от удаленности молекулярного облака. Об этом эффекте можно судить по рис. 2, где отложены значения  $T_{\text{CO}}^*(\text{CO}) = T_{\text{CO}}$  в функции  $d$  – расстояния до зоны НП от Солнца (использовались уточненные значения  $d$  в соответствии с данными работ [5 - 11]). Зависимость  $T_{\text{CO}}(d)$  можно объяснить фрагментацией облаков и связанной с этим диллюцией их излучения. На графике рис. 2 проведены две прямые: для области  $d \leq 2$  кпс, где диллюция не проявляется, и для области  $d \geq 3$  кпс, где падение величины  $T_{\text{CO}}$  очевидно. Наклон второй прямой соответствует  $d^{-2}$ . Точка пересечения двух прямых определяет величину расстояния  $d_{\text{кр}} = 3.7$  кпс, при котором угловой размер фрагмента близок к ширине диаграммы направленности радиотелескопа. Поскольку использовавшиеся данные о  $T_{\text{CO}}$  из [3] получены, в основном, на антенах диаметром 5 и 7 м, то линейный размер фрагмента должен быть около 2 - 2.5 пс.

В связи с полученной грубой оценкой фрагментации молекулярных облаков можно сделать два замечания. Во-первых, нельзя исключить температурного эффекта. Известно, что кинетическая температура молекулярных облаков на

периферии Галактики примерно вдвое ниже, чем в центре [17]. Однако этот эффект гораздо слабее показанного на рис. 2. Температура  $T_{\text{CO}}$  обнаруживает зависимость и от  $z$ , что трудно связать с диллюцией. Данные табл. 1 можно аппроксимировать (методом наименьших средних квадратов) функцией

$$T_{\text{CO}}^{(\text{K})} = (16 \pm 1) - (0.018 \pm 0.004)z \text{ (пс).} \quad (1)$$

Таким образом, градиент температуры достаточно мал и ее изменением в пределах толщины молекулярного диска ( $\sim 120$  пс при  $R = R_{\odot}$ ) можно пренебречь. Во-вторых, график рис. 2 представляет параметры относительно небольшой популяции молекулярных облаков. К анализу более представительных данных мы вернемся позже, а сейчас подчеркнем, что данные рис. 2 особенно интересны, так как они характеризуют именно те объекты, которые исследуются в настоящей работе.

Наблюдения линий C<sup>18</sup>O проводились в ноябре - декабре 1991 г. на 12-м радиотелескопе Национальной радиоастрономической обсерватории (НРАО)<sup>1</sup> США. Для исследований переходов  $J = 1 - 0$  ( $\sim 110.7$  ГГц) и  $J = 2 - 1$  ( $\sim 219.5$  ГГц) использовались два радиометра с охлажденными смесителями на СИС-структуратах (рабочая температура  $\sim 4$  К). Во время наблюдений шумовые температуры системы (с учетом атмосферного поглощения) были в пределах 200 - 450 К на частоте 110 ГГц и 800 - 2000 К на частоте 219 ГГц. Шумовая температура системы определялась калибровкой по излучению "черного тела" и составляла

$$T_{\text{СИС}} = \frac{\left(1 + \frac{G_s}{G_c}\right)(T_{\text{пп}} + T_{\text{к}})}{\beta_1 \beta_2 \exp(-t_0 \sec \theta)}, \quad (2)$$

где  $G_c$  – усиление на частоте сигнала,  $G_s$  – усиление по зеркальному каналу,  $T_{\text{пп}}$  – шумовая температура приемного устройства,  $\beta_1$  и  $\beta_2$  – коэффициенты рассеяния антенны в переднее и заднее полупространство соответственно,  $t_0$  – оптическая толщина атмосферы в зенитном направлении,  $\theta$  – зенитное расстояние источника. Эффективная температура излучения атмосферы  $T_a$  подсчитывалась по формуле

$$T_a = \beta_2 T_{\text{пп}} [1 - \exp(-t_0 \sec \theta)] + \\ + (1 - \beta_2) T_{\Phi} + \beta_2 T_p \exp(-t_0 \sec \theta),$$

где  $T_{\text{пп}}$  – средняя температура атмосферы,  $T_{\Phi}$  – температура фонового излучения и  $T_p$  – эффективная температура космического реликтового излучения.

<sup>1</sup> НРАО США управляет корпорацией "Ассоциированные университеты" по соглашению с Национальным Научным Фондом.

Таблица 2. Данные наблюдений

Объект	Положение максимума $\Delta\alpha, \Delta\delta$ , угл. мин	$J = 1 - 0$			$J = 2 - 1$			Размер pc*
		$T_R^*,$ К	$V,$ км/с	$\Delta V,$ км/с	$T_R^*,$ К	$V,$ км/с	$\Delta V,$ км/с	
S31	(0, 4)	2.8	8.7	1.0	$2.8 \pm 0.1$	8.3	1.1	0.84
S48	(2, 0)	1.3	43.7	1.9				
S53	2, -2	1.8	58.0	0.8				
S56	0, 0	0.54	66.7	2.0	$0.23 \pm 0.03$	67.0	1.0	5.5
S61	1, 1	1.22	44.0	1.1				3.83
S65	-2, 0	0.42	51.0	1.6				3.76
S82	0, 2	2.15	23.2	1.1				2.6
S90	2, 0	0.42	21.4	1.6				5.22
S106	1, 0	3.29	-1.7	1.9	$2.9 \pm 0.1$	-1.5	2.0	0.65
S127		<0.1						
S128		<0.1						
S175	0, 0	0.56	-49.8	0.5				0.72
S201	0, 0	0.17	-39.6	1.3	$0.77 \pm 0.04$	-40.0	0.6	2.07
S201					$0.54 \pm 0.02^{**}$			
S208	0, -1	0.60	-30.3	1.1	$0.75 \pm 0.03$	-30.3	1.6	2.9
S209		<0.1						
S217	0, 0	0.17	-18.3	1.1	$0.3 \pm 0.07$	-18.5	0.7	1.83
S228	0, 0	<0.1						
S255	0, -1	1.35	6.5	1.9				2.9
S270	0, 0	0.46	25.3	1.1	$0.52 \pm 0.08$	25.0	2.1	3.46
S286	1, 0	0.2	49.8	2.2				2.74
BFS 2	0, -2	1.5	11.8	1.3	$2.28 \pm 0.11$	11.5	1.1	0.85
BFS 11	0, -2	1.98	-10.4	0.8				
BFS 31	-1, -1	0.68	-31.7	0.8				2.07
BFS 32	0, 0	1.3	-8.1	0.8	$1.34 \pm 0.08$	-7.7	0.6	0.32
BFS 34	0, 0	0.6	-27.3	1.6	$0.62 \pm 0.06$	-27.2	2.2	3.0
BFS 44	0, 0	0.5	-26.0	1.0	$0.54 \pm 0.04$	-25.8	2.0	3.5
BFS 54	-1, 1	0.48	21.1	0.8	$0.12 \pm 0.03$	21.4	0.8	0.89
BFS 58	0, 0	0.36	50.1	1.0				4.16

\* Средний попечник.

\*\* Среднее по 5-ти точкам (т.е по углу ~1').

Анализ спектра осуществлялся с помощью 512-канального фильтрового спектрометра с частотным разрешением 100 и 250 кГц (два анализатора работали параллельно). Блок фильтров делился на 2 части по 256 каналов для каждого из 2-х поляризационных каналов. Наблюдения проводились в режиме частотной модуляции при антенне, постоянно ориентированной на источник. Благодаря частотной модуляции линия появлялась в каналах, соответствующих середине каждой пары по 128 каналов. В результате сложения всех полученных сигналов отношение

сигнал/шум удваивалось, но число точек в спектрах не превышало 128. Некоторые спектры исследовались с разрешением 30 кГц (также в 128 каналах).

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ПЕРЕХОДА $J = 1 - 0$

Линия  $C^{18}O J = 1 - 0$  была обнаружена в 24-х из 28-ми исследовавшихся объектов. В случае обнаружения линии определялось положение максимума излучения по карте из 5-ти точек.

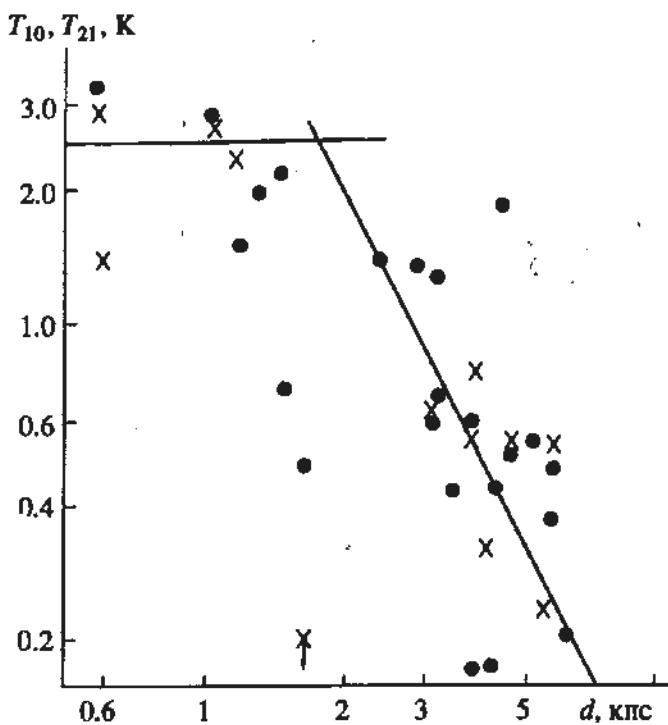


Рис. 3. Температуры излучения в линиях  $\text{C}^{18}\text{O}$   $J = 1 - 0$  (точки) и  $J = 2 - 1$  (крестики) в зависимости от удаленности объекта.

Сначала измерялось излучение в направлении, соответствующем максимуму излучения в линии CO  $J = 1 - 0$  по данным работ [3, 4] (табл. 1), а затем в 4-х равноотстоящих точках при смещении луча на  $\alpha$  и  $\delta$ . Если при этом не удавалось определить положение максимума излучения, то делались дополнительные отведения.

В табл. 2 приводятся данные об измеренных температурах излучения  $T_R^*$  в линии  $J = 1 - 0$  вместе с информацией о лучевых скоростях, ширинах линий и положении максимума излучения (в последнем случае даны смещения по  $\alpha$  и  $\delta$  от координат из табл. 1). Положения максимумов излучения в линиях CO и  $\text{C}^{18}\text{O}$  часто не совпадают, что естественно, так как приводимые в табл. 1 координаты определены, как правило, на антенах с меньшим угловым разрешением (в основном, на антенах диаметром 5 и 7 м [3]). В то же время значения  $T_{\text{CO}}$  хорошо коррелируют с температурой излучения в линии  $\text{C}^{18}\text{O}$   $J = 1 - 0$  (коэффициент корреляции равен 0.88). Ошибка при измерениях величины  $T_R^*$  заключалась в пределах 0.025 - 0.055 К в зависимости от реализованной при наблюдениях  $T_{\text{rec}}$ .

На рис. 3 отложены значения температуры излучения в линии  $\text{C}^{18}\text{O}$   $J = 1 - 0$   $T_{10} = T_R^* (J = 1 - 0)$  в функции расстояния до зоны НП от Солнца. Этот график, подобно приведенному на рис. 2, указывает на убывание  $T_{10}$  с ростом  $d$ . Зависимость

$T_{10}(d)$  может быть интерпретирована аналогично тому, как это делалось ранее с данными по  $T_{\text{CO}}(d)$ . На рис. 3 также проведены две прямые, определяющие области, где диллюция не проявляется и где она присутствует. Характерный масштаб фрагментов можно оценить по величине  $d_{\text{кр}} \sim 2$  кпс (при которой прямые пересекаются): он составляет в этом случае  $\sim 0.6$  пс. Таким образом, размер фрагмента по наблюдениям  $\text{C}^{18}\text{O}$  существенно меньше, чем по данным CO, что естественно.

Зависимость  $T_{10}$  от галактоцентрического расстояния подобна зависимости  $N(\text{CO})$  от  $R$  на рис. 1 (эти данные публиковались в [12, 13]), что естественно вследствие упоминавшейся выше хорошей корреляции  $T_{10}$  и  $T_{\text{CO}}$ .

На рис. 4 приведен пример 5-точечной карты источника S31. Время измерений в каждой из точек составляет 12 мин. Угловые размеры ядра в молекулярном облаке S31 составляют  $3' \times 3'.8$ , т.е. источник оказывается разрешенным (ширина диаграммы направленности 12-м антенны НРАО на частоте 110 ГГц равна  $58''$ ). Аналогичные данные получены почти по всем наблюдавшимся объектам. Угловые размеры ядер молекулярных облаков коррелируют с оптическими размерами зон НП, приводимыми в табл. 1; коэффициент корреляции составляет 0.88.

Используя шкалу расстояний  $d$ , можно оценить линейные размеры конденсаций; они приводятся в табл. 2. Заметим, что их минимальные значения хорошо согласуются с приводившейся выше оценкой фрагментации ядер по эффекту диллюции.

Представляет интерес сравнение ширины наблюданной линии  $\text{C}^{18}\text{O}$  с размером излучающей области. Ширина линии, вообще говоря, изменяется по источнику (рис. 4). В табл. 2 приводятся ширины линий, измеренные в точке максимума излучения; они же использовались при построении графика рис. 5. Как видно из рис. 5, ширины линий излучения  $\text{C}^{18}\text{O}$  существенно больше тепловых (ситуация, типичная для межзвездной среды) и коррелируют с размерами объектов, заключающимися в пределах 0.3 - 5.5 пс. На рис. 5 проведена также прямая

$$\lg \Delta V(\text{км/с}) = \lg \{(0.6 \pm 0.03)D(\text{пс})^{(0.31 \pm 0.04)}\}, \quad (3)$$

найденная методом наименьших средних квадратов, при этом не учитывались данные по объекту S106 вследствие сильной несимметрии контуров линии. Вид асимметрии меняется от точки к точке, что указывает на влияние биполярных потоков газа. Наклон прямой (3) примерно соответствует аналогичным литературным данным по зависимостям  $\Delta V(D)$  для молекулярных облаков (см., например, [14]). Заметим, что ширины линий  $\text{C}^{18}\text{O}$  и CO для источников из табл. 1 хорошо коррелируют между собой (коэффициент корреляции 0.82).

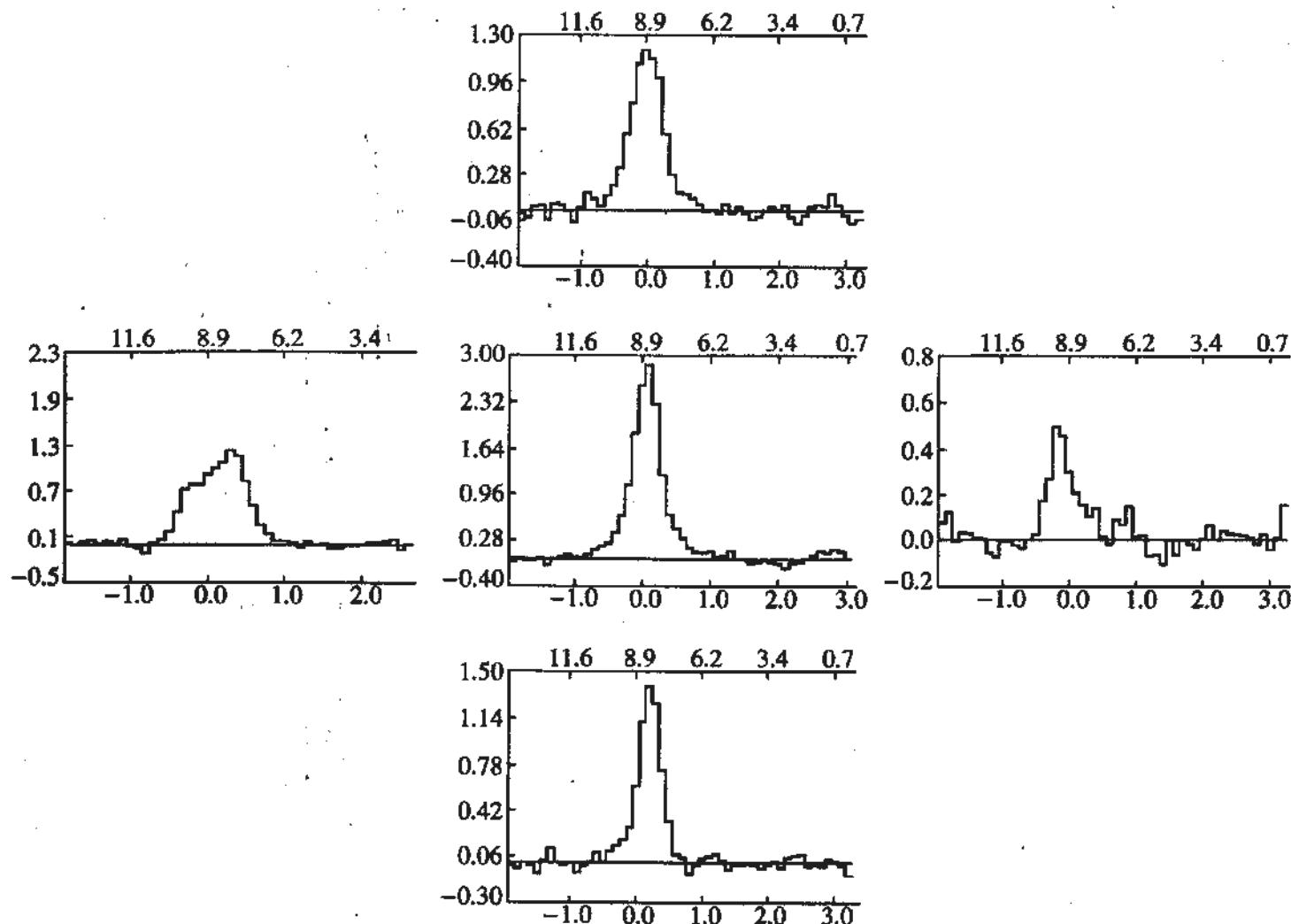


Рис. 4. Карта туманности S31. Центральный график соответствует максимуму излучения в линии  $C^{18}O J = 1 - 0$ , боковые – получены в точках на  $2^\circ$  западнее (левый) и восточнее (правый) центра, нижний и верхний – соответствуют отводам по склонению на  $2^\circ$ . По оси ординат отложена температура  $T_{10}$  в К, по оси абсцисс: вверху – лучевая скорость в км/с, внизу – величина расстройки частоты в МГц.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ПЕРЕХОДА $J = 2 - 1$

Измеренные для  $J = 2 - 1$  величины  $T_R^*(J = 2 - 1) = T_{21}$ ,  $V$  и  $\Delta V$  также сведены в табл. 2. Во всех объектах, которые удалось наблюдать в линии  $J = 2 - 1$  (их 12), излучение  $C^{18}O$  обнаружено. Как правило, наблюдалось излучение только в точке максимума, найденного картированием в линии  $J = 1 - 0$ ; исключение составляет объект S201, о котором пойдет речь ниже.

Температуры излучения в линиях  $J = 1 - 0$  и  $2 - 1$  хорошо коррелируют между собой, соответствующий коэффициент корреляции составляет 0.977 (см. также данные работ [12, 13]). Очевидно, что температурам  $T_{21}$  также присуща зависимость от  $d$ , отмечавшаяся в предыдущем разделе (рис. 3). Таким образом, зависимость  $T_R^*(d)$  прослеживается по данным, полученным на различных частотах (110, 115 и 219 ГГц) и с различным угловым раз-

решением ( $1.7 - 2.3, 58''$  и  $35''$ , соответственно). Это накладывает определенные ограничения на возможные модели эффекта ослабления  $T_R^*$  с ростом  $d$ .

Точность измерений  $T_{21}$  приведена в табл. 2. Пример контура линии  $J = 2 - 1$  показан на рис. 6 для источника S31, карта которого приводилась в предыдущем разделе (рис. 4). Спектр, приведенный на рис. 6, получен за 12 мин. При наблюдениях более слабых линий приходилось увеличивать время накопления до 60 - 72 мин.

Лучевые скорости объектов, измеренные по обеим линиям, отличаются менее, чем на 0.4 км/с, систематическая разница в скоростях не обнаружена. Во всех случаях, когда линия  $J = 2 - 1$  достаточно интенсивна, ее ширина не отличается от ширины линии  $J = 1 - 0$  в пределах ошибки измерений.

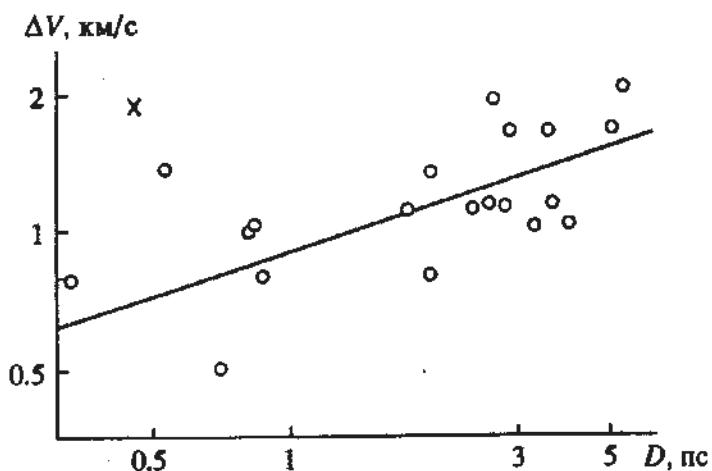


Рис. 5. Зависимость ширины линии  $\text{C}^{18}\text{O}$   $J = 1 - 0$  от размера области излучения. Крестиком отмечено значение для S106.

#### 4. ПЛОТНОСТИ И МАССЫ ЯДЕР МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ И СОДЕРЖАНИЕ В НИХ СО

Наблюдения двух переходов молекулы  $\text{C}^{18}\text{O}$  позволяют решить задачу радиационного переноса в молекулярных облаках и определить их плотность для заданной кинетической температуры.

Поскольку градиенты лучевой скорости на характерном масштабе объектов (по наблюдениям в линии  $J = 1 - 0$ ) близки по порядку величины соответствующим ширинам линий, это дает возможность воспользоваться LVG-моделью при решении задачи радиационного переноса. Мерой кинетической температуры в облаке считалась величина  $T_{\text{CO}}$  из табл. 1, при этом принимались наивысшие измеренные значения  $T_{\text{CO}}$ . Эффективные сечения соударений при возбуждении CO молекулами  $\text{H}_2$  и атомами гелия заимствованы из работ [15 - 16].

На рис. 7 показан пример рассчитанных (для однородной изотермичной модели облака) значений  $T_{10}$  ("вертикальные" кривые) и отношения  $T_{21}/T_{10}$  ("горизонтальные" кривые) в функции объемной плотности  $n(\text{H}_2)$  и лучевой плотности  $N_i(\text{C}^{18}\text{O})$ , нормированной на ширину линии. Соответствующие значения  $T_{10}$  и  $T_{21}/T_{10}$  помечены на кривых. Точка пересечения кривых для заданных  $T_{10}$  и  $T_{21}/T_{10}$  определяет значения  $n(\text{H}_2)$  и  $N_i/\Delta V$ .

Результаты расчетов величин  $n(\text{H}_2)$  и  $N_i[\text{C}^{18}\text{O}]/\Delta V$  суммируются в табл. 3 и представлены на рис. 8, на котором эти величины нанесены на график в функции галактоцентрического расстояния  $R$ . Как видно из рисунка, плотность ядер исследовавшихся молекулярных облаков и содержание

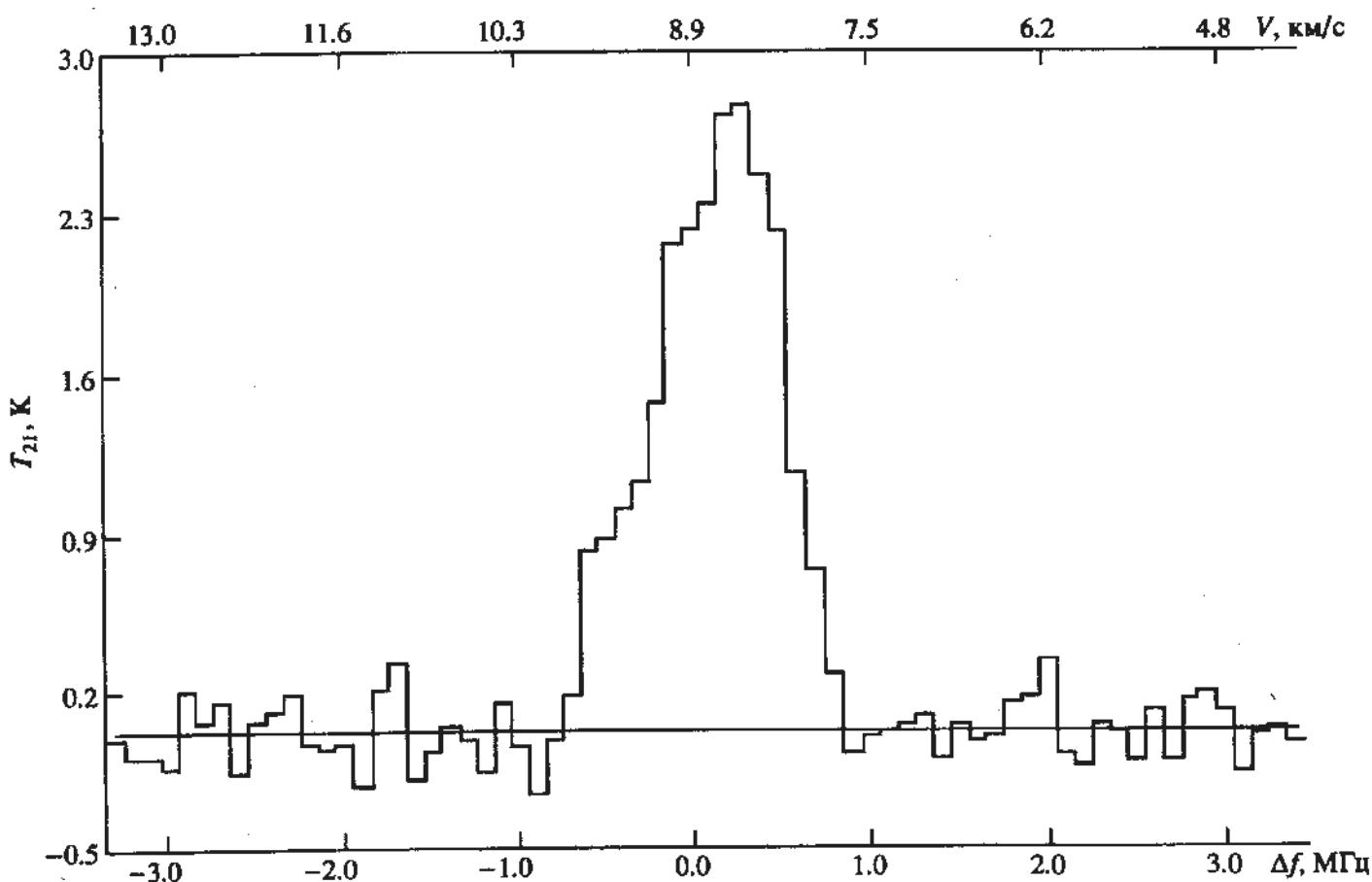


Рис. 6. Контуры линии  $\text{C}^{18}\text{O}$   $J = 2 - 1$  в центре туманности S31 ( $\Delta f$  – расстройка частоты).

Таблица 3. Параметры ядер молекулярных облаков

Источник	$T_{\kappa}$ , К	$J = 1 - 0$		$J = 2 - 1$		$\lg(\frac{N_I}{\Delta V})$	$\lg N_I$ (см $^{-2}$ )	$\lg n(H_2)$ (см $^{-3}$ )	Масса, $M_{\odot}$
		$T_{ex}$ , К	$\tau$	$T_{ex}$ , К	$\tau$				
S31	29.5	31.9	0.1	10.2	0.73	15.36	15.39	3.30	30.5
S48	19.5	—	—	—	—	>14.99	>15.30	—	—
S53	20.5	—	—	—	—	>15.14	>15.07	—	—
S56	13.4	7.6	0.13	5.0	0.22	14.66	14.99	3.10	5400
S61	18.4	—	—	—	—	>14.96	>15.03	—	—
S65	18.4	—	—	—	—	>14.48	>14.71	—	—
S82	24.0	—	—	—	—	>15.22	>15.29	—	—
S90	24.5	—	—	—	—	>14.47	>14.70	—	—
S106	28.5	23.9	0.18	9.4	0.93	15.44	15.75	3.21	11.4
S175	16.4	—	—	—	—	>14.61	>14.34	—	—
S201	21.5	—	—	—	—	>14.07	>14.21	—	—
S208	25.4	45.1	0.01	10.2	0.15	14.67	14.74	3.53	2100
S217	29.4	71.4	0.003	14.0	0.03	14.18	14.25	3.74	866
S255	46.7	—	—	—	—	>14.99	>15.30	—	—
S270	19.5	27.2	0.02	9.1	0.12	14.54	14.61	3.61	4300
S286	8.3	—	—	—	—	>14.76	>15.13	—	—
BFS 2	23.5	36.2	0.05	13.3	0.32	15.13	15.27	3.77	93
BFS 11	24.5	—	—	—	—	>15.18	>15.11	—	—
BFS 31	20.5	—	—	—	—	>14.69	>14.62	—	—
BFS 32	20.5	25.5	0.06	9.2	0.36	15.01	14.94	3.52	2.8
BFS 34	17.4	22.0	0.03	8.6	0.17	14.66	14.89	3.63	3000
BFS 44	13.9	16.7	0.04	8.7	0.14	14.60	14.63	3.85	7800
BFS 54	16.4	3.7	0.93	3.5	0.52	15.14	15.07	2.10	2.3
BFS 58	10.3	—	—	—	—	>14.44	>14.47	—	—

в них  $C^{18}O$  не обнаруживают систематических изменений при вариациях  $R$ . Плотности ядер облаков варьируются в пределах  $(1 - 7) \times 10^3$  см $^{-3}$  со средним значением  $\sim 4 \times 10^3$  см $^{-3}$ . Исключение составляет объект S54, в котором плотность аномально низка —  $\sim 1.2 \times 10^2$  см $^{-3}$ . Следует отметить также значительные расхождения в определении расстояний до этого объекта (табл. 1), что делает ненадежными и последующие оценки его параметров.

На рис. 8 можно усмотреть некоторую тенденцию к уменьшению  $N_I$  и увеличению  $n(H_2)$  с ростом  $R$ . Это можно объяснить следствием эффекта дилюции, отмечавшегося выше, так как большие  $R$  соответствуют, как правило, большие  $d$ .

На графике рис. 8а отсутствуют данные по объекту S201. В точке (0.0) этого облака обнаружена относительно интенсивная линия  $C^{18}O J = 2 - 1$  с  $T_{21} = 0.77$  К. Профиль линии имеет узкий неразре-

шенный выброс, отсутствующий в точках, смещенных от (0.0) на 20", где  $T_{21} \leq 0.54$  К. Максимальная температура излучения S201 в точке (0.0) для основного перехода существенно ниже и составляет  $T_{10} = 0.17$  К. Такие значения  $T_{10}$  и  $T_{21}$  не удается согласовать в рамках рассмотренной модели. Узость наблюдаемой линии  $J = 2 - 1$  и ее резкая зависимость от положения, возможно, указывают на нетепловой механизм излучения. Однако для окончательного решения этого вопроса необходимы дополнительные данные (см. также [21]).

Следует отметить, что решения уравнения радиационного переноса в случаях  $T_{21} > T_{10}$  приводят к температурам возбуждения основного перехода  $T_{ex} > T_{\kappa}$  ( $T_{\kappa}$  — кинетическая температура). Это является следствием отклонений от ЛТР, так как условия термализации обоих переходов не выполняются.

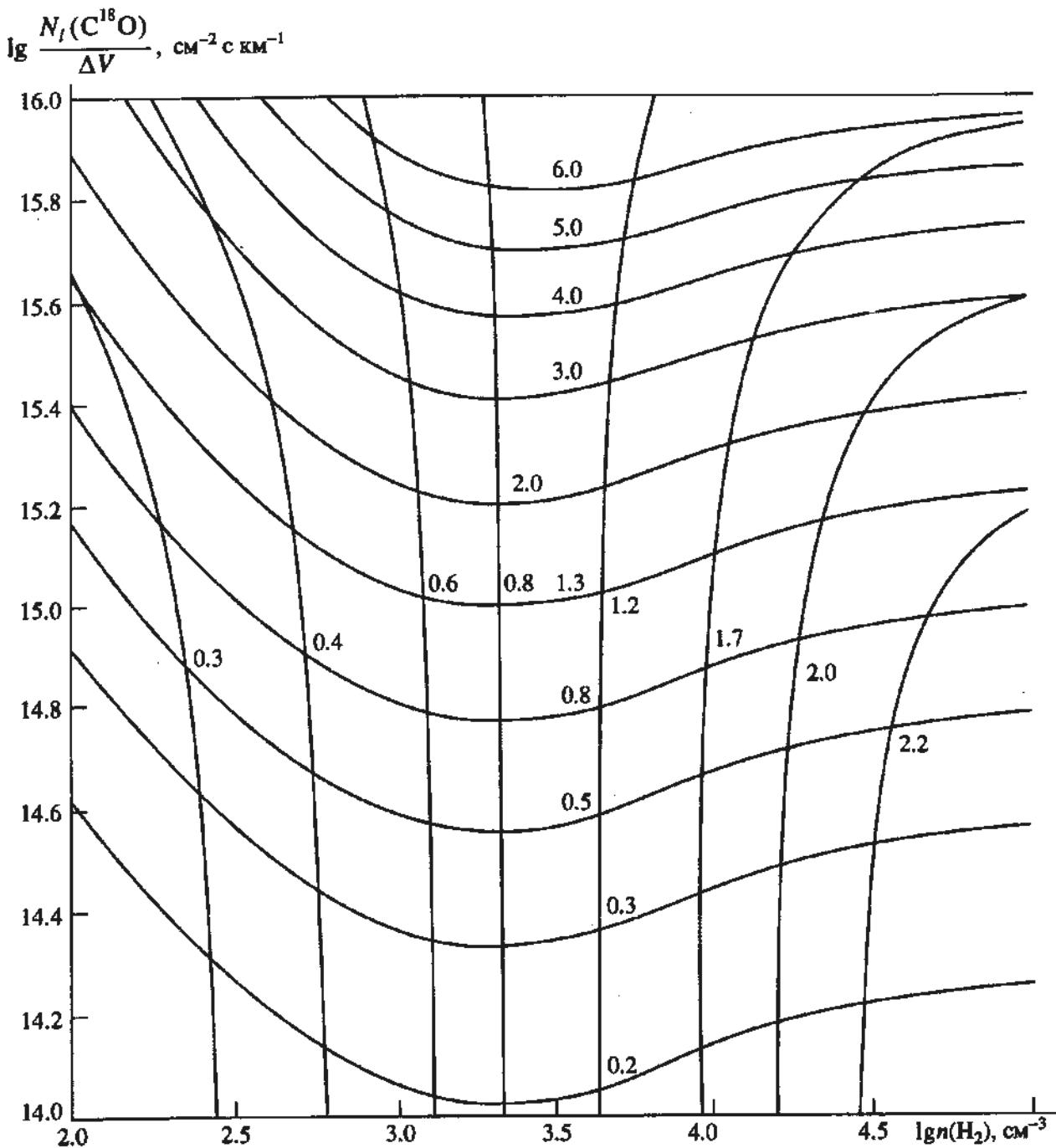


Рис. 7. Решение уравнения радиационного переноса для однородного изотермичного молекулярного облака в LVG-модели. Кинетическая температура равна 20 К. "Вертикальные" кривые – изолинии  $T_{10}$  (значения указаны в К), "горизонтальные" –  $T_{21}/T_{10}$ .

В табл. 3 приводятся также массы ядер молекулярных облаков, рассчитанные по их средним плотностям и размерам (последние взяты из табл. 2). Точность определения средних плотностей, по-видимому, не хуже 20%, поэтому основная ошибка при оценке массы возникает из-за неопределенности в размерах (10 - 15%). Таким образом, флюктуационная ошибка в оценках масс ядер не превышает 30 - 40%.

Соотношение размеров и масс молекулярных облаков существенно для понимания их состояния

и эволюции. График рис. 9 представляет зависимость масс ядер  $M$  от их среднего поперечника  $D$ . При логарифмических масштабах по обеим осям эта зависимость соответствует прямой

$$\lg \left( \frac{M}{M_\odot} \right) = \lg \left\{ \left( \frac{56 + 24}{-16} \right) [D (\text{pc})]^{3.2 \pm 0.3} \right\} \quad (4)$$

найденной методом наименьших средних квадратов. При оценке точности соотношения (4) учитывались приводившиеся выше соображения о возможных ошибках в величинах  $n(\text{H}_2)$  и  $D$ .

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Интегральная интенсивность линии CO  $J = 1 - 0$  считается достаточно надежной мерой содержания молекулярного водорода в межзвездной среде (см., например, недавний обзор [18]). Установлено, что фактор  $X = n(H_2)/I(CO)$ , где  $I(CO) = \int T_R^*(CO)dv$ , несколько варьируется в зависимости от физических условий в молекулярных облаках, к тому же есть и систематическое изменение его вдоль галактического радиуса, указывающее на существование крупномасштабного градиента в плотностях, температурах и химическом составе облаков.

Исследование пространственных вариаций фактора  $X$  позволяет получить представление о глобальном распределении галактического газа в молекулярной форме. Установлено, в частности, что молекулярный слой примерно вдвое тоньше атомарного. Толщина же галактического диска в звездной компоненте на порядок превышает толщину газового слоя [18]. Отсюда следует, что для молекулярных облаков, ассоциирующихся с зонами НII, нельзя ожидать такого же глобального распределения, как у всех молекулярных облаков в целом. То же можно сказать о физических характеристиках облаков (плотности, температуре, их соотношении с размерами и т.п.). Известно, в частности, что повышение плотности облака ведет к росту активности звездообразования. Популяция облаков, связанных с зонами НII, должна иметь такие очаги повышенной плотности.

С учетом сказанного понятны отличия в свойствах ядер молекулярных облаков, установленные по наблюдениям только зон НII и всего Млечного Пути. Рассмотрим прежде всего соотношение  $\Delta V(D)$  (ширина линии – размер облака). Обзоры в линии CO  $J = 1 - 0$  дают  $\Delta V \propto D^{0.5}$ , что характерно для облаков на грани гравитационной нестабильности, испытывающих постоянное внешнее давление [18]. В настоящей работе по наблюдениям линии C<sup>18</sup>O  $J = 1 - 0$  установлена зависимость  $\Delta V \propto D^{0.31}$ , что близко закону Колмогорова для субзвуковой турбулентности. Заметим, что анализ данных по наблюдениям в линии CO [3] приводит (для той же популяции облаков) к формуле  $\Delta V = (1.5 \pm 0.1)D^{(0.29 \pm 0.05)}$ , что отражает отмеченную выше корреляцию ширин линий CO и C<sup>18</sup>O и незначительное влияние эффекта насыщения линий CO.

Около 90% массы межзвездного газа находится в форме гигантских молекулярных облаков с размерами  $\geq 20$  пс и массами  $\geq 10^5 M_\odot$  [18]. Размеры наблюдавшихся нами ядер заключены в пределах 0.3 - 5.5 пс, а массы варьируются от 2.3 до  $7.8 \times 10^3 M_\odot$ . Естественно, что в таких компактных объектах меньше сказываются эффекты пе-

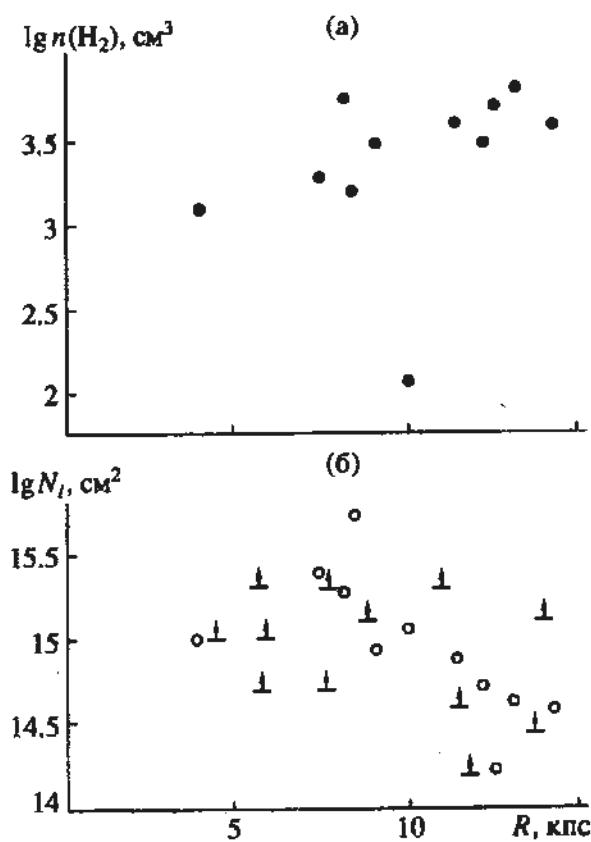


Рис. 8. Плотности ядер молекулярных облаков (а) и содержание в них C<sup>18</sup>O (б) в функции галактоцентрического радиуса.

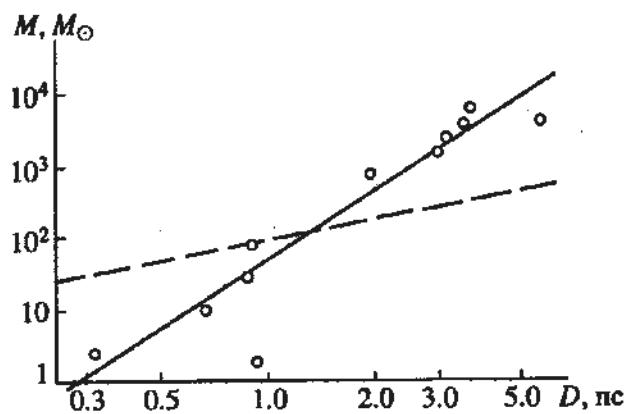


Рис. 9. Зависимость "масса-размер" для ядер молекулярных облаков. Виртуальные массы помечены прерывистой линией.

рекрытия и насыщения линий. Эти эффекты приводят к тому, что средняя плотность облака  $n(H_2) \propto D^{-1}$ , а масса  $M \propto D^2$ . Как следует из результатов предыдущего раздела, средняя плотность ядер молекулярных облаков не зависит от их размера, а  $M \propto D^3$ .

Зависимости температуры излучения от удаленности молекулярных облаков свидетельствуют об их фрагментации. Можно показать, что

для всей популяции облаков, связанных с зонами НII [3], величина  $d_{kp} = 4$  кпс, что соответствует среднему размеру фрагмента ~2.8 пс. Для исследованной нами группы облаков (см. раздел 2) размер фрагмента несколько меньше (2 - 2.5 пс), но все равно значительно превосходит оцененный по наблюдениям в линии  $\text{C}^{18}\text{O}$   $J = 1 - 0$  (0.6 пс). Это значение близко минимальному размеру из наблюдавшихся ядер. Таким образом, фрагментация должна быть существенным фактором, особенно для крупных ядер. Заметим, что оцененная кинетическая температура облаков (табл. 3) имеет тенденцию к уменьшению с ростом  $D$ , что также может быть следствием фрагментации.

Фрагментация облаков определяет и стадию эволюции облака – находится ли оно в вироальном равновесии или подвержено сжатию. На рис. 9 проведена прямая, соответствующая вироальному массам облаков для  $T_k = 20$  К; она пересекается с прямой (4) при  $D \sim 1$  пс. Таким образом, облака при  $D < 1$  пс находятся в равновесии, а при  $D > 1$  пс подвержены гравитационному сжатию, если не учитывать фрагментацию. Если же представить облако в виде агрегата из фрагментов с размером ~0.5 пс и коэффициентом заполнения по объему 0.5 (последнее приведет к необходимости удвоения плотности фрагмента), то такие фрагменты окажутся в вироальном равновесии, а их гравитационному взаимодействию могут препятствовать те же силы, которые привели к фрагментации. Эта картина соответствует современным представлениям о звездообразовании – звезды образуются обычно группами.

Средняя плотность ядер молекулярных облаков по наблюдениям  $\text{C}^{18}\text{O}$  составляет  $\sim 4 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$ , что существенно ниже плотности, установленной по наблюдениям HCN и  $\text{HCO}^+$  [19]. Это естественно, так как для возбуждения последних требуется плотность на ~2 порядка выше необходимой для возбуждения линий CO. Размеры конденсаций HCN и  $\text{HCO}^+$  заключены в пределах 0.15 - 3 пс, поэтому существенная часть их также должна превосходить по массе вироальное значение. Заметим, что и результаты наблюдений HCN удается лучше интерпретировать в предположении фрагментации облаков [9]. Ядра молекулярных облаков могут иметь и еще более высокие плотности, как следует, например, из наблюдений линий CS в направлении  $\text{H}_2\text{O}$ -мазеров ( $\text{I}_{\text{gn}}(\text{H}_2) \sim 4.7 - 6.7$  [20]).

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, средняя плотность ядер молекулярных облаков заключена в пределах  $(1 - 7) \times 10^3 \text{ см}^{-3}$  и не показывает тенденции к систематическому изменению на интервале галактоцентрических расстояний 4 - 14 кпс. Это естественно, так как облака, связанные с зонами НII,

представляют объекты, где звездообразование – свершившийся факт и плотности ядер должны быть близки по величине.

Массы облаков растут пропорционально  $D^3$ , а их значения при размере облака  $D > 1$  пс превосходят равновесные. Все это указывает на гравитационную нестабильность ядер молекулярных облаков, однако возможная фрагментация может изменить этот вывод. Необходимы наблюдения выделенной популяции облаков как с большим угловым разрешением в линиях  $\text{C}^{18}\text{O}$ , так и в линиях молекул, требующих для возбуждения больших плотностей. Что касается обнаруженного тренда в излучении HCN [1], представляется более вероятным объяснение его диллюзией излучения или изменением обилия HCN вдоль галактического радиуса [12, 13].

Один из авторов (АГК) считает своим приятным долгом поблагодарить дирекцию НРАО за неизменную поддержку программы исследований молекулярных облаков, начатую еще в 1975 г. Авторы признательны А.В. Лапинову, выполнившему расчеты LVG-модели в линиях  $\text{C}^{18}\text{O}$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Буров А.Б., Зинченко И.И., Кисляков А.Г. и др. // Письма в "Астрон. журн.". 1988. Т. 14. № 3. С. 209.
- Turner B.E., Lanping Xu, Rickard L.-J. // Astrophys. J. 1992. V. 391. P. 158.
- Blitz L., Fich M., Stark A.A. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1982. V. 49. P. 183.
- Fich M., Blitz L. // Astrophys. J. 1984. V. 279. P. 125.
- Stark A.A., Brand J. // Astrophys. J. 1989. V. 339. P. 763.
- Fich M., Blitz L., Stark A.A. // Astrophys. J. 1989. V. 342. P. 272.
- Аведисова В.С., Кондратенко Г.И. // Научные информации Астросовета. 1984. Т. 56. С. 59.
- Forbes D. // Astron. and Astrophys. Suppl. 1989. V. 77. P. 439.
- Wouterloot J.G.A., Brand J. // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1989. V. 80. P. 149.
- Snell R., Dickman R.L., Huang Y.-L. // Astrophys. J. 1990. V. 352. P. 139.
- Dinger A.S.C., Dickinson D.F., Gottlieb C.A., Gottlieb E.W. // Publ. Astron. Soc. Pacif. 1979. V. 91. P. 830.
- Кисляков А.Г., Тернер Б.Е. // XXV радиастрон. конф., Пущино, 1993. Тезисы докл. С. 55.
- Kislyakov A.G., Turner B.E. // Turkish J. of Phys. 1994. V. 18. № 9. P. 987.
- Fuller G.A., Myers P.C. Center for Astrophysics. Preprint Series № 3282. 1991.

15. Flower D.R., Lannay J.M. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1985. V. 214. P. 271.
16. Green S., Chapman S. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1978. V. 37. P. 169.
17. Mead A., Kutner E. // Astrophys J. 1988. V. 391. P. 158.
18. Combes F. // Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 1991. V. 29. P. 253.
19. Zinchenko I.I. // Astron. and Astrophys. Transactions. 1992. № 1. P. 253.
20. Plume R., Jaffe D.T., Evans N.J. // Astrophys J. Suppl. Ser. 1992. V. 78. P. 505.
21. Кисляков А.Г., Тернер Б.Е. // Письма в "Астрон. журн.". 1994. Т. 20. № 11. С. 822.

## Galactocentric-Distance Dependence of Molecular Cloud Core Density

A. G. Kislyakov and B. E. Turner

Results of observations of the  $\text{C}^{18}\text{O}$   $J = 1 - 0$  and  $J = 2 - 1$  lines toward 28 HII regions are presented. The observations were carried out on the 12-meter telescope of NRAO, USA. The  $J = 1 - 0$  line was detected in 24 objects, for 20 of them emission peak positions and angular sizes were determined. The data obtained are compared with observations of the same objects in the CO  $J = 1 - 0$  line. We found considerable influence of dilution, apparently due to clouds' fragmentation. In S201 we detected an anomalously intense  $\text{C}^{18}\text{O}$   $J = 2-1$  line. For the rest 11 objects the equation of radiative transfer was solved, molecular cloud cores' masses and densities were determined. Mean  $\text{H}_2$  concentration is  $4 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ . Within the errors of observations, the  $\text{H}_2$  concentration can be considered as constant within the galactocentric distance interval of 4 - 14 kpc. Core sizes are between 0.3 and 5.5 pc, and their masses -  $(2.3 - 7.8) \times 10^3 M_\odot$ . Cores with sizes  $> 1$  pc are probably subject to contraction. The dependence of the  $\text{C}^{18}\text{O}$   $J = 1 - 0$  linewidth on the core size fits rather well the Kolmogorov subsonic turbulence law.

УДК 524.5-77

## ПОИСКИ ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТАНОЛА НА 834 И 1617 МГц: К-УДВОЕНИЕ ЛИНИЙ

© 1995 г. В. И. Слыш\*, В. Баан\*\*, И. Е. Вальцц\*, С. В. Каленский\*

\*Астрокосмический Центр Физического института им. П.Н. Лебедева

\*\* Обсерватория Аресибо, Пуэрто-Рико, США

Поступила в редакцию 05.08.93 г.

Приводятся результаты поисков линии метанола в переходах  $1_1A^- - 1_1A^+$  и  $11_2A^+ - 11_2A^-$  на частотах 834 и 1617 МГц. Наблюдения проводились на 300-м телескопе в Аресибо и на 43-м телескопе в Грин Бэнк (США). В исследованных источниках линии не обнаружены.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Метанол широко распространен в космосе. Молекула метанола представляет собой слегка асимметричный волчок. Имеются два вращательно-симметричных состояния метанола: A и E. Энергетические уровни A-метанола с ненулевой проекцией углового момента на ось симметрии расщеплены на два подуровня (+ и -) благодаря K-удвоению. Наблюдения переходов между подуровнями  $J_K A^+ - J_K A^-$  могли бы позволить выявить относительную населенность уровней A<sup>+</sup>- и A<sup>-</sup>-состояний в мазерных источниках метанола и выяснить влияние состояния симметрии на населенности уровней.

Переходы между подуровнями K-дублета впервые наблюдались в источнике Sgr B2 на частоте 834 МГц ( $J_K = 1_1A^- - 1_1A^+$ ) Боллом и др. [1] и Готтибом и др. [2] и на частоте 5005 МГц ( $J_K = 3_1A^- - 3_1A^+$ ) в Sgr B2 Робинсоном и др. [3].

Нами были выбраны 2 линии K-удвоений: линия с  $K = 1$  на частоте 834 МГц, которая относится к мазерам I класса согласно расчетам Крэгт и др. [4] и может иметь большую яркостную температуру при большой лучевой концентрации метанола (см. ниже), и линия  $J_K = 11_2A^+ - 11_2A^-$  на частоте 1617 МГц, которая может быть инвертирована в мазерных источниках II класса (см. ниже).

На 834 МГц поиск проводился в направлении некоторых мазерных и тепловых источников метанола в Галактике, звезд поздних спектральных классов, а также ряда внегалактических объектов. На 1617 МГц наблюдались только галактические области звездообразования.

### 2. НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения проводились на 300-м радиотелескопе обсерватории Аресибо<sup>1</sup> (Пуэрто-Рико, США) и на 43-м телескопе Национальной радиоастрономической обсерватории Грин Бэнк<sup>2</sup> (США). На частоте 834.267 МГц шумовая температура системы радиотелескопа в Аресибо составляла 33 - 70 К, на частоте 1616.927 МГц - 30 - 40 К. На 834 МГц 1 К antennой температуры соответствовал потоку 0.3 Ян, а на 1617 МГц - 0.13 Ян. Ширина диаграммы направленности антенны составляла 6' и 3' на 834 и 1617 МГц, соответственно. Использовался автокорреляционный спектроанализатор с 1024 каналами с полосой анализа 5 МГц. Наблюдения проводились в режиме частотной модуляции. На частоте 1617 МГц наблюдения были частично испорчены радиопомехами от спутника ГЛОНАСС. 43-м радиотелескоп в НРАО оснащен охлаждаемым транзисторным усилителем, так что шумовая температура системы достигала 19 - 25 К. 1 К antennой температуры соответствовал потоку 3.5 Ян. Наблюдения проводились с автокоррелятором, расщепленным на две полосы по 625 кГц каждая для одновременного наблюдения линий метанола и контрольной линии ОН.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В табл. 1 и 2 приведены результаты наблюдений. Ни в одном источнике линии  $1_1A^- - 1_1A^+$  и  $11_2A^+ - 11_2A^-$  обнаружены не были. В то же время

<sup>1</sup> Обсерватория в Аресибо - часть Национального астрономического центра, управляемого Корнельским университетом по соглашению с Национальным научным фондом США.

<sup>2</sup> НРАО управляет Ассоциацией университетов по соглашению с Национальным научным фондом США.

Таблица 1. Источники, наблюдавшиеся в линии метанола  $1_1A^- - 1_1A^+$  (834 МГц) в Аресибо

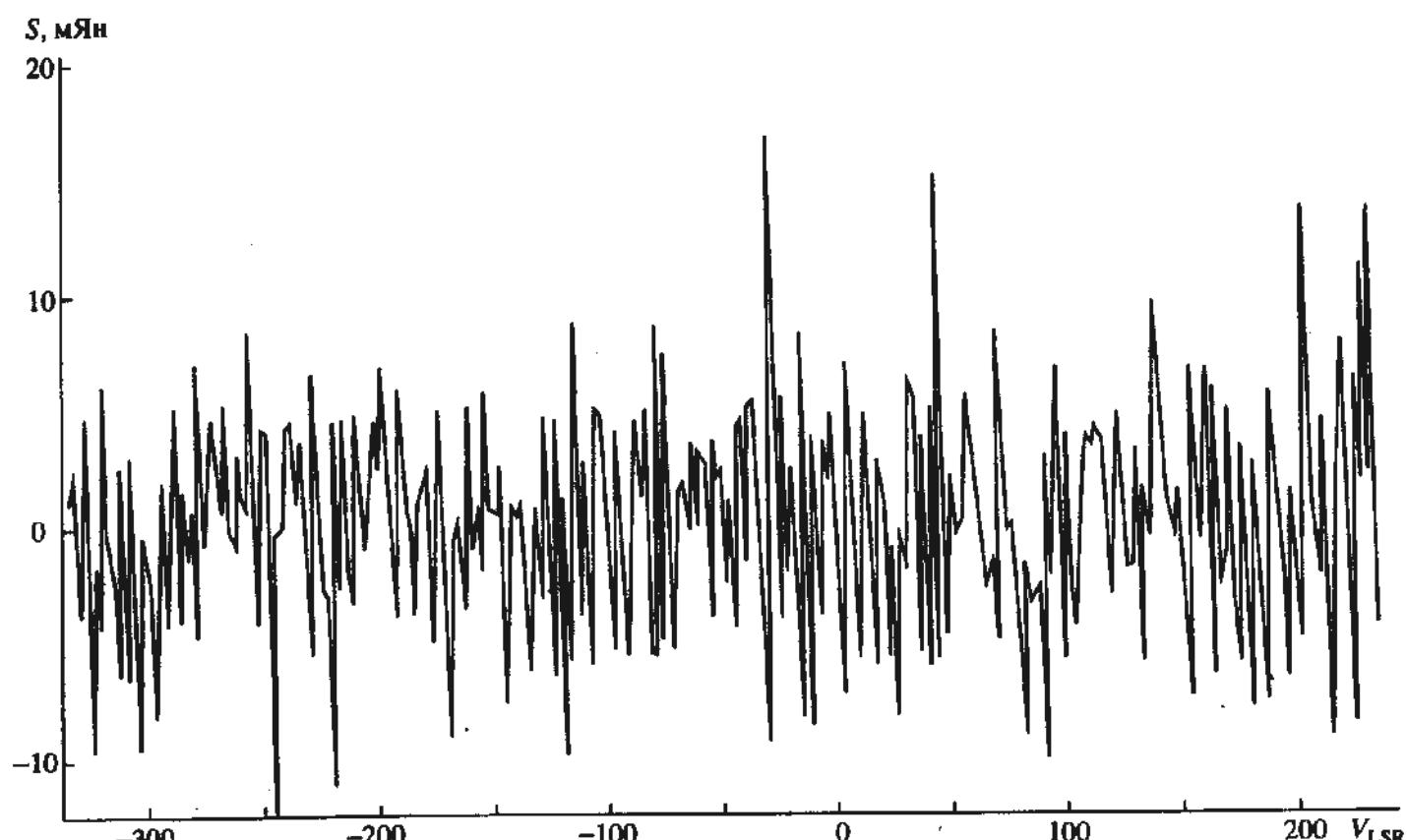
Название источника	$\alpha_{1950}$	$\delta_{1950}$	$V_{hel}$ , км/с	Верхний предел потока, мЯн (3 $\sigma$ )	Время накопления, мин
Галактические источники					
HH 7-11	03 <sup>h</sup> 25 <sup>m</sup> 58 <sup>.0</sup>	31°05'45"	10	121	60
L1551 IR	04 28 40.0	18 01 52	10	34	125
3C 123	04 33 55.2	29 34 15	4	43	150
TMC1	04 38 38.0	25 35 45	0	39	90
S235	05 37 31.7	35 40 18	30	40	90
NGC 2024	05 39 14.0	-01 55 59	10	68	60
HH 24 - 26	05 43 30.0	-00 15 30	10	71	45
NGC 2071	05 44 30.0	00 20 40	10	47	80
S252A	06 05 36.5	20 39 34	0	54	50
S255/7	06 09 58.1	18 00 17	10	42	60
S269	06 11 46.2	13 50 31	10	48	50
CRL 691	06 31 59.0	04 15 09	10	109	10
R LMi	09 42 35.0	34 44 18	-42	31	20
R Leo	09 44 52.0	11 39 48	-42	28	50
IRC 10216	09 45 14.7	13 30 39	{ -26 -70}	18 37	10 25
G 34.3 + 0.2	18 50 46.1	01 11 12	2	54	30
W49N	19 07 49.7	09 01 17	-38	116	20
G45.07 + 0.13	19 11 00.2	10 45 45	4	37	30
W51M	19 21 26.1	14 24 43	13	140	20
S88	19 44 40.0	25 05 00	30	96	05
ON1	20 08 09.8	31 22 42	-33	43	15
G75.8	20 19 00.0	37 22 00	-44	50	15
ON2N	20 19 51.7	37 17 01	-40	61	20
S106	20 25 24.0	37 12 36	-44	61	20
Внегалактические источники					
NGC 520	01 21 59.5	03 31 52	2162	23	15
NGC 660	01 40 21.5	13 23 41	856	11	40
3ZW 35	01 41 48.0	16 51 07	8100	30	10
NGC 1068	02 40 07.2	-00 13 30	1135	7.5	30
NGC 3628	11 17 41.5	13 51 40	847	11	130
NGC 4631	12 39 40.9	32 49 03	828	21	15
IC 860	13 12 49.0	24 52 52	3866	12	45
IC 883	13 18 19.1	34 23 49	6894	17	17
ZW 15107	15 10 45.6	07 24 42	3900	10	85
IC 4553	15 32 46.2	23 40 10	5373	10	90
NGC 240	16 50 27.6	02 28 58	7250	18.6	30
2ZW 96	20 55 05.3	16 56 03	10900	19	15
NGC 7331	22 34 46.1	34 09 08	819	16	20
IC 5283	23 00 44.6	08 36 18	4812	14	35
NGC 7714	23 33 39.9	01 52 35	2804	20	10
NGC 7771	23 48 52.1	19 49 57	4161	13	35

Таблица 2. Источники, наблюдавшиеся в линии метанола  $11_2^+ - 11_2^-$  (1617 МГц) в Аресибо и в НРАО

Название источника	$\alpha_{1950}$	$\delta_{1950}$	$V_{\text{LSR}}$ , км/с	Верхний предел, мЯн	Время накопления, мин
Аресибо					
S235	05 <sup>h</sup> 37 <sup>m</sup> 31 <sup>s</sup> .8	35°40'18"	-16.4	50	10
S252	06 05 54.0	21 39 09	3.5	5	20
S269	06 11 46.5	13 50 39	13.0	5	15
NGC 2264	06 38 24.9	09 32 28	7.2	10	5
G34.26 + 0.2	18 50 46.1	01 11 12	56.4	15	20
G35.2 - 1.74	18 59 13.8	01 09 20	44.2	35	20
W51	19 21 24.4	14 24 48	56.0	37	30
НРАО					
W3(OH)	02 23 17.0	61 38 54	-46.5	100	80
Ori-KL	05 32 47.0	-05 24 23	8.6	420	80
Sgr B2	17 44 10.6	-28 22 05	63.0	210	80
W33-Met	18 11 15.7	-17 56 52	32.6	100	80

при наблюдениях в НРАО во всех случаях одновременно наблюдалась линия OH, что свидетельствует о правильности работы приемника и правильности наведения. В табл. 1 приведен список наблюдавшихся источников и верхний пре-

дел потока в линии 834 МГц. В табл. 2 верхний предел потока в линии 1617 МГц для телескопа в Аресибо намного ниже, чем для телескопа в НРАО, благодаря большей эффективной площади. Линия не обнаружена ни в источниках I класса



Спектр источника S252 на частоте 1617 МГц.

(по классификации Ментена [5]), ни в источниках II класса. На рисунке для примера приведен спектр II класса S252 на частоте 1617 МГц, в котором, как и во всех остальных, интенсивность линии метанола не превышает 3σ.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

В линии  $1_1A^- - 1_1A^+$  нами ни одного нового источника не обнаружено, несмотря на значительно большую чувствительность по сравнению с наблюдениями Болла и др. [1]. Для галактических объектов верхний предел потока в этой линии составляет 18 - 140 мЯн (табл. 1), в то время как Болл и др. [1] для W3(OH) и NGC 2024 дают верхний предел яркостной температуры 0.16 - 0.20 К, что соответствует 560 - 700 мЯн.

Трудности обнаружения источников в линии  $1_1A^- - 1_1A^+$  вызваны тем, что практически для всего диапазона плотности, характерного для молекулярных облаков Галактики, сигнальные уровни этого перехода слабо населены из-за радиативной деактивации. Расчеты статистического равновесия методом большого градиента скорости, проведенные по программе, любезно предоставленной нам С. Уолмсли (S. Walmsley) показывают, что при концентрации газа  $10^5 - 10^6 \text{ см}^{-3}$  линия имеет яркостную температуру  $\sim 0.2 \text{ К}$  при  $N_{\text{CH}_3\text{OH}} / \Delta V = 0.3 \times 10^{15} \text{ см}^{-2} (\text{км}/\text{с})$ , где  $N_{\text{CH}_3\text{OH}}$  - лучевая концентрация метанола. Источники с меньшей яркостной температурой не могли быть обнаружены при наших наблюдениях.

Увеличение плотности ведет к увеличению населенности сигнальных уровней, однако при этом происходит уменьшение степени инверсии, и при фиксированной лучевой концентрации метанола яркость линии уменьшается. При плотности газа порядка  $10^9 \text{ см}^{-3}$  переход термализуется столкновениями. Линия с яркостной температурой порядка 0.2 К возникает при  $N_{\text{CH}_3\text{OH}} / \Delta V = 0.3 \times 10^{16} \text{ см}^{-2} (\text{км}/\text{с})$ , т.е. на порядок больше соответствующей величины при концентрациях  $10^5 - 10^6 \text{ К}$ .

Определение лучевой концентрации метанола в большом числе тепловых галактических источников по данным в линии  $1_0 - 0_0 A^+$  [6] показало, что эта величина, как правило, заметно меньше  $0.3 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ . Она меньше  $0.3 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$  и во всех наблюдавшихся нами на 834 МГц объектах. Кроме того, угловые размеры многих наблюдавшихся объектов, вероятно, меньше 6'. Поэтому излучение на 834 МГц от протяженных галактических объектов не могло быть обнаружено при данных наблюдениях, и Sgr B2 и Sgr A с их большой протяженностью и высокими значениями лучевой концентрации остаются на сегодняш-

ний день единственными известными источниками в линии  $1_1A^- - 1_1A^+$ .

Если предположить, что размеры метанольных мазеров I класса порядка 2" (верхний предел на угловые диаметры метанольных мазеров в DR 21 в линии  $8_0 - 7_1 A^+$  по данным Пламбека и Ментена [7]), то при яркостной температуре не менее 6500 К они были бы обнаружены при наших наблюдениях. Моделирование показало, что такая величина яркостной температуры может быть достигнута при различных "разумных" значениях плотности и температуры ( $T \geq 30 \text{ К}, n \leq 10^6 \text{ см}^{-3}$ ) если  $N_{\text{CH}_3\text{OH}} / \Delta V \geq 10^{18} - 3 \times 10^{18} \text{ см}^{-2} (\text{км}/\text{с})$ . Поэтому представляется возможным принять величину  $\sim 3 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$  в качестве оценки верхнего предела лучевой концентрации метанола в наблюдавшихся мазерах.

Отрицательные результаты для внегалактических источников могут быть объяснены как недостаточно высоким содержанием метанола, так и присутствием в этих объектах поля излучения, которое подавляет инверсию на переходах I класса [4].

Для перехода  $11_2A^+ - 11_2A^-$  суммарная вероятность спонтанного излучения с верхнего уровня ( $4.7 \times 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ ) несколько больше суммарной вероятности спонтанного излучения с нижнего уровня ( $4.4 \times 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ ). Подобным свойством обладают все известные переходы мазеров II класса и на этом основании можно ожидать, что переход  $11_2^+ - 11_2^-$  тоже является мазерным переходом класса II. Однако, по сравнению с самым мощным мазером II класса  $5_1 - 6_0 A^+$ , уровни перехода  $11_2^+ - 11_2^-$  лежат гораздо выше - их энергия соответствует температуре 191 К против 49 К для перехода  $5_0 - 6_1 A^+$ . Для мазеров класса II наиболее вероятным представляется радиативный механизм накачки субмиллиметровым излучением [4]. Возможно, радиативная температура в субмиллиметровом диапазоне в наблюдавшихся нами мазерных источниках II класса гораздо ниже 191 К и высоко расположенные уровни, участвующие в циклах накачки, под действием излучения заселяются слабо. Возможно также, что плотности и/или температура газа недостаточно высоки для того, чтобы под действием столкновений создавалось отклонение населенностей высоко расположенных уровней от населенностей, определяемых полем излучения (это условие необходимо для возможности возникновения инверсии). Кроме того, различие суммарных вероятностей спонтанного излучения у перехода  $11_2^+ - 11_2^- A$  не столь велико, как у перехода  $5_1 - 6_0 A^+$ . И, наконец, сила линии  $5_2 - 6_0 A^+$  на порядок больше силы линии  $11_2^+ - 11_2^- A$ . Совокупность всех этих факторов приводит к тому, что

интенсивность линии  $11_2^+ - 11_2^-$  А должна быть существенно ниже интенсивности линии  $5_1 - 6_0 A^+$ . Приведенные здесь результаты подтверждают эти оценки. Например, в источнике S252 поток в линии  $5_1 - 6_0 A^+$  составляет 457 Ян [8], а в линии  $11_2^+ - 11_2^-$  — меньше 5 мЯн, т.е. на 5 порядков меньше. Такие же соотношения присущи и другим источникам из табл. 2.

В источнике Oti-KL наблюдалось тепловое излучение и с более высоких уровней. Однако для обнаружения теплового излучения от этого объекта на 1617 МГц наш верхний предел потока, вероятно, слишком высок.

Авторы выражают благодарность Дж. Сейелстаду и Рону Маддалене, а также другим сотрудникам обсерваторий в Аресибо и НРАО за помощь в проведении наблюдений и С. Уолмсли за возможность использовать программу для расчетов статистического равновесия. Работа была выполнена при частичной финансовой поддерж-

ке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-02-3634).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ball J.A., Gottlieb C.A., Lilley A.E., Radford H.E. // *Astrophys. J. (Lett.)*. 1970. V. 162. L203.
2. Gottlieb C.A., Ball J.A., Gottlieb Elaine W., Dickinson D.F. // *Astrophys. J.* 1979. V. 227. P. 422.
3. Robinson B.J., Brooks J.W., Godfrey P.D., Brown R.D. // *Austral J of Phys.* 1974. V. 27. P. 865.
4. Cragg D.M., Johns K.P., Godfrey P.D., Brown R.D. // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1992. V. 259. P. 203.
5. Menten K.M. // Proc. Third Haystack Observatory Meeting, *Skylines* / Eds Haschick A.D., Ho P.T.P. San Francisco: ASP, 1990. P. 119.
6. Каленский С.В., Соболев А.М. // Письма в "Астрон. журн.". 1994. Т. 20. С. 113.
7. Plambeck R.L., Menten K.V. // *Astrophys. J.* 1990. V. 364. P. 555.
8. Menten K.M. // *Astrophys. J.* 1991. V. 380. L75.

### Search for Methanol Emission at 834 and 1617 MHz: K-Type Doubling Lines

V. I. Slysh, W. A. Baan, I. E. Val'ts, and S. V. Kalenskii

Results of a search for methanol lines in the 834-MHz  $1_1 A^- - 1_1 A^+$  and 1617-MHz  $11_2 A^+ - 11_2 A^-$  transitions are reported. The observations were conducted with the 300-m Arecibo telescope and with the 43-m telescope at Green Bank (USA). No lines were detected toward the investigated sources.

УДК 524.354.4

## МОДЕЛЬ ПУЛЬСАРА PSR 1822-09

© 1995 г. И. Ф. Малов

Физический институт им. П.Н. Лебедева, Москва, Россия

Поступила в редакцию 10.11.93 г.

На основе оценок угла между осью вращения и магнитной осью показано, что эти оси близки друг к другу, т.е. PSR 1822-09 может быть описан моделью ротатора, близкого к соосному. Модель Нараяна-Вивекананда с вытянутым конусом излучения позволяет описать наблюдаемые особенности этого пульсара: наличие интеримпульса, сложное поведение профилей главного импульса (МР) и интеримпульса (IP), отличие их спектров. При этом IP образуется выше, чем MP на каждой из наблюдаемых частот. Корреляция флуктуаций интенсивности в MP и IP может быть объяснена сложной структурой магнитного поля на поверхности нейтронной звезды, а разный характер микроструктуры в компонентах MP и различие их спектров – различным рельефом в области полярной шапки.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Результаты наблюдений пульсара PSR 1822-09 на высоких частотах и их сопоставление с данными в других диапазонах выявили целый ряд особенностей у этого объекта [1] и сделали его одним из наиболее интересных радиопульсаров. Действительно, PSR 1822-09 входит в десяток пульсаров, обладающих интеримпульсами. Он имеет сложную структуру главного импульса (МР) и интеримпульса (IP). У компонентов MP отличаются спектры и характер микроструктуры. В этом пульсаре наблюдаются переключения мод и дрейф субимпульсов. В настоящей работе делается попытка описать эти и другие особенности излучения PSR 1822-09.

### 2. МОДЕЛЬ PSR 1822-09

Наличие интеримпульса означает, что ось конуса излучения, отождествляемая с вектором магнитного момента, почти перпендикулярна оси вращения нейтронной звезды (модель ортогонального ротатора), либо, наоборот, эти оси близки друг к другу (модель соосного ротатора). Впервые на возможность такой альтернативы обращено внимание в работе [2]. Первые прямые вычисления угла  $\beta$  между осью конуса излучения и осью вращения на основе сравнения наблюдаемых и модельных профилей [3] показали, что пульсары с интеримпульсами действительно делятся на две примерно равные по численности группы. У одних угол  $\beta > 80^\circ$ , у других  $\beta \leq 10^\circ$ . Для пульсара PSR 1822-09 этот угол по данным на частоте 630 МГц оказался равным  $7^\circ$  [4]. Использование информации на частоте 1600 МГц привело к средней величине  $\beta = 10^\circ$ . В работе [5] для этого

пульсара дается оценка  $\beta = 86^\circ$ . Однако при этом было сделано предположение о том, что IP имеет профиль типа  $S$ , по классификации Ранкин [6], а MP – типа  $T_{1/2}$ . Как уже отмечалось, MP и IP имеют сложную структуру, и, следовательно, указанное предположение неверно, так как трудно при современных возможностях уверенно выделить центральные (соге) компоненты, а потому и оценки  $\beta$  также требуют пересмотра.

Можно также определить  $\beta$ , используя значение максимальной производной позиционного угла линейной поляризации в среднем профиле [7]:

$$C = |d\psi/d\Phi_{\max}| = \sin\beta / \sin(\beta - \zeta), \quad (1)$$

где  $\zeta$  – угол между лучом зрения и осью вращения. Поскольку  $\zeta - \beta < \theta$ , где  $\theta$  – радиус конуса излучения, то

$$\sin\beta < C \sin\theta. \quad (2)$$

Используя данные на частоте 630 МГц  $C = 1.4$  [8] и  $3\theta/2 = 9^\circ.3 P^{-0.36}$  [4], получим для пульсара PSR 1822-09  $\beta < 9^\circ.6$ .

Таким образом, все приведенные выше оценки показывают, что пульсар PSR 1822-09 принадлежит к группе соосных ротаторов, и его излучение в MP и в IP формируется в пределах одного полюса. Еще одним аргументом в пользу выбора этой модели служит наблюдаемая корреляция между флуктуациями интенсивности в MP и IP [1].

Измерения хода позиционного угла  $\psi(\phi)$  в IP дали бы возможность проверки однополюсной модели, поскольку полный ход  $\psi(\phi)$  существенно отличается для ортогонального и соосного случаев (рис. 1). Из всех моделей, предлагавшихся для объяснения существования IP в однополюсном

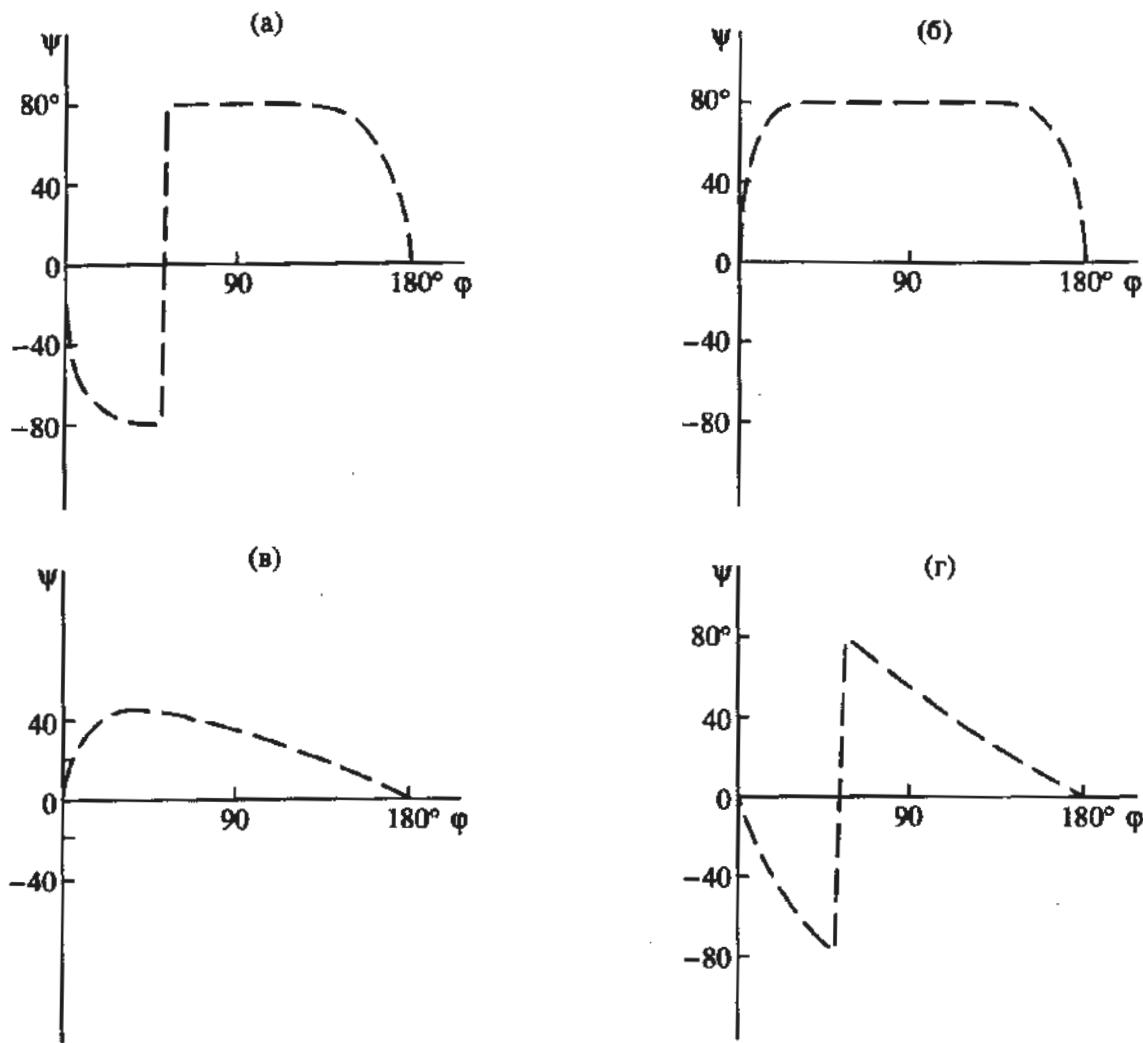


Рис. 1. Ход позиционного угла при различном расположении осей: а –  $\beta = 86^\circ$ ,  $\zeta = 83^\circ$ , б –  $\beta = 86^\circ$ ,  $\zeta = 89^\circ$ , в –  $\beta = 7^\circ$ ,  $\zeta = 10^\circ$ , г –  $\beta = 7^\circ$ ,  $\zeta = 4^\circ$ .

случае, мы считаем наиболее подходящей модель Нараяяна и Вивекананда [9], в которой предполагается, что конус излучения вытянут вдоль меридиана, и луч зрения дважды за период пересекает его (рис. 2). При этом следует ожидать показанную на рис. 2 эволюцию МР и IP с увеличением частоты. Профиль IP из двухкомпонентного становится простым на более высоких частотах и исчезает после превышения некоторой предельной частоты. Наблюдения действительно согласуются с такими частотными изменениями профиля IP. В данной модели расстояние между центрами МР и IP равно  $180^\circ$  независимо от частоты.

В работе [3] было показано, что модельные и наблюдаемые профили согласуются лишь при спадающем к краям конуса излучения лоренц-факторе излучающих электронов. Это сразу означает, что МР и IP образуются в магнитосфере на разных высотах (как в явном виде предполагается в модели Гила [10]). Действительно, IP формируется дальше от центра конуса, чем МР,

т.е.  $\gamma_{MP} > \gamma_{IP}$ . Если излучение генерируется в dipольном магнитном поле на плазменной частоте

$$v_p = \sqrt{\frac{\pi ne^2}{m\gamma_p}} \propto \sqrt{\frac{B}{\gamma_p}} \propto r^{-3/2} \gamma_p^{-1/2}, \quad (3)$$

или на циклотронной частоте

$$v_c = \frac{eB}{mc\gamma} \propto r^{-3} \gamma^{-1}, \quad (4)$$

то в обоих случаях из условия  $v_{MP} = v_{IP}$  следует, что

$$r_{IP} = r_{MP} \left( \frac{\gamma_{MP}}{\gamma_{IP}} \right)^{1/3} > r_{MP}. \quad (5)$$

(В формулах (3) – (5)  $r$  – радиус, а остальные обозначения – общепринятые). Например, при отличии  $\gamma_{MP}$  и  $\gamma_{IP}$  в 10 раз уровни генерации  $r_{IP}$  и  $r_{MP}$  отличаются в 2.15 раза. Та же причина объясняет более крутой спектр IP по сравнению со спектром MP [1], поскольку чем выше  $\gamma$ , тем положе-

спектр. Этот вывод ясен из качественных соображений (при малых  $\gamma$  основное излучение формируется в области экспоненциального завала (при больших  $\gamma$  заполняются более высокие частоты), и подтверждается модельными расчетами.

Если предположить, что основным механизмом эмиссии является "излучение кривизны", то его мощность

$$q = \frac{2e^2 c \gamma^4}{3 p^2} \quad (6)$$

быстро уменьшается с ростом радиуса кривизны  $p$ . В магнитном поле, искаженном вращением, интенсивность первого компонента двухкомпонентного профиля уменьшается и нарушается симметрия профиля относительно минимума [2] (рис. 3). Эффект уменьшения компонента C1 должен быть ярче выражен на низких частотах, поскольку они формируются на больших высотах, где поле сильнее искажается вращением. Наблюдательные данные качественно подтверждают описанные модельные представления [1]. Действительно, отношения максимальных интенсивностей  $\delta$  компонентов C2 и C1 растут с уменьшением частоты [1, 11, 12]:

$v, \text{ ГГц}$	0.1	0.63	1.4	4.8	10.6
$\delta$	39.5	5.7	3.3	2.8	2.4

Компонент C1 слабее, чем C2, даже на частоте 10.55 ГГц, и, если это вызвано эффектом вращения, то все излучение PSR 1822-09 должно генерироваться на очень больших расстояниях от поверхности. В этой модели расстояние между MP и IP будет отличаться от  $180^\circ$ , так как их формирование происходит на разных высотах, и эффекты вращения в них различаются (рис. 4).

Теперь обсудим, каким образом можно объяснить наблюдаемую корреляцию флуктуаций интенсивности в C1- и C2-компонентах MP и IP. Существует целый ряд аргументов в пользу наличия мультипольных составляющих магнитного поля вблизи поверхности нейтронной звезды [13 - 15]. На самой поверхности могут существовать взаимосвязанные структуры типа солнечных пятен (рис. 5). Переменное возбуждение полярной шапки приводит к флукутирующему излучению в компонентах MP и IP. Если сохраняется полная энергия, которая излучается в физически связанных областях, соответствующих компоненту C1 и IP, то усиление C1 должно приводить к ослаблению IP и наоборот.

Устойчивое различие в микроструктуре должно быть связано с механическими, а не с плазменными

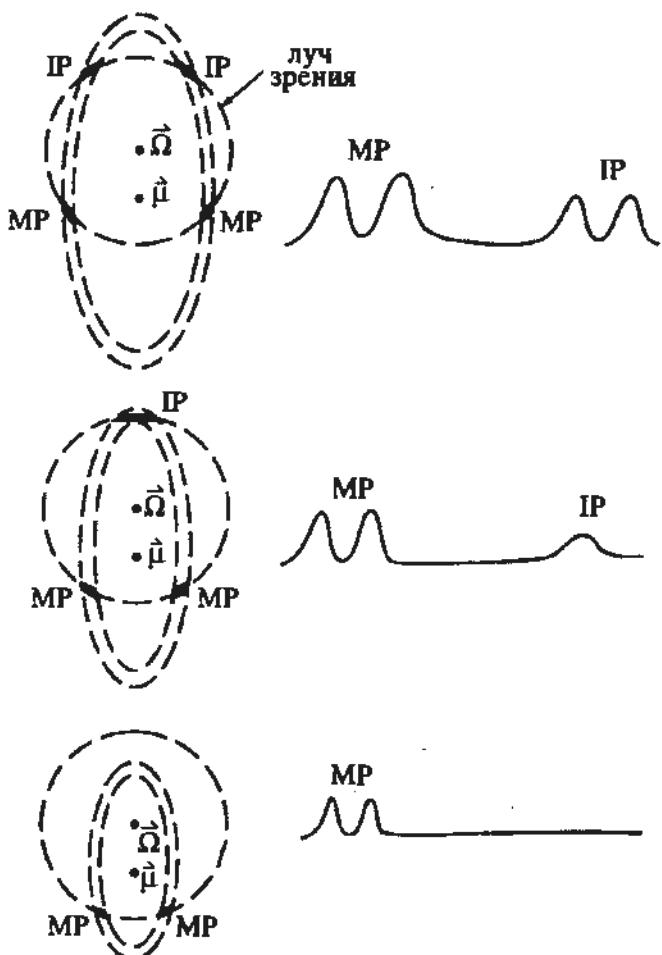


Рис. 2. Модель Нараяна–Вивекананда [9].

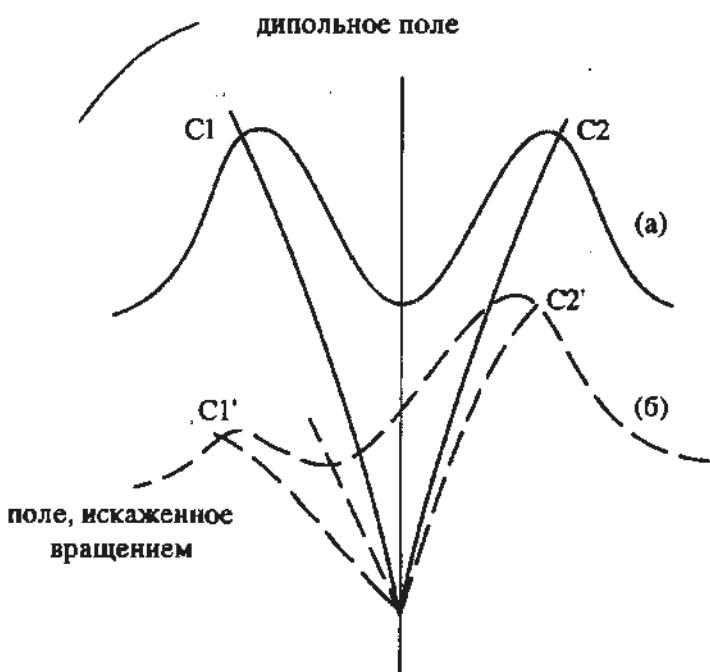


Рис. 3. Структура модельного профиля в дипольном поле (а) и в поле, искаженном вращением (б).

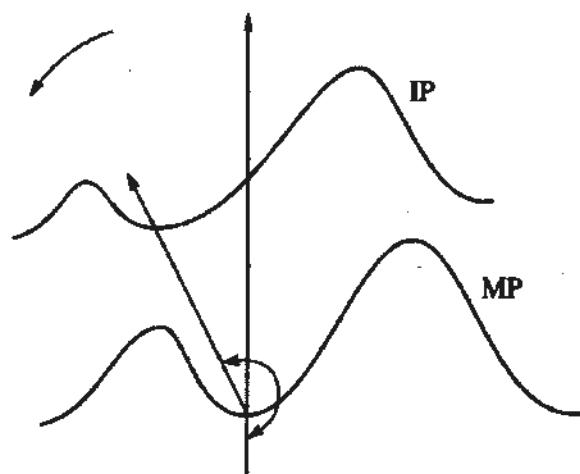


Рис. 4. Расстояния между минимумами в профилях МР и ИР для поля, искаженного вращением.

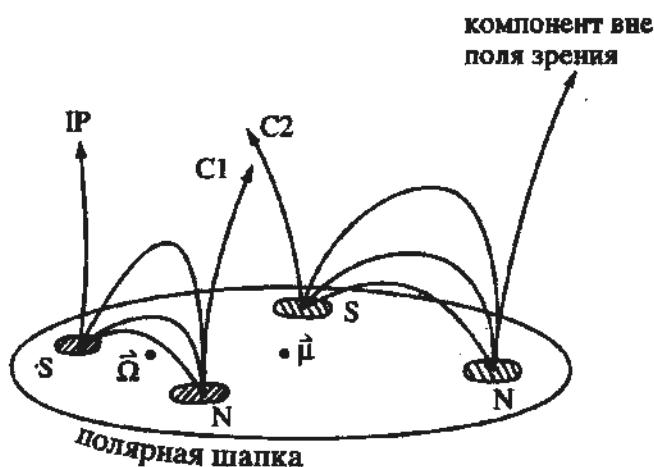


Рис. 5. Структура магнитного поля в области полярной шапки.

образованиями. Наиболее вероятная, на наш взгляд, причина такого различия — разный рельеф поверхности в областях формирования компонентов C1 и C2 (рис. 6).

Действительно, как известно из электростатики, на пичках такого рельефа, являющегося эквипотенциальной поверхностью, электрическое поле  $E_{\parallel}$  должно быть значительно сильнее, чем поле  $E_0$  на более гладкой поверхности. Связанные с этой структурой процессы возбуждения, распространяясь наружу, трансформируются в наблюдаемую микроструктуру. Характерный временной масштаб микроструктуры в 150 мкс [1] соответствует для PSR 1822-09 угловым размерам в  $0^{\circ}07$  при диаметре конуса излучения ( $r > 10^9$  см) более  $60^{\circ}$ . В этой модели становятся понятными и различия в спектрах компонентов C1 и C2. Поскольку при  $E_{\parallel} \gg E_0$  лоренц-факторы излучающих электронов должны быть выше ( $\gamma > \gamma_0$ ), то как уже указывалось ранее, в этом случае спектр будет более пологим. Кроме того, если наблюдаемое

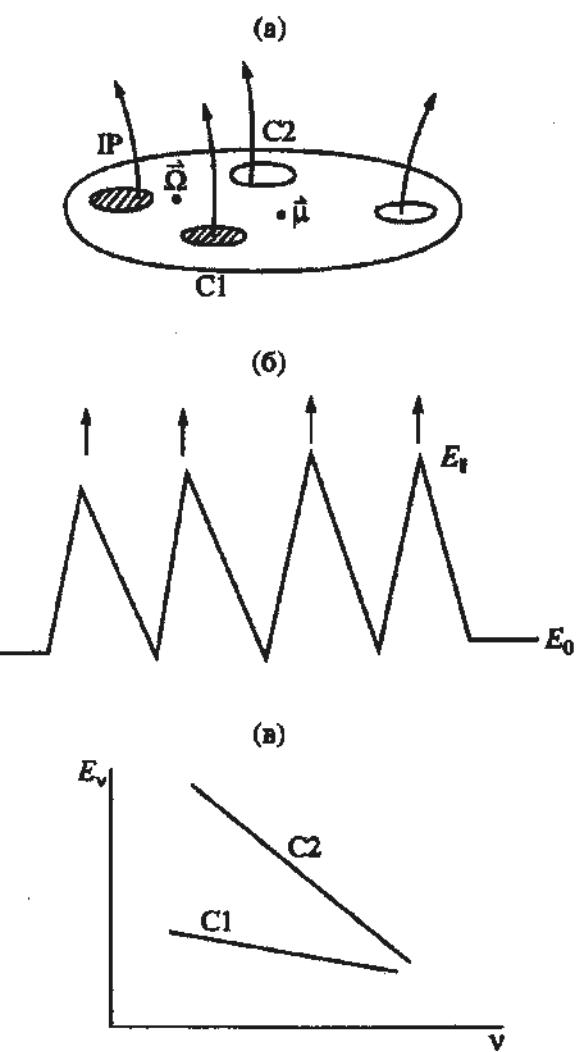


Рис. 6. Рельеф различных областей (а), рельеф в области образования компонента C1 (б) и ожидаемые спектры компонентов C1 и C2 (в).

излучение связано с возбуждением ленгмировских колебаний (и их последующей трансформацией в поперечнике волны), то соответствующий инкремент

$$\Gamma_1 \approx \left( \frac{n_b}{n_p} \right)^{1/3} \frac{\omega_p}{\Upsilon} \quad (7)$$

будет меньше для C1, чем для C2. Это означает, что энергии, излучаемые в компоненте C1, будут меньше (рис. 6в). Такая картина действительно соответствует наблюдательным данным [1]. Что касается переключения мод, то оно не может быть связано с прецессией, как это полагает Гленденинг [16], поскольку такое переключение происходит не плавно и не регулярно (что должно было бы наблюдаться в случае прецессии), а скачком и хаотически (по крайней мере, к настоящему моменту никаких временных закономерностей в этом явлении не обнаружено). Поэтому следует предположить, что переключение

мод связано со случайным переключением областей формирования излучения или изменением возбуждения в этих областях.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Оценка угла  $\beta$  между осью вращения и вектором магнитного момента ( $\beta \leq 10^\circ$ ), а также наличие корреляции между флуктуациями интенсивности в главном импульсе (МР) и интеримпульсе (IP) показывают, что в пульсаре PSR 1822-09 все наблюдаемое излучение генерируется в пределах одной полярной области.

2. Наличие IP и эволюцию его профиля с частотой можно объяснить, если предположить, что сечение конуса излучения вытянуто в меридиональном направлении. При спадающей к краям конуса энергии излучающих электронов излучение IP должно генерироваться на больших высотах, чем излучение МР, а спектр IP должен быть кручё.

3. Отличие в расстоянии между IP и MP от  $180^\circ$  и меньшая интенсивность первых компонентов в MP и в IP объясняются связанными с вращением искажениями магнитного поля в области их формирования.

4. Антикорреляция флуктуаций интенсивности в C1-компоненте MP и в IP может быть связана с наличием на поверхности полярной шапки структур типа солнечных пятен.

5. Отличие характера микроструктуры в компонентах C1 и C2 и спектра их излучения объяснимо в предположении о разном рельфе полярной шапки в областях формирования этих компонентов.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность Германской академии наук (Deutsche Forschungsgemeinschaft) за поддержку в проведении данных исследований, а также проф. Р. Вильебински, (R. Wilebinski), проф. Я. Гилу (J. Gil), В.М. Малофееву и В.И. Шишову за полезные дискуссии и Е.В. Галат за помощь при подготовке материалов к печати.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gil J.A., Jessner A., Kijak J. et al. // Astron. and Astrophys. 1994. V. 282. P. 45.
2. Hankins T.H., Cordes J.M. // Astrophys. J. 1981. V. 249. P. 241.
3. Малов И.Ф. // Астрофизика. 1983. Т. 19. С. 161.
4. Малов И.Ф. // Астрофизика. 1986. Т. 24. С. 507.
5. Rankin J.M. // Astrophys. J. 1990. V. 352. P. 247.
6. Rankin J.M. // Astrophys. J. 1983. V. 274. P. 333.
7. Малов И.Ф. // Астрон. журн. 1990. Т. 67. С. 377.
8. McCulloch P.M., Hamilton P.A., Manchester R.N., Ables J.G. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1978. V. 183. P. 545.
9. Narayan R., Vivekanand M. // Astrophys. J. 1983. V. 274. P. 771.
10. Gil J.A. // Astrophys. J. 1985. V. 299. P. 154.
11. Извекова В.А., Кузьмин А.Д., Малофеев В.М., Шитов Ю.П. // Труды ФИАН. 1989. № 199. С. 13.
12. Малов И.Ф. // Астрофизика. 1983. Т. 19. С. 315.
13. Ruderman M.A., Sutherland P.G. // Astrophys. J. 1975. V. 196. P. 51.
14. Kuzmin A.D., Malofeev V.M., Izvekova V.A. et al. // Astron. and Astrophys. 1986. V. 161. P. 183.
15. Мачабели Г.З., Усов В.В. // Письма в "Астрон. журн.". 1989. Т. 15. С. 910.
16. Glendenning N.K. // Astrophys. J. 1990. V. 359. P. 186.

## Model of the PSR 1822-09

I. F. Malov

Estimations of the angle between rotational and magnetic axes show them to be nearly coincided, that is PSR 1822-09 can be described by a model of an almost aligned rotator. The Narayan-Vivekanad model with elongated emission cone permits to describe the observed peculiarities of this pulsar: presence of an interpulse, a complex behaviour of the main pulse (MP) and interpulse (IP) profiles and their spectral differences. The IP is formed at higher distances than the MP at each of the observational frequencies. A correlation of the MP and IP intensity fluctuations can be explained by a complex magnetic field structure at the neutron star surface; different character of microstructure of the MP components and their spectral difference can be due to varying relief in the polar cap region.

УДК 524.387

## СТРУКТУРА АККРЕЦИОННОГО ДИСКА В ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ С КОМПОНЕНТАМИ, НЕ ЗАПОЛНЯЮЩИМИ ПОЛОСТЬ РОША

© 1995 г. Д. В. Бисикало\*, А. А. Боярчук\*, О. А. Кузнецов\*\*,  
Ю. П. Попов\*\*, В. М. Чечеткин\*\*

\*Институт астрономии, Москва, Россия

\*\*Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша, Москва, Россия

Поступила в редакцию 06.04.94 г.

Приведены результаты двумерных газодинамических расчетов структуры аккреционного диска в двойных системах с компонентами, не заполняющими полость Роша. Параметры двойной системы принимались близкими к характеристикам симбиотических звезд. В результате численного моделирования установлено, что в рассматриваемых двойных системах вокруг компактного объекта образуется аккреционный диск с размерами  $\sim 15 \times 15.5 R_{\odot}$ . Показано, что гидродинамическое возмущение наружного края диска потоком аккрецируемого газа приводит к возникновению в диске сложной структуры спиральных ударных волн, включающей в себя как отстающие, так и лидирующие спирали. Обсуждаются возможные механизмы генерации этой структуры и рассматривается влияние спиральных ударных волн на эффективность аккреции.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В нашей предыдущей работе [1] при помощи двумерного газодинамического моделирования исследовалось течение вещества в двойных системах с компонентами, не заполняющими полость Роша. При этом основное внимание уделялось рассмотрению общей картины течения и образующейся крупномасштабной структуры, состоящей из ударных волн и контактных разрывов. В то же время расчеты показали, что и на малых масштабах в области вокруг компактного (аккрецирующего) объекта течение вещества характеризуется сложной структурой. В частности, было установлено, что аккреция вещества на компактный объект идет по спирали и, кроме того, в области, расположенной в непосредственной близости к аккрецирующей звезде, наблюдается формирование квазидисковой структуры. Учитывая, что картина течения в близкой к аккрецирующей звезде области является чрезвычайно важной как для понимания эволюции двойных систем, так и при интерпретации наблюдательных данных (например, при анализе кривых блеска), нами было проведено дополнительное исследование полученных структур.

Двумерное газодинамическое моделирование течения вещества в области вокруг аккрецирующей звезды, проведенное в настоящей работе, отличается от [1] тем, что в данном случае использовалась численная сетка с существенно лучшим пространственным и временным разрешением. Это позволило выявить структуру спиральных

ударных волн в аккреционном диске и детально рассмотреть явления, лишь упомянутые в [1].

Теория аккреционных дисков является одним из наиболее динамично развивающихся разделов астрофизики. В последние годы были выполнены исследования, принципиальным образом меняющие представления о механизмах акреции вещества. В частности, при проведении численных двумерных газодинамических расчетов Савада и др. [2 - 4] обнаружили, что процессы перетекания вещества в двойных звездных системах могут приводить к образованию аккреционного диска с квазистационарной системой спиральных ударных волн. Анализ, проведенный в указанных работах, показал, что наличие ударных волн в диске приводит к потере веществом углового момента и, следовательно, к усилению акреции на звезду. Физика такого рода аккреционных процессов впервые обсуждалась Доннером, [5] и получила развитие в работах [6 - 9].

В процессе дальнейшего изучения механизма перераспределения углового момента в диске было установлено, что численные эксперименты [2 - 4] имеют ряд ограничений, затрудняющих использование их результатов при анализе течения вещества в двойных системах [10]. Наиболее существенными из этих ограничений являются следующие: а) расчеты проводились на коротких промежутках времени и, соответственно, полученная картина течения не была установившейся; б) не учитывались радиационные потери на ударных волнах.

Процесс установления течения и достижения квазистационарного состояния оказывается принципиально важным при обсуждении достоверности результатов расчетов. Для достижения квазистационарности необходимо, чтобы моделирование проводилось на временах, сравнимых с временной шкалой  $t_d$  перемещения вещества от наружных краев диска к звезде. В работах [2 - 4] время моделирования было на порядок меньше. Ограничение "неустановления течения" было снято в работе Мацуда и др. [10], где время моделирования было сравнимо с  $t_d$ , что позволило получить режим течения, близкий к стационарному. Однако, в этой работе присутствует другой принципиальный недостаток, а именно: в расчетах не исследовалось реальное перетекание вещества в двойной системе и предполагалось, что диск существует *a priori*, а ударные волны вызываются гравитационным возмущением края диска вторым компонентом системы. Для реализации данного механизма генерации спиральных ударных волн, т.е. для обеспечения достаточно больших гравитационных возмущений края диска, авторы работы [10] включали в область моделирования главный линдбладовский резонанс, и, соответственно, рассматривали диски с очень большими радиусами ( $R_d > 0.63A$ , где  $A$  – расстояние между компонентами системы). В то же время, проведенные нами исследования [1] показали, что при перетекании вещества в рассматриваемых двойных системах формирующийся аккреционный диск имеет существенно меньшие (~(0.02 - 0.03)  $A$ ) размеры. Кроме того, в [1] было установлено, что картина течения вещества вблизи аккрецирующей звезды характеризуется сложной структурой (наличие спирали и т.п.) и соответственно на периферии диска должны существовать "гидродинамические" возмущения, значительно превышающие гравитационные. Следовательно, и структура диска должна отличаться от той, которая рассмотрена в работе [10].

В настоящей работе приводятся результаты газодинамических двумерных расчетов течения вещества вблизи аккрецирующей звезды и исследуется возникшая в диске картина спиральных ударных волн. Данные расчеты свободны от перечисленных выше недостатков. В частности, моделирование проводилось на достаточно длительном (сравнимом с  $t_d$ ) промежутке времени, что позволяет говорить об установившейся картине течения. Кроме того, процесс формирования диска и его структура исследовались в рамках модели перетекания вещества в двойных системах, следовательно, в расчетах учтены все структуры и возмущения, возникающие в полной картине течения. Это позволяет надеяться, что данная работа является следующим шагом в понимании реальной картины течения в двойных системах.

Недостатком данного расчета является общий для всех подобных работ неучет ряда физических факторов, характеризующих аккреционный диск (радиационное охлаждение ударных волн, турбулентная вязкость, магнитное поле, пыль и т.п.). Хотя они не являются определяющими для исследования причин формирования и основных качественных свойств структуры спиральных волн в аккреционном диске, что является целью настоящей работы, последовательное включение их в модель позволило бы в будущем приблизить рассчитываемые характеристики течения вещества к реальным значениям.

## 2. ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ. ОСНОВНЫЕ ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ

Как и в предыдущей нашей работе [1] мы рассматривали двойную систему с параметрами, характерными для симбиотических звезд [11, 12]. Масса первичного (истекающего) компонента принималась равной  $4\mathcal{M}_\odot$ , масса вторичного компонента (компактного объекта) –  $1\mathcal{M}_\odot$ . Орбитальный период  $P_{\text{орб}} = 725$  дней, расстояние между центрами компонент  $A = 575R_\odot$ .

Поскольку целью работы является исследование процессов акреции в системе с компонентами, не заполняющими полость Роша, то радиус первичного компонента принимался равным  $191R_\odot$ . Это соответствует объемной степени заполнения полости Роша 29.6%. В качестве граничных условий для истекающего из первичного компонента газа принимались следующие значения: безразмерная энергия  $E_0 = -1$  ( $E_0 = [u_0^2/2 + c_0^2/(\gamma - 1) + \Phi_0]/[G\mathcal{M}/A]$ , где  $u_0$  – радиальная скорость газа на поверхности,  $c_0$  – скорость звука,  $\gamma$  – показатель адиабаты,  $\Phi$  – потенциал Роша,  $\mathcal{M} = \mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2$ ); число Маха  $M_0 = 0.95$ ;  $u_0 = 36$  км/с. Данные значения параметров звездного ветра отвечают варианту А расчетов работы [1]. Границные условия на компактном объекте постоянного радиуса  $R_2 = 0.8R_\odot$  задавались следующим образом:  $u = 0$ , а значения давления  $P$  и плотности  $\rho$  определялись из условия равенства радиальных потоков через границу системы.

Все расчеты выполнялись без учета искажения формы звезд под действием приливного взаимодействия, т.е. в предположении сферичности обоих компонентов. Данное допущение является в достаточной степени оправданным даже для первичного (истекающего) компонента, поскольку отклонение потенциала Роша от сферического случая не превышает 1.5%. Кроме того, предполагалось, что собственное вращение звезд синхронизировано с орбитальным вращением. При рассмотрении аккреционного диска не предполагали, что он имеет конечную и малую толщину и, соответственно, может быть описан в рамках двумерной газодинамики. Оправданность данного

допущения подтверждается приведенными в [1] результатами расчетов подобной двойной системы, в которых значения числа Маха в окрестности аккрецирующей звезды достигали  $M \sim 3 - 4$ . При рассмотрении течения вещества в диске мы пренебрегали также эффектами излучения, самогравитации, магнитного поля и пыли. Газ принимался идеальным и в расчетах присутствовала только схемная (численная) вязкость. Показатель адиабаты  $\gamma$  являлся параметром задачи и варьировался в пределах от 1.1 до 1.66. Результаты трехмерного газодинамического исследования процессов формирования аккреционного диска [13] показали, что диск корректно описывается в рамках двумерной газодинамики в случае, когда  $\gamma \leq 1.2$ . Из проведенных нами расчетов следует, что качественная картина течения газа в области около компактного объекта и в аккреционном диске не меняется при изменении  $\gamma$  в диапазоне от 1.1 до 1.6. В связи с этим в настоящей статье представлены результаты только для одного значения  $\gamma = 1.2$ .

### 3. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Для описания течения газа использовалась двумерная система уравнений Эйлера, записанная в системе координат, врачающейся с угловой скоростью  $\Omega_{\text{орб}}$  вокруг центра масс двойной системы:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho u)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho v)}{\partial \phi} = 0,$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho u^2 + r P)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho u v)}{\partial \phi} = \\ = \frac{P}{r} - p \frac{\partial \Phi}{\partial r} + p \frac{v^2}{r} + 2\Omega_{\text{орб}} v p, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho u v)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho v^2 + P)}{\partial \phi} = \\ = -\frac{\rho \partial \Phi}{r \partial \phi} - \rho \frac{u v}{r} - 2\Omega_{\text{орб}} u \rho, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho u h)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho v h)}{\partial \phi} = \\ = -\rho u \frac{\partial \Phi}{\partial r} - \rho \frac{v \partial \Phi}{r \partial \phi}. \end{aligned}$$

Здесь  $u$ ,  $v$  – компоненты скорости по координатам  $r$  и  $\phi$ ;  $h = \epsilon + P/\rho + |u|^2/2$  – удельная полная энталпия, где  $\epsilon$  – внутренняя энергия;  $E = \epsilon + |u|^2/2$ . Газ принимался идеальным с показателем адиабаты  $\gamma$  и уравнением состояния

$$P = (\gamma - 1)\rho \epsilon.$$

Потенциал Роша  $\Phi$  представляет собой гравитационный потенциал двух точечных масс с учетом центробежной силы и может быть записан как

$$\Phi(r) = -\frac{G M_1}{|r - r_1|} - \frac{G M_2}{|r - r_2|} - \frac{1}{2} \Omega_{\text{орб}}^2 (r - r_c)^2,$$

где  $r_1$ ,  $r_2$  – радиус-векторы центров звезд;  $r_c$  – радиус-вектор центра масс системы.

Для решения системы уравнений газовой динамики использовалась явная схема Рое с ограничениями потоков в форме Ошера [14, 15]. Эта схема является квазимонотонной и имеет третий порядок аппроксимации по пространству и первый порядок аппроксимации по времени. Используемая схема не требует введения искусственной вязкости, поскольку обладает собственной схемной вязкостью, зависящей от степени аппроксимации и от пространственного шага разностной сетки.

Используемая в расчетах пространственная сетка представляет собой кольцо вокруг компактного компонента с внешним радиусом  $R_{\text{max}} = 40R_\odot$  и с внутренним радиусом  $R_2$  – радиусом вторично-го компонента. Сетка в используемых полярных координатах  $(r_i, \phi_i; i = 1, \dots, 150; j = 1, \dots, 150)$  строится таким образом, чтобы обеспечить сгущение узлов вблизи внутренней границы расчетной области.

В качестве начальных условий, а также внешних граничных условий использовалось стационарное решение, полученное на более грубой сетке в полной области течения. Внутренние граничные условия (при  $R_2 = 0.8R_\odot$ ) задавались в

виде  $u = 0$ ,  $\frac{\partial P}{\partial r} = \frac{\partial \rho}{\partial r} = 0$ , что соответствует случаю, когда все вещество, попавшее на эту звезду, аккрецируется.

### 4. ОБЩАЯ КАРТИНА ТЕЧЕНИЯ

Рассматриваемый случай течения вещества в двойной системе с компонентами, не заполняющими полость Роша, аналогичен описанному в [1] варианту расчета А. Отличие данного расчета от предыдущего [1] состоит в существенном улучшении пространственного и временного разрешения в области вблизи компактного объекта. Эти изменения в численной сетке не привели к заметным изменениям в крупномасштабной картине течения. Поэтому не останавливаясь на описании крупномасштабной структуры, подробный анализ которой с рассмотрением основных характеристик течения в области, удаленной от компактного объекта, был дан в [1], рассмотрим более детально течение вблизи аккрецирующей звезды.

Как показано в [1] для исследуемых двойных систем структура течения определяется не только перетеканием массы через окрестность внутренней

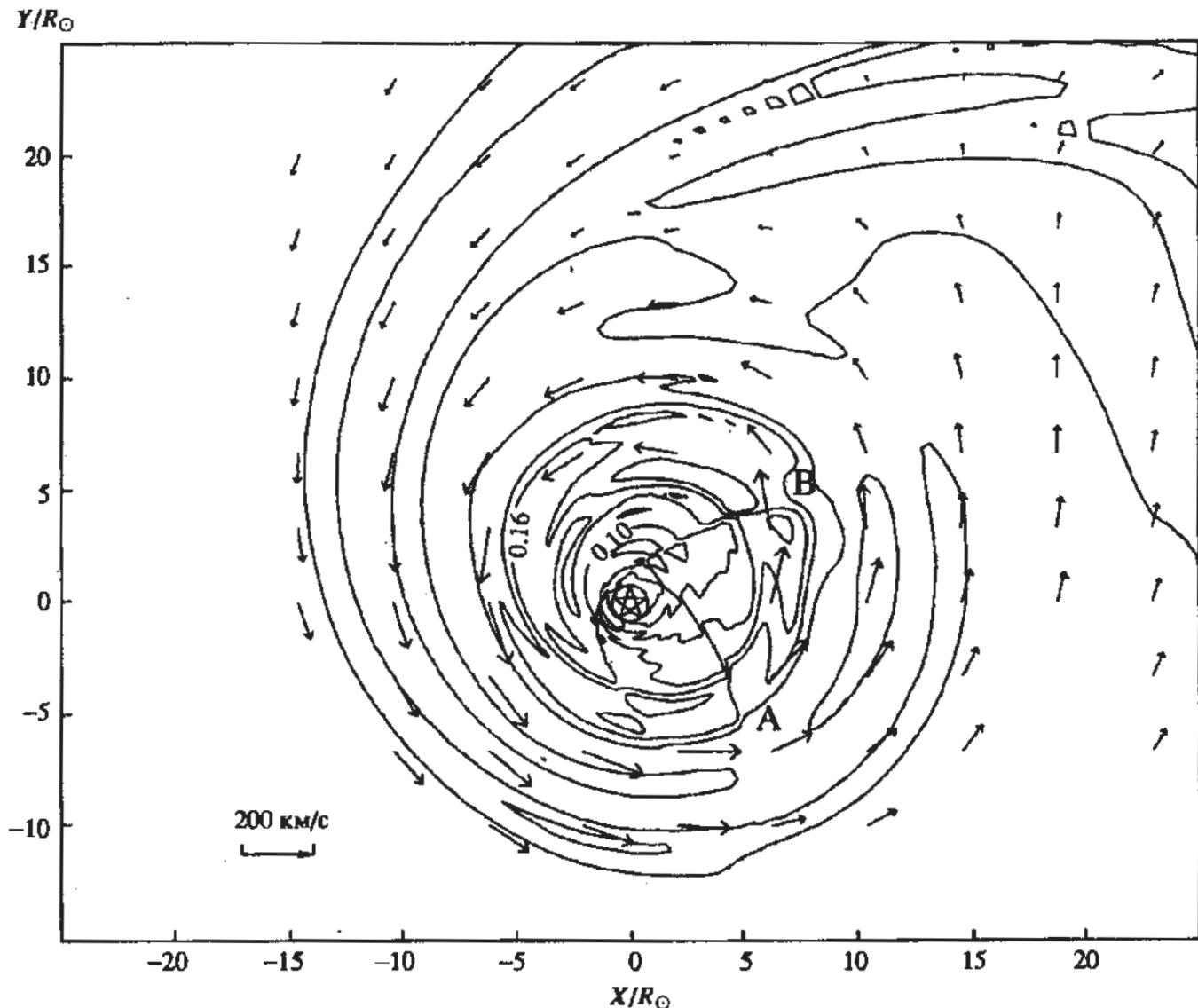


Рис. 1. Линии равной плотности и поле скоростей в окрестности аккрецирующей звезды. Цифры на изолиниях показывают безразмерные значения плотности. Буквами А и В обозначены характерные особенности течения (см. пояснения в тексте).

точки Лагранжа  $L_1$ , но также потоком вещества, вызванным орбитальным движением аккрецирующего компонента в газе звездного ветра. Сложное взаимодействие этих потоков приводит к образованию крупномасштабной структуры ударных волн и тангенциальных разрывов, а также проявляется в том, что акреция вещества на вторичный компонент идет по закручивающейся спирали.

Иллюстрацией наиболее интересного с точки зрения поставленной здесь задачи случая спирального движения газа может служить рис. 1, на котором изображены изолинии плотности и вектора скорости в области  $50 \times 50 R_\odot$  в окрестности аккрецирующего объекта. Анализ рис. 1 показывает, что спиральный характер движения вещества сохраняется вплоть до соприкосновения газа с образовавшимся аккреционным диском. При этом отчетливо видны области взаимодействия

натекающего газа с диском, обозначенные на рис. 1 буквами А и В. Области возмущенного течения А и В соответствуют местам соприкосновения внутреннего и внешнего краев спирали с периферийной частью диска.

Размеры и форма образовавшегося аккреционного диска видны на рис. 2, где показаны линии тока вещества в окрестности компактного объекта. Из анализа рис. 1 и 2 следует, что диск представляет собой образование квазиэллиптической формы с размерами по оси  $X$  от  $-7$  до  $8 R_\odot$  и по оси  $Y$  от  $-6$  до  $9.5 R_\odot$ . (Размеры даны в правой декартовой системе координат, связанной с центром аккрецирующей звезды; ось  $X$  лежит на линии, соединяющей центры звезд системы и направлена на первичного компонента.)

Интересно отметить, что газ в аккреционном диске является более горячим и менее плотным, чем газ набегающего потока. Радиальное

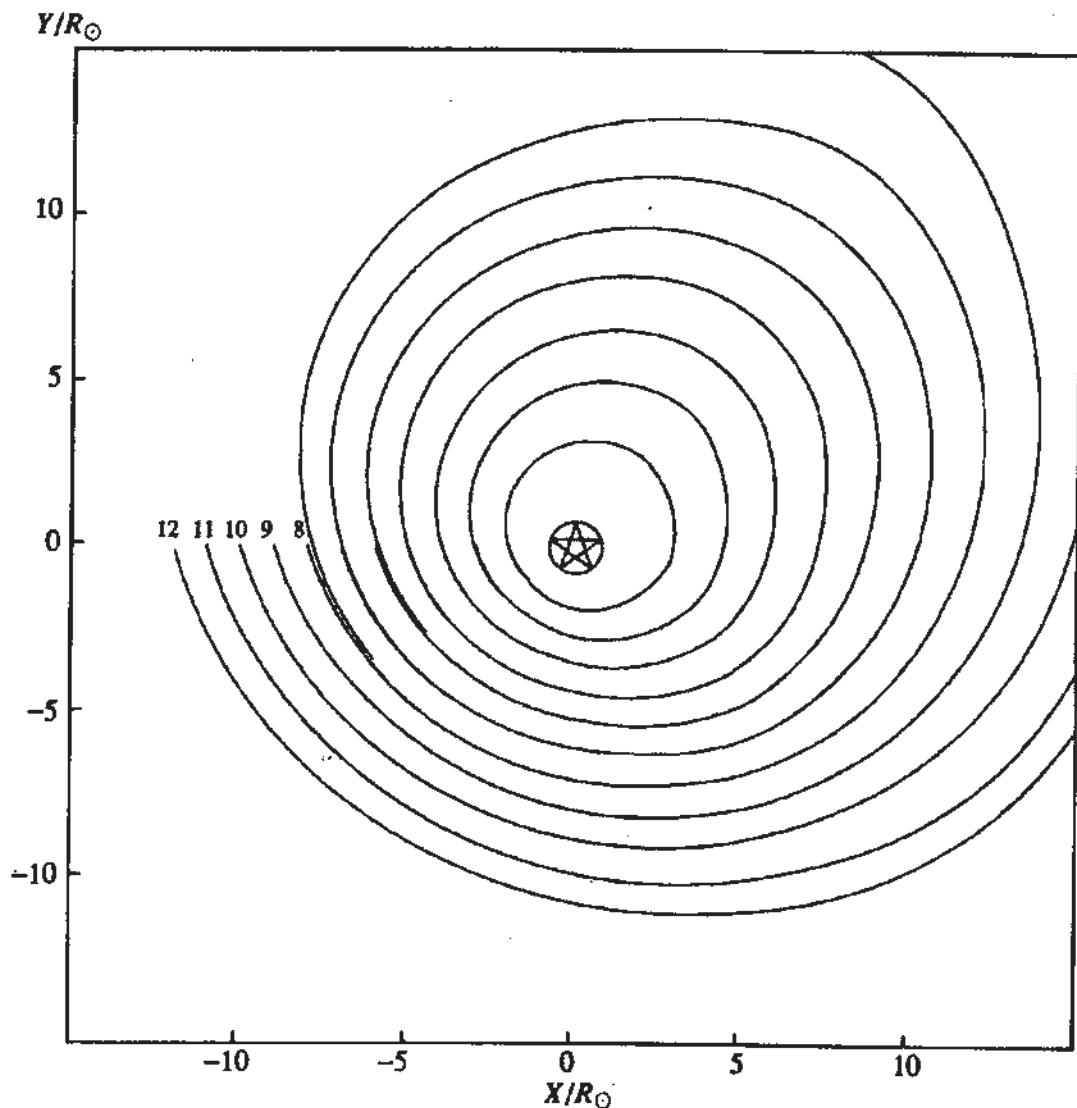


Рис. 2. Линии тока вещества в окрестности аккрецирующей звезды. Цифры в начале линий тока обозначают расстояние (в  $R_\odot$ ) от центра звезды. При  $r \leq 8R_\odot$  линии тока замыкаются, что соответствует движению вещества в аккреционном диске. Замкнутая траектория с  $r = 8R_\odot$  отражает положение внешней границы диска.

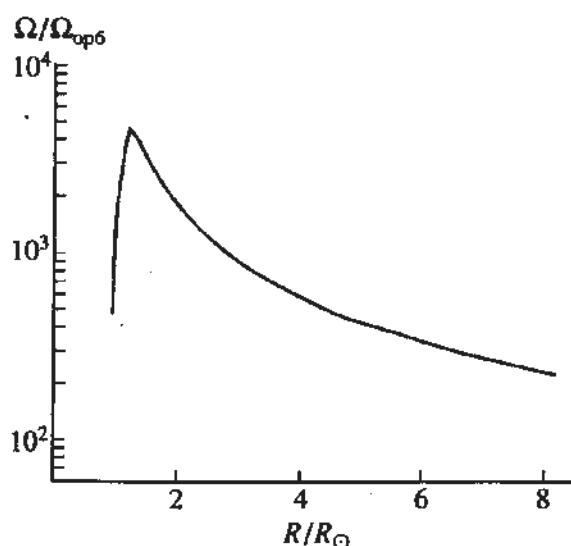


Рис. 3. Радиальная зависимость угловой скорости вращения вещества в диске. Приведены безразмерные значения  $\Omega/\Omega_{\text{орб}}$  вдоль луча, направленного на первичный компонент.

распределение угловой скорости вращения газа в диске (рис. 3) характеризуется наличием излома вблизи звезды, что является типичным для такого рода объектов [16].

Образовавшийся аккреционный диск характеризуется также наличием в нем системы спиральных ударных волн. В последующих пунктах этого раздела статьи мы рассмотрим более подробно возникающие в диске структуры, а также возможные механизмы их генерации.

## 5. КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ СТРУКТУРЫ АККРЕЦИОННОГО ДИСКА. МЕХАНИЗМЫ ГЕНЕРАЦИИ СПИРАЛЬНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН

Сложный нелинейный характер исходной картины течения не позволяет аналитически точно описать возможные структуры в аккреционном диске. Однако, используя линейное приближение

и опираясь на хорошо разработанный аппарат анализа малых возмущений (см., например, [17]), мы можем на качественном уровне рассмотреть возможные особенности течения в диске. Сравнение аналитических оценок с характеристиками полученной в расчетах структуры спиральных ударных волн позволит сделать достоверные предположения о наиболее вероятных механизмах генерации ударных волн и, таким образом, продвинуться в понимании физики аккреционного диска.

Приведенное в п. 4 описание общей картины течения свидетельствует о том, что наружный край диска испытывает сильные гидродинамические возмущения от взаимодействия с набегающим газом (области А и В на рис. 1). Очевидно, что наличие возмущений на краю диска может вызывать весь спектр колебаний, распространяющихся в разные стороны от этих областей. В то же время, из линейного анализа известно [17], что из полного спектра дальнейшее развитие получают лишь собственные колебания, удовлетворяющие граничным условиям задачи, а все остальные колебания подавляются. Это означает, что в нашем случае, когда скорость газа на поверхности аккрецирующей звезды задается равной нулю (во вращающейся системе координат), преумущественное развитие получают волны с угловой скоростью вращения, равной нулю ( $\omega = 0$ , где  $\omega$  – собственная частота возмущений) и с групповой скоростью, направленной к компактному объекту [18]. Очевидно также, что в областях диска, где азимутальная скорость газа превышает локальную скорость звука, следует ожидать трансформации этих волн в ударные. Следует отметить, что рассмотрение проводится в системе координат, связанной с аккрецирующей звездой. Эта система координат в нашем случае является практически инерциальной со сферическим потенциалом в силу того, что сила Кориолиса и сумма центробежной силы и гравитационной силы, обусловленной притяжением первичного компонента, много меньше остальных сил. Ниже будут приведены количественные оценки, иллюстрирующие справедливость данного допущения.

Характерной особенностью рассматриваемых волн с  $\omega = 0$  является их отрицательная энергия [19]. Это, в свою очередь, означает, что наличие в системе диссипативных процессов будет раскачивать эти волны, увеличивая их амплитуду.

Исходя из вышеизложенного, следует ожидать, что в рассматриваемой картине течения в областях, где край диска возмущается струей натекающего газа, возможно возникновение стоячих ударных волн с  $\omega = 0$  и групповой скоростью, направленной к центру. Наиболее вероятный механизм их генерации – диссипативная неустойчи-

вость, природа которой для случая малых возмущений на периферии аккреционного диска детально рассмотрена в [18].

Интересно отметить, что в аккреционном диске существует еще одна область, возмущения в которой могут приводить к образованию ударных волн. Эта область расположена вблизи аккрецирующей звезды и характеризуется наличием излома угловой скорости вращения газа (рис. 3). Известно [20], что для пограничных областей течения с изломом угловой скорости наличие механизмов диссипации приводит к развитию неустойчивости колебаний с отрицательной энергией. Это означает, что в исследуемом аккреционном диске возможно возникновение стоячих ударных волн с  $\omega = 0$  и групповой скоростью, направленной от центра к периферии диска (волны второго типа). Однако, заметим, что интенсивность этих волн меньше, чем у волн первого типа, распространяющихся от наружного края диска к центру. Это обусловлено тем, что для этих волн собственный поток энергии и поток энергии, вызванный диссипацией, имеет различную направленность.

Помимо обсуждения возможных механизмов генерации ударных волн, интересно также рассмотреть в линейном приближении вопрос о форме этих волн в диске. Известно [21], что в ВКБ-приближении решение уравнения, описывающего поведение возмущений энталпии в диске, можно получить в виде:

$$h \sim k_r^{-1/2} \exp[i \int k_r dr], \quad (1)$$

где  $k_r^2 = (\hat{\omega}^2 - \kappa^2)/c^2$ ;  $\kappa^2 = 2\Omega(2\Omega + r \frac{d\Omega}{dr})$  – квадрат эпциклической частоты;  $\hat{\omega} = \omega - m\Omega$ ;  $\omega$  – собственная частота возмущений,  $m$  – азимутальное число,  $c$  – невозмущенная скорость звука в газе,  $\Omega$  – угловая скорость вращения вещества. Это выражение справедливо для звуковых ветвей решения, однако, и в рассматриваемом случае оно имеет аналогичную форму [22].

Воспользуемся выражением (1) и определим тангенс угла закрутки рассматриваемых ударных волн, который в принятых здесь цилиндрических координатах может быть записан как  $\frac{1}{r} \frac{dr}{d\phi}$  [23]. Очевидно, что при  $k_r = \text{const}$  линия постоянной фазы, отражающая форму волны, описывается уравнением  $k_r r + m\phi = \text{const}$  и, соответственно,

$$\frac{1}{r} \frac{dr}{d\phi} = -\frac{1}{r} \frac{m}{k_r},$$

или с учетом того, что для рассматриваемых волн  $\omega = 0$ ,

$$\frac{1}{r} \frac{dr}{d\phi} = \pm \frac{1}{r} \frac{mc}{\sqrt{m^2\Omega^2 - k^2}}, \quad (2)$$

где знак "+" соответствует волнам с групповой скоростью, направленной от центра, а знак "-" — к центру [21].

Анализ выражения (2) показывает, что в рассматриваемом случае ( $\frac{d\Omega}{dr} < 0$ ; рис. 3) ударные волны, возникающие на периферии диска, должны быть отстающими спиральными с большой степенью "открытости", т.е. со значениями угла закрутки, близкими к  $\pi/2$  на периферии диска (это следует из того, что  $\Omega \rightarrow 0$  при  $r \rightarrow r_{\text{dist}}$  и, следовательно,

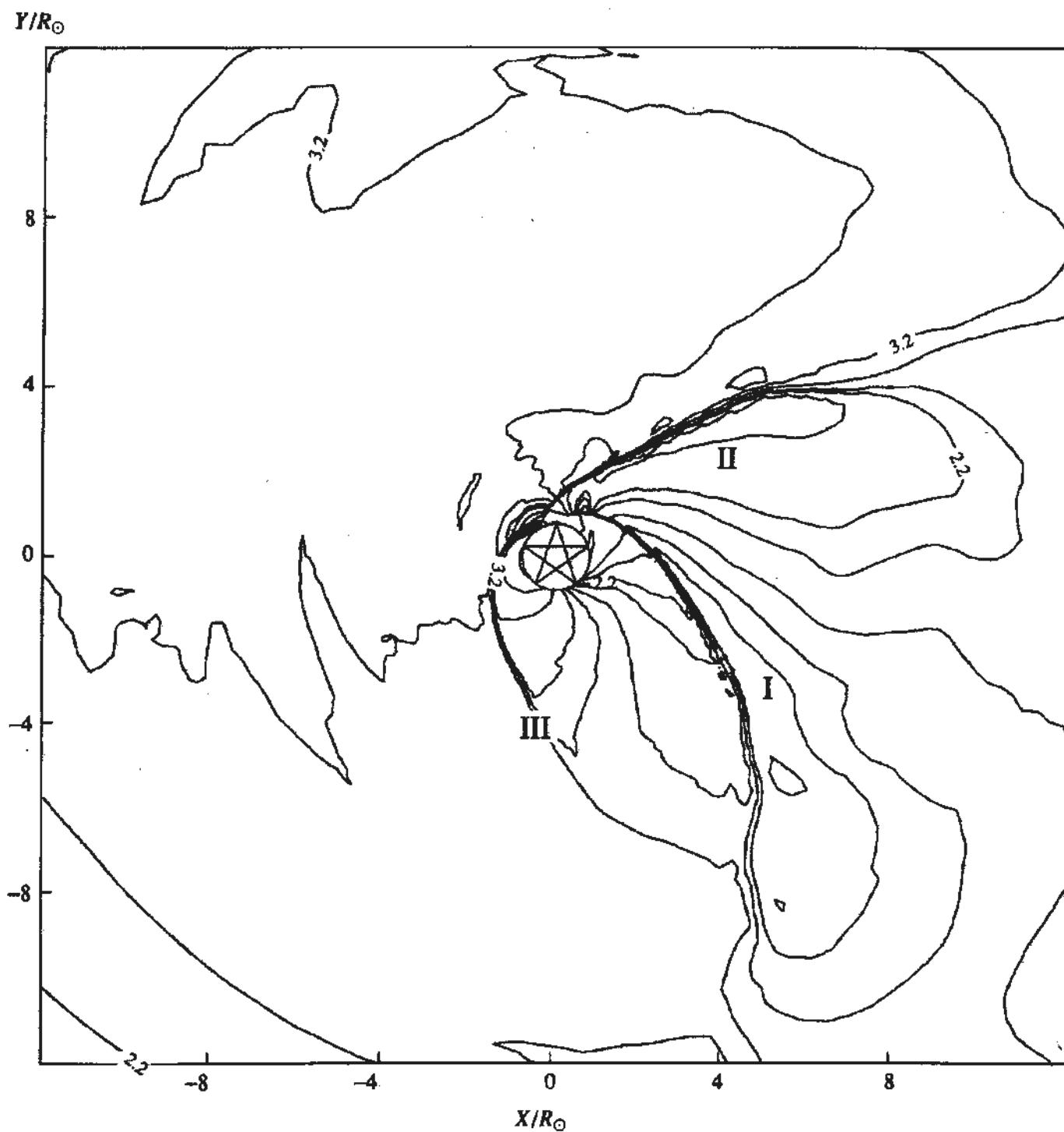


Рис. 4. Линии равного давления в окрестности акрецирующей звезды. Цифры на изолиниях показывают безразмерные значения давления. Римскими цифрами обозначены спиральные ударные волны, возникающие в диске (см. пояснения в тексте).

$\frac{1}{r} \frac{dr}{d\varphi} \rightarrow \infty$ ). Ударные волны, возникающие в

центре, вблизи аккрецирующей звезды имеют групповую скорость, направленную наружу, поэтому эти волны должны быть лидирующими спиральными с постепенным увеличением степени "открытости" (при  $\Omega \rightarrow 0$  угол закрутки для этих волн также стремится к  $\pi/2$ ).

Можно ожидать, что полученные в линейном анализе качественные оценки формы ударных волн не изменятся существенно при учете нелинейности рассматриваемой системы. Это означает, что в диске возможно существование как отстающих, так и лидирующих ударных волн, причем их угол закрутки на периферии диска будет близок к  $\pi/2$ .

## 6. СПИРАЛЬНЫЕ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ В ДИСКЕ. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Рассчитанная картина течения в аккреционном диске характеризуется наличием развитой структуры спиральных ударных волн.

В областях взаимодействия набегающего газа с наружным краем диска (области A и B на рис. 1) зарождаются отстающие спиральные волны I и II (рис. 4) с нулевой угловой скоростью вращения и с групповой скоростью, направленной к центру. По мере приближения ударных волн I и II к поверхности звезды они вызывают возмущения течения в ближайшей окрестности звезды. Это, в свою очередь, приводит к образованию области, характеризующейся наличием течения, направленного навстречу общему движению аккреционного диска. Как видно из рис. 5, на котором

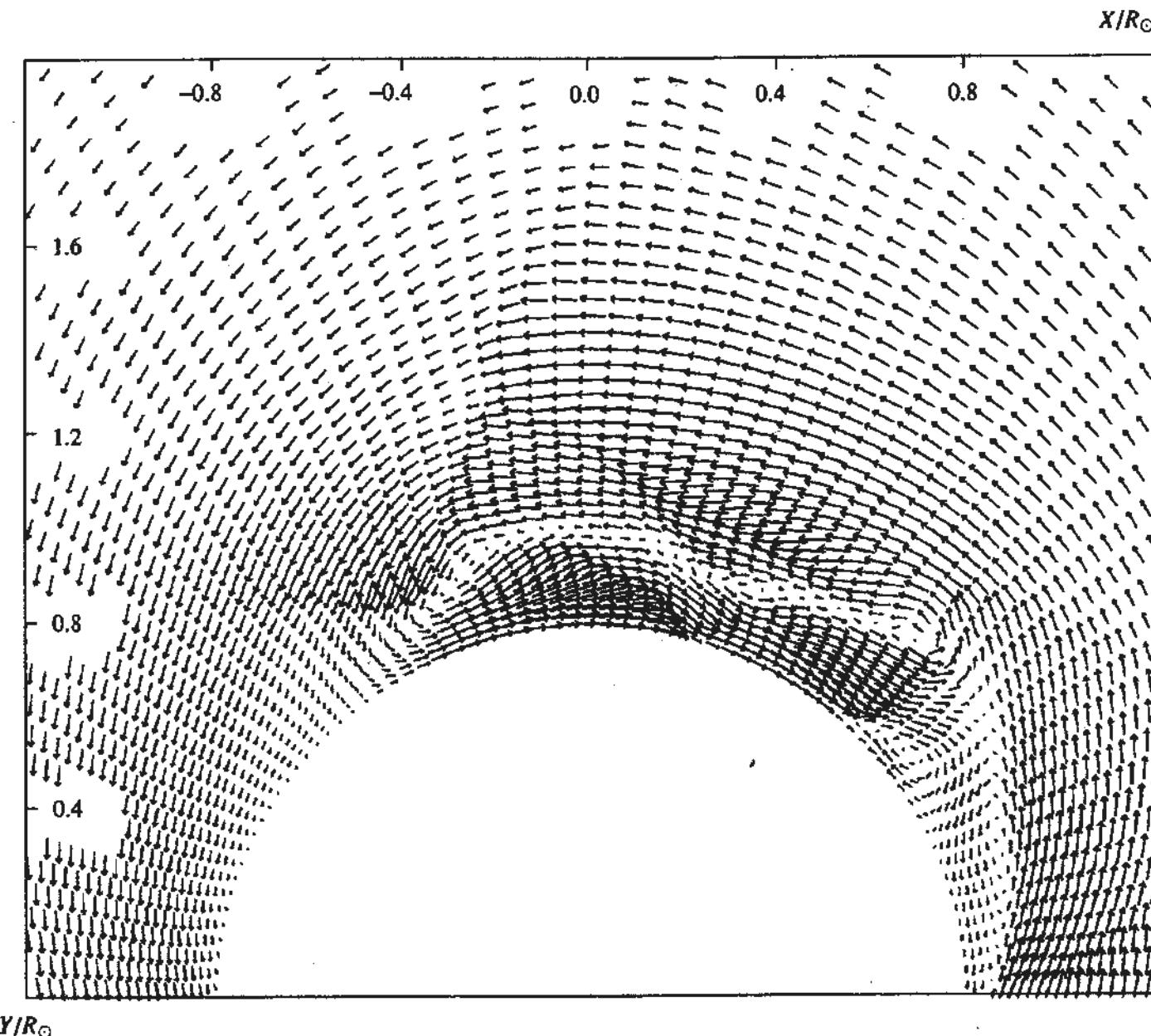


Рис. 5. Поле скоростей в окрестности аккрецирующей звезды.

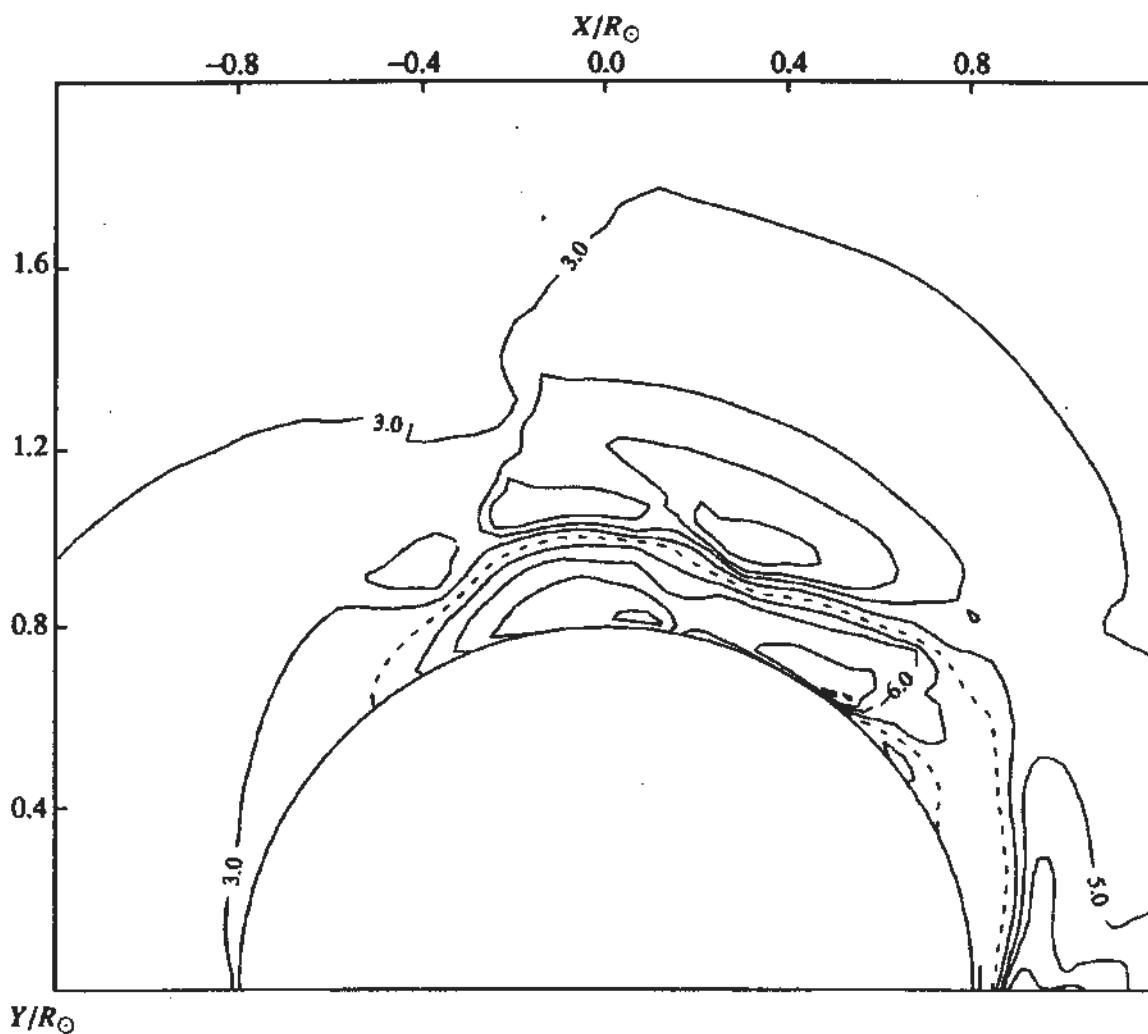


Рис. 6. Линии равной угловой скорости вращения вещества в диске. Цифры на изолиниях показывают безразмерные значения угловой скорости  $\Omega/\Omega_{\text{орб}}$ . Штриховая линия соответствует нулевому значению угловой скорости.

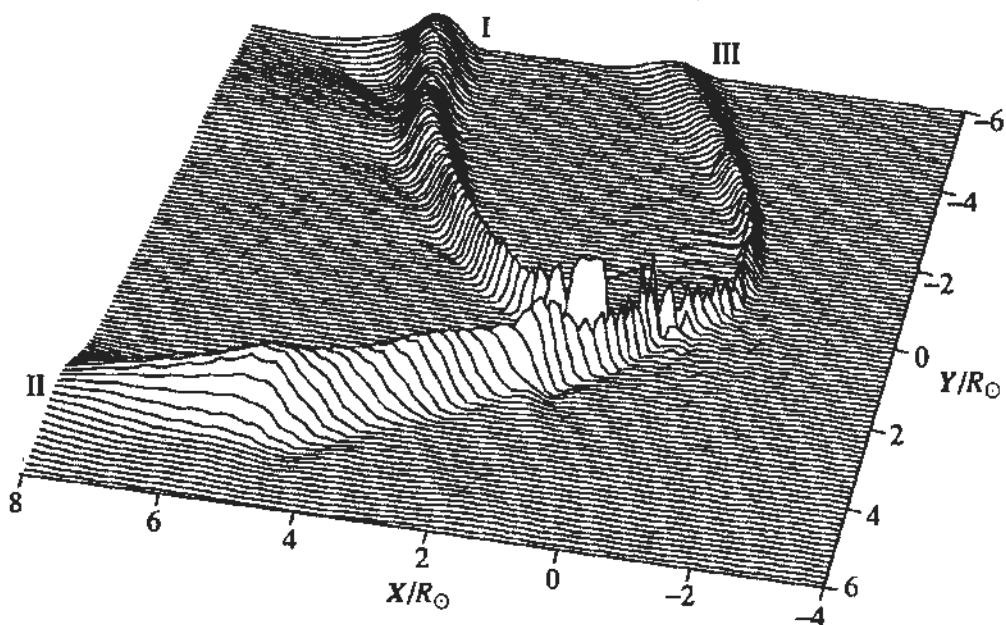


Рис. 7. Трехмерное изображение распределения отношения давлений в соседних узлах численной сетки, иллюстрирующее интенсивность спиральных волн. Видно, что отстающие ударные волны I и II имеют большую интенсивность, чем лидирующая ударная волна III.

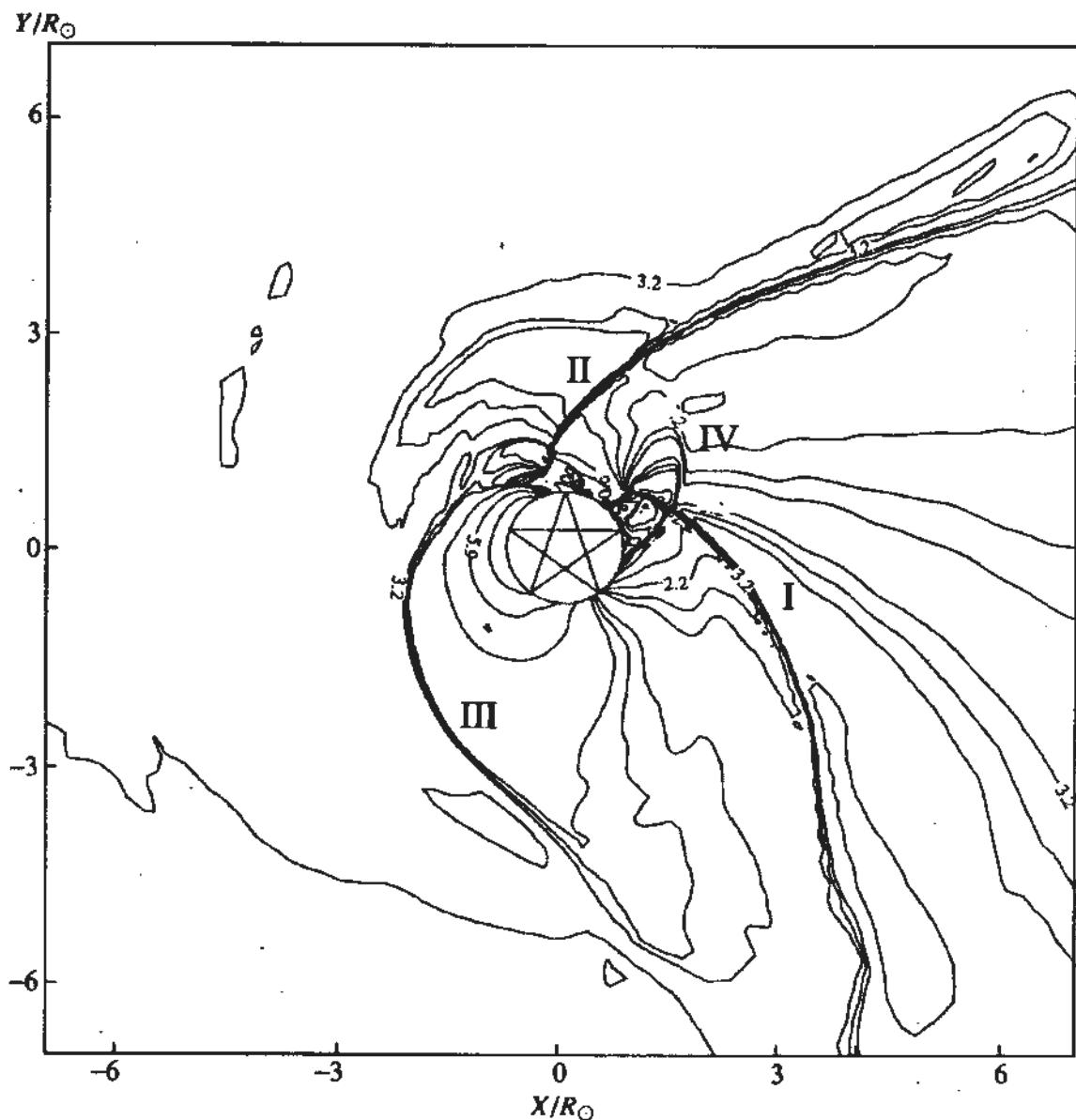


Рис. 8. Линии равного давления в окрестности аккрецирующей звезды для момента времени, когда существует вторая лидирующая ударная волна IV. Цифры на изолиниях показывают безразмерные значения давления. Римскими цифрами обозначены спиральные ударные волны, возникающие в диске (см. пояснения в тексте).

представлено поле скоростей газа в ближайшей окрестности звезды, эта область не охватывает всей поверхности звезды и имеет ограниченные размеры. Область течения с равной нулю скоростью вращения газа (рис. 6, а также рис. 5) является зоной коротации для рассматриваемых ударных волн. Окрестность области коротации является также естественным местом окончания ударных волн I и II, т.к. здесь скорость газа становится меньше локальной скорости звука.

Анализ дальнейшей эволюции картины течения обнаруживает возникновение лидирующей ударной волны III (рис. 4). Эта волна с  $\omega = 0$  зарождается вблизи области коротации и имеет групповую скорость, направленную от центра диска к периферии.

Ударная волна III, так же как и волны I и II, имеет угол закрутки на периферии диска, близкий к  $\pi/2$ , однако, в полном соответствии с результатами качественного анализа, она является менее интенсивной. Интенсивность спиральных волн I, II, III (скачок давления на фронте) проиллюстрирована на рис. 7, где приведена трехмерная картина распределения отношения давлений в соседних узлах численной сетки.

Таблица 1

$R/R_\odot$	$ grad P /\rho$	$ grad \Phi_2 $	$ grad \Delta\Phi , 10^{-4}$	$2[\Omega_{\text{орб}} u], 10^{-3}$	$v\Omega$
2	20.3	6.77	6.23	7.1	7.5
6	0.24	0.77	6.29	3.9	0.8

Таблица 2

$R/R_\odot$	$ \Phi $	$ \Delta\Phi $	$c$	$c^2$
2	9.7	0.19	2.0	4.0
6	3.4	0.19	1.7	2.9

Интересно отметить, что даже в стационарном режиме вблизи области коротации квазипериодически возникает слабая лидирующая ударная волна IV (рис. 8), имеющая, по-видимому, ту же природу, что и волна III. Одной из важных особенностей полученной картины течения является одновременное наличие как отстающих, так и лидирующих ударных волн. Следует отметить, что аналогичная картина наблюдалась также в модельных расчетах, представленных в работе [10], где существование лидирующих ударных волн было возможно только при специально подобранных граничных условиях и вызывалось отражением от внутренней границы отстающих ударных волн, распространяющихся от периферии диска. В представленных расчетах стационарная лидирующая волна III и квазипериодически возникающая лидирующая волна IV являются самостоятельными объектами и могут быть объяснены в рамках механизма диссипативной неустойчивости.

Приведенное описание рассчитанной структуры спиральных ударных волн в диске показывает хорошее совпадение с результатами качественного анализа. Это, в свою очередь, позволяет надеяться, что высказанные в п. 5 предположения о механизме генерации ударных волн являются оправданными.

Полученные в расчетах количественные значения для сил, определяющих течение газа в окрестности аккрецирующей звезды, позволяют оценить влияние первичного компонента системы на диск, и, следовательно, рассмотреть вопрос о гравитационном механизме генерации спиральных ударных волн. В табл. 1 приведены значения абсолютных величин всех действующих на газ удельных сил и центробежного ускорения, а в табл. 2 – значения полного потенциала Роша  $\Phi$ , возмущающего потенциала  $\Delta\Phi = \Phi_1 + \Phi_c$  и локальной скорости звука. Для удобства анализа потенциал Роша представлялся в виде  $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_c$ , где слагаемое  $\Phi_1$  связано с притяжением к первичному компоненту,  $\Phi_2$  – к компактному объекту, а  $\Phi_c$  связано с центробежной силой. Все значения приведены как для внутренней части диска ( $R = 2R_\odot$ ), так и для его периферии ( $R = 6R_\odot$ ).

Анализ представленных в табл. 1 данных показывает, что во всей области аккреционного диска силы, связанные с наличием первичного компонента и с вращением системы, малы, и не оказы-

вают существенного влияния на течение вещества вблизи компактного объекта. Кроме того, из табл. 2 следует, что возмущение потенциала Роша, вызванное наличием первичного компонента, много меньше квадрата локальной скорости звука, и, соответственно, гравитационное влияние первичного компонента не может привести к образованию ударных волн.

Данный вывод о незначительном влиянии первичного компонента на течение вещества в диске был подтвержден также модельным расчетом. В этом варианте расчета в области  $R < 40R_\odot$  полностью исключались из рассмотрения сила притяжения к первичному компоненту, центробежная сила и сила Кориолиса, в то время как граничное условие на  $R = 40R_\odot$  определялось из полного расчета, что позволило сохранить картину течения и, соответственно, гидродинамические возмущения диска. Структура диска, полученная в данном варианте, полностью совпала с вариантом полного расчета, что позволяет говорить о сугубо гидродинамическом механизме генерации спиральных ударных волн в рассматриваемом аккреционном диске.

Для изучения процессов акреции на звезду, наряду с количеством и интенсивностью спиральных волн в диске, принципиальным является вопрос о форме возникающих волн, поскольку перераспределение углового момента в диске существенным образом зависит от их угла закрутки [17]. Наличие в рассчитанной картине течения открытых ударных волн (с углами закрутки, близкими к  $\pi/2$ ) должно значительно увеличить диссипацию углового момента и, следовательно, увеличить скорость акреции [17]. Иллюстрацией данного обстоятельства может служить оценка эффективности акреции в терминах модели  $\alpha$ -диска.

Из теории  $\alpha$ -диска следует, что временная шкала акреции

$$\tau_{\text{акр}} = \frac{1}{\alpha\Omega} \left[ \frac{\Omega r}{c} \right]^2 = \frac{M^2}{\alpha\Omega},$$

где  $M$  – число Маха. В то же время  $\tau_{\text{акр}}$  может быть определено как время, за которое масса запасенного в диске вещества аккрецируется на звезду, т.е.  $\tau_{\text{акр}} = \dot{M}/\dot{M}$ . Окончательно получаем:

$$\alpha = \frac{\dot{M}M^2}{\dot{M}\Omega}.$$

Оцененное подобным образом эффективное значение  $\alpha$  в наших расчетах составило величину ~0.15.

Интересно отметить, что несмотря на высокое значение коэффициента  $\alpha$ , общая скорость

акреции  $\dot{M}$  в расчетах была невелика – 0.01% от скорости потери вещества с первичного компонента. Это объясняется тем, что для рассматриваемых двойных систем с компонентами, не заполняющими полость Роша, сложный процесс обмена массой приводит к тому, что общее количество вещества, попадающего в окрестность компактного объекта (в диск), невелико.

## 7. ВЫВОДЫ

В проведенных двумерных газодинамических расчетах исследовалось течение вещества в двойных системах с компонентами, не заполняющими полость Роша. Параметры двойной системы принимались близкими к характеристикам симбиотических звезд. Основное внимание при анализе результатов уделялось рассмотрению картины течения в области вблизи аккумулирующей звезды. Результаты численного моделирования, а также проведенный качественный анализ позволяют сделать следующие выводы:

1. В рассматриваемых двойных системах вокруг компактного объекта образуется аккреционный диск. Его форма близка к эллиптической с линейными размерами  $15 \times 15.5 R_\odot$ .

2. Сложное взаимодействие потоков вещества в системе приводит к тому, что аккумулирующий газ движется к компактному объекту по спирали. Взаимодействие набегающего газа с диском приводит к появлению областей сильных гидродинамических возмущений наружного края диска.

3. В аккреционном диске развивается сложная структура спиральных ударных волн, включающая в себе как отстающие, так и лидирующие спирали.

4. В области возмущения наружного края диска набегающим потоком газа образуются две стоячие ударные волны отрицательной энергии, имеющие форму отстающей спирали (волны первого типа). Механизм генерации этих структур – диссипативная неустойчивость.

5. Диссипативная неустойчивость в области с изломом угловой скорости вращения газа вблизи внутреннего края диска приводит к возникновению стоячих ударных волн отрицательной энергии, имеющих форму лидирующей спирали (волны второго типа). Интенсивность этих ударных волн значительно меньше интенсивности волн первого типа.

6. Несмотря на установившийся режим течения газа в аккреционном диске, отмечается наличие неустойчивости, проявляющейся, в частности, в квазипериодическом образовании одной из волн второго типа (с периодом  $\sim 30$  ч).

7. Спиральные ударные волны как первого, так и второго типов являются “открытыми” (т.е. их углы закрутки близки к  $\pi/2$ ), что приводит к

существенному перераспределению углового момента в аккреционном диске и к увеличению скорости акреции. Оценки эффективности акреции (в терминах модели  $\alpha$ -диска) показывают, что для рассматриваемой системы  $\alpha_{\text{эфф}}$  достигает величины  $\approx 0.15$ .

В заключение отметим, что в представленной численной модели, в отличие от прежних работ, рассматривалось реальное установившееся течение газа в двойной системе, близкой по параметрам к симбиотическим звездам. Это позволяет надеяться, что сделанные в работе выводы качественного характера о свойствах аккреционного диска, о структуре спиральных ударных волн и о механизмах их генерации близки к реальным.

Настоящая работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-02-2919). Авторы также выражают признательность А.М. Фридману и В.В. Ляховичу за полезные обсуждения.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бисикало Д.В., Боярчук А.А., Кузнецов О.А. и др. // Астрон. журн. 1994. Т. 71. С. 560.
2. Sawada K., Matsuda T., Hachisu I. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1986. V. 219. P. 75.
3. Sawada K., Matsuda T., Hachisu I. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1986. V. 221. P. 679.
4. Sawada K., Matsuda T., Inoue M. et al. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1987. V. 224. P. 307.
5. Donner K.J. Ph. D. Thesis, Cambridge Univ. 1979.
6. Spruit H.C. // Astron. and Astrophys. 1987. V. 184. P. 173.
7. Spruit H.C., Matsuda T., Inoue M. et al. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1987. V. 229. P. 517.
8. Larson R.B. // The formation and evolution of planetary systems / Eds Weaver H.A. et al. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1988. P. 3.
9. Spruit H.C. // Theory of accretion disks / Eds Meyer F. et al. Dordrecht: Kluwer, 1989. P. 351.
10. Matsuda T., Sekino N., Shima E. et al. // Astron. and Astrophys. 1990. V. 235. P. 211.
11. Boyarchuk A.A. // Sov. Sci. Rev. 1984. V. 3. P. 123.
12. Kenyon S.J. The Symbiotic Stars. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1986.
13. Molteni D., Belvedere G., Lanzfame G. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1991. V. 249. P. 748.
14. Roe P.L. // Ann. Rev. Fluid Mech. 1986. V. 18. P. 337.
15. Chakravarthy S., Osher S. // AIAA Pap. № 85-0363. 1985.
16. Frank J., King A.R., Raine D.J. Accretion Power in Astrophysics. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1986.
17. Fridman A.M., Polyachenko V.L. Physics of Gravitating Systems. New-York, Berlin, Heidelberg, Tokyo: Springer Verlag, 1984.

18. Морозов А.Г., Торгашин Ю.М., Фридман А.М. // Письма в "Астрон. журн.". 1985. Т. 11. С. 231.
19. Ландау Л.Д., Лишинц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
20. Тимофеев А.В. // Вопросы теории плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1988. Вып. 17. С. 157.
21. Ляхович В.В., Фридман А.М., Хоружий О.В. // Неустойчивые процессы во Вселенной. М.: КосмоИнформ, 1994 (в печати).
22. Ляхович В.В. Частное сообщение.
23. Рольфс К. Лекции по теории волн плотности. М.: Мир, 1980.

### Structure of the Accretion Disk in Binaries with Components that are not Filling their Roche Lobe

D. V. Bisikalo, A. A. Boyarchuk, O. A. Kuznetsov, Yu. P. Popov, and V. M. Chechetkin

Results of two-dimensional gas dynamic computations of accretion disk structure in binaries with components not filling their Roche lobe are presented. The assumed binary parameters are similar to characteristics of symbiotic stars. Computer simulations reveal in these binaries around the compact component an accretion disk with dimensions  $15 \times 15 R_{\odot}$ . It is shown that because of gas dynamic perturbation of the disk's outer layer by flow of incoming gas a complicated structure of spiral shock waves consisting of lagging and leading spirals is generated in the disk. Possible mechanisms generating this structure are discussed. Influence of spiral shock waves on efficiency of accretion is considered.

УДК 524.38

## ОРБИТАЛЬНЫЕ КРИВЫЕ БЛЕСКА ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ А0620-00 В МОДЕЛИ ОПТИЧЕСКОЙ ЗВЕЗДЫ С ПЯТНАМИ

© 1995 г. Т. С. Хрузина, А. М. Черепашук

Астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

Поступила в редакцию 04.04.94 г.

Показано, что модель оптической К-звезды с пятнами на поверхности позволяет объяснить долговременную переменность формы оптических орбитальных кривых блеска транзитных рентгеновских двойных систем в спокойном состоянии. В рамках этой модели определены параметры системы А0620-00.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Оптические и инфракрасные исследования рентгеновских новых в спокойном состоянии позволяют определять массы релятивистских объектов. Поскольку в таких системах оптическая компонента — маломассивная звезда класса ≈K, масса которой много меньше массы релятивистского объекта, искажения кривой лучевых скоростей оптической звезды, связанные с ее грушевидностью и прогревом ее поверхности жестким излучением аккреционного диска, незначительны (см., например, [1]). Поэтому функция масс оптической звезды, измеряемая по ее абсорбционным линиям, определяется надежно. С другой стороны, анализ переменности блеска оптической компоненты, связанной с эффектами эллипсоидальности, "отражения" и затмениями, позволяет оценить наклонение орбиты двойной системы  $i$ . Это дает возможность оценить массы компонент. Однако, интерпретация оптических и инфракрасных кривых блеска рентгеновских новых в спокойном состоянии сталкивается с рядом трудностей, главная из которых состоит в долговременном изменении амплитуды и формы орбитальной кривой блеска. Это свидетельствует о том, что стандартная простая модель рентгеновской двойной системы (оптическая звезда, релятивистский объект, стационарный аккреционный диск) в данном случае неприменима.

В работах Хасвелла и др. [2] и Мак-Клинтона и Ремилларда [3] рассмотрены три причины вековой переменности орбитальных кривых блеска рентгеновских новых: переменность положения горячего пятна на внешней границе аккреционного диска, переменный прогрев оптической звезды жестким излучением диска, наличие темных пятен на К-звезде и изменение их координат со временем. В последнее время выяснилось (см., например, [4, 5]), что вклад оптического излучения аккреционного диска и горячего пятна на его

внешней границе для систем А0620-00 и V404 Cyg в синей области спектра составляет малую долю ( $\approx 17\%$ ) от общей светимости и убывает с увеличением  $\lambda$ , достигая 6 - 10% в районе  $H_{\alpha}$ . Поэтому объяснить долговременную переменность оптических кривых блеска рентгеновских новых переменностью параметров диска и горячего пятна, не представляется возможным, даже привлекая остроумную модель эллиптического диска с прецессирующей большой полуосью [6]. Кроме того, ввиду отсутствия или, по крайней мере, весьма малой светимости рентгеновского источника в спокойном состоянии ( $L_X < 10^{33}$  эрг/с), естественно предположить, что диск вокруг релятивистского объекта в системах типа А0620-00 и V404 Cyg (или по крайней мере, его центральные части) обладает чрезвычайно малой вязкостью, обуславливающей низкий темп акреции. Наличие же эллиптического прецессирующего диска, т.е. объекта, обладающего избытком кинетической энергии, должно стимулировать турбулентность, увеличивать вязкость вещества, усиливать темп акреции и приводить к мощному энерговыделению в рентгеновском диапазоне. Исследование динамики и устойчивости эллиптических аккреционных дисков выполнено, например, в работе [7]. Поэтому объяснение долговременной переменности оптических кривых блеска рентгеновских новых в спокойном состоянии изменениями параметров диска и горячего пятна на нем представляются нам неперспективными.

По этой же причине кажется бесперспективным привлечение переменного прогрева оптической звезды жестким излучением диска: если диск находится в "спокойном" состоянии с ничтожно малой вязкостью, то ожидать от него значительного и тем более переменного жесткого излучения не приходится.

Наиболее естественным объяснением долговременной переменности рентгеновских новых

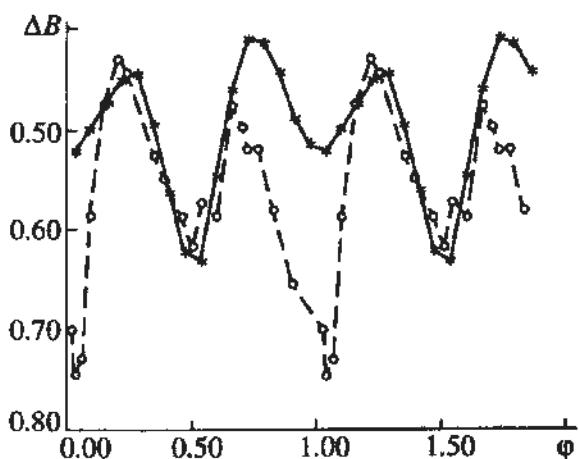


Рис. 1. Сравнение кривых блеска V616 Mon в фильтре  $B$ , полученных в 1986 г. [9] (сплошная линия) и в 1990 г. [10] (штриховая линия).

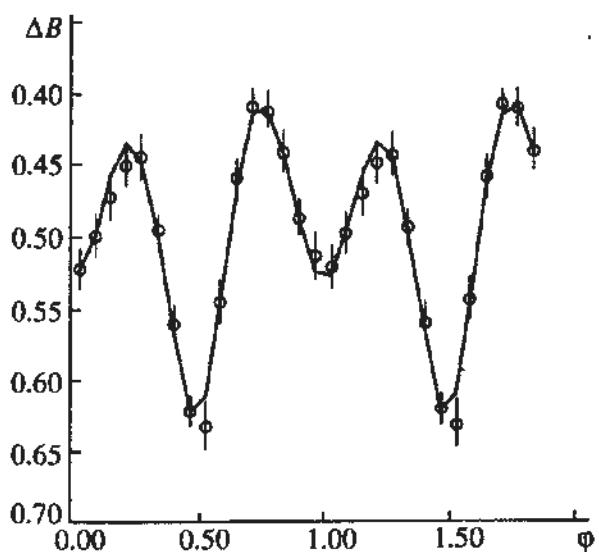


Рис. 2. Кривая блеска V616 Mon, полученная Мак-Клинтоком и Ремиллардом [9] в 1986 г. Сплошная линия – теоретическая кривая блеска, вычисленная для оптимальных параметров системы, полученных в рамках модели II (см. текст и табл. 1):  $q = 15$ ,  $i = 40^\circ$ ,  $\mu = 0.99$ ,  $T_{\text{eff}} = 4500$  К,  $k_d = 0.2$ ,  $k_X = 0.0$ ,  $R_{\text{sp}}/z_{\text{star}} = 0.31$ ,  $\theta = 52^\circ$ ,  $\phi = 102^\circ$ .

в спокойном состоянии представляется наличие у К-звезды пятен на поверхности и их переменность [2]. Известно, что пятнистость поздних звезд в двойных системах типа RS CVn приводит к их квазипериодической (вызванной вращением звезды) и долговременной переменности с амплитудой  $\approx 0.^m2$  [8]. Примеры “пятенной” переменности звезд позднего спектрального класса с быстрым осевым вращением с характерными временами от месяцев до нескольких лет и амплитудой до  $\approx 0.^m2$  суммированы в работе [3]. Более того, сам феномен транзиентного рентгеновского источника в рентгеновских новых может быть свя-

зан с пятнистостью, вспышками и другими видами активности поздней звезды. Возможно, активность К-звезды здесь является триггером, стимулирующим генерацию турбулентности в диске и увеличение его вязкости. В этой связи весьма примечательно, что среди пяти известных рентгеновских двойных систем – надежных кандидатов в черные дыры, две системы (Сиг X-1 и LMC X-3), содержащие в качестве оптических компонент горячие ОВ-звезды, являются квазистационарными рентгеновскими источниками, а три системы (A0620-00, V404 Cyg, GV Mus) с оптическими компонентами – звездами поздних спектральных классов (G-K) являются транзиентными источниками – рентгеновскими новыми.

В данной статье мы применяем модель пятнистой оптической звезды, близкой к заполнению своей полости Роша, к объяснению аномалий в орбитальных кривых блеска A0620-00 и их долговременной переменности. Показано, что введением темных пятен на поверхности К-звезды с температурой на  $\approx 20 - 40\%$  ниже ее средней температуры можно непринужденно объяснить все пекулярности в оптической и инфракрасной переменности A0620-00 в спокойном состоянии. Этот результат, с одной стороны, позволяет дополнительно обосновать надежность оценки массы черной дыры, с другой – дает основания для предположения, что “пятенная” и, возможно, вспышечная активность К-звезды является существенным триггерным механизмом, стимулирующим явление транзиентного рентгеновского источника.

## 2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ КРИВЫЕ БЛЕСКА

Для маломассивных рентгеновских двойных систем, содержащих оптические компоненты поздних спектральных классов, присутствие на поверхности оптической звезды одного или нескольких темных пятен может оказывать заметное влияние на форму кривой блеска системы. Для проверки этой гипотезы мы использовали две кривые блеска в фильтре  $B$  ( $\lambda_{\text{eff}} = 4400 \text{ \AA}$ ) кандидата в черные дыры, хорошо известной системы A0620-00/V616 Mon.

Первая из них была опубликована Мак-Клинтоком и Ремиллардом [9] в 1986 г. вскоре после перехода системы в нормальное состояние после яркой вспышки Новой 1975 г. Эта кривая приведена на рис. 1 (сплошная линия) и рис. 2. В 1990 г. группа итальянских астрономов [10] опубликовала кривую блеска этой системы, полученную спустя несколько лет (рис. 1, штриховая линия и рис. 3). Обращает на себя внимание значительное увеличение к 1990 г. глубины минимума на фазе  $\phi = 0.0$  (верхнее соединение рентгеновского источника), достигающее  $0.^m22$ , при приблизительном сохранении глубины минимума, соответствующего

нижнему соединению рентгеновского источника ( $\phi = 0.5$ ). Другой эффект – изменение соотношения блеска в квадратурах: если на кривой I [9] блеск системы в фазе  $\phi = 0.75$  почти на  $0.^m03$  превышает блеск на фазе  $\phi = 0.25$  ( $m(\phi = 0.75) - m(\phi = 0.25) = -0.^m03 \pm 0.^m015$ ), то на кривой Бартолини и др. [10] поток в квадратурах практически одинаков или даже обратный ( $m(\phi = 0.75) - m(\phi = 0.25) = 0.^m05 \pm 0.^m04$ ). Заметим, что  $UBVR$ -кривые блеска этой системы, полученные Хасвеллом и др. [11] в 1987 г., так же как и кривые Мак-Клинтона и Ремилларда [9], показывают присутствие более глубокого минимума на фазе  $\phi = 0.5$ , однако соотношение блеска в квадратурах на всех четырех кривых иное: максимум, предшествующий минимуму на фазе  $\phi = 0.5$  примерно на 10% выше, чем тот, что расположен вблизи  $\phi = 0.7$ . Формы минимумов, так же как и их глубины, на кривых блеска A0620-00 заметным образом отличаются друг от друга: на многоцветных кривых Хасвелла и др. [11] минимум на фазе  $\phi = 0.5$  более острый, чем тот же минимум на кривой блеска из работы [9].

Для объяснения формы минимума на фазе  $\phi = 0.5$  Хасвелл и др. [11] предположили, что в этой фазе мы имеем дело с частным затмением оптической звезды краем аккреционного диска. В рамках этого предположения они, используя метод синтеза кривых блеска, оценили наклонение орбиты системы ( $i \approx 62^\circ - 70^\circ$ ), а также температуру и радиус аккреционного диска ( $T_{eff} \approx 4000 - 4600$  К,  $r_d \approx 1.0 \xi$ , где  $\xi$  – расстояние между компактным объектом и внутренней точкой Лагранжа). Кроме того, оказалось, что наилучшая аппроксимация наблюдаемых кривых блеска теоретическими имеет место для  $q \leq 11$ , что расходится с результатами Марша и др. [4]. Исследуя высокоточные записи спектральных линий, Марш и др. [4] по уширению линий в спектре A0620-00 получили для отношения масс компонент значение  $q = 14.9 \pm 2.6$ . Другим важным результатом исследования Марша и др. [4] явился вывод, что вклад диска в непрерывном спектре в синей области не превышает  $17 \pm 3\%$  от суммарного блеска системы (или  $\sim 20\%$  от блеска оптической компоненты), а его размеры порядка половины расстояния между компактным объектом и внутренней точкой Лагранжа, т.е.  $r_d = 0.5\xi$ .

### 3. МОДЕЛЬ, ИСПОЛЬЗОВАННАЯ ДЛЯ РАСЧЕТОВ

Для построения теоретических кривых блеска мы применили одну из моделей тесной двойной системы, описанную ранее [12]: тесная двойная система состоит из оптической звезды и точечно-го объекта – нейтронной звезды (или черной

Таблица 1. Результаты определения параметров по методу Нелдера–Мида для кривых блеска A0620-00/V616 Mon из работ [9, 10] в моделях с  $q = 15.0$ ,  $T_{eff} = 4500$  К,  $R_d/\xi = 0.5$ ,  $k_d = 0.2$ ,  $k_X = 0.0$  и  $\mu = 0.99 - 1.0$

Параметры	Кривая блеска из [9]		Кривая блеска из [10]	
	Модель I	Модель II	Модель I	Модель II
$i$ , град	39.7	39.3	42.2	43.0
$\mu$	0.990	0.993	0.999	0.996
Темное пятно 1 на звезде				
$R_{sp}/z_{star}$	0.33	0.31	0.42	0.33
$F_{sp}$	0.72	0.57	0.79	0.58
$\theta$ , град	56	52	144	138
$\phi$ , град	101	102	48	43
Темное пятно 2 на звезде				
$R_{sp}/z_{star}$		0.35		0.38
$F_{sp}$		1.0		0.88
$\theta$ , град		117		176
$\phi$ , град		0.0		0.0
$\chi^2$	5.2	5.1	12.5	11.9

дыры). Оптическая звезда вращается синхронно с орбитальным обращением вокруг общего центра масс по круговой орбите.

Компактный объект может быть окружен геометрически тонким и оптически толстым диском,

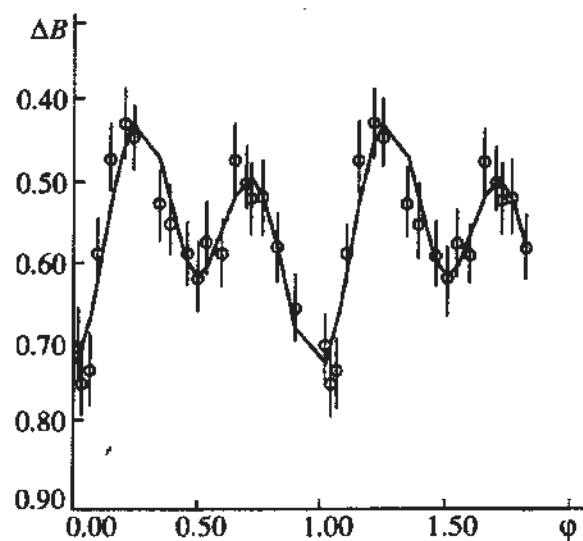


Рис. 3. Кривая блеска V616 Mon, полученная Бартолини и др. [10] в 1990 г. Сплошная линия – теоретическая кривая блеска, вычисленная для оптимальных параметров системы, полученных в рамках модели II (см. текст и табл. 1):  $q = 15$ ,  $i = 43^\circ$ ,  $\mu = 0.996$ ,  $T_{eff} = 4500$  К,  $k_d = 0.2$ ,  $k_X = 0.0$ , пятно 1 –  $R_{sp}/z_{star} = 0.33$ ,  $\theta = 138^\circ$ ,  $\phi = 43^\circ$ , пятно 2 –  $R_{sp}/z_{star} = 0.38$ ,  $\theta = 176^\circ$ ,  $\phi = 0^\circ$ .

лежащим в плоскости орбиты. Распределение яркости диска в рассматриваемом фильтре считается постоянной вдоль его радиуса. Светимость диска определяется в долях светимости оптической звезды в квадратуре ( $\phi = 0.75$ ; фаза  $\phi = 0.0$  соответствует верхнему соединению компактного объекта), т.е.  $L_d = k_d L_{star}$  ( $\phi = 0.75$ ), где  $k_d$  – безразмерный параметр. Радиус диска  $R_d$  задается в единицах расстояния между компактным объектом и внутренней точкой Лагранжа  $\xi$ . В данной модели может быть также учтено присутствие на плоской поверхности диска горячего пятна в области соударения газового потока, истекающего из оптической звезды, с веществом диска. Заметим, что присутствие такого пятна, расположенного на плоскости диска, может играть заметную роль лишь при определенных значениях наклонения орбиты  $i$ : оно должно быть достаточно велико, чтобы наблюдалось затмение части диска с пятном на краю, и в то же время существенно отличаться от  $90^\circ$ . В последнем случае, поскольку мы предполагаем, что толщина диска пренебрежимо мала, диск, видимый с ребра или же вблизи углов  $90^\circ$ , не будет оказывать существенного влияния на кривую блеска системы. Светимость пятна (в данном фильтре) задается безразмерным параметром  $f_{hp}$ , таким что поток от единичной площадки на диске в области пятна  $I_{hp} = (1 + f_{hp})I_d$ , где  $I_d$  – поток с единичной площадки плоского диска в отсутствии пятна. Радиус пятна на диске  $r_{hp}$  задается в единицах радиуса диска, положение его центра – углом  $\Phi_{hp}$  между линией, соединяющей компоненты, и радиус-вектором из центра горячего пятна в направлении компактного объекта. При небольших наклонениях орбиты как пятно на плоскости диска, так и сам диск не будут оказывать влияния на кривую блеска, создавая лишь постоянное во всех орбитальных фазах дополнительное излучение.

Фигура оптической звезды в данной модели определяется потенциалом Роша, зависящим от отношения масс компонент  $q = M_x/M_v$ , и степени заполнения звездой своей критической полости, которая задается параметром  $\mu$ . Здесь  $\mu = z_{star}/z_{Ro}$ ,  $z_{star}$  – максимальное расстояние между плоскостью орбиты и поверхностью звезды в направлении, перпендикулярном плоскости орбиты. Светимость звезды в рассматриваемом фильтре вычисляется в предположении планковского распределения энергии в спектре, средняя эффективная температура звезды  $T_{eff}$  является одним из параметров задачи. При вычислении температуры элементарной площадки на поверхности звезды учитывалась возможность ее прогрева рентгеновским излучением компактного объекта, для учета интенсивности прогрева введен параметр  $k_{x_{\text{int}}} = (L_x/L_v)_{\text{bol}}$ .

Основным дополнением, внесенным в рассматриваемую ранее модель, является предположе-

ние о присутствии на поверхности звезды одного или двух пятен (в принципе, количество пятен не ограничено). Эффективная температура элементарной площадки в области темного пятна меньше по сравнению со значением, которое она имела бы в отсутствии пятна в рассматриваемом районе, в  $F_{sp}$  раз, т.е.  $T(x_{sp}, y_{sp}, z_{sp}) = T_{star}(x, y, z)F_{sp}$ . Предполагается, что значение параметра  $F_{sp}$  внутри данного пятна постоянно. Пятна в проекции на касательную в точке  $(x_{sp}, y_{sp}, z_{sp})$  плоскость имеют форму круга с радиусом  $R_{sp}$ , который задается в единицах  $z_{star}$ . Для вычисления фигуры звезды и определения положения центра пятна на ее поверхности рассматривается система координат  $OXYZ$  с центром в центре масс оптической звезды и следующими направлениями осей:  $OX$  – на компактный объект,  $OY$  – в плоскости орбиты перпендикулярно оси  $OX$  в сторону движения звезды,  $OZ$  – перпендикулярно плоскости орбиты. Введем углы  $\theta$  и  $\phi$ , где  $\theta$  – угол, который радиус-вектор центра рассматриваемой площадки образует с осью  $OX$  ( $0^\circ < \theta < 180^\circ$ ), а  $\phi$  – угол, образованный проекцией этого радиуса-вектора на плоскость  $OXY$  с осью  $OY$  ( $0^\circ < \phi < 360^\circ$ ). Условием попадания рассматриваемой площадки на поверхности звезды с координатами ее центра  $(x, y, z)$  или  $(r, \eta, \phi)$  в область пятна является выполнение неравенства:

$$(x - x_{sp})^2 + (y - y_{sp})^2 + (z - z_{sp})^2 < R_{sp}^2.$$

Таким образом, при построении кривой блеска в модели с пятнами на поверхности оптической звезды используются следующие параметры:  $q, i, \mu, T_{eff}, k_x, (R_{sp}, F_{sp}, \theta, \phi)$  – для каждого из пятен,  $R_d, k_d$  – в случае присутствия диска вокруг компактного объекта,  $r_{hp}, f_{hp}, \Phi_{hp}$  – при наличии горячего пятна на диске. На практике обычно часть параметров известна из наблюдений и может быть зафиксирована.

Для определения значений параметров, при которых можно удовлетворительно описать кривую блеска системы в рамках выбранной модели, мы использовали следующую методику. С помощью метода Нелдера–Мида [13] для набора начальных приближений определялись “наилучшие” значения искомых параметров системы  $X(j)$  при фиксированных значениях  $q$  – наилучшие в том смысле, что невязки между наблюдаемой кривой блеска и теоретической кривой, построенной при этих параметрах, достигают своего минимального значения. Метод Нелдера–Мида, или иначе “метод деформируемых многогранников”, заключается в минимизации функции  $N$  независимых переменных с использованием  $N+1$  вершины деформируемого многогранника в  $N$ -мерном

пространстве искомых параметров  $E^N$ . Вершиной многогранника, или вектором  $X$ , здесь называется набор  $N$  параметров функции в пространстве  $E^N$ . В отличие от многих других методов минимизации функций  $N$  переменных метод Нелдера-Мида требует вычисления только самих целевых функций, а не их производных, что значительно ускоряет процедуру поиска решения. Суть метода заключается в следующем. Для  $N + 1$  начальных векторов определяются значения целевых функций  $f(X)$ . Та точка в пространстве  $E^N$ , в которой значение  $f(X)$  максимально, проектируется через "центр тяжести" оставшихся точек. Улучшенные (более низкие) значения функции находятся последовательной заменой точки с максимальным значением  $f(X)$  на более "хорошие" точки, пока не будет найден минимум  $f(X)$ . В процессе минимизации многогранник, образованный  $N + 1$  векторами  $X$ , может растягиваться и сжиматься, адаптируясь к топографии целевой функции, вытягиваясь вдоль длинных наклонных плоскостей, изменяя направление в изогнутых впадинах и сжимаясь в окрестностях минимума.

Невязка для оценки качества описания кривой блеска тесной двойной системы в рамках выбранной модели вычислялась согласно формуле

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^n \frac{(l_j^{theor} - l_j^{obs})^2}{\sigma_j^2},$$

где  $l_j^{theor}$  и  $l_j^{obs}$  – звездные величины системы в  $j$ -й орбитальной фазе, полученные соответственно теоретически и из наблюдений,  $\sigma_j^2$  – дисперсия наблюдений в  $j$ -й точке.

#### 4. МОДЕЛЬНЫЕ РАСЧЕТЫ

Сравнение формы кривых блеска A0620-00 из работ [9] и [10] в рамках модели с "пятненной" переменностью позволяет предположить, что особенность кривой блеска в наблюдениях 1990 г. связана с перемещением темного пятна (или пятен) на заднюю полусферу звезды, вследствие чего поток от видимой поверхности звезды в орбитальных фазах вблизи  $\phi = 0$  уменьшился. При проверке этого предположения мы ограничились только поиском наилучших параметров, удовлетворяющих выбранной гипотезе, не ставя перед собой задачи установления доверительной области их значений.

На рис. 4, 5 приведены результаты моделирования кривых блеска в фильтре  $B$  тесной двойной системы в рамках описанной выше модели. Использовались следующие параметры:  $q = 15.0$ ,  $i = 50^\circ$ ,  $\mu = 1.0$ ,  $T_{eff} = 4500$  К,  $R_d = 0.5\xi$ ,  $k_d = 0.2$ . Предполагается, что на поверхности оптической звезды

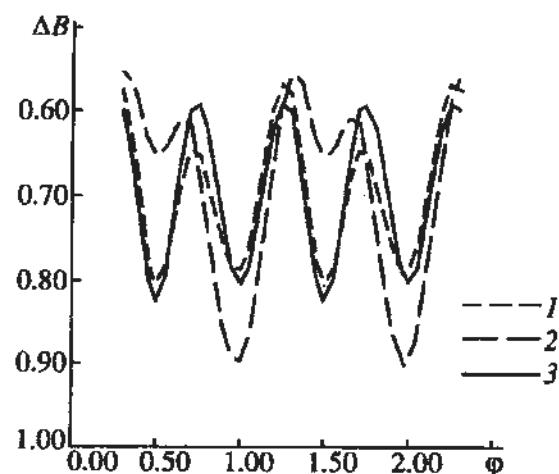


Рис. 4. Моделирование в фильтре  $B$  кривых блеска тесной двойной системы с параметрами  $q = 15.0$ ,  $i = 50^\circ$ ,  $T_{eff} = 4500$  К,  $\mu = 1.0$ . Показана зависимость формы кривой блеска в модели с пятном на поверхности оптической звезды (с параметрами  $R_{sp}/z_{star} = 0.4$ ,  $F_{sp} = 0.8$ ,  $\theta = 100^\circ$ ,  $\phi = 0^\circ$ ) от интенсивности рентгеновского прогрева  $k_X = 0.0$  (кривая 1) и 10.0 (кривая 2). Сплошная линия (кривая 3) – кривая блеска в модели без пятен на звезде.

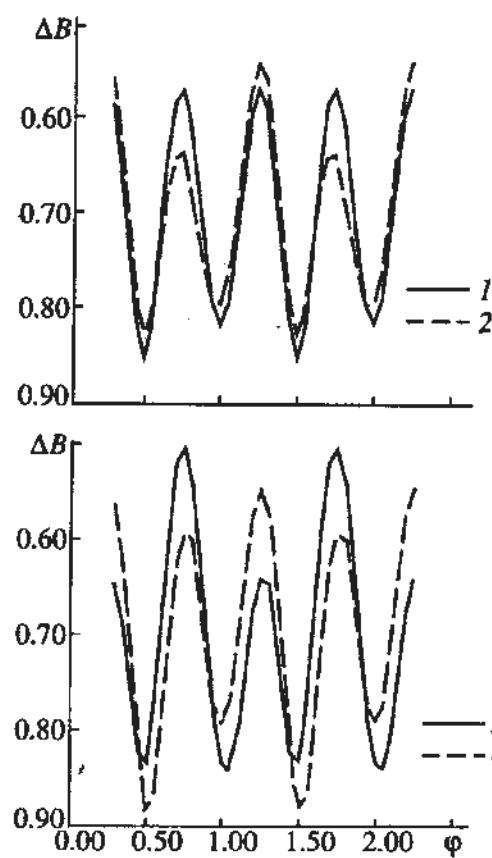


Рис. 5. Моделирование в фильтре  $B$  кривых блеска тесной двойной системы с параметрами:  $q = 15.0$ ,  $i = 50^\circ$ ,  $T_{eff} = 4500$  К,  $\mu = 1.0$ ,  $k_X = 0.0$ . Показана зависимость формы кривой блеска в модели с пятном на поверхности оптической звезды (с параметрами  $R_{sp}/z_{star} = 0.4$ ,  $F_{sp} = 0.8$ ) от координат темных пятен: 1 – пятна вообще отсутствуют; 2 –  $\theta = 100^\circ$ ,  $\phi = 0^\circ$ ; 3 –  $\theta = 100^\circ$ ,  $\phi = 120^\circ$ ; 4 –  $\theta = 30^\circ$ ,  $\phi = 0^\circ$ .

располагается одно темное пятно с параметрами  $R_{sp}/z_{ua} = 0.4$ ,  $F_{sp} = 0.8$ ,  $\tilde{\theta} = 100^\circ$ ,  $\tilde{\phi} = 0^\circ$ , расположено на ее задней полусфере.

На рис. 4 показано изменение формы кривой блеска маломассивной системы при изменении интенсивности рентгеновского потока, прогревающего поверхность оптической звезды со стороны компактного объекта. При построении кривых 1, 2 с учетом присутствия на поверхности звезды темного пятна параметр рентгеновского прогрева  $k_x$  принимал значения 0.0 и 10.0. Изменение  $k_x$  с 0.0 до 0.5 практически не меняет формы кривой блеска, приводя лишь к незначительному, не более  $0.^m008$ , уменьшению минимума на фазе 0.5 и увеличению минимума на фазе 0.0. Это позволяет нам при поиске оптимальных значений параметров A0620-00 не искать параметр  $k_x$ , а зафиксировать его значение  $k_x = 0.0$ . Увеличение рентгеновского прогрева до  $k_x = 10.0$  приводит к более заметным изменениям формы кривой блеска при заданном расположении пятен на поверхности звезды: менее глубокий минимум (на фазе 0.0) увеличивает свою глубину на  $\sim 0.^m1$ , а более глубокий – уменьшает на  $\sim 0.^m15$ . Соотношение высот максимумов при этом меняется меньше – не более, чем на  $0.^m01$ . Для сравнения на рис. 4 сплошной линией показана форма кривой блеска системы при отсутствии темных пятен на ее поверхности в случае  $k_x = 0.0$ .

Рис. 5 демонстрирует изменение формы кривых блеска системы для  $k_x = 0.0$  при изменении координат темного пятна на поверхности звезды. Кривая 1 соответствует случаю, когда пятна на поверхности звезды отсутствуют вовсе. Для кривой 2 координаты пятна составляют  $\tilde{\theta} = 100^\circ$ ,  $\tilde{\phi} = 0^\circ$ . Для кривой 3 координаты пятна равны  $\tilde{\theta} = 100^\circ$ ,  $\tilde{\phi} = 120^\circ$ ; при этом пятно оказывается на противоположной стороне звезды, продолжая оставаться на ее задней полусфере. Это приводит к изменению соотношения максимумов блеска в квадратурах; глубина минимума на фазе 0.5 при этом сохраняется практически на прежнем уровне, глубина минимума на фазе 0.0 увеличивается на  $0.^m036$ . При построении кривой 4 принималось  $\tilde{\theta} = 30^\circ$ ,  $\tilde{\phi} = 0^\circ$ , что соответствует перемещению пятна на переднюю полусферу звезды. Глубина минимума кривой блеска на фазе 0.5 увеличивается на  $\sim 0.^m034$  (минимум на фазе 0.0 практически не меняется), меняется также соотношение блеска в квадратурах. Уменьшение размера и/или контрастности темного пятна соответственно снижает величину наблюдаемых изменений формы кривой блеска.

## 5. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ КРИВЫХ БЛЕСКА

Мы зафиксировали все те параметры, значения которых определены из наблюдений, а именно: температуру оптической звезды  $T_{eff} = 4500$  К [14] (из наблюдений [9] следует, что спектральный класс системы примерно K (2 - 4)V), параметр, определяющий светимость диска,  $k_d = 0.2$  (это составляет  $\sim 17\%$  от полной светимости системы), радиус диска  $r_d = 0.5\xi$ , а также значение  $q = 15.0$  согласно [4]. Величина рентгеновского потока полагалась равной нулю ( $k_x = 0$ ), поскольку в неактивном состоянии рентгеновский поток падает до  $10^{32}$  эрг/с (т.е.  $k_x < 0.1$ ). Предполагалось также, что степень заполнения оптической звездой своей критической полости  $\mu = 1$  (для  $\mu$  был задан диапазон изменения 0.99 - 1.0), в противном случае трудно ожидать истечения из оптической звезды через точку Лагранжа. На параметры горячего пятна на диске и параметры темных пятен на поверхности звезды дополнительных ограничений не вводилось. При поиске оптимальных значений параметров методом Нелдера–Мида мы учитывали тот факт, что значение коэффициента потемнения к краю  $i = i(\lambda, T_{eff})$  на поверхности звезды меняется в зависимости от температуры рассматриваемой элементарной площадки, используя для оценки этих изменений зависимость из [15]; показатель гравитационного потемнения был выбран равным  $\beta = 0.08$  согласно [16].

Кривые 1 и 2, соответствующие работам [9, 10] (см. также статью Калланана [17], где сравниваются обе кривые) были проанализированы в рамках двух моделей: точечный объект, окруженный плоским аккреционным диском + оптическая звезда с двумя темными пятнами на поверхности (модель II) или с одним темным пятном (модель I). Полученные результаты даны в табл. 1. Мы не приводим здесь результатов расчетов для модели, учитывающей присутствие горячего пятна на диске, поскольку при отсутствии затмения пятна оно не оказывает заметного влияния на кривую блеска системы, а его параметры оказываются ненадежными.

Сравнение полученных оптимальных параметров для кривых из работ [9, 10] (рис. 2 и 3) показывает справедливость выдвинутого выше предположения: в 1986 г. для наилучшего описания формы кривой блеска темное пятно должно было располагаться на передней по отношению к компактному объекту полусфере оптической звезды. Чтобы описать форму кривой блеска системы 1990 г. темное пятно должно располагаться на задней полусфере звезды. Вероятность, что данный вывод ошибочен, не превышает в критерии  $\chi^2$  10%, т.к. величина невязки при описании наблюдаемых кривых составляет  $\chi^2 = 5.2$  и  $11.9$ , т.е.  $\alpha = 99\%$  и  $90\%$  для кривых [9] и [10] соответственно (табл. 1). Наклонение орбиты  $i$ , получаемое

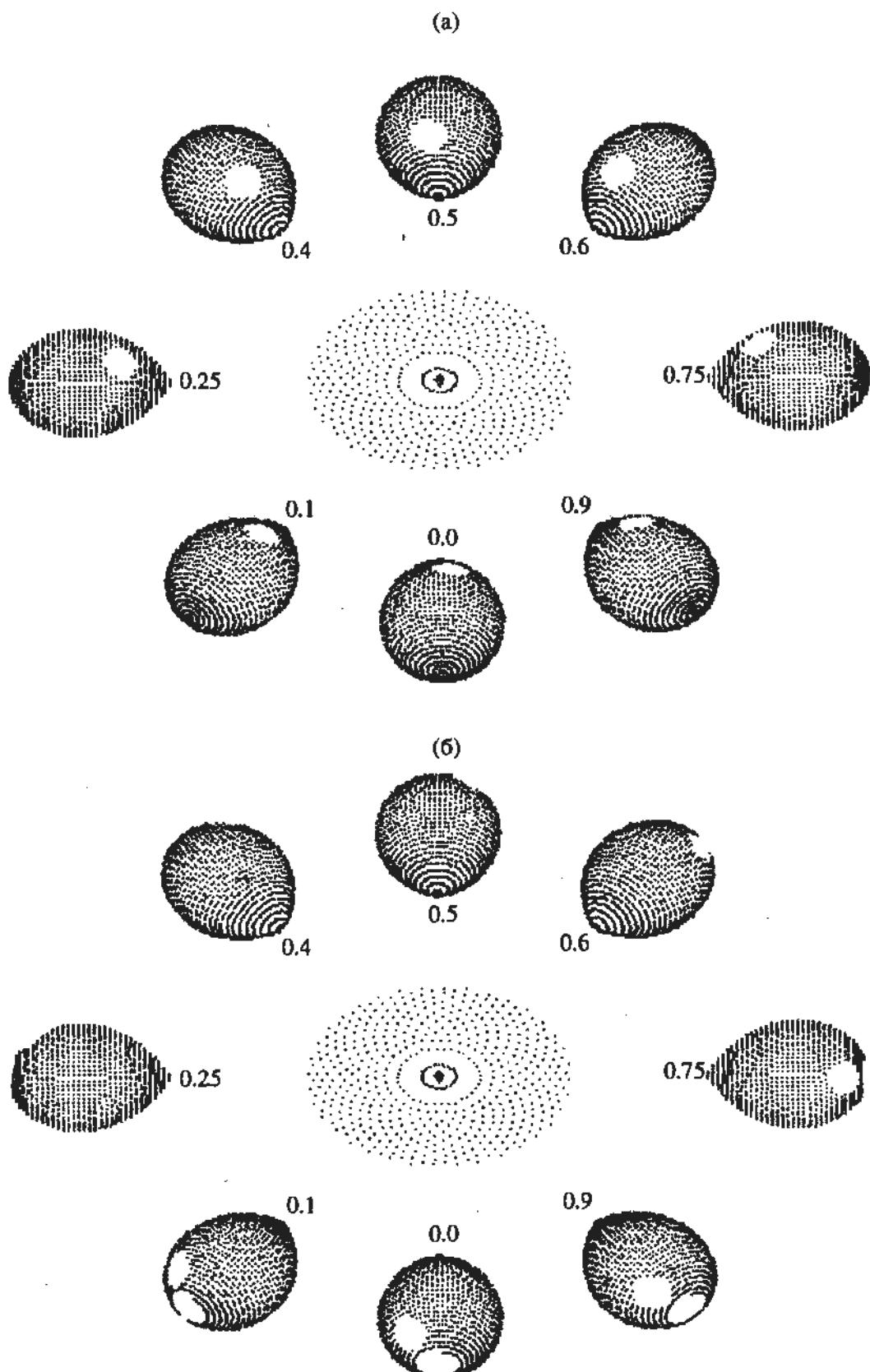


Рис. 6. Схематичное изображение тесной двойной системы на примере V616 Mon ( $q = 15.0$ ,  $i = 40^\circ$ ,  $R_d = 0.5\xi$ ) в разных орбитальных фазах (указаны цифрами возле изображений оптической звезды) для параметров, полученных в рамках модели с двумя пятнами на поверхности оптической звезды (см. текст и табл. 1): а – для 1986 г. [9] с параметрами темного пятна  $R_{sp}/z_{star} = 0.31$ ,  $\theta = 52^\circ$ ,  $\phi = 102^\circ$ , положение второго пятна с  $F_{sp} = 1$  не показано; б – для 1990 г. [10] с параметрами пятен  $R_{sp}/z_{star} = 0.33$  и  $0.38$ ,  $\theta = 138^\circ$  и  $176^\circ$ ,  $\phi = 43^\circ$  и  $0^\circ$  для пятен 1 и 2 соответственно.

Таблица 2. Результаты определения параметров по методу Нелдера–Мида для кривых блеска A0620-00/V616 Mol из работ [9, 10] при  $q = 15.0$  и  $T_{eff} = 4500$  К

Параметры	Кривая блеска из [9]	Кривая блеска из [10]
$i$ , град	50.8	67.1
$k_x$	0.13	0.29
$\mu$	0.90	0.88
Аккреционный диск		
$R_d/\xi$	0.46	0.55
$k_d$	0.18	0.18
Горячее пятно на диске		
$f_{hsp}$	0.22	0.57
$\Phi_{hsp}$ , град	44.	4.
$r_{hsp}/R_d$	0.19	0.70
Темное пятно 1 на звезде		
$R_{sp}/z_{star}$	0.31	0.29
$F_{sp}$	0.86	0.56
$\theta$ , град	59.	167.
$\phi$ , град	117.	58.
Темное пятно 2 на звезде		
$R_{sp}/z_{star}$	0.49	0.26
$F_{sp}$	0.96	0.70
$\theta$ , град	19.	93.
$\phi$ , град	0.02	0.04
$\chi^2$	3.0	11.4

из решения кривых блеска, составляет  $39^\circ - 43^\circ$ , что является неплохим совпадением, учитывая, что параметр  $i$  был свободным. Для кривой блеска Мак-Клинтона и Ремилларда [9] в рамках модели II (т.е. в предположении, что на поверхности оптической звезды два темных пятна) параметры второго пятна являются чисто формальными, поскольку наилучшее значение безразмерной величины  $F_{sp}$ , которая определяет степень понижения температуры площадки на поверхности звезды, попадающей внутрь темного пятна, оказалось равным единице. Главное пятно расположено на передней, обращенной к компактному источнику (рис. 6а) полусфере оптической звезды и имеет радиус  $R_{sp}/z_{star} = 0.3$  и температуру  $T_{sp} \approx 3200$  К. Кривая 1990 г. [10] лучше описывается в модели с двумя темными пятнами с примерно равными радиусами  $R_{sp}/z_{star} \approx 0.33 - 0.38$  и температурами  $T_{sp} \approx 2760$  и  $4000$  К соответственно расположеными на задней по отношению к соседней компоненте полусфере оптической звезды. На рис. 6а, бб показано схематичное изображение звезды с теми параметрами пятен на ее поверхности, которые соответствуют полученным при анализе

кривых Мак-Клинтона и Ремилларда [9] (схема а) и Бартолини и др. [10] (схема б) в модели II; второе (формальное) пятно на схеме а не приведено.

На втором этапе мы не фиксировали значения  $k_x$ ,  $\mu$ ,  $R_d$  и  $k_d$ . Расчеты были выполнены в рамках модели II с учетом присутствия горячего пятна на диске. Результаты расчетов даны в табл. 2. Формальная величина оптимальной невязки в этом случае несколько лучше, чем при фиксированных значениях параметров, особенно для кривой Мак-Клинтона и Ремилларда, расположение пятен (задняя полусфера для кривой из работы [10] и передняя – для [9]) также сохраняется, однако разброс полученных из решений кривых блеска значений наклонения орбиты системы значительно больше:  $i = 50^\circ - 67^\circ$ . Уменьшение степени заполнения оптической звездой своей полости Роша  $\mu$  до 0.9 также кажется маловероятным, поскольку спектральные наблюдения показывают очевидное присутствие в системе газового потока между оптической звездой и диском [4]. Наконец, поскольку даже при  $i = 67^\circ$  затмения горячего пятна на диске не происходит, полученные "оптимальные" значения параметров горячего пятна достаточно формальны.

Таким образом в рамках "пятенной" модели удается успешно описать формы обеих кривых блеска A0620-00. Основным результатом использования "пятенной" модели является возможность естественным образом объяснить неравенство блеска в квадратурах на обеих кривых и изменение их соотношения с течением времени (сравнить кривые из работ [9, 10, 11]), также как и изменение формы и глубины обоих минимумов. Массы компонент в этом случае при  $i = 43^\circ$ ,  $q = 15.0$  и  $f_v(M) = 2.91M_\odot$  [9] составляют  $M_x = 10.4 \pm 0.3M_\odot$  и  $M_v = 0.70 \pm 0.02M_\odot$ . Последняя величина хорошо согласуется с типичным значением массы звезды спектрального класса K(2 = 4)V.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное нами исследование показало, что модель пятнистой оптической K-звезды позволяет описать как орбитальную, так и долговременную оптическую переменность транзитных рентгеновских двойных систем в спокойном состоянии. Размеры пятен достигают десятков процентов радиуса звезды, а понижение температуры в областях пятен весьма значительно (от 10 до 40%). Этим пятна в нашей модели сильно отличаются от солнечных. Следует отметить, что активность звезд спектральных классов, более поздних, чем Солнце, значительно превышает солнечную. Например, вспышки красных карликовых звезд на много порядков мощнее солнечных [18]. Поэтому параметры пятен, полученные в нашей модели, вполне могут быть физически приемлемыми. Кроме того, в реальной ситуации

на поверхности K-звезды скорее всего находится не одно-два больших пятна, а много небольших пятен, расположенных в виде групп, так что наша модель лишь приближенно аппроксимирует реальную ситуацию. Применение "пятенной" модели к анализу долговременных оптических наблюдений транзитных рентгеновских двойных систем в спокойном состоянии позволит уточнить параметры этих двойных систем, а также изучить активность оптических звезд в этих системах.

Особенно интересен поиск и исследование долговременной циклической активности K-звезд в рентгеновских двойных системах, подобной 22-летнему циклу активности Солнца. Изучение хромосферной активности K-звезд позволит пролить свет на природу рентгеновских вспышек транзитных рентгеновских двойных систем.

Авторы благодарят К.А. Постнова за полезные обсуждения, и выражают признательность Российскому фонду фундаментальных исследований за финансовую поддержку (код проекта 93-02-17113). Работа была выполнена на компьютере, приобретенном на средства гранта ESO C&EE Programme A-01-146.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Антохина Э.А., Черепашук А.М. // Астрон. журн. 1994. Т. 71. П. 420.
2. Haswell C.A., Robinson E.L., Horne K.D. // Accretion Powered Compact Binaries / Ed. Mauche C.W. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1990. P. 17.
3. McClintock J.E., Remillard R.A. // *Astrophys. J.* 1990. V. 350. P. 386.
4. Marsh T.R., Robinson E.L., Wood J.H. // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1994. V. 266. P. 137.
5. Casares J., Charles P.A., Naylor T., Pavlenko E.P. // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1993. V. 265. P. 834.
6. Whitehurst R. // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1988. V. 232. P. 35.
7. Lyubarskij Yu.E., Postnov K.A., Prokhorov M.E. // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1994. V. 266. P. 583.
8. Пустыльник И.Б. // Итоги науки и техники. Сер. Астрономия. 1989. Т. 36. С. 28.
9. McClintock J.E., Remillard R.A. // *Astrophys. J.* 1986. V. 308. P. 110.
10. Bartolini C., Guarneri A., Piccioni A. et al. // IAU Colloq. № 129. Structure and emission properties of accretion discs / Eds Bertout C. et al. Paris: Edition Frontieres, 1991. P. 373.
11. Haswell C.A., Robinson E.L., Horne K. et al. // *Astrophys. J.* 1993. V. 411. P. 802.
12. Khruzina T.S., Cherepashchuk A.M., Shakura N.I., Sunyaev R.A. // *Adv. Space Res.* 1988. V. 8. № 2 - 3. P. 237.
13. Химмельбау Д. // Прикладное нелинейное программирование. М.: Мир, 1975. С. 163.
14. Habets G.M.H.J., Heintze J.R.W. // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1981. V. 46. P. 193.
15. Grygar J., Cooper M.L., Jurkevich I. // *Bull. Astron. Inst. Czechosl.* 1972. V. 16. P. 195.
16. Lucy L.B. // *Z. f. Astrophys.* 1967. V. 65. P. 89.
17. Callanan P.J. // *Publ. Astron. Soc. Pacif.* 1993. V. 105. P. 961.
18. Гершберг Р.Е. Вспыхивающие звезды. М.: Наука, 1978.

### Orbital Light Curves of the Binary System A0620-00 in the Model of Spotted Optical Star

T. S. Khruzina and A. M. Cherepashchuk

A model with a K-type optical star is shown to explain long-term variation of orbital optical light curves of transient X-ray binary systems in their quiescent state. In the framework of this model, parameters of the system A0620-00 are determined.

УДК 524.38

## ДВОЙНАЯ СИСТЕМА $\alpha$ Vir (СПИКА): ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ КОМПОНЕНТОВ И РАЗЛИЧИЕ В СОДЕРЖАНИИ ГЕЛИЯ МЕЖДУ НИМИ

© 1995 г. Л. С. Любимков, Т. М. Рачковская, С. И. Ростопчин, А. Е. Тарасов

Астрофизическая обсерватория, Научный, Крым

Поступила в редакцию 21.03.94 г.

По спектрам с высоким разрешением и большим отношением сигнал/шум измерены эквивалентные ширины и лучевые скорости компонентов двойной системы  $\alpha$ Vir (Спика). На основе развитой ранее методики исследованы их фундаментальные параметры. Приняты следующие значения эффективной температуры и ускорения силы тяжести:  $T_{\text{eff}} = 24\,700 \pm 500$  К и  $\lg g = 3.7 \pm 0.1$  для главного компонента (звезды A);  $T_{\text{eff}} = 20\,800 \pm 1500$  К и  $\lg g = 4.2 \pm 0.2$  для вторичного компонента (звезды B). На основе нелПР-анализа семи линий HeI найдено содержание гелия: в среднем  $\text{He/H} = 0.22 \pm 0.04$  для компонента A и  $\text{He/H} = 0.10 \pm 0.02$  для компонента B. Сравнение с эволюционными треками показало, что более массивный главный компонент ( $M_A \sim 11M_\odot$ ) близок к завершению фазы главной последовательности (ГП), в то время как менее массивный вторичный компонент ( $M_B \sim 7M_\odot$ ) все еще находится в начале этой фазы. Таким образом, различие в содержании гелия между компонентами A и B согласуется с высказанным ранее предположением о перемешивании на стадии ГП; оно объясняется тем, что атмосфера звезды A за время пребывания на ГП успела обогатиться продуктами CNO-цикла. Обнаруженное нами несоответствие между массой  $M_A = 12.6 \pm 0.6M_\odot$ , найденной по эволюционным трекам, и значением  $M_A = 10.9 \pm 0.9M_\odot$ , полученным ранее из интерферометрических и спектроскопических наблюдений, подтверждает существование проблемы "эволюционной" массы для O- и ранних B-звезд. Ее решение, вероятно, сводится к учету того же эффекта – перемешивания на стадии ГП.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Долгое время в теории звездной эволюции считалось, что на начальной стадии эволюции звезды, то есть в фазе главной последовательности (ГП), когда в ядре звезды происходит термоядерное горение водорода, между внешними слоями и звездными недрами нет никакого перемешивания. Согласно такому предположению, атмосфера звезды в данной фазе должна была бы сохранять свой первоначальный химический состав. Однако в настоящее время известно, что перемешивание все же существует, например, у звезд ГП со сравнительно малыми массами ( $M \sim 1M_\odot$ ). Это заключение основано на наблюдаемом уменьшении содержания лития в атмосферах таких звезд в течение стадии ГП (см., например, [1]).

По-видимому, какой-то механизм перемешивания работает и в более массивных звездах. Прежде всего это относится к так называемым ON-звездам, которые принадлежат ГП и в атмосферах которых, тем не менее, наблюдаются продукты CNO-цикла, протекающего в их глубоких недрах (в частности, обнаружено повышенное содержание He и N). Вероятно, перемешивание имеет место и у ранних B-звезд ГП. На это указы-

вает увеличение с возрастом / содержаний He и N в их атмосферах [2, 3]. Эффект, как оказалось, зависит не только от  $t$ , но и от массы звезды  $M$ , а именно: чем больше  $M$ , тем выше темп обогащения атмосферы гелием и азотом и тем больше полная добавка к первоначальному содержанию этих элементов. У наиболее массивных ранних B-звезд за время их жизни на ГП содержание He повышается почти в два раза, а содержание N – приблизительно в четыре раза, в то время как у средних и поздних B-звезд ( $M < 5M_\odot$ ) изменения в содержаниях He и N незначительны и поэтому труднообнаружимы.

Возможным механизмом перемешивания в массивных звездах, как показал Медер [4], является турбулентная диффузия, индуцированная дифференциальным вращением звезды. В частности, Шёнбернер и др. [5] использовали этот механизм для объяснения ON-звезд. Приняв во внимание, наряду с турбулентной диффузией, также полуконвекцию, Лангер [6] показал, что перемешивание в массивных звездах не только объясняет наблюдаемое увеличение содержания He, но и разрешает некоторые другие проблемы, возникшие при исследовании O- и ранних B-звезд (одна из них – проблема масс, см. ниже).

По нашему мнению, для проверки гипотезы перемешивания особый интерес представляет изучение двойных систем, состоящих из двух ранних В-звезд с разными массами  $M$ . С большой вероятностью можно предположить, что оба компонента такой системы образовались из одного и того же вещества и в одно и то же время. Следовательно они имели одинаковый исходный химический состав; их возраст  $t$  в момент наблюдений тоже одинаков. Поэтому, если у компонентов системы обнаружится разное содержание элементов CNO-цикла (He, N и C), его можно объяснить более интенсивным перемешиванием у более массивной звезды. Подчеркнем, что мы не рассматриваем такие тесные двойные системы, в которых произошел обмен веществом между компонентами.

Итак, можно ожидать, что в двойной системе, состоящей из двух ранних В-звезд, наибольшие аномалии в содержаниях He, N и C покажет тот компонент, чья масса  $M$  больше. Наше исследование мы начнем с известной спектрально-двойной звезды Спика.

## 2. НЕКОТОРЫЕ СВЕДЕНИЯ О СПИКЕ

Спика ( $\alpha$ Vir = HR 5056 = HD 116658) является двойной системой с орбитальным периодом  $P = 4.0145$  сут и сравнительно большим эксцентриситетом  $e = 0.18$  [7]. Как следствие наличия эксцентриситета у системы имеется вращение линии апсид с периодом 124 года [8]. Наклонение орбиты составляет  $i_{orb} = 66^\circ$  [8].

Благодаря близкому расстоянию ( $d = 84$  пс [8]) и высокой яркости ( $m_v = 0.97$  [7]) Спика неоднократно исследовалась многими авторами и является одной из наиболее хорошо изученных спектрально-двойных горячих звезд. Некоторые сведения о компонентах этой системы приведены в табл. 1. Для главного (A) и вторичного (B) компонентов здесь указаны спектральный класс, масса  $M$ , радиус  $R$  и наблюдаемая скорость вращения  $v \sin i$ . Для звезды A, кроме того, представлены эффективная температура  $T_{eff}$ , ускорение силы тяжести  $g$  и светимость  $L$ . В нашем дальнейшем анализе будут использованы значения масс  $M_A$  и  $M_B$  и ускорения  $lg g_A$ , найденные в [8] с помощью интерферометрических и спектроскопических наблюдений.

Из данных, приведенных в табл. 1, обращают на себя внимание высокие скорости вращения у обоих компонентов. Как известно, быстрое вращение приводит к размыванию спектральных линий, поэтому в спектре Спики поддаются измерению лишь относительно сильные линии. Это создает существенные трудности при определении химического состава. По поводу табл. 1 следует также отметить некоторую неоднознач-

Таблица 1. Некоторые сведения о компонентах двойной системы  $\alpha$ Vir

Параметр	Компонент		Ссылка
	A	B	
Sp	B1III - IV	B2V	[9]
	B1V	B3V	[7]
$M/M_\odot$	$10.9 \pm 0.9$	$6.8 \pm 0.7$	[8]
$R/R_\odot$	$8.0 \pm 0.2$	$4.4 \pm 0.7$	[10]
	$8.1 \pm 0.5$		[8]
$T_{eff}$ , К	24000		[10]
	$22400 \pm 1000$		[8]
$lg g$	$3.7 \pm 0.1$		[8]
$lg L/L_\odot$	$4.17 \pm 0.10$		[8]
$v \sin i$ , км/с	$161 \pm 2$	$70 \pm 5$	[10]

ность спектральной классификации компонентов системы и определений  $T_{eff}$  для главного компонента.

Хорошо известно, что компонент A является классической звездой типа B Сер с периодом колебаний блеска и спектра 4.17 ч, причем амплитуда таких колебаний оказалась переменной. Обнаружена быстрая переменность профилей фотосферных линий, свидетельствующая о наличии сложных нерадиальных пульсаций [10]. Еще одна особенность звезды A состоит в том, что ее скорость вращения  $v \sin i$  в два раза выше орбитальной скорости в перигастре. Все это говорит о достаточно сложной природе главного компонента, поэтому важно получить как можно более точную информацию о его основных параметрах и химическом составе. Что касается компонента B, то для него неизвестны даже фундаментальные параметры  $T_{eff}$  и  $lg g$ . Наша задача состоит в том, чтобы получить самосогласованные значения  $T_{eff}$  и  $lg g$  для обоих компонентов и оценить содержание гелия в их атмосферах.

## 3. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ И ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ

Наблюдения  $\alpha$ Vir проводились в 1992 - 1993 гг. на 2.6-м телескопе Крымской астрофизической обсерватории. Использовался кудэ-спектрограф, снабженный CCD-матрицей  $580 \times 520$  пикселов [11]. Спектры получены во втором порядке, при этом обратная линейная дисперсия составляла  $3 \text{ \AA/mm}$ , а спектральное разрешение 30000 (0.05  $\text{\AA}/\text{пиксель}$ ). В каждом наблюдении регистрировался участок спектра длиной 30  $\text{\AA}$ . Время отдельной экспозиции колебалось от 10 до 30 мин в зависимости от выбранного участка и погодных условий. Отношение сигнал/шум составляло

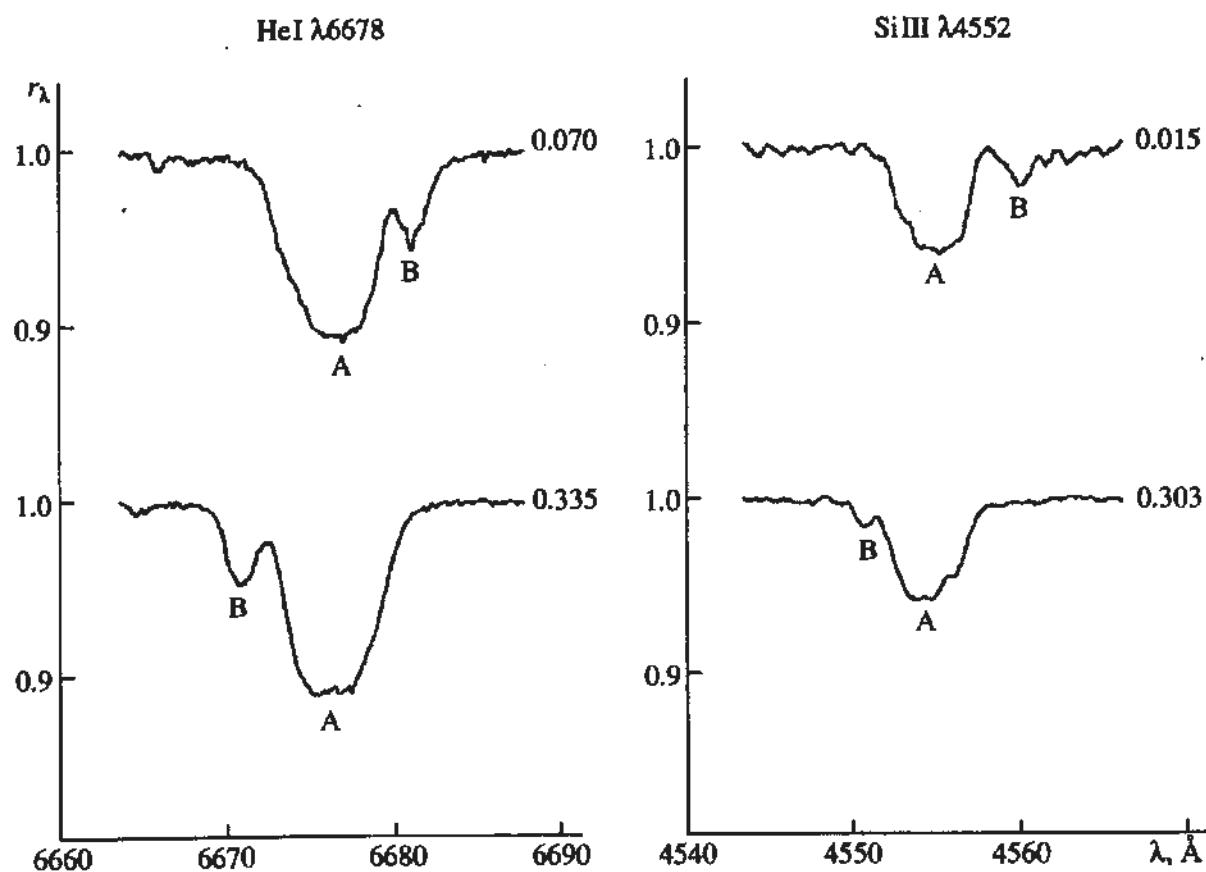


Рис. 1. Примеры обработанных CCD-спектрограмм в области линий HeI  $\lambda$  6678 и SiIII  $\lambda$  4552. Буквами А и В обозначены линии соответствующих компонентов. Числа справа соответствуют фазам  $\phi$  орбитального периода.

100 - 300. Всего за период наблюдений было получено около 100 спектрограмм  $\alpha$ Vir.

Полученная информация обрабатывалась по стандартной методике с учетом темнового фона и плоского поля. Дальнейшая обработка включала в себя следующие процедуры: чистка спектров от случайных выбросов, обусловленных космическими частицами; учет фона неба; фильтрация шумов; нормировка к континууму. В результате были получены профили и эквивалентные ширины ряда спектральных линий. На рис. 1 в качестве примера приведены обработанные спектрограммы в области линий HeI  $\lambda$  6678 и SiIII  $\lambda$  4552. Хорошо видно, как меняется положение линий компонента В относительно А в зависимости от фазы  $\phi$  орбитального периода (значения  $\phi$  вычислены в соответствии с эфемеридой [12]).

Измерялись индивидуальные эквивалентные ширины  $W_A$  и  $W_B$  каждого компонента, причем в тех фазах, когда линии в спектре четко разделялись. К сожалению, ширины более слабых линий звезды В не всегда можно было надежно определить из-за большой скорости вращения (табл. 1) и бледнующего влияния более сильных линий звезды А. В то же время, как правило, всегда удавалось измерить центральную глубину  $r_B$ . В связи

с этим по сравнительно надежным линиям была построена зависимость  $r_B$  от  $W_B$ , которая затем была аппроксимирована полиномом второй степени и использована для оценки  $W_B$  в случае бледнующих линий.

Данные об эквивалентных ширинах представлены в табл. 2. Для каждого компонента здесь приведены как измеренные  $W^{obs}$ , так и исправленные  $W^{cor}$  значения ширин (в миллиангстремах) семи линий Не, а также избранных линий С, Н, О, Mg, Si и S. Исправление эквивалентных ширин связано с переходом от уровня суммарного континуума звезд А и В к уровням их собственных континуумов [13, 14]. В табл. 2 указано также число спектрограмм  $n$ , по которым определялось значение  $W^{obs}$  каждой линии. Выше отмечалось, что компонент А является нерадиально пульсирующей звездой, и в связи с этим возникает вопрос о возможной переменности эквивалентных ширин  $W_A^{obs}$ . Как свидетельствуют наблюдения линии SiIII  $\lambda$  4552.65, выполненные Смитом [10], а также наши наблюдения линий HeI  $\lambda$  6678.15 и SiIII  $\lambda$  4552.65, значения  $W_A^{obs}$  в течение периода пульсаций заметно не меняются.

Наряду с эквивалентными ширинами мы измерили лучевые скорости  $V$ , каждого компонента в разных фазах орбитального периода. Для этого использовались небледированные линии, причем их профили у звезды В аппроксимировались гауссианой, а у звезды А, где линии деформированы из-за пульсаций, значения  $V$ , определялись по медиане, которая делит профиль на две части равной площади. Наши измерения  $V$ , как функция фазы  $\phi$  представлены на рис. 2. Здесь же приведены кривые лучевых скоростей обоих компонентов в соответствии с орбитальными элементами из работы Шобброка и др. [12]. Поскольку у Спика имеется вращение линии апсид (см. выше), мы уточнили значение долготы перигастра  $\omega$ . Используя методику [15] и оставляя фиксированными значения периода  $P$  и эксцентриситета  $e$ , мы нашли, что во время наших наблюдений  $\omega = 200^\circ \pm 3^\circ$ . С учетом этого единственного уточнения, как видно из рис. 2, наши измерения  $V$ , находятся в хорошем согласии с орбитальными элементами [12]. Отметим, что полные данные о лучевых скоростях и эквивалентных ширинах предполагается опубликовать отдельно.

#### 4. ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ КОМПОНЕНТОВ

Методика анализа составных спектров двойных звезд была разработана в Крымской астрофизической обсерватории ранее [13, 16]. На ее основе уже были исследованы двойные системы  $\pi$  Sgr [13],  $\iota$  Peg [14] и RR Lyn [17]. Указанная методика позволяет выполнять самосогласованное определение фундаментальных параметров компонентов, то есть их эффективных температур  $T_{eff}$  и ускорений силы тяжести в атмосферах  $g$ . Кроме того, с ее помощью можно анализировать индивидуальный химический состав компонентов.

При определении  $T_{eff}$  и  $lg g$  в случае Спика мы основывались на следующих наблюдаемых характеристиках. Во-первых, измерялись эквивалентные ширины  $W$  бальмеровских линий  $H_\beta$  и  $H_\gamma$ . Специально для этой цели были получены фотографические спектры  $\alpha$ Vir с обратной дисперсией 12 Å/мм. Мы нашли, что  $W(H_\beta) = 3.25 \pm 0.25$  Å и  $W(H_\gamma) = 4.40 \pm 0.25$  Å (отметим, что на этих спектрах раздвоения линий  $H_\beta$  и  $H_\gamma$  не обнаружено). Во-вторых, использовался фотометрический индекс  $[c_1]$  в четырехцветной системе  $uvby$ ; согласно каталогу [18] его наблюдаемое значение для  $\alpha$ Vir составляет  $[c_1] = 0.041 \pm 0.013$ . В-третьих, мы привлекли еще одну фотометрическую величину — отношение потоков  $F(4637)/F(3636)$ , являющееся аналогом бальмеровского скачка. На основе каталогов [19 - 21] мы в среднем получили  $lg F(4637)/F(3636) = -0.260 \pm 0.007$ . Подчеркнем, что все перечисленные характеристики относятся к суммарному спектру двойной системы. Тем

Таблица 2. Эквивалентные ширины линий  $\alpha$ Vir

Элемент $\lambda, \text{Å}$	Мульти- плет	$n$	$W^{obs}, \text{м}\text{\AA}$		$W^{cor}, \text{м}\text{\AA}$	
			A	B	A	B
HeI						
4387.93	51	2	816	146	958	982
4471.48	14	2	1107	254	1300	1708
4713.26	12	3	237	46	279	309
4921.93	48	1	772	120	907	806
5015.67	4	3	285	58	335	389
5875.63	11	3	635	132	746	885
6678.15	46	17	653	105	768	709
СII						
4267.20	6	3	143	30	168	202
NII						
5747.29	9	2	129	22	152	148
OII						
4699.21	25	3	96	8	113	55
MgII						
4481.30	4	2	110	21	129	142
SIII						
4552.65	2	16	234	18	273	122
4567.87	2	15	218	14	256	96
SIII						
4253.59	4	2	145	26	170	176

не менее, они помогут нам определить индивидуальные параметры компонентов. В дополнение к упомянутым характеристикам мы использовали еще одну — разность звездных величин между компонентами  $\Delta m_v = -2.0 \pm 0.2$  [8]. Соотношение, связывающее  $\Delta m_v$  с параметрами компонентов  $T_{eff}$  и  $lg g$ , приведено в [13].

Ускорение силы тяжести в атмосфере главного компонента, то есть значение  $lg g_A$ , определено в работе [8] на основе интерферометрических и спектроскопических наблюдений, причем с достаточно высокой точностью (табл. 1). В дальнейшем мы приняли именно это значение  $lg g_A$ . Остается найти еще три неизвестных параметра:  $T_{eff}(A)$ ,  $T_{eff}(B)$  и  $lg g_B$ . Для их определения мы сравнивали наблюдаемые величины  $W(H_\beta)$ ,  $W(H_\gamma)$ ,  $[c_1]$ ,  $lg F(4637)/F(3636)$  и  $\Delta m_v$  с их вычисленными значениями (соответствующие формулы приведены в [13, 14, 16]). При этом использовались результаты расчетов Куруца [22]. Отметим, что необходимые для наших вычислений отношения масс  $M_B/M_A$  и радиусов  $R_B/R_A$  мы нашли с помощью данных табл. 1.

Мы применили метод последовательных приближений. Начальное приближение для параметров компонента B можно задать, ориентируясь на

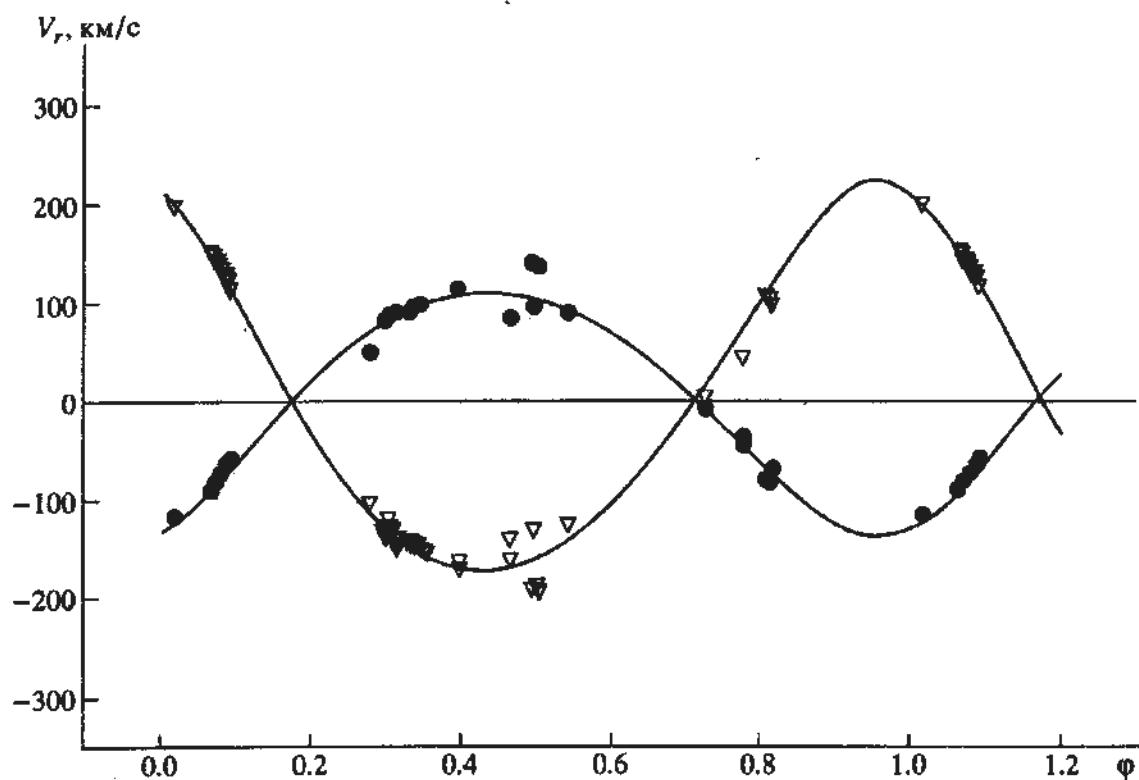


Рис. 2. Лучевые скорости компонентов как функция фазы орбитального периода. Точки – главный компонент А, треугольники – вторичный компонент В. Кривые соответствуют орбитальным элементам [12] с уточненной долготойperiaстра.

его спектральный подкласс и класс светимости (табл. 1): например,  $T_{\text{eff}}(\text{B}) = 20\,000$  К и  $\lg g_{\text{B}} = 4.0$ . Далее, сравнивая наблюдаемые и теоретические значения перечисленных выше величин, мы находим для каждой из них свою температуру  $T_{\text{eff}}$ (A)

при фиксированном ускорении  $\lg g_A = 3.7$ . Усредняя эти значения  $T_{\text{eff}}(\text{A})$ , мы переходим затем к следующему приближению и, используя те же наблюдаемые характеристики, строим диаграмму для определения  $T_{\text{eff}}(\text{B})$  и  $\lg g_{\text{B}}$ . Потом вновь переопределяем  $T_{\text{eff}}(\text{A})$  и т.д.: этот процесс продолжается до достижения полной сходимости.

Окончательная диаграмма  $T_{\text{eff}}(\text{B})-\lg g_{\text{B}}$  для выбора параметров второго компонента представлена на рис. 3, а принятые нами значения  $T_{\text{eff}}$  и  $\lg g$  для обоих компонентов приведены в табл. 3. Там же указаны результаты спектральной классификации компонентов, которые мы получили на основе принятых температур  $T_{\text{eff}}$  и ускорений  $\lg g$ , используя статистические зависимости [23]. Из сравнения с табл. 1 видно, что найденные нами спектральные подклассы и классы светимости компонентов А и В практически совпадают с оценками, приведенными в “Каталоге ярких звезд” [9].

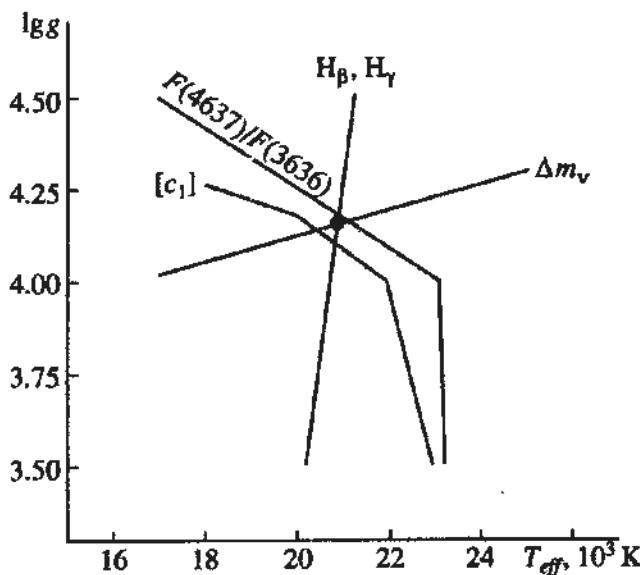


Рис. 3. Окончательная диаграмма для определения фундаментальных параметров вторичного компонента. Для бальмеровских линий  $H_B$  и  $H_Y$  построена усредненная прямая. Точка соответствует принятым значениям  $T_{\text{eff}}$  и  $\lg g$ .

## 5. СОДЕРЖАНИЕ ГЕЛИЯ

Как известно, для полного анализа химического состава звезды наряду с параметрами  $T_{\text{eff}}$  и  $\lg g$ , задающими модель атмосферы, необходимо определить также скорость микротурбулентности  $\xi$ . К сожалению, в случае Спика из-за высокой скорости вращения ее компонентов (табл. 1) удается

измерить очень ограниченное число спектральных линий. Поэтому даже для главного компонента А не представляется возможным получить эквивалентные ширины  $W$  достаточного количества линий какого-либо элемента в широком диапазоне  $W$ , что является необходимым условием для определения  $\xi$ . Можно было бы попытаться оценить значения  $\xi$  для компонентов А и В по другим звездам с близкими параметрами  $T_{eff}$  и  $lg g$ , однако это сделать не удается, так как среди ранних В-звезд классов светимости III - V наблюдается довольно большой разброс  $\xi$ , (см., например, [24]). Вследствие этого из всех рассмотренных химических элементов табл. 2 нам удалось найти только содержание гелия, поскольку линии HeI нечувствительны к выбору  $\xi$ , (напротив, содержания С, N, O и других элементов, как показали наши расчеты, сильно зависят от принятых значений  $\xi$ ).

Известно, что некоторые линии в спектрах ранних В-звезд при своем анализе требуют учета отклонений от локального термодинамического равновесия (ЛТР). Около 20 лет назад Ауэр и Михалас [25] показали, что для эквивалентных ширин линий HeI в синей части спектра ( $\lambda < 5000 \text{ \AA}$ ) роль отклонений от ЛТР мала, в то время как для линий HeI в красной части спектра необходимо учитывать нелТР-эффекты. Как видно из табл. 2, мы рассматривали и те, и другие линии HeI, поэтому при определении содержания гелия нам следовало основываться на однородной системе нелТР-расчетов для всех указанных линий. Результаты таких расчетов любезно предоставила в наше распоряжение С. Бекер из Мюнхенского университета. Используя ее теоретические эквивалентные ширины линий HeI, мы получили содержания гелия  $lg \epsilon(\text{He})$ , приведенные в табл. 4 (случай нелТР). Здесь содержание  $lg \epsilon(\text{He})$  дано в обычной логарифмической шкале; для водорода принято  $lg \epsilon(\text{H}) = 12.00$ .

Для сравнения в табл. 4 указаны также значения  $lg \epsilon(\text{He})$ , найденные нами при условии ЛТР для линий с длинами волн  $\lambda \leq 5000 \text{ \AA}$ , где отклонения от ЛТР сравнительно невелики. При этом использованы результаты ЛТР-расчетов, выполненных для линий HeI Цымбалом [26]. Интересно, что как у компонента А, так и у компонента В средние содержания  $lg \epsilon(\text{He})$ , полученные в случаях ЛТР и нелТР, почти одинаковы. Оба подхода приводят к одному выводу, а именно: содержание гелия у звезды А заметно выше, чем у звезды В.

Следует упомянуть об одной проблеме, связанной с относительно быстрым вращением компонентов Спика. Большие скорости вращения у ранних В-звезд могут влиять на их модели атмосфер, а отсюда и на вычисляемые эквивалентные ширины линий HeI. Коллинс и др. [27], исследуя эту проблему, показали, что эффект зависит от угла  $i$  между лучом зрения и осью вращения

Таблица 3. Параметры компонентов

Компонент	$T_{eff}, \text{K}$	$lg g$	Sp	He/H
A	$24700 \pm 500$	$3.7 \pm 0.1$	B1III - IV	$0.22 \pm 0.04$
B	$20800 \pm 1500$	$4.2 \pm 0.2$	B2 - B2.5V	$0.10 \pm 0.02$

звезды и от величины  $w = v/v_{cr}$ , где  $v$  – скорость вращения на экваторе и  $v_{cr}$  – критическая скорость вращения (напомним, что из наблюдений находится величина  $v \sin i$ ). Особенно заметно уменьшаются эквивалентные ширины  $W$  линий HeI при  $w = 1$  и при  $i \approx 90^\circ$ , то есть когда скорость  $v$  близка к критической и когда звезда видна с экватора. Используя расчеты [27], можно показать, что пренебрежение этим эффектом может привести к ошибке в  $W$ , которая в худшем случае составляет около 10% у компонента А и существенно меньше у компонента В. Таким образом, эффект мал по сравнению с найденным различием в содержаниях гелия между А и В. Кроме того, следует иметь в виду, что учет вращения, несколько повышая значение  $lg \epsilon(\text{He})$  у звезды А, может только усилить указанное различие.

Итак, содержание гелия в атмосфере компонента А оказалось существенно выше, чем в атмосфере компонента В. В табл. 3 приведены средние отношения He/H по числу атомов, найденные для А и В по всем семи линиям HeI, рассмотренным нами (случай нелТР). Видим, что у звезды А содержание гелия увеличено приблизительно в два раза по сравнению со звездой В. Поскольку масса компонента А больше ( $M_A = 11M_\odot$ ,  $M_B = 7M_\odot$ ; табл. 1), тем самым подтверждено предположение о том, что атмосфера более массивной звезды должна интенсивнее обогащаться гелием.

Таблица 4. Содержание гелия  $lg \epsilon(\text{He})$  в атмосферах компонентов

Линия ( $\lambda, \text{\AA}$ )	Компонент А		Компонент В	
	нелТР	ЛТР	нелТР	ЛТР
4387.93	11.25	11.46	10.90	10.96
4471.48	11.28	11.34	11.01	11.09
4713.26	11.31		10.97	
4921.93	11.30	11.47	10.84	10.80
5015.67	11.33	11.30	11.04	11.00
5875.63	11.42		11.04	
6678.15	11.49		11.06	
Среднее	11.33 ± 0.10	11.39 ± 0.10	10.98 ± 0.10	10.96 ± 0.12

**Таблица 5.** Массы, радиусы, светимости и возрасты компонентов, найденные с помощью эволюционных расчетов [28, 29]

Компонент	$M/M_{\odot}$	$R/R_{\odot}$	$\lg L/L_{\odot}$	$t, 10^6$ лет
A	$12.6 \pm 0.6$ ( $10.9 \pm 0.9$ )	$8.3 \pm 1.2$ ( $7.8 \pm 1.2$ )	$4.37 \pm 0.16$ ( $4.31 \pm 0.18$ )	$14 \pm 1$
B	$7.1 \pm 0.9$	$3.5 \pm 1.1$	$3.33 \pm 0.38$	$11^{+19}_{-11}$

Следует упомянуть о другой возможной причине возникновения химических аномалий в двойных системах – обмене массой между компонентами. Повышенное содержание Не, вообще говоря, могло бы появиться в результате перетекания вещества с соседнего проэволюционировавшего компонента. Однако для Спика (несмотря на то, что это достаточно тесная пара) такой сценарий вряд ли подходит. На это указывают следующие факты: 1) в системе не обнаружено признаков обмена массой (нет эмиссии в спектре); 2) компонент B, по-видимому, является обычной звездой в самом начале стадии ГП, что подтверждается сравнением с эволюционными треками (см. ниже) и нормальным содержанием Не в его атмосфере.

Возвращаясь к нашим результатам, отметим, что несмотря на учет отклонений от ЛТР линии в красной области спектра ( $\lambda > 5000 \text{ \AA}$ ), как следует из табл. 4, дают все-таки несколько более высокие значения  $\lg e(\text{He})$ , чем линии в синей области. Если ограничиться рассмотрением четырех линий HeI с длинами волн  $\lambda < 5000 \text{ \AA}$ , тогда в среднем  $\text{He/H} = 0.19$  для компонента A и  $\text{He/H} = 0.09$  для компонента B, то есть расхождение в два раза между A и B сохраняется. Важно подчеркнуть, что факт различия в содержании гелия между компонентами Спика устанавливается с высокой точностью, поскольку такое различие получается по каждой из семи рассмотренных нами линий HeI (табл. 4, случай нелТР).

## 6. СРАВНЕНИЕ С ЭВОЛЮЦИОННЫМИ РАСЧЕТАМИ

В табл. 1 приведены массы компонентов  $M_A$  и  $M_B$ , найденные в работе [8] на основе наблюдений со звездным интерферометром и из анализа кривых лучевых скоростей (интерферометрия + спектроскопия). Будем обозначать эти величины  $M_A^{\text{ис}}$  и  $M_B^{\text{ис}}$ . Значения  $M_A$  и  $M_B$  можно определить и другим способом, если сопоставить параметры  $T_{\text{eff}}$  и  $\lg g$  компонентов A и B с эволюционными треками (для таких масс введем обозначения  $M_A^{\text{Э}}$  и  $M_B^{\text{Э}}$ ). Мы использовали для

этой цели недавние эволюционные вычисления [28, 29], содержащие звездные модели для широкого диапазона масс  $M$ . При этом принимался нормальный исходный химический состав: содержание гелия по массе  $Y = 0.28$  и содержание металлов  $Z = 0.02$ .

Мы интерполировали данные [28, 29], чтобы найти массы  $M_A^{\text{Э}}$  и  $M_B^{\text{Э}}$ , соответствующие принятым параметрам  $T_{\text{eff}}$  и  $\lg g$ . При этом выяснилось, что эволюционные треки, найденные для одного и того же значения  $M$  на основе двух указанных работ, практически сливаются. Иначе говоря, обе работы приводят к одним и тем же значениям  $M_A^{\text{Э}}$  и  $M_B^{\text{Э}}$ .

Массы компонентов, определенные с помощью [28, 29], представлены в табл. 5. Здесь же содержатся радиусы  $R$  и болометрические светимости  $L$ , полученные из известных соотношений:

$$\lg \frac{R}{R_{\odot}} = 2.22 + \frac{1}{2} \lg \frac{M}{M_{\odot}} - \frac{1}{2} \lg g, \quad (1)$$

$$\lg \frac{L}{L_{\odot}} = -15.045 + 2 \lg \frac{R}{R_{\odot}} + 4 \lg T_{\text{eff}}. \quad (2)$$

В последнем столбце табл. 5 приведен возраст  $t$ , оцененный с помощью тех же расчетов [28, 29]. Указаны ошибки определения величин  $M$ ,  $R$ ,  $L$  и  $t$ , причем ошибка возраста  $t_B$  ограничена снизу предельным значением  $t_B = 0$ . О величинах  $M_A$ ,  $R_A$  и  $L_A$ , представленных в скобках, будет сказано ниже.

Возраст компонентов двойной системы, как и следовало ожидать, оказался практически одинаковым. Однако для компонента A он найден намного точнее, поэтому в качестве возраста системы  $\alpha$ Vir можно принять значение  $t = 14 \pm 1$  млн. лет. Наряду с абсолютными величинами  $t$  интересно сравнить также относительный возраст  $t/t_{\text{ГП}}$  компонентов A и B, где  $t_{\text{ГП}}$  – время жизни на ГП для звезды соответствующей массы  $M$  (определяем его с помощью [28, 29]). Оказалось, что  $t_A/t_{\text{ГП}} = 0.90$  и  $t_B/t_{\text{ГП}} = 0.25$ . Эти значения  $t/t_{\text{ГП}}$  приводят нас к заключению, что эволюционный статус компонентов различен, а именно: звезда A приближается к концу стадии ГП, в то время как звезда B находится еще в начале этой стадии.

Интересно сравнить массы  $M_A$  и  $M_B$ , найденные двумя разными способами, то есть значения  $M_A^{\text{ис}}$  и  $M_B^{\text{ис}}$ , с одной стороны (табл. 1), и значения  $M_A^{\text{Э}}$  и  $M_B^{\text{Э}}$ , с другой (табл. 5). Наиболее существенное расхождение обнаруживается для главного компонента A: действительно, разница между величинами  $M_A^{\text{ис}} = 10.9 \pm 0.9 M_{\odot}$  и  $M_A^{\text{Э}} = 12.6 \pm 0.6 M_{\odot}$  заметно превышает ошибку их определения. В то же время для компонента B согласие между

значениями  $M_A^{HC} = 6.8 \pm 0.7 M_{\odot}$  и  $M_B^{3B} = 7.1 \pm 0.9 M_{\odot}$  хорошее. Что касается радиусов  $R_A$  и  $R_B$ , а также светимости  $L_A$ , то здесь оба способа приводят к результатам, согласующимся в пределах допустимых ошибок (табл. 1 и 5). Неоднозначность в определении  $M_A$  требует отдельного обсуждения.

## 7. ПРОБЛЕМА МАССЫ ГЛАВНОГО КОМПОНЕНТА

На рис. 4 в плоскости  $T_{eff}$ – $\lg g$  изображены два эволюционных трека, соответствующие массам  $M_A^{HC} = 10.9 M_{\odot}$  и  $M_B^{HC} = 6.8 M_{\odot}$  и полученные с помощью интерполяции данных [28, 29]. Поскольку треки, найденные из этих двух работ, практически идентичны, мы привели на рис. 4 усредненные кривые (сплошные линии). Здесь же указаны положения компонентов А и В, соответствующие принятым нами параметрам  $T_{eff}$  и  $\lg g$ . Видим, что звезда В хорошо ложится на трек  $6.8 M_{\odot}$ , в то время как расхождение между звездой А и треком  $10.9 M_{\odot}$  заметно превышает допустимые ошибки. Напомним, что эволюционному треку, проведенному через точку А, соответствует масса  $M_A = 12.6 M_{\odot}$ . Таким образом, рис. 4 иллюстрирует уже отмеченный нами факт, что между "эволюционной" массой  $M_A^{3B} = 12.6 \pm 0.6 M_{\odot}$  и величиной  $M_A^{HC} = 10.9 \pm 0.9 M_{\odot}$ , найденной из интерферометрических и спектроскопических наблюдений двойной системы  $\alpha$ Vir, существует значимое различие.

Массы звезды, определенные из анализа орбитальных элементов двойных систем, рассматриваются как наиболее надежные оценки  $M$ . Следовательно значение  $M_A^{HC} = 10.9 \pm 0.9 M_{\odot}$  должно лучше соответствовать реальной массе главного компонента, но тогда значение  $M_A^{3B} = 12.6 \pm 0.6 M_{\odot}$  является слишком высоким. Как видно из рис. 4, причиной такого завышения могло бы быть завышение эффективной температуры  $T_{eff}$ (А). Возникает вопрос, как это могло бы повлиять на оценку содержания гелия у компонента А. Если звезда А на рис. 4 в точности попала бы на трек  $10.9 M_{\odot}$ , тогда ей соответствовала бы температура  $T_{eff} = 23\,000$  К (при неизменном ускорении  $\lg g_A = 3.7$ ). Пересчет содержания Не при таком значении  $T_{eff}$  показал, что средняя величина Не/H для компонента А понижается по сравнению с табл. 3 на 0.04. Столь малое изменение Не/H объясняется тем, что в рассматриваемой области  $T_{eff}$  эквивалентные ширины линий HeI слабо зависят от  $T_{eff}$ . Итак, предположение о завышении  $T_{eff}$ (А) не может повлиять на наш вывод о разном содержании Не в атмосферах компонентов А и В.

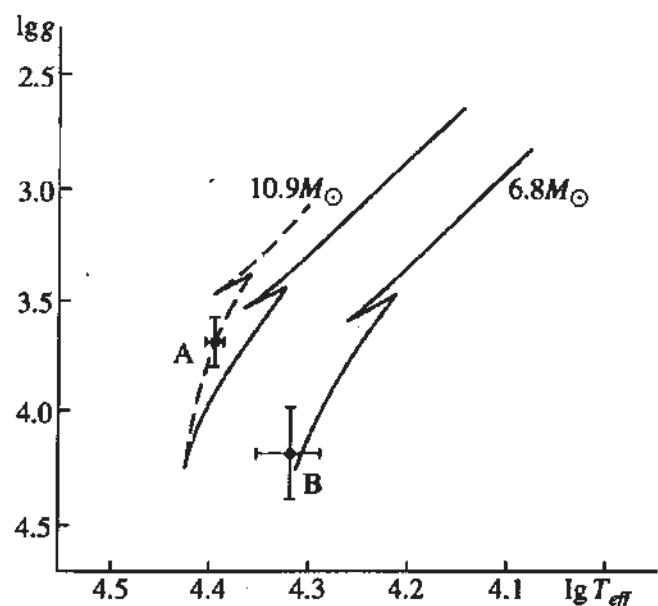


Рис. 4. Эволюционные треки, построенные по данным [28, 29] для масс  $M_A = 10.9 M_{\odot}$  и  $M_B = 6.8 M_{\odot}$ , найденных в [8] на основе интерферометрических и спектроскопических наблюдений (сплошные линии). Точки А и В соответствуют параметрам компонентов, приведенным в табл. 4. Штриховая линия – предполагаемый трек для звезды  $10.9 M_{\odot}$  с учетом перемешивания (см. [6]).

Несоответствие в значениях  $M_A$ , найденных двумя разными способами, связано, скорее всего, не с какими-то неточностями в определении эффективной температуры компонента А (или, например, с наличием у него пульсаций), а с так называемой проблемой масс, существование которой было обнаружено недавно у О- и ранних В-звезд ГП (см., например, [6, 30]). Суть этой проблемы сводится к тому, что массы  $M$  таких звезд, оцененные по эволюционным трекам, оказываются систематически завышенными по сравнению с величинами  $M$ , найденными из спектроскопического анализа или из теории звездного ветра (два последних метода дают близкие результаты). При этом расхождение в  $M$  для звезд ГП, как следует из [30], может достигать 60–80%. Подчеркнем, что в [30] речь идет об одиночных звездах. В нашем же случае рассматривается двойная система, и здесь несоответствие в массах  $M_A$  устанавливается с довольно высокой точностью. Отметим, что у компонента А превышение  $M_A^{3B}$  над  $M_A^{HC}$  составляет около 16%.

Во введении уже упоминалась работа Лангерса [6], в которой было показано, что как наблюдаемый избыток гелия у ряда горячих звезд ГП, так и проблема масс могут быть связаны с одной и той же причиной – перемешиванием, индуцированным вращением звезды (следует отметить, что предположение о перемешивании на стадии ГП высказывалось одним из авторов на протяжении уже 20 лет [2, 3, 31–33]. Учет этого эффекта

изменяет эволюционные треки, сдвигая их в сторону увеличения  $T_{\text{eff}}$ , причем тем заметнее, чем дальше мы находимся от начала ГП. В частности, для звезды с массой  $20M_{\odot}$ , как следует из расчетов [6], участок трека, соответствующий завершающему этапу фазы ГП, может оказаться смещенным по  $T_{\text{eff}}$  на 20% относительно трека, вычисленного по стандартной методике (т.е. без перемешивания).

По-видимому, все сказанное имеет прямое отношение к главному компоненту двойной системы  $\alpha\text{Vir}$ , поскольку он является достаточно массивной и быстровращающейся звездой, которая близка к завершению стадии ГП. Основываясь на результатах [6], мы изобразили на рис. 4 предполагаемый эволюционный трек звезды с массой  $10.9M_{\odot}$ , в котором учтено перемешивание (штриховая линия). Отметим, что вблизи точки А сдвиг этого трека относительно стандартного составляет 7% по  $T_{\text{eff}}$ .

Итак, мы приходим к выводу, что "эволюционная" масса компонента А, как и у других горячих звезд ГП, получилась завышенной, вероятно, из-за недостаточной точности примененных эволюционных расчетов, в которых не было учтено перемешивание. Интересно, что для компонента В этот эффект оказался несущественным, потому что звезда В, во-первых, находится в самом начале стадии ГП (рис. 4), во-вторых, имеет сравнительно малую массу ( $\sim 7M_{\odot}$ ) и, в третьих, вращается медленнее, чем звезда А.

Из сказанного выше следует, что значение  $M_A = 10.9 \pm 0.9M_{\odot}$  является более точной оценкой массы главного компонента. В соответствии с этим значением  $M_A$  мы пересчитали по формулам (1) - (2) величины  $R_A$  и  $L_A$  и привели их в табл. 5 в скобках. Видим, что изменения в  $R_A$  и  $L_A$  невелики. Что касается возраста  $t_A$ , то для его уточнения необходимы новые вычисления эволюционных треков с учетом перемешивания.

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты нашего исследования двойной системы  $\alpha\text{Vir}$  сводятся к следующему.

1. По CCD-спектрам с высоким разрешением и большим отношением сигнал/шум, полученным в разные фазы орбитального периода, измерены лучевые скорости  $V$ , главного (А) и вторичного (В) компонентов. После уточнения долготыperiастра ( $\omega = 200^\circ \pm 3^\circ$ ) наши измерения  $V$ , показали хорошее согласие с орбитальными элементами  $\alpha\text{Vir}$ , приведенными в [12]. По тем же спектрам измерены эквивалентные ширины ряда линий для каждого компонента.

2. На основе разработанной ранее методики выполнено самосогласованное определение фундаментальных параметров компонентов. Приня-

ты следующие значения эффективной температуры и ускорения силы тяжести:  $T_{\text{eff}} = 24700 \pm 500$  К и  $\lg g = 3.7 \pm 0.1$  для звезды А;  $T_{\text{eff}} = 20800 \pm 1500$  К и  $\lg g = 4.2 \pm 0.2$  для звезды В.

3. На основе нeЛТР-анализа семи линий HeI найдено содержание гелия в атмосфере каждого компонента. В среднем получено  $\text{He/H} = 0.22 \pm 0.04$  для звезды А и  $\text{He/H} = 0.10 \pm 0.02$  для звезды В. Таким образом, содержание He у А оказалось приблизительно в два раза выше, чем у В. Этот результат находится в полном согласии с выдвинутым ранее предположением о перемешивании на стадии ГП и объясняется тем, что у более массивного компонента А, который, в отличие от компонента В, уже приблизился к концу фазы ГП, атмосфера вследствие перемешивания успела заметно обогатиться гелием.

4. Масса главного компонента  $M_A = 12.6 \pm 0.6M_{\odot}$ , найденная нами из сопоставления параметров  $T_{\text{eff}}$  и  $\lg g$  с эволюционными треками, оказалась заметно повышенна по сравнению с более точным значением  $M_A = 10.9 \pm 0.9M_{\odot}$ , полученным в [8] из интерферометрических и спектроскопических наблюдений. Проблема "эволюционной" массы существует и для других горячих звезд ГП, и ее решение, согласно Лангеру [6], может быть связано с учетом в эволюционных расчетах перемешивания, индуцированного вращением. Таким образом, проблема "эволюционной" массы у О- и ранних В-звезд сводится к тому же эффекту – перемешиванию на стадии ГП, возможность которого была предсказана одним из авторов на основе наблюданного обогащения атмосфер таких звезд гелием [2, 3, 31 - 33].

В заключение мы выражаем благодарность г-же С. Бекер, предоставившей в наше распоряжение неопубликованные результаты нeЛТР-расчетов эквивалентных ширин линий гелия.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rebolo R. // Evolution of Stars: The Photospheric Abundance Connection. IAU Simp. № 145 / Eds Michaud G., Tutukov A. Dordrecht: Kluwer, 1991. P. 85.
2. Lyubimkov L.S. // Evolution of Stars: The Photospheric Abundance Connection. IAU Simp. № 145 / Eds Michaud G., Tutukov A. Dordrecht: Kluwer, 1991. P. 125.
3. Любимков Л.С. // Астрон. журн. 1933. Т. 70. С. 1205.
4. Maeder A. // Astron. and Astrophys. 1987. V. 178. P. 159.
5. Schönberner D., Herrero A., Becker S. et al. // Astron. and Astrophys. 1988. V. 197. P. 209.
6. Langer N. // Astron. and Astrophys. 1992. V. 265. P. L17.
7. Batten A.H., Fletcher J.M., McCarthy D.G. // Publ. Dominion Astrophys. Obs. 1989. V. 17. P. 1.

8. *Herbison-Evans D., Hanbury Brown R., Davis J., Allen L.R.* // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1971. V. 151. P. 161.
9. *Hoffleit D.* The Bright Star Catalogue. New Haven: Yale Univ. Observ. 1982.
10. *Smith M.A.* // Astrophys. J. 1985. V. 297. P. 206.
11. *Березин В.Ю., Зуев А.Г., Кирьян Г.В. и др.* // Письма в "Астрон. журн.". 1991. Т. 17. С. 953.
12. *Shobbrook R.R., Lomb N.R., Herbison-Evans D.* // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1972. V. 156. P. 165.
13. *Любимков Л.С., Самедов Э.А.* // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1987. Т. 77. С. 97.
14. *Любимков Л.С., Полосухина Н.С., Ростопчин С.И.* // Астрофизика. 1991. Т. 34. С. 149.
15. *Hadraiva P.* FOTEL-User's guide. Prep. Astron. Inst. Acad. Sci., Ondrejov, Czech. Rep., 1993.
16. *Любимков Л.С.* // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1992. Т. 84. С. 3.
17. *Lyubimkov L.S., Rochkovskaya T.M.* // Peculiar Versus Normal Phenomena in A-Type and Related Stars // Eds Dworetsky M.M., Castelli F., Faraggiana R. Astron. Soc. Pacific Conf. Ser. 1993. V. 44. P. 192.
18. *Hauck B., Mermilliod M.* // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1980. V. 40. P. 1.
19. *Breger M.* // Astrophys. J. Suppl. 1976. V. 32. P. 7.
20. *Волошина И.Б., Глушнева И.Н., Дорошенко В.Т. и др.* Спектрофотометрия ярких звезд. М.: Наука, 1982.
21. *Харитонов А.В., Терещенко В.М., Князева Л.Н.* Спектрофотометрический каталог звезд. Алматы: Наука, 1988.
22. *Kurucz R.L.* // Astrophys. J. Suppl. 1979. V. 40. P. 1.
23. *De Jager C., Nieuwenhuijzen H.* // Astron. and Astrophys. 1987. V. 177. P. 217.
24. *Gies D.R., Lambert D.L.* // Astrophys. J. 1992. V. 387. P. 673.
25. *Auer L.H., Mihalas D.* // Astrophys. J. Suppl. 1973. V. 25. P. 433.
26. *Цымбал В.В.* // Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. 1990. № 65. С. 53.
27. *Collins G.W., Truax R.J., Cranmer S.R.* // Astrophys. J. Suppl. 1991. V. 77. P. 541.
28. *Claret A., Gimenez A.* // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1992. V. 96. P. 255.
29. *Schaller G., Schaerer D., Meynet G., Maeder A.* // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1992. V. 96. P. 269.
30. *Herrero A., Kudritzki R.P., Vilchez J.M. et al.* // Astron. and Astrophys. 1992. V. 261. P. 209.
31. *Любимков Л.С.* // Письма в "Астрон. журн.". 1975. Т. 1. № 11. С. 29.
32. *Любимков Л.С.* // Астрофизика. 1984. Т. 20. С. 475.
33. *Любимков Л.С.* // Астрофизика. 1988. Т. 29. С. 479.

## The Binary System $\alpha$ Vir (Spica): Fundamental Parameters of the Components and Differences in Their Helium Abundance

L. S. Lyubimkov, T. M. Rachkovskaya, S. I. Rostopchin, and A. E. Tarasov

Spectra with high resolution and large signal-to-noise ratio were used to measure the equivalent widths and radial velocities of the components in the binary system  $\alpha$ Vir (Spica). Based on previously developed techniques, their fundamental parameters were studied. The following effective temperatures and surface gravities were adopted:  $T_{\text{eff}} = 24700 \pm 500$  K and  $\log g = 3.7 \pm 0.1$  for the primary component (star A);  $T_{\text{eff}} = 20800 \pm 1500$  K and  $\log g = 4.2 \pm 0.2$  for the secondary component (star B). On the basis of non-LTE analysis of seven HeI lines, the following average helium abundances were derived:  $\text{He/H} = 0.22 \pm 0.04$  for component A, and  $\text{He/H} = 0.10 \pm 0.02$  for component B. A comparison with evolutionary tracks showed the more massive primary component ( $M_A \approx 11M_\odot$ ) to be near completion of the main-sequence (MS) phase, while the less massive secondary component ( $M_B \approx 7M_\odot$ ) is still at the beginning of this phase. Thus, the difference in helium abundance between components A and B is consistent with the earlier made suggestion of mixing at the MS stage; it is explained by the fact that the atmosphere of star A during its MS lifetime managed to be enriched by the CNO-cycled products. The discrepancy between the mass  $M_A = 12.6 \pm 0.6M_\odot$  derived from evolutionary tracks and the value  $M_A = 10.9 \pm 0.9M_\odot$  previously obtained from interferometric and spectroscopic observations confirms the existence of a problem of "evolutionary" mass for O and early B stars. Its solution is likely to reduce to the effect of mixing at the MS stage being taken into account.

УДК 523.987

## ЭРУПТИВНЫЕ ПРОТУБЕРАНЦЫ И КОРОНАЛЬНЫЕ ТРАНЗИЕНТЫ

© 1995 г. Б. П. Филиппов, Н. С. Шилова

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн, Москва, Россия

Поступила в редакцию 18.03.94 г.

Сопоставляется положение и протяженность вдоль солнечного лимба нескольких эруптивных протуберанцев и соответствующих им корональных транзиентов. Петли транзиентов в 2 - 3 раза шире протуберанцев по позиционному углу, но располагаются симметрично относительно них. Предлагается модель образования транзиента а результате дрейфового движения корональной плазмы в электромагнитном поле поднимающегося волокна с электрическим током. Модель описывает образование полости вокруг волокна и внешней петли транзиента, движущейся со скоростью, превышающей скорость подъема протуберанца.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование выбросов вещества в короне (транзиентов) при помощи орбитальных коронографов показало, что среди явлений солнечной активности в нижних слоях атмосферы наиболее тесно связанными с ними являются эруптивные протуберанцы [1, 2]. Самые мощные и быстрые корональные транзиенты обычно бывают при вспышках, однако они, как правило, сопровождаются и эруптивными явлениями, доля энергии которых в общем вспышечном энерговыделении оценивается не менее, чем в 50% [3]. Вполне вероятно, что эрупции протуберанцев и корональные выбросы представляют собой проявления на разных уровнях солнечной атмосферы единого процесса перестройки магнитной конфигурации.

В данной работе мы попытаемся по имеющимся в нашем распоряжении данным сопоставить положение, форму и кинематические характеристики транзиентов и соответствующих им эруптивных протуберанцев, а также предложить сценарий крупномасштабного эруптивного процесса в короне, движущей силой в котором служит вышедший из равновесия ток волокна (протуберанца), а образование внешней фронтальной части транзиента – результат дрейфового движения коронального вещества в поле, индуцируемом поднимающимся током.

Характеристики транзиентов в каталоге SMM [4] так же, как и данные [5] подтверждают, что большая часть их либо имеет отчетливую форму дуги, либо форму части дуги, когда очертания всей дуги скорее угадываются, чем видны отчетливо. При сравнении транзиента с соответствующим ему протуберанцем как по времени,

так и по месту расположения исследователи сталкиваются с некоторой трудностью: наблюдение этих явлений осуществляется разными инструментами. Кроме очевидно необходимого совпадения времени наблюдений, требуется, чтобы поля зрения приборов перекрывались хотя бы частично. В работе [6] по наблюдениям со спектрометром жесткого рентгеновского излучения на SMM и К-коронометром в Мауна Лоа рассмотрено три эруптивных протуберанца, сопровождаемых корональными транзиентами, и сделан вывод о расположении эруптивного протуберанца в одном из оснований петли транзиента. Отметим при этом, что К-коронометр является прибором, не очень удобным для наблюдения протуберанцев. В белом свете могут быть видны лишь самые плотные их части. Возможно, именно из-за этого, а также из-за отсутствия точного совпадения моментов наблюдений сделанное в [6] заключение расходится с полученным нами результатом о симметричном расположении протуберанцев и транзиентов.

### 2. НЕКОТОРЫЕ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Наши наземные  $H_{\alpha}$ -наблюдения эруптивных протуберанцев на коронографе ГАС ГАО вблизи Кисловодска с интерференционно-поляризационным фильтром "Opton" 30.06.1989 г. и 04.07.1989 г., которые согласно [4] сопровождались транзиентами, показывают, что протуберанец поднимается в виде петли. Сначала наблюдается компактный, высокий ( $0.1R_{\odot}$ ), относительно яркий протуберанец, видимый в диапазоне  $H_{\alpha} \pm 1\text{ \AA}$ . Однако, пока он не соединился с некоторой другой точкой на лимбе, отличающейся по

позиционному углу на  $10^\circ - 20^\circ$ , эruption не происходит. При быстром подъеме протуберанца наблюдается дуга с неодинаковыми по яркости сторонами. Первоначальный протуберанец соответствует основанию более яркой "ноги" транзиента. Поэтому и возникает опасность ложной локализации всего эруптивного протуберанца в одном из оснований транзиента. Вершина дуги протуберанца имеет наименьшую яркость, и местами лишь угадывается. Исследование скоростей показало, что подъем вещества происходит первоначально в обоих основаниях дуги. Затем отдельные фрагменты начинают опускаться в хромосферу, а к концу наблюдений фиксируются лишь движения, направленные вниз в хромосферу, к точке, смещенной на  $5^\circ - 10^\circ$  относительно первоначального положения протуберанца.

Мы попытались пополнить наши данные, воспользовавшись фильтрограммами протуберанцев и синоптическими картами, публикуемыми в бюллетене "Солнечные данные". При этом мы руководствовались статистической закономерностью, выведенной Муром и Гослингом [7]: каждый эруптивный протуберанец, поднявшийся над лимбом до высоты  $0.3R_\odot$ , а также подавляющее большинство протуберанцев, поднявшихся до высот  $0.2R_\odot$ , связаны с корональными транзиентами. Собранные таким образом данные помещены в таблицу.

Из таблицы видно, что ширина дуги транзиента по позиционному углу заметно больше интервала позиционных углов, занимаемых соответствующим протуберанцем. Обычно основания петли протуберанца различаются по позиционному углу на  $20^\circ - 30^\circ$ , но бывают эruptionи с очень большой протяженностью по позиционному углу. Так, 06.08.1989 г. на  $P = 130^\circ$  наблюдался протуберанец шириной в  $20^\circ$ ; на следующий день от этого места через южный полюс протянулась дуга высотой  $0.3R_\odot$ , заканчивающаяся на  $P = 200^\circ$ .

Конечно, протяженность протуберанца вдоль лимба зависит не только от его физической длины, но и от ориентации на поверхности Солнца. Если волокно располагается вдоль параллели, что более характерно для высокоширотных протуберанцев, то при наблюдении на лимбе протяженность по позиционному углу будет мала независимо от его фактической длины.

Сравнивая наблюдения у лимба и на SMM, мы видим, что увеличение поперечного размера дуги транзиента по сравнению с протуберанцем в среднем составляет 2 - 3 раза.

Остановимся на наблюдениях 30.06.1989 г., упомянутых выше, и наблюдениях эruptionии

18.08.1980 г. [8]. Наши наблюдения перекрывались по времени с данными [4] в 06 : 29 UT и в 06 : 45 UT. В момент 06 : 29 UT протуберанец, только что достигнув максимальной высоты, начал демонстрировать нисходящие движения. С момента 06 : 40 UT стекание усиливалось, эruptionию можно было считать закончившейся, и в 07 : 10 UT у подножия протуберанца возникло слабое вспышечное уярчение. Транзиент же по данным [4] в 06 : 45 UT поднялся выше, чем в 06 : 29 UT. Детальное сопоставление (рис. 1) показывает, что дуга  $H_\alpha$ -выброса своими основаниями примерно совпадала с основаниями дуги транзиента. Транзиент, оставаясь связанным с общими с протуберанцем основаниями, раздувался и где-то на середине своей высоты стал в 2 - 3 раза шире дуги протуберанца. Такое же взаимное положение протуберанца и транзиента наблюдалось 18.08.1989 г. [8 - 10].

Поскольку эруптивный протуберанец 18.08.1980 г. был чрезвычайно мощным, свечение в  $H_\alpha$  было отмечено на удалении до трех радиусов Солнца от лимба [9]. Наблюдения [8] и каталог [4] дали возможность сравнить протуберанец и транзиент 18.06.1980 г. в 11 : 43 UT и в 12 : 15 UT. В 12 : 15 UT транзиент поднялся выше, чем в 11 : 43 UT, а протуберанец в  $H_\alpha$  в 12 : 20 UT в основном демонстрировал нисходящие движения.

Выброс был столь мощным, что  $H_\alpha$ -излучение фиксировалось с SMM. И только по снимкам SMM можно видеть, как сначала почти не отделявшийся от протуберанца транзиент в 12 : 15 UT уже представлял собой структуру, заметно удаленную от него. Любопытно, что в 13 : 09 UT снимки SMM показывают протуберанец до высот  $4R_\odot$ , а наземные наблюдатели фиксируют последние следы протуберанца в 12 : 40 UT. Очевидно, отдельные части протуберанца продолжали удаляться от Солнца, но для наземных наблюдателей они были недоступны из-за влияния рассеянного света неба. Эти части слишком диффузны для их выделения на фоне неба при наблюдениях с Земли. В самом деле, расчеты Атея и Иллинга [10] для транзиента 18.08.1980 г. в 13 : 19 UT дают плотность водорода  $10^8 \text{ см}^{-3}$ , в то время как до эruptionии в протуберанце она была  $10^{11} \text{ см}^{-3}$ .

Начало движения протуберанца обычно замечается раньше обнаружения транзиента. Для сопоставления моментов возникновения транзиента у солнечного лимба и начала эruptionии протуберанца необходимо располагать непрерывным рядом наблюдений. Имеющиеся у нас данные наиболее полны для событий 30.06.1989 г., 04.07.1989 г. и 18.08.1980 г. Моменты активизации соответствующих протуберанцев – 06 : 08 UT,

Таблица 1

Дата	Протуберанец				Транзиент				Вид транзинта
	Централь- ный пози- ционный угол	Наиболь- шая ши- рина по позицион- ному углу	Время наблюдения, UT	Источник данных	Централь- ный пози- ционный угол	Наиболь- шая ши- рина по позицион- ному углу	Время наблюдения на SMM [4], UT		
18.08.1980	120°	20°	09:00 - 15:00	[8]	114°	60°	11:39 - 16:16	Дуга с заметны- ми вкраплени- ями холодной материи ( $H_{\alpha}$ )	
23.11.1984	290	15		"Солнечные данные"	294	29	15:19		
02.10.1985	270	5		»	257	53	20:58		
27.06.1986	310	20		»	265	30	00:50 - 05:33	Петля	
30.05.1987	315	10		»	270	45	08:08 - 08:53	Петля и темная полость	
17.09.1987	50	20		»	94	42	20:25 - 23:17	Петля	
16.10.1987	50	30		»	74	42	02:28 - 11:53 22:52 - 04:00		
26.12.1987	225	35		»	225				
04.05.1988	210	20		»	268	95	03:00 - 10:25	Тонкое изре- занное облако	
23.07.1988	310	40		»	310	90	07:06 - 23:27	Нет ясно выра- женного фронта	
23.08.1988	60	25		»	48	67	13:43 - 15:58	Тонкая преры- вистая петля	
09.10.1988	220		10:20	Наблюдения ИЗМИРАН	119	42	16:13	Облако	
16.10.1988	85		06:15	»	86	68	14:18 - 23:17	Петля	
15.02.1989	100	35		"Солнечные данные"	55	33	09:45 - 11:11	Прерывистая петля с темной полостью	
17.02.1989	135	35		»	105	50	14:22 - 19:02	Петля и темная полость	
17.03.1989	210	35		»	308	33	17:50 - 20:40	Петля	
19.03.1989	125	10		»	111	33	19:26 - 21:00	Структуризо- ванная петля	
30.06.1989	104	13	06:08 - 06:23	Наблюдения ИЗМИРАН	104	46	06:29 - 10:24	Внешняя и внут- ренняя петля	
04.07.1989	35	18	06:22 - 08:16 09:15	»	23	52	09:52 - 15:45	Одна петля	
28.07.1989	135	20		"Солнечные данные"	82	51	12:56 - 16:35	Петля	
29.07.1989	150	20		»	162		19:39 - 23:17	Облако	
26.10.1989	45			»	45	34	20:22 - 06:35	Облако	



**Рис. 1.** Коллаж из снимков эруптивного протуберанца в 06 : 08 UT и транзиента в 06 : 45 UT. (Снимок транзиента любезно предоставлен Дж. Бёркрайл (J. T. Burkepile) – одной из авторов работы [4].)

06 : 22 UT и 11 : 10 - 11 : 20 UT, а начала наблюдений транзиентов – 06 : 29 UT, 09 : 52 UT и 11 : 39 UT. Очень большая задержка появления транзиента в поле зрения коронографа SMM 04.07.1989 г. объясняется, возможно, тем, что протуберанец двигался практически тангенциально солнечному лимбу.

Скорость движения характерных деталей транзиентов 30.06.1989 г. и 18.08.1980 г. согласно [4] составляла 550 км/с. Предположим, что удаление протуберанцев и транзиентов от лимба началось одновременно и происходило с постоянной скоростью. Тогда 30.06.1989 г. к моменту появления транзиента в поле зрения коронографа SMM (06 : 29 UT) он, двигаясь с указанной скоростью, должен был подняться до высоты  $1.0R_{\odot}$  над лимбом, что и подтверждается снимком SMM в 06 : 29 UT. Транзитент 18.08.1980 г. отчетливо был виден в 12 : 15 UT, то есть через час после начала эрупции. При нашем предположении его внешняя дуга должна была бы подняться к этому времени до  $2.8R_{\odot}$  над лимбом. Соответствующее этому моменту изображение транзиента [9] показывает ее

высоту  $2.4R_{\odot}$ . Таким образом, в этих двух явлениях моменты начала движения протуберанца и транзиента можно считать совпадающими. Скорость транзиента больше скорости протуберанца даже при предположении о равномерном движении транзиента.

### 3. ДРЕЙФОВОЕ ДВИЖЕНИЕ КОРОНАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ЭРУПЦИИ ПРОТУБЕРАНЦА

Представление об эрупции протуберанца как об эволюции потерявшей устойчивость токовой системы, развивающееся, например в [11, 12], позволяет интерпретировать многие черты изменений в короне, проявляющиеся при наблюдениях в виде транзиентов, как естественные следствия эволюции электрического тока в волокне. В частности, получает простое объяснение образование области пониженной плотности над волокном (полости), распространяющейся со скоростью, большей скорости подъема волокна, и слоя увеличенной плотности (внешней оболочки транзиента), также поднимающейся быстрее волокна.

Движение волокна с током индуцирует электрическое поле  $E$ , которое вызывает в окружающем пространстве дрейф плазмы со скоростью

$$v_d = c \frac{[EB]}{B^2}. \quad (1)$$

Неоднородность поля скоростей  $v_d$  приводит к появлению областей сжатия и разрежения в соответствии с уравнением непрерывности

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \operatorname{div} p v = 0, \quad (2)$$

в которое следует подставить выражение для  $\operatorname{div} v_d$ , полученное из (1), и соотношения, связывающего электрическое поле с векторным потенциалом

$$E = -\frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\operatorname{div} v_d = -\frac{1}{B^2} \left( B \frac{\partial B}{\partial t} \right) - \nabla \left( \frac{1}{B^2} \right) \left[ \frac{\partial B}{\partial t} B \right]. \quad (4)$$

Рассмотрим двумерный случай – движение прямого линейного тока, направленного вдоль оси  $Oz$ . Магнитное поле тока  $I$  с учетом граничного условия на фотосфере есть

$$B_x = \frac{2I}{c} \left[ -\frac{y-h}{x^2 + (y-h)^2} + \frac{y+h}{x^2 + (y+h)^2} \right], \quad (5)$$

$$B_y = \frac{2I}{c} \left[ \frac{x}{x^2 + (y-h)^2} - \frac{x}{x^2 + (y+h)^2} \right],$$

где  $h$  – высота тока над фотосферой, ось  $Oy$  направлена вертикально. Векторный потенциал этого поля имеет одну составляющую  $A_z$  и равен

$$A_z = \frac{I}{c} [-\ln(x^2 + (y-h)^2) + \ln(x^2 + (y+h)^2)]. \quad (6)$$

Поднимаясь со скоростью  $v_0$ , ток индуцирует электрическое поле

$$E_z = -\frac{2Iv_0}{c^2} \left[ \frac{y-h}{x^2 + (y-h)^2} + \frac{y+h}{x^2 + (y+h)^2} \right]. \quad (7)$$

В окрестностях волокна плазма движется с вертикальной скоростью

$$v_y = v_0 \frac{y}{h} \frac{[(y-h)^2(y+h)^2 - x^4]}{(x^2 + (y-h)^2)(x^2 + (y+h)^2)}. \quad (8)$$

На оси  $Oy$ , то есть непосредственно над волокном скорость растет линейно с удалением от него, а

$$\operatorname{div} v|_{x=0} = \frac{v_0}{h} \left( 1 + \frac{2y^2}{y^2 - h^2} \right) \quad (9)$$

выше волокна всюду положительна и убывает, стремясь на большом удалении к величине  $3v_0/h$ .

Конечно, эти закономерности выполняются только в той области, где силы газового давления малы по сравнению с магнитными. Приближенно за границу этой зоны можно принять поверхность, на которой

$$\beta = \frac{8\pi nkT}{B^2} = 1. \quad (10)$$

Подставляя в (10) выражение для плотности частиц  $n = n_0 \exp(-\frac{y}{\Lambda})$ , где  $\Lambda$  – высота однородной атмосферы, и следующее из (5) выражение

$$B^2 = \frac{16I^2}{c^2} \frac{h^2}{(x^2 + (y-h)^2)(x^2 + (y+h)^2)} \quad (11)$$

и продифференцировав (10) по времени, получим

$$v_\beta = \frac{2\Lambda}{h} \frac{y_\beta^2 + h^2}{(4\Lambda y_\beta - y_\beta^2 + h^2)} v_0, \quad (12)$$

где  $y_\beta$  – координата границы  $\beta = 0$ . При определенных условиях  $v_\beta < v_0$ . Например, при  $\Lambda \gg h$ ,  $y_\beta$

$$v_\beta = \frac{y}{2h} = v_0/2. \quad (13)$$

Вне области  $\beta < 1$  плазма остается невозмущенной, поэтому вблизи поверхности  $\beta = 1$  происходит торможение и уплотнение коронального вещества. Это уплотнение по своему положению и характеру движения достаточно хорошо моделирует внешнюю фронтальную часть транзистора. Действительно, при подъеме эруптивного протуберанца вещество короны в области  $\beta < 1$  приходит в движение. Дрейфовая скорость при удалении от волокна на расстояние, равное его высоте над фотосферой  $h$ , увеличивается на величину, равную скорости волокна  $v_0$ . В соответствии с (9) в окрестностях волокна  $\operatorname{div} v > 0$ , то есть по условию непрерывности (2) плотность в каждом движущемся элементе объема уменьшается. В результате над волокном образуется область пониженной плотности (полость), которая движется со скоростью, превышающей скорость подъема волокна.. Именно движение такой полости считается началом формирования транзистора по данным анализа наблюдений [13].

Вблизи границы  $\beta = 1$  дрейфовое приближение не применимо, поскольку существенную роль начинают играть силы газового давления, однако на основании граничных условий ясно, что внутри слоя, прилегающего к поверхности  $\beta = 1$ , происходит сжатие и уплотнение вещества. Этот слой может быть, как указывалось, ответственным за формирование наружной части транзистора. Скорость перемещения поверхности

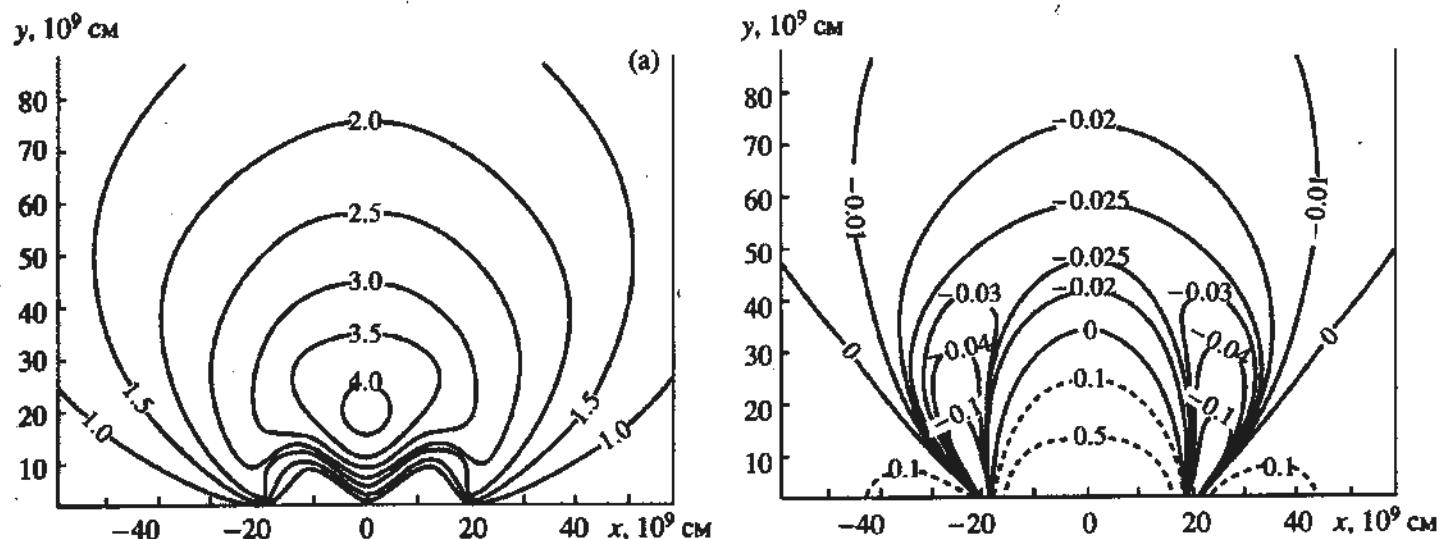


Рис. 2. Распределение вертикальной компоненты дрейфовой скорости  $v_y$  в единицах  $10^7 \text{ см/с}$  (а) и дивергенции дрейфовой скорости  $\operatorname{div} v_d$  в единицах  $10^{-2} \text{ с}^{-1}$  (б) в плоскости  $xy$ . Волокно с током  $I = 10^{11} \text{ А}$  находится в точке  $x = 0, y = 5 \times 10^9 \text{ см}$  и имеет скорость  $v_0 = 200 \text{ км/с}$ .

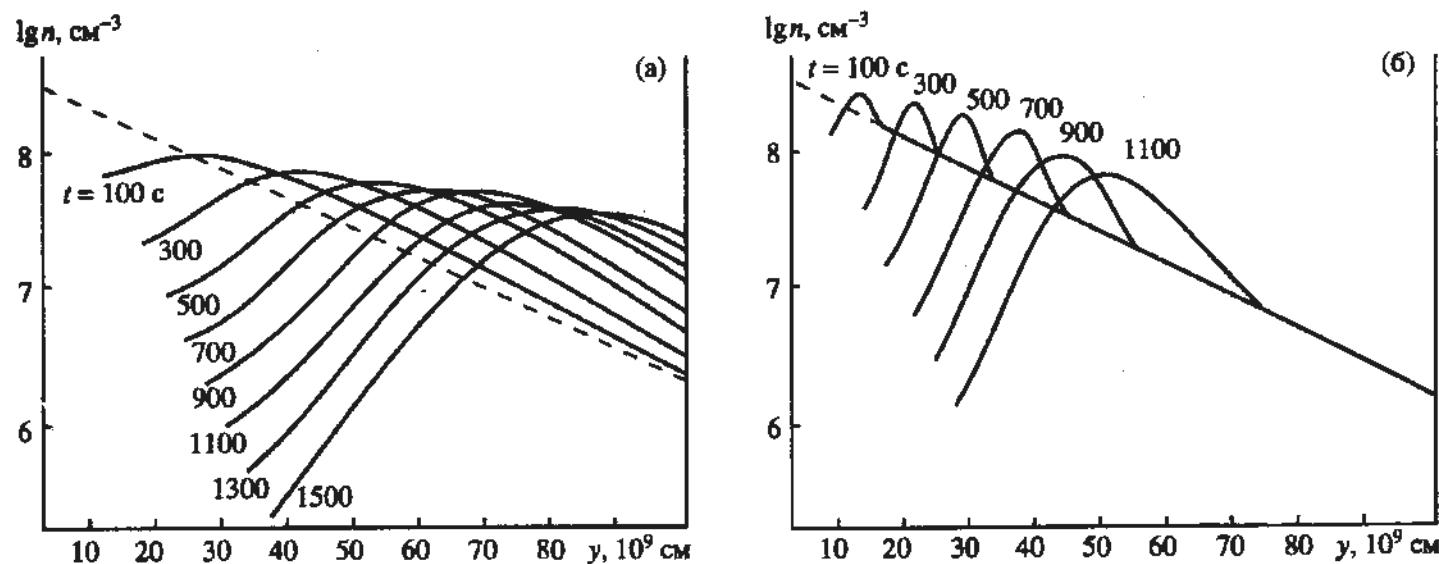


Рис. 3. Изменение плотности частиц в короне над волокном со временем: (а) – без учета ограничений области действия дрейфового приближения, (б) – с учетом размеров области  $\beta < 1$  и конечности локальной альвеновской скорости.  $I = 10^{11} \text{ А}$ ,  $v_0 = 200 \text{ км/с}$ ,  $l = 5 \times 10^9 \text{ см}$ , начальное распределение плотности  $n(y) = n_0 \exp(-y/\Lambda)$ ,  $n_0 = 3 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ ,  $\Lambda = 2 \times 10^{10} \text{ см}$  (показано штриховой линией).

$\beta = 1$ , как видно из (12), может также значительно превышать  $v_0$ .

До сих пор мы учитывали только собственное магнитное поле волокна. Однако в короне существует и поле подфотосферных источников, которое удерживало волокно в равновесии до начала эрзации и которое тормозит его подъем. Будем считать для простоты фоновое поле  $B_0$  однородным, направленным вдоль оси  $Ox$ . Фактически, это – крупномасштабная часть поля, характерный масштаб которой порядка  $R_\odot$ . Наличие

фонового поля приводит к уменьшению дрейфовой скорости, начиная с некоторого удаления от волокна, и появлению области сжатия не только на границе  $\beta = 1$ . На рис. 2 приведены распределения вертикальной скорости плазмы и  $\operatorname{div} v$  в короне, окружающей поднимающийся протуберанец.

Проинтегрируем уравнение (2) по времени  $t$ . В качестве начальных значений примем  $n_0 = 3 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ ,  $\Lambda = 2 \times 10^{10} \text{ см}$ , удовлетворительно описывающие изменения плотности в интервале

$5 \times 10^9 - 10^{11}$  см [14]. Положим  $v_0 = 200$  км/с,  $h_0 = 3 \times 10^9$  см,  $I = 10^{11}$  А,  $B_0 = 0.5$  Гс. Следует иметь ввиду расходимость выражения (9) для  $\operatorname{div} v$  при  $y \rightarrow h$ , поэтому нижней границей области интегрирования принято  $h + \Delta$ ,  $\Delta = 3 \times 10^9$  см.

Изменения в распределении плотности, вызванные дрейфовым движением при эruptionи волокна, показаны на рис. 3а. Непосредственно над волокном плотность со временем понижается, и формируется полость. Выше плотность повышается и затем превосходит плотность невозмущенной короны. Однако верхняя граница действия дрейфовых скоростей должна быть сокращена, во-первых, областью  $\beta < 1$ , а, во-вторых, скорость распространения границы  $\beta = 1$  ограничена локальной альвеновской скоростью (как видно из (12)  $v_\beta \rightarrow \infty$  при  $y_\beta \rightarrow 2\Lambda + \sqrt{4\Lambda^2 + h^2}$ ). Кроме того, на границе  $\beta = 1$  прием, что скорость плазмы линейно уменьшается до нуля на длине  $l$ , равной характерному масштабу изменения  $\beta$ :  $l = 5 \times 10^9$  см. С учетом этих требований кривые распределения плотности приобретают вид, изображенный на рис. 3б.

Область повышенной плотности становится довольно узкой. Она определяется в основном величиной  $l$ . Скорость перемещения максимума плотности примерно вдвое превышает скорость движения тока  $v_0$ .

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное нами сопоставление нескольких транзиентов и эруптивных протуберанцев даёт основание предположить, что распространение транзиента в короне является вторичным эффектом, вызываемым действием электрического поля, индуцируемого движущимся волокном с током. Поле дрейфовых скоростей таково, что в окрестностях волокна образуется область разрежения (полость), скорость подъема которой выше скорости движения волокна. Далее на удалении, на котором фоновое поле становится сравнимым с полем тока волокна или для поля тока перестает выполняться условие  $\beta < 1$ , возникает зона сжатия плазмы, соответствующая внешней части транзиента. Скорость перемещения уплотнения также превышает скорость протуберанца. Соотношение между этими скоростями зависит от конкретного распределения поля, плотности, формы петли протуберанца. Вообще, движение транзиента в данной интерпретации определяется движением протуберанца, балансом сил, действующих на него. В двумерном случае движение волокна с током было рассмотрено в [11, 12], трехмерный случай требует специального ис-

следования. Мы надеемся сделать это в дальнейшем. В данной работе мы полагали движение волокна заданным (равномерным) и интересовались "откликом" корональной плазмы на это движение. При вполне допустимых для солнечной атмосферы условиях отклик действительно соответствует формированию плотного образования, движущегося со скоростью, большей скорости эруптивного протуберанца – транзиента. Конечно, данное рассмотрение имеет существенные ограничения, связанные с двумерностью модели и применимостью дрейфового приближения.

Данный сценарий предполагает достаточно симметричное расположение транзиента и протуберанца. Нахождение протуберанца у одной из "ног" транзиента потребовало бы в рамках данной модели очень несимметричного распределения коронального магнитного поля или плотности. Хотя это, в принципе, возможно, наблюдение эruptionи 30.06.1989 г. склоняет к мысли, что нередко при расположении петли протуберанца в картинной плоскости, наблюдатели фиксируют лишь одно, наиболее яркое, из оснований арки.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-02-15112 и 94-02-03096 "Транзиент"), а также Государственной программы "Астрономия" (код проекта 4-129 "Вымпел").

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Webb D.F., Hundhausen A.J. // Solar Phys. 1987. V. 108. P. 383.
2. Webb D.F. // Solar-Terrestrial Predictions: Proc. Workshop at Leura, Australia, October 16 - 20, 1989. V. 2. P. 175.
3. Webb D.F., Chang C.C., Dulk G.A. et al. // Solar Flares. Boulder: Colorado Associated University Press, 1980. P. 471.
4. Burkepile J.T., Syr O.C. St. A Revised and Expanded Catalogue of Mass Ejections Observed by the Solar Maximum Mission Coronograph. High Alt. Observ. Nat. Center for Atmosphere Research. Boulder: Colorado, 1993.
5. Hundhausen A.J. // Proc. Sixth Int. Solar Wind Conf. / Eds Pizzo V.I. et al. NCAR TN-306. Nat. Center for Atmosphere Research, 1988. P. 181.
6. Harrison R.A., Sime D.G. // J. Geophys. Res. 1989. V. 94, A3. P. 2333.
7. Munro R.H., Gosling J.T., Hildner E. et al. // Solar Phys. 1979. V. 61. P. 201.
8. Rusin V., Rybansky M. // Bull. Astron. Inst. Czechoslovakia. 1982. V. 33. P. 219.

9. Illing R.M.E., Hundhausen A.J. // J. Geophys. Res. 1986. V. 91. A10. P. 10961..
10. Athay R.G., Illing R.M.E. // J. Geophys. Res. 1986. V. 91. A10. P. 10951.
11. Молоденский М.М., Филиппов Б.П. // Астрон. журн. 1987. Т. 64. С. 1079.
12. Молоденский М.М., Филиппов Б.П., Шилова Н.С. // Астрон. журн. 1992. Т. 69. С. 181.
13. Чертов И.М. // Астрон. журн. 1993. Т. 70. С. 165.
14. Аллен К.У. Астрофизические величины. М.: Мир, 1977. С. 251.

## Eruptive Prominences and Coronal Transients

B. P. Filippov and N. S. Shilova

The positions and lengths along the Solar limb for several eruptive prominences and the corresponding coronal transients are compared. Transient loops are by a factor of 2 to 3 wider than prominences in the direction of position angle and are located symmetrically with respect to prominences. A model of transient formation is suggested that considers the transients to form as a result of drift motions of coronal plasma in the electromagnetic field of the rising electric current of the filament. The model describes the formation of a cavity around the filament and of the outer loop of the transient, which moves at a speed that exceeds the speed of the rising prominence.

УДК 523.982:533.951

## ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ НА СВОЙСТВА ВОЛН В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ НА СОЛНЦЕ

© 1995 г. Э. С. Бабаев, Н. С. Джалилов, Ю. Д. Жугжда

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн Российской академии наук,  
Москва, Россия

Поступила в редакцию 23.03.94 г.

Развита теория линейной трансформации и поглощения различных типов неадиабатических магнито-акустико-гравитационных волн в изотермической атмосфере с учетом влияния радиационных потерь. На основе аналитических решений уравнений магнитной гидродинамики рассчитаны энергетические коэффициенты отражения и поглощения волн. Показано, что на уровне солнечной фотосферы, где выполняется условие  $\omega_R \approx 1$  ( $\omega$  – частота колебаний,  $t_R$  – время радиационной релаксации температурных возмущений), происходит эффективное взаимодействие волн с излучением. Изучено влияние наклона магнитного поля на затухание волн. Рассмотрен вопрос о захвате 3-мин колебаний в тени солнечных пятен и 5-мин колебаний в полутиени пятен на уровне фотосферы. Рассчитаны фазовый сдвиг и амплитудное соотношение между колебаниями в скорости и температуре. Показано, что фазовый сдвиг достаточно быстро растет по радиусу пятна. Полученные результаты могут быть использованы для диагностики солнечной плазмы в пятнах и позволяют решить обратную задачу о распределении магнитного поля по радиусу пятна на основе наблюдаемых диагностических характеристик колебаний.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В предыдущей работе [1] нами были получены аналитические решения уравнений магнитной гидродинамики для малых неадиабатических колебаний в сжимаемой идеально проводящей вертикально стратифицированной атмосфере. Неадиабатичность колебаний была обусловлена радиационными потерями в рамках приближения кьютоновского закона охлаждения. Полученные решения справедливы для бесконечной изотермической атмосферы и описывают наклонное распространение волн (невертикальные колебания) в произвольно направленном однородном магнитном поле. В данной работе с их привлечением рассматриваются две задачи.

В первой задаче исследуется распространение вверх из глубоких слоев изотермической атмосферы замедленных магнитозвуковых и атмосферных волн и их трансформация и отражение из-за неоднородностей плазмы. В этом направлении выполнен ряд работ [2 - 4], но в отличие от них, в данной работе нами впервые полностью решается задача о трансформации волн с учетом радиационных потерь. Рассчитаны энергетические коэффициенты отражения и поглощения волн. Рассмотрен вопрос о захвате 3- и 5-мин колебаний в солнечных пятнах на уровне фотосферы.

Вторая задача связана с диагностикой солнечной плазмы в области пятен по локальным колебаниям. Фазовые отношения между колебаниями в скорости и интенсивности (температура) на од-

ном уровне (спектр I-V) или между колебаниями в скорости на разных глубинах атмосферы (спектр V-V) могут дать важную информацию о переносе энергии волнами в солнечной атмосфере, о радиационном затухании волн, о существовании g-мод колебаний и т.д. В настоящей работе найдены амплитудное соотношение и фазовый сдвиг между колебаниями в скоростях и возмущением температуры. Исследованы изменения этих величин по радиусу пятна на уровне температурного минимума солнечной фотосферы. Если идентифицировать температурные возмущения с возмущениями в интенсивности и учесть, что вышеуказанные величины определяются из наблюдений [5, 6], то наши результаты дают возможность корректно поставить обратную задачу о распределении магнитного поля по радиусу пятна.

### 2. ТРАНСФОРМАЦИЯ И ПОГЛОЩЕНИЕ ВОЛН

Используем решение уравнений магнитной гидродинамики, полученное нами в работе [1] для малых неадиабатических оптически тонких возмущений в сжимаемой невязкой проводящей вертикально стратифицированной атмосфере в присутствии внешнего однородного магнитного поля  $B_0 = \{B_{0x}, 0, B_{0z}\}$  и силы тяжести  $g = \{0, 0, g\}$ :

$$V_1 = \sum_{j=1}^4 C_j G_{2,4}^{1,2} \left( \begin{array}{cccc} a_1, & & a_2 \\ b_j, b_1, \dots, b_h, \dots, b_4 \end{array} \right| \left. \xi \right)_{h \neq j}, \quad (1)$$

где  $V_{\perp}$  – компонента скорости плазмы, перпендикулярная к магнитному полю в плоскости  $(x, z)$ ,  $C_j$  ( $j = 1, \dots, 4$ ) – неизвестные постоянные,  $G_{2,4}^{1,2}(b_j \parallel \xi)$  – обобщенные гипергеометрические функции Мейера, которые описывают колебания с произвольной частотой и длиной волн на любом уровне изотермической атмосферы (равновесная температура  $T_0 = \text{const}$ ). Следует отметить, что решение (1) получено для случая наклонного распространения (горизонтальное волновое число  $k_x \neq 0$ ) магнито-акустико-гравитационных (МАГ) волн в излучающей атмосфере в рамках ньютона-новского закона охлаждения [7]. Параметры, входящие в (1), определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} 2a_{1,2} &= 1 \pm (i\alpha_1 + \alpha_2), \\ 2b_{1,2} &= 1 - 2i\sigma\Re_x \pm (i\beta_1 + \beta_2), \\ b_{3,4} &= \pm\Re_x, \quad \xi = \omega^2 H^2 / v_{A_z}^2, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \sqrt{2}\alpha_1 &= \sqrt{\sqrt{\alpha_r^2 + \alpha_i^2} + \alpha_r}, \quad \sqrt{2}\alpha_2 = \sqrt{\sqrt{\alpha_r^2 + \alpha_i^2} - \alpha_r}, \\ \sqrt{2}\beta_1 &= \sqrt{\sqrt{\beta_r^2 + \beta_i^2} + \beta_r}, \quad \sqrt{2}\beta_2 = \sqrt{\sqrt{\beta_r^2 + \beta_i^2} - \beta_r}, \\ \alpha_r &= 4 \left( \frac{1}{\epsilon} - \frac{1}{\gamma} \right) \frac{\Omega^4 - \Re_x^2}{\Omega^2} + \alpha_{ad}^2, \\ \alpha_i &= 4 \frac{\Phi \Omega^4 - \Re_x^2}{\epsilon \Omega^2}, \\ \alpha_{ad}^2 &= \frac{4\Omega^2}{\gamma} - 1 - 4\Re_x^2 \left( 1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma \Omega^2} \right), \\ \beta_r &= U/\epsilon - 1, \quad \beta_i = \Phi U/\epsilon, \\ \epsilon &= (q_0^2 + \gamma^2) / (q_0^2 + \gamma), \quad \Phi = (\gamma - 1) q_0 / (q_0^2 + \gamma), \\ U &= 4\Omega^2 (1 + \sigma^2), \quad q_0 = (\omega t_R)^{-1}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь использованы следующие обозначения:  $\Omega = \omega H / c_*$  – безразмерная частота;  $\Re_x = k_x H$  – безразмерное волновое число,  $\omega$  – частота колебаний;  $H = c_*^2 / g$  – высота однородной атмосферы;  $c_* = (P_0 / \rho_0)^{1/2}$  – изотермическая скорость звука, определяемая равновесными значениями давления  $P_0$  и плотности  $\rho_0$  среды;  $g$  – ускорение силы тяжести;  $t_R$  – время радиационной релаксации возмущений, которое в случае оптически тонких возмущений ( $\chi_0 / k \ll 1$ ,  $\chi_0$  – оптическая непрозрачность среды,  $k$  – волновое число) определяется формулой [7]  $t_R = \rho_0 c_v / (16\sigma_R \chi_0 T_0^3)$ , в которой  $c_v$  – удельная теплоемкость при постоянном объеме,  $\sigma_R$  – постоянная Стефана–Больцмана;

$\gamma = c_p / c_v$  – отношение удельных теплоемкостей;  $\sigma = B_{0x} / B_{0z}$  – величина, определяющая наклон магнитного поля ( $B_0$ ) относительно силы тяжести ( $g$ );  $v_{A_z} = B_{0x} / \sqrt{4\pi\rho_0}$  –  $z$ -компонент альвеновской скорости. Отметим, что  $P_0$  и  $\rho_0$  меняются с высотой по закону  $\sim \exp(z/H)$ . При низкочастотном приближении ( $\Omega^2 < \Re_x$ ) в выражениях (2) следует изменить знак  $\alpha_2$ .

Аналитические решения (1), умноженные на  $\exp[i(\omega t + k_x x)]$ , описывают наклонное относительно магнитного поля распространение неадиабатических МАГ-волн из глубоких слоев изотермической атмосферы ( $v_{A_z}^2 \ll c_*^2$ ) в верхние слои ( $v_{A_z}^2 \gg c_*^2$ ). Эти решения позволяют при определенных граничных условиях решить задачу о взаимной трансформации волн, которые распространяются из нижних слоев атмосферы со слабым магнитным полем в ее верхнюю часть с сильным магнитным полем (например, в солнечной атмосфере).

Как было отмечено в работе [1], в глубоких слоях изотермической атмосферы ( $\xi \rightarrow \infty$ , область слабого магнитного поля) волновое движение расщепляется на отдельные известные моды колебаний: адиабатические квазипоперечные замедленные магнитозвуковые ( $st$ -волны) и неадиабатические атмосферные волны. В зависимости от диапазона частот колебаний, атмосферные волны, в свою очередь, подразделяются на акустические, внутренние гравитационные волны и на фундаментальную моду колебаний. В асимптотику решений (см. [1]) каждая волна входит как сумма двух мод, распространяющихся в противоположных направлениях по вертикали.

В области сильного магнитного поля ( $\xi \rightarrow 0$ ), что соответствует верхним слоям изотермической атмосферы, волновое движение подразделяется на неадиабатические продольные замедленные магнитозвуковые ( $sl$ -волны) и адиабатические поверхности ускоренные магнитозвуковые волны [1]. В средних областях ( $\xi \approx 1$ ) такое разделение движения плазмы на отдельные моды невозможно, так как происходит перемешивание и взаимодействие всех типов мод. На этом уровне обе возвращающие силы – газовое и магнитное давления – становятся одинакового порядка.

Таким образом, аналитические решения (1) и их асимптотики, приведенные в работе [1], позволяют рассмотреть задачу о распространении снизу определенного типа волн в изотермической атмосфере. Из-за неоднородности среды идущая снизу волна частично отражается обратно (вниз) и частично трансформируется в другие типы волн, которые, в свою очередь, затухают вследствие радиационных потерь. Такая постановка задачи

представляет интерес с точки зрения развития теории нагрева звездных атмосфер, и для адиабатического случая она выполнена в работе [3].

Рассмотрим, какая доля энергии падающей волны передается в энергию трансформированных неадиабатических затухающих волн. Усредненная по времени плотность потока энергии неадиабатических волн определяется как сумма двух потоков: механического (гидродинамического) и электромагнитного. Их вертикальные компоненты имеют вид:

$$S_{z, \text{mech}} = \frac{1}{2} \frac{\gamma}{\gamma - 1} P_0 c_* \operatorname{Re} \{ \bar{V}_z \theta \}, \quad (4)$$

$$S_{z, \text{emag}} = \frac{1}{2} \left( \frac{V_{A2}}{c_*} \right)^2 \frac{P_0 c_*}{\Omega \cos^2 \varphi} \operatorname{Re} \{ i V_\perp (\delta V_\perp) \}, \quad (5)$$

где  $\operatorname{Re}$  – реальная часть комплексной величины, а черта сверху означает комплексно-сопряженную величину, величина  $\varphi = \arctg \sigma$  определяет угол наклона магнитного поля к вертикали.

Из исходных линеаризованных МГД-уравнений [1] вертикальная компонента скорости движения плазмы  $V_z$  и возмущение температуры  $\theta = T'/T_0$  определяются как

$$\cos \varphi M_0 V_z = \{ \xi^{-1} (\delta^2 - \Re_x^2) (\delta + A_0 - 1) + \delta + N_0 \} V_\perp, \quad (6)$$

$$\theta = \frac{i(\gamma - 1)}{\Omega(1 - iq_0)} \left( \frac{i\Re_x}{\cos \varphi} V_\perp + i\sigma \Re_x V_z + \delta V_z \right), \quad (7)$$

где

$$M_0 = \frac{\Omega^2 \sigma^2}{i\Re_x \gamma^*} - i\Re_x \frac{\gamma^* - 1}{\gamma^* \Omega^2} - 2\sigma \left( \frac{1}{2} - \frac{1}{\gamma^*} \right) + i\Re_x (1 + \sigma^2), \quad (8)$$

$$A_0 = 1 + i\sigma \Re_x - \frac{1}{\gamma^*} 1 + \frac{\Omega^2 \sigma}{i\Re_x},$$

$$N_0 = A_0 - 2i\sigma \Re_x, \quad \delta = \xi d/d\xi,$$

$$\gamma^* = i\gamma + q_0/i + q_0.$$

Используя решения (1), из выражений (4) - (8) можно определить  $z$ -компоненту плотности потока энергии волнового движения. Получается достаточно сложное выражение для потока, которое зависит от  $B_0$  и  $\sigma$ , а также от параметров  $\Omega$ ,  $\Re_x$  и  $i_R$ . Однако для решения вышепоставленной задачи достаточно использовать значения потока энергии в пределах  $\xi \ll 1$  и  $\xi \gg 1$ .

Как видно из (1), в общее решение входят четыре неизвестные постоянные  $C_j$  ( $j = 1, \dots, 4$ ). Определение этих неизвестных связано с выбором конкретных граничных условий. Исходя из физи-

ческих соображений о том, что в пределах изотермической атмосферы ( $0 \leq \xi \leq \infty$ ) не должны возникать колебания с экспоненциально растущими потоками энергии, поставим следующие граничные условия:

$$C_2 = C_4 = 0, \quad C_1 B_3^{(1)} + C_3 B_3^{(3)} = 0, \quad (9)$$

где

$$B_3^{(j)} = \frac{\Gamma(i\alpha_1 + \alpha_2) \Gamma(1 + b_j - a_1)}{\prod_{h=1}^{a_1} \Gamma(a_1 - b_h)}, \quad j = 1, 3, \quad (10)$$

$a \Gamma(w)$  – гамма-функция.

Из условий (9) следует, что в глубоких слоях атмосферы ( $\xi \gg 1$ ) остаются идущие вверх и вниз  $sl$ -волны с постоянными потоками энергии и уходящие вниз атмосферные (акустические, внутренние гравитационные) волны с убывающими как  $\xi^{-\alpha_2}$  потоками энергии. В верхних слоях атмосферы ( $\xi \ll 1$ ) возникают идущая вверх  $sl$ -волн с убывающим по закону  $\xi^{\beta_2}$  потоком энергии и поверхность ускоренная магнитозвуковая волна, поток энергии которой равен нулю.

Таким образом, возникающие в глубоких слоях изотермической атмосферы  $sl$ -волны при распространении вверх частично отражаются ( $R$ ), частично трансформируются в идущие вниз затухающие атмосферные волны ( $T_R$ ) и частично превращаются в  $sl$ -волны ( $T$ ) и адиабатические поверхность ускоренные магнитозвуковые волны в сильном магнитном поле. Энергетические коэффициенты отражения и трансформации определим как отношение вертикальных компонент потоков энергии соответственно отраженных и трансформированных волн к потоку энергии падающей волны. Расчет этих коэффициентов дает:

$$R = \exp\{-2\pi(\beta_1 - \alpha_1)\}, \quad (11)$$

$$T_R = T_R^* \xi^{-\alpha_2}, \quad (12)$$

$$T = T^* \xi^{\beta_2}, \quad (13)$$

где  $\beta_1$ ,  $\beta_2$ ,  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  определены в (3), а выражения для  $T_R^*$  и  $T^*$  приводятся в Приложении. Следует отметить, что в отличие от коэффициента отражения  $R$ , коэффициенты трансформации  $T_R$  и  $T$  зависят от  $\xi$ . Это происходит из-за того, что атмосферные и  $sl$ -волны являются неадиабатическими и затухают с декрементами  $\alpha_2$  и  $\beta_2$  соответственно. В адиабатическом и изотермическом пределах эти декременты для бегущих волн равны нулю и выражения (11) - (13) переходят в

соответствующие коэффициенты, рассчитанные в работах [2, 3]. Отметим, что энергетические коэффициенты (11) - (13) справедливы в случае, когда атмосферными волнами в слабом магнитном поле являются акустические волны, для которых выполняется условие  $\Omega^2 \geq \tilde{\Omega}_x$ , т.е.  $\omega^2 \geq gk_x$ . В случае, когда происходит трансформация во внутренние гравитационные волны, в этих коэффициентах необходимо изменить знак  $\alpha_1$ . Как видно из выражений (11) - (13), на достаточно далеких от уровня взаимодействия расстояниях, в глубоких и верхних слоях атмосферы, значения  $T_R$  и  $T$  приближаются к нулю из-за радиационного затухания колебаний, но при этом всегда выполняется условие  $R \leq 1$ . Для теории нагрева атмосфер представляет интерес оценка общей доли поглощаемой энергии

$$Q = 1 - R = 1 - \exp\{-2\pi(\beta_1 - \alpha_1)\}. \quad (14)$$

Коэффициент поглощения  $Q$  является довольно сложной функцией безразмерной частоты  $\Omega$  и безразмерного волнового числа  $\tilde{\Omega}_x$ , а также наклона магнитного поля  $\sigma = \operatorname{tg} \phi$  и времени релаксации  $t_R$ . В общем случае  $Q = T_R^* + T^*$ . Однако в квазиадиабатическом и квазизотермическом пределах декременты затухания волн стремятся к нулю и  $T_R^*$  и  $T^*$  становятся коэффициентами трансформации соответствующих волн в бегущие волны, а  $Q$  определяет долю суммарной энергии в этих волнах. Условия возникновения бегущих волн в квазиадиабатическом и квазизотермическом пределах определяются частотами отсечки. При малых  $\tilde{\Omega}_x$  в адиабатическом пределе эта частота равна  $\Omega_{ac} = 0.5\gamma^{0.5}$ , а в изотермическом пределе  $\Omega_{ac} = 0.5$ . Для  $sl$ -волн частота отсечки не зависит от  $\tilde{\Omega}_x$  и определяется условием  $\Omega_s = 0.5\gamma^{0.5}\cos\phi$  (в адиабатическом случае) и  $\Omega_s = 0.5\cos\phi$  (в изотермическом случае). Так как  $\Omega_s \leq \Omega_{ac}$ , то при выполнении условия  $\Omega < \Omega_s$  получаем  $T_R^* = T^* = Q = 0$ , т.е. происходит полное внутреннее отражение  $sl$ -волн. В вертикальном магнитном поле ( $\phi = 0^\circ$ ) имеем  $\Omega_{ac} = \Omega_s$ . При  $\Omega > \Omega_s$  происходит трансформация и в  $sl$ -волны ( $T^* \neq 0$ ) и в акустическую волну ( $T_R^* \neq 0$ ). Если удовлетворяется условие  $\Omega_s < \Omega < \Omega_{ac}$  (что возможно только в наклонном магнитном поле ( $\sigma \neq 0$ )), то происходит превращение в  $sl$ -волны, а акустические волны становятся поверхностными:  $T^* \neq 0$  и  $T_R^* = 0$ .

С целью приложения к солнечным фотосферным колебаниям в области пятен рассмотрим диапазон частот  $\Omega = 0.4 - 1$ , который включает в себя 3 - 5-мин колебания, а длину горизонтальной волны выберем порядка размера пятен, что соответствует значению  $\tilde{\Omega}_x \approx 0.1$ . В зависимости от

рассматриваемой высоты в атмосфере волны могут быть квазиадиабатическими ( $\omega t_R \gg 1$ ) или квазизотермическими ( $\omega t_R \ll 1$ ). На уровне, где  $\omega t_R \approx \gamma^{-0.5}$ , происходит максимальное взаимодействие колебаний с радиацией [8]. Этот уровень для диапазона частот  $\Omega = 0.4 - 1$  соответствует фотосферным слоям и выше. Таким образом, волны в этих областях становятся сильно неадиабатическими и должны более эффективно затухать.

Зависимость полного коэффициента радиационного поглощения  $Q$  от параметра неадиабатичности  $\omega t_R$  в вертикальном магнитном поле (например, в центре тени пятен) приведена на рис. 1. В адиабатическом пределе ( $\omega t_R \gg 1$ ) для всех указанных на рисунке частот (кроме  $\Omega = 0.8$ ) происходит полное внутреннее отражение падающей  $sl$ -волны и при этом акустические и  $sl$ -волны превращаются в поверхностные волны ( $T^* = T_R^* = 0$ ). Поскольку  $\Omega = 0.8 > \Omega_{ac}$ , то на этой частоте происходит трансформация в  $sl$ -и акустические бегущие волны ( $T^* \neq 0$ ,  $T_R^* \neq 0$ ). В квазизотермическом пределе ( $\omega t_R \ll 1$ ) на частотах  $\Omega = 0.6$  и  $\Omega = 0.8$  коэффициенты трансформации  $T_R^*$  и  $T^*$  отличны от нуля (поскольку  $\Omega_{ac} \geq 0.5$  и  $\Omega_s = 0.5$ ), а для частоты  $\Omega = 0.5$  имеет место  $T^* \neq 0$ ,  $T_R^* = 0$ . Максимальное поглощение волны соответствует условию  $\omega t_R \approx \gamma^{-0.5}$ . Таким образом получается, что колебания с определенной частотой на фиксированном уровне атмосферы могут иметь различные свойства.

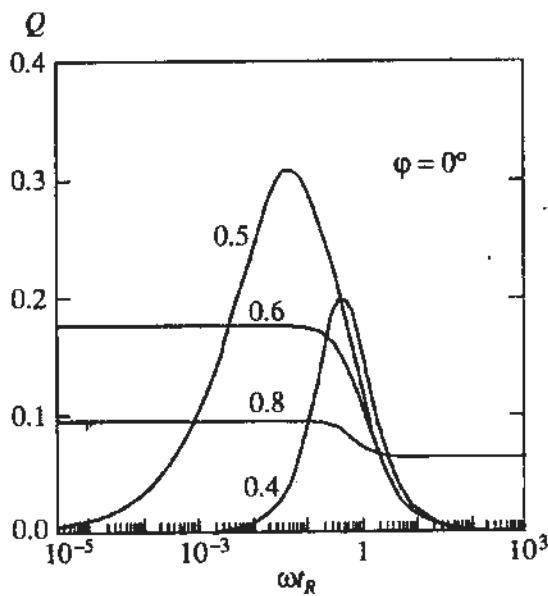


Рис. 1. Зависимость полного энергетического коэффициента поглощения неадиабатических волн  $Q$  от времени радиационной релаксации возмущений  $t_R$  в вертикальном магнитном поле ( $\phi = 0^\circ$ ). Числа у кривых соответствуют значениям безразмерной частоты колебаний  $\Omega$ :  $\tilde{\Omega}_x = 0.1$ ,  $\gamma = 5/3$ .

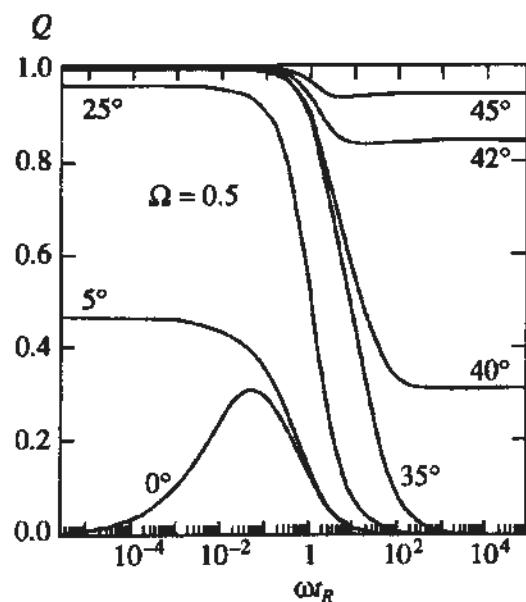


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения  $Q$  от времени релаксации возмущений  $t_R$  для воли с частотой  $\Omega = 0.5$  при разных углах наклона магнитного поля  $\phi$ . Значения  $\phi$  в градусах приведены у кривых;  $\tilde{\Omega}_x = 0.1$ ,  $\gamma = 5/3$ .

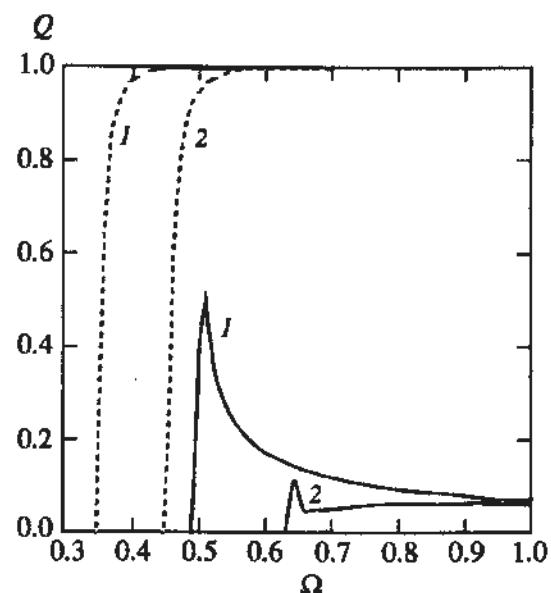


Рис. 4. Изменения коэффициента поглощения  $Q$  в зависимости от  $\Omega$  в квазиадиабатическом (кривые 1) и квазизотермическом (кривые 2) пределах. Сплошные линии соответствуют вертикальному магнитному полю ( $\phi = 0^\circ$ ), а штриховые – наклонному ( $\phi = 45^\circ$ );  $\tilde{\Omega}_x = 0.1$ ,  $\gamma = 5/3$ .

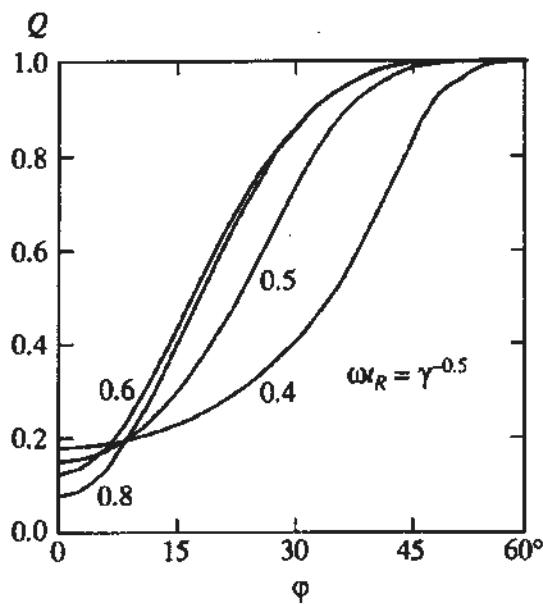


Рис. 3. Коэффициент поглощения  $Q$  как функция угла наклона магнитного поля  $\phi$  (в градусах) в области максимального поглощения волн. У кривых приведены значения безразмерных частот волн  $\Omega$ ;  $\tilde{\Omega}_x = 0.1$ ,  $\gamma = 5/3$ .

ства. Это зависит от значения температуры и прозрачности среды. Например,  $sl$ -волны с частотой  $\Omega = 0.5$  могут быть квазиадиабатическими поверхностными, квазизотермическими бегущими или сильно-неадиабатическими в области взаимодействия. Кроме этого, свойства этих волн сильно зависят от наклона магнитного поля. На рис. 2 приведена зависимость  $Q$  от  $\omega_R$  для волн с

частотой  $\Omega = 0.5$  при разных значениях угла наклона магнитного поля ( $\phi$ ). Видно, что в адиабатическом режиме только при  $\phi \geq 40^\circ$  эти волны становятся бегущими и происходит их трансформация в  $sl$ -волны. С ростом  $\phi$  поглощение резко увеличивается. Это видно из рис. 3, где нарисована зависимость  $Q$  от  $\phi$  в области максимального взаимодействия для разных значений безразмерной частоты. Резкое увеличение  $Q$  с ростом  $\phi$  связано с тем, что при увеличении наклона магнитного поля от вертикали замедленные волны все меньше “чувствуют” вертикальную стратификацию атмосферы и отражение волн ослабевает.

Частотная зависимость коэффициента поглощения акустических волн при разных наклонах поля ( $0$  и  $45^\circ$ ; сплошные и штриховые кривые, соответственно) в квазиадиабатическом ( $\omega_R \rightarrow \infty$ ; кривые 1) и квазизотермическом ( $\omega_R \rightarrow 0$ ; кривые 2) пределах демонстрируется на рис. 4. Видно, что  $Q$  резко меняется вблизи частот отсечки, где происходит полное внутреннее отражение падающей волны ( $\beta_1 \approx \alpha_1$ ). При высоких частотах  $Q$  и  $R$  слабо зависят от параметра  $\omega_R$ .

Напомним, что проведенные нами до сих пор исследования справедливы в звуковом диапазоне частот ( $\Omega^2 > \tilde{\Omega}_x$ ). При низких частотах ( $\Omega^2 < \tilde{\Omega}_x$ ) возникают внутренние гравитационные волны. В этом случае падающая  $sl$ -волну трансформируется в неадиабатические внутренние гравитационные волны и частично превращается в бегущие вдоль магнитного поля  $sl$ -волны. Суммарный энергетический коэффициент поглощения  $Q_s$ ,

как и в случае звуковых волн, имеет максимум в области взаимодействия, и растет с наклоном магнитного поля. Частотная зависимость  $Q_g$  на уровнях, где  $\omega_R = \gamma^{-0.5}$ , приводится на рис. 5. Видно, что более низкочастотные колебания, взаимодействуя с радиацией, могут полностью поглощаться. Появление минимумов у кривых с ростом  $\Phi$  соответствует тому, что в наклонном магнитном поле более низкочастотные волны трансформируются в гравитационные волны (свойства которых не зависят от наклона поля), а более высокочастотные превращаются в замедленные волны в сильном магнитном поле (поведение которых существенно зависит от  $\Phi$ ). При малых наклонах поля трансформация падающей  $sl$ -волны в  $sl$ -моде практически отсутствует.

### 3. НЕАДИАБАТИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ В СОЛНЕЧНЫХ ПЯТНАХ

В настоящее время по данным наблюдений солнечных колебаний как в спектральных линиях, так и в непрерывном спектре, можно достаточно уверенно определить амплитуды и фазы колебаний и в доплеровских скоростях, и в интенсивности излучения [5, 9, 10]. При этом отношение амплитуд вертикальной компоненты скорости колебаний движения плазмы и интенсивности, а также фазовый сдвиг между ними часто используются как параметры диагностики солнечной плазмы. В теории волн при оценке этих величин для упрощения задачи и в качестве первого приближения относительное возмущение интенсивности излучения обычно заменяется возмущением температуры [11, 12]. Хотя такой подход оправдан не во всех случаях [13], но он позволяет определить отношение амплитуд и фазовый сдвиг между колебаниями температуры и скорости плазмы, а также их зависимость от глубины в атмосфере, что дает возможность сравнения с данными наблюдений. Рассмотрим определение вышеуказанных величин для солнечного пятна. Поскольку наша теория справедлива для изотермической атмосферы, рассмотрим уровень температурного минимума в солнечном пятне, где градиент температуры близок к нулю. Отметим, что обсуждаемая теория построена для оптически тонких возмущений (ньютоновский закон охлаждения). Применимость данной теории для солнечных приложений обсуждена в нашей работе [14].

Из стандартной модели фотосферы Солнца для уровня температурного минимума выберем параметры (в единицах СГС) следующим образом:  $T_0 = 4170$ ,  $\rho_0 = 4.96 \times 10^{-9}$ ,  $P_0 = 1.33 \times 10^3$ ,  $g = 2.74 \times 10^4$ ,  $\chi_0 = 1.50 \times 10^{-10}$ ,  $\gamma = 1.6628$ ,  $c_p = 1.5980 \times 10^8$ . В выражениях (6) - (8) для  $V_z$  и  $\theta$  неизвестными параметрами являются значение магнитного поля  $B_0$  (определяется через  $\xi$ ) и на-

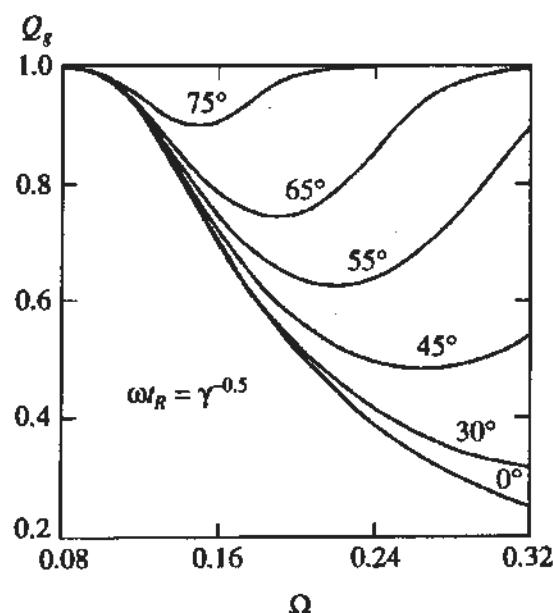


Рис. 5. Зависимость коэффициента поглощения внутренних гравитационных волн  $Q_g$  от безразмерной частоты волны  $\Omega$  в области максимального поглощения ( $\omega_R = \gamma^{-0.5}$ ). На кривых указаны значения углов наклона магнитного поля в градусах;  $\tilde{\Omega}_x = 0.1$ ,  $\gamma = 5/3$ .

клон поля  $\sigma$ . Используя характерные значения  $B_0$  и  $\sigma$  для солнечных пятен на рассматриваемом уровне для независимой переменной  $\xi$  имеем  $\xi \leq 1$ . Отсюда следует, что температурный минимум соответствует условию сильного магнитного поля. Подставляя полное решение, записанное в виде:

$$V_{\perp} = C_1 \left[ G_{2,4}^{1,2}(b_1 \parallel \xi) + \frac{C_3}{C_1} G_{2,4}^{1,2}(b_3 \parallel \xi) \right], \quad (15)$$

в выражения (6) - (8) и используя (9) для определения отношения  $C_3/C_1$ , а также оставляя только первые два члена в ряде для  $G$ -функции [1], для отношения амплитуд вертикальной компоненты скорости движения ( $V_z$ ) и возмущения температуры ( $\theta = T/T_0$ ) получим:

$$\frac{\theta}{V_z} = \frac{i(\gamma-1)}{\Omega(1-iq_0)} \times \frac{\xi^{b_1-b_3-1} (d_4 + d_5\xi) + d_6}{\xi^{b_1-b_3-1} (d_1 + d_2\xi) + d_3}, \quad (16)$$

где  $\xi = \frac{4\pi\Omega^2 P_0}{\cos^2 \phi B_0^2}$ , а  $B_0^2 = \frac{B_{0z}^2}{\cos^2 \phi}$ . Коэффициенты  $d_j$  ( $j = 1, \dots, 6$ ) определяются следующим образом:

$$d_1 = (b_1^2 - b_3^2)(b_1 + A_0 - 1),$$

$$d_2 = b_1 + N_0 - N_1^{(1)}(b_1 + A_0)[(b_1 + 1)^2 - b_3^2],$$

$$d_3 = -S_0 \frac{A_3}{A_1} \{ b_3 + N_0 - N_1^{(3)} (b_3 + A_0) (2b_3 + 1) \}, \quad (17)$$

$$d_4 = \frac{d_1}{2} (i\beta_1 + \beta_2 - 1),$$

$$d_5 = iR_x M_0 + \frac{d_2}{2} (i\beta_1 + \beta_2 + 1),$$

$$d_6 = -iR_x M_0 S_0 \frac{A_3}{A_1} + d_3 b_3 (1 + i\sigma),$$

где использованы обозначения:

$$S_0 = \frac{\sin \pi (a_1 - b_3)}{\sin \pi (a_1 - b_1)},$$

$$N_1^{(1)} = \frac{(a_1 + b_1) (a_2 + b_1)}{(1 + i\beta_1 + \beta_2) (1 + b_1 - b_3) (1 + b_1 + b_3)},$$

$$N_1^{(3)} = \frac{(a_1 + b_3) (a_2 + b_3)}{(1 + 2b_3) (1 + b_3 - b_1) (1 + b_3 - b_2)}, \quad (18)$$

$$A_1 = \frac{\Gamma(a_1 + b_1) \Gamma(a_2 + b_1)}{\Gamma(1 + i\beta_1 + \beta_2) \Gamma(1 + b_1 - b_3) \Gamma(1 + b_1 + b_3)},$$

$$A_3 = \frac{\Gamma(a_1 + b_3) \Gamma(a_2 + b_3)}{\Gamma(1 + 2b_3) \Gamma(1 + b_3 - b_1) \Gamma(1 + b_3 - b_2)}.$$

При этом  $b_1, b_3, a_1, a_2, \beta_1, \beta_2$  известны из (2) - (3),  $\Gamma(u)$  – гамма-функция,  $A_0, M_0, N_0$  определяются выражениями (8).

Напомним, что значение магнитного поля  $B_0$  и угол наклона поля  $\phi$ , входящие в (16), остаются свободными постоянными параметрами. Допустим, что в рассматриваемой атмосфере магнитное поле выражается через его наклон следующей эмпирической формулой:

$$B_0 = \frac{B_m \sigma_0^3}{2} \frac{\sqrt{1 + 6\sigma_0^2} - \sqrt{1 + 4\sigma_0^2}}{\left( 1 + 3\sigma_0^2 - \sqrt{1 + 4\sigma_0^2} \right)^2}, \quad (19)$$

где  $\sigma_0 = \frac{\sqrt{2}}{3} \sigma$ ,  $B_m$  – значение магнитного поля при  $\sigma = 0$ . Отметим, что такая зависимость выбрана не случайно, она является решением дипольного распределения магнитного поля по радиусу пятна. Известно, что распределение абсолютной напряженности магнитного поля, полученное для ряда пятен путем усреднения распределений по разным направлениям, хорошо согласуется с дипольным [15]:

$$B_0 = \frac{B_m}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{R_*^2 + 2}}{\left( 2R_*^2 + 1 \right)^2}, \quad (20)$$

где  $R_* = r/b$ ,  $r$  – расстояние от оси диполя (пятна) в горизонтальной плоскости,  $b$  – радиус пятна,  $B_m$  – значение абсолютной величины поля на оси диполя ( $r = 0$ ). На основе данных измерений показано [15], что при  $R_* = 1$  имеет место  $B_0 \leq (0.2 - 0.3)B_m$ . Характерными точками являются  $R_* = 0, 0.41, 1$ . С увеличением  $r$  угол между магнитными силовыми линиями и нормалью к солнечной поверхности возрастает от  $0^\circ$  (в центре пятна) почти до  $90^\circ$  (на границе полутени). Зависимость  $\sigma$  от  $R_*$  в ряде случаев удовлетворительно согласуется с дипольной формулой [15]:

$$\sigma = \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{R_*}{1 - R_*^2}, \quad (21)$$

где  $\sigma = \operatorname{tg} \phi$ . Отметим, что из (20) и (21) вытекает выражение (19).

С изменением  $r$  угол наклона  $\phi$  быстро растет и уже во внутренних частях полутени поле становится почти горизонтальным. Диаметр тени составляет около 0.4 диаметра всего пятна. Магнитное поле в центре тени вертикально и практически однородно, его напряженность составляет 2000 - 3000 Гс (иногда и больше). В наших расчетах использовано значение  $B_m = 2500$  Гс.

Подставив (20) и (21) в (16), можно определить отношение  $|\theta/V_z|$  как функцию от  $r$  на уровне температурного минимума. Распределения магнитного поля  $B_0/B_m$  и его угла наклона  $\phi$  в зависимости от относительного радиуса пятна  $R_*$  показаны на рис. 6а. Результаты расчетов изменения отношения амплитуд колебаний в скорости и в температуре  $|\theta/V_z|$ , а также фазового сдвига  $\Delta\Phi^\circ$  между ними в зависимости от  $R_*$  приводятся на рис. 6б и 6в соответственно. Расчеты проведены для 3- и 5-мин колебаний. При этом предполагалось, что волна является не вертикальной: ее горизонтальная длина равна  $\lambda_x = 7000$  км. Видно, что на границе тени с полутенью кривые имеют особенность. В тени пятен фазовый сдвиг для 5-мин колебаний остается неизменным ( $-60^\circ$ ), а для 3-мин колебаний его значение меняется от  $-90^\circ$  (в центре тени) до  $-110^\circ$  (на краю тени). При приближении к краю пятна (по области полутени) фазовый сдвиг для 5-мин колебаний резко увеличивается до  $-150^\circ$ , что соответствует наблюдаемым величинам [5, 9]. Как видно из рис. 6б, внутри тени всегда  $|\theta/V_z| \leq 1$ , а в полутени, наоборот,  $|\theta/V_z| > 1$ . Это объясняется тем, что уровень температурного минимума находится в области сильного магнитного поля, где возникают продольные замедленные магнитозвуковые волны,  $z$ -компоненты скорости ( $V_z$ ) которых с ростом наклона магнитного поля уменьшаются.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полная теория трансформации и отражения МАГ-волн в изотермической атмосфере до сих пор существовала только для адиабатических колебаний. В действительности, в солнечной атмосфере колебания являются неадиабатическими и радиационное затухание колебаний существенно усложняет картину переноса механической энергии в верхние слои атмосферы в присутствии наклонного магнитного поля. Нами показано, что учет неадиабатических эффектов особенно важен, если выполняется условие  $\omega_R \approx 1$ . Это условие справедливо, например, для колебаний с периодами 3 - 5 мин на уровне фотосферы Солнца.

Развитая нами теория объясняет захват неадиабатических (3 - 5)-мин колебаний в солнечных пятнах. Поскольку в нашей задаче  $q_0 \sim \chi_0 T_0^3 / \rho_0 = \text{const}$ , то с помощью соотношения для непрозрачности плазмы (фотосферные слои)  $\chi_0 \sim \rho_0 T_0^{-2/3}$  для параметра  $q_0$  получаем  $q_0 \sim T_0^{2/6}$ . Отсюда следует, что на уровне температурного минимума фотосферы  $q_0$  имеет минимум, а ниже и выше этого уровня увеличивается из-за роста температуры  $T_0$ . Таким образом, вблизи температурного минимума справедливо квазиадиабатическое приближение ( $\omega_R = q_0^{-1} > 1$ ), а в нижележащих и выше лежащих слоях (где  $T_0$  больше) справедливо квазизотермическое приближение ( $\omega_R < 1$ ). Как уже отмечалось (рис. 4), значение частоты отсечки для квазиадиабатических волн больше, чем для квазизотермических (в вертикальном магнитном поле в  $\sqrt{\gamma}$  раз). Резкие падения кривых на частотах отсечки на рис. 4 соответствуют условию почти полного внутреннего отражения волн ( $R \approx 1, Q = 0$ ) в адиабатических ( $q_0 \rightarrow 0$ ) и изотермических ( $q_0 \rightarrow \infty$ ) пределах. Это означает, что происходит сильное отражение волн от верхних и нижних (относительно уровня температурного минимума) слоев. Оценка значений безразмерной частоты для 3- и 5-мин колебаний на уровне температурного минимума дает соответственно  $\Omega \approx 0.6$  и  $\Omega \approx 0.4$ . Таким образом, в вертикальном магнитном поле захваченными оказываются 3-мин колебания, а в магнитном поле с сильным наклоном происходит захват 5-мин колебаний (рис. 4). Из рис. 6а видно, что случай вертикального магнитного поля соответствует тени солнечных пятен, где магнитное поле является сильным, а случай поля с сильным наклоном — полутени пятен со слабым магнитным полем. Эти результаты согласуются с результатами, полученными на основе данных наблюдений: для тени солнечных пятен резонансными являются 3-мин колебания, а в спокойных областях Солнца доминируют 5-мин колебания [5].

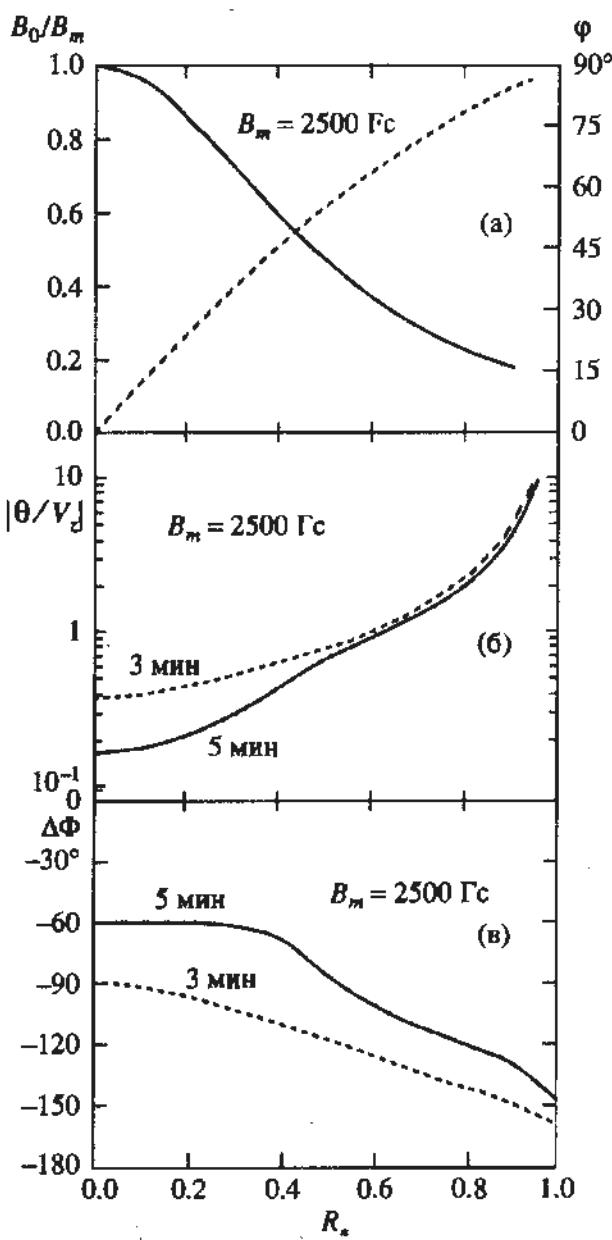


Рис. 6. Изменения в зависимости от относительного радиуса пятна  $R_s$ : а – напряженности магнитного поля  $B_0/B_m$  (сплошная кривая) и угла наклона магнитного поля к вертикали  $\phi$  (штриховая кривая), б – соотношения амплитуд колебаний в скоростях и в температуре  $|\theta/V_z|$ , в – фазового сдвига между ними  $\Delta\Phi^\circ$ . Расчеты проведены для 3- и 5-мин колебаний на уровне температурного минимума солнечной фотосферы;  $B_m$  – значение напряженности магнитного поля в центре тени пятна;  $\tilde{M}_x = 0.1$ ,  $\gamma = 5/3$ .

Результаты, полученные в разделе 3, могут быть использованы для диагностики плазмы в пятнах. Как видно из рис. 6б, внутри тени пятен амплитуда колебаний в скорости всегда больше, чем в интенсивности, а в полутени – наоборот. Следовательно, наиболее благоприятной областью для наблюдения колебаний в доплеровских сдвигах является тень, а в интенсивности – полутиень. При этом для каждой частоты наблюдавшихся колебаний скорость и интенсивность четко

разделяются по фазе, например, для 3-мин колебаний значение фазового сдвига больше, чем для 5-мин колебаний (рис. 6в).

Следует отметить, что на основе полученных в данной статье результатов и привлекая данные наблюдений колебаний, можно решить обратную задачу об определении распределения магнитного поля по радиусу пятна.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

Приведем выражения для определения  $T_R^*$  и  $T^*$ , которые входят в формулы (12) и (13) вычисления коэффициентов трансформации:

$$T_R^* = \frac{4\pi\gamma}{\Omega^2} \frac{T_1 - q_0 T_2}{1 + q_0^2} \times \\ \times \frac{\sin^2 \pi \alpha_2 + \operatorname{sh}^2 \pi \alpha_1}{\cos^2 \frac{\pi}{2} (\alpha_2 + 2\Re_x) + \operatorname{sh}^2 \frac{\pi \alpha_1}{2}} \times \\ \times \frac{L_1^2 + L_2^2}{M_1^2 + M_2^2} |G_1|^2 e^{\pi(\alpha_1 - \beta_1)}, \quad (\text{П1})$$

$$T^* = \frac{\pi\gamma}{2\Omega^2} \frac{\beta_1 + q_0(\beta_2 - 1)}{1 + q_0^2} \times \\ \times \frac{(\alpha_2 - \beta_2)^2 + (2\sigma\Re_x + \alpha_1 - \beta_1)^2}{\beta_1^2 + \beta_2^2} \frac{P_1^2 + P_2^2}{M_1^2 + M_2^2} \times \\ \times \frac{\sin^2 \frac{\pi}{2} (\alpha_2 - \beta_2) + \operatorname{sh}^2 \frac{\pi}{2} (2\sigma\Re_x + \alpha_1 - \beta_1)}{\cos^2 \frac{\pi}{2} (\beta_2 - 2\Re_x) + \operatorname{sh}^2 \frac{\pi}{2} (\beta_1 - 2\sigma\Re_x)} \times \\ \times |G_2|^2 e^{\pi(\alpha_1 - \beta_1)}, \quad (\text{П2})$$

где

$$L_1 = \frac{1}{2} (1 - \alpha_2) - \frac{1}{\epsilon} \left( 1 - \frac{\Omega^2 \sigma}{\Re_x} \Phi \right),$$

$$L_2 = -\frac{1}{2} (\alpha_1 + 2\sigma\Re_x) + \frac{1}{\epsilon} \left( \Phi + \frac{\Omega^2 \sigma}{\Re_x} \right),$$

$$M_1 = \frac{\Phi}{\epsilon} \left( \frac{\Re_x}{\Omega^2} - \frac{\Omega^2 \sigma^2}{\Re_x} \right) - 2\sigma \left( \frac{1}{2} - \frac{1}{\epsilon} \right),$$

$$M_2 = \frac{1}{\epsilon} \left( \frac{\Re_x}{\Omega^2} - \frac{\Omega^2 \sigma^2}{\Re_x} - 2\sigma\Phi \right) + \\ + \frac{\Re_x}{\Omega^2} (\Omega^2 (1 + \sigma^2) - 1),$$

$$P_1 = \frac{1}{2} (1 + \beta_2) - \frac{1}{\epsilon} \left( 1 - \frac{\Omega^2 \sigma}{\Re_x} \Phi \right),$$

$$P_2 = \frac{\beta_1}{2} + \frac{1}{\epsilon} \left( \Phi + \frac{\Omega^2 \sigma}{\Re_x} \right),$$

$$T_1 = \frac{\alpha_1}{2} - \Re_x \left( \sigma + \frac{M_1 L_1 + M_2 L_2}{L_1^2 + L_2^2} \right),$$

$$T_2 = -\frac{1}{2} (1 + \alpha_2) - \Re_x \frac{L_1 M_2 - L_2 M_1}{L_1^2 + L_2^2},$$

$$G_1 = \frac{\Gamma(-i\alpha_1 - \alpha_2) \Gamma(\alpha_1 + b_1)}{\Gamma(a_2 - b_2) \Gamma(a_2 - b_3) \Gamma(a_2 + b_3)},$$

$$G_2 = \frac{\Gamma(b_1 + a_1) \Gamma(b_1 - a_1)}{\Gamma(i\beta_1 + \beta_2) \Gamma(b_1 - b_3) \Gamma(b_1 + b_3)}.$$

В адиабатическом случае ( $q_0 = 0$ ) из выражений (11) - (13) и (П1) - (П2) для коэффициентов отражения и трансформации получаем

$$R_{ad} = e^{2\pi(\alpha_{ad} - \beta_{ad})}, \quad (\text{П3})$$

$$T_{R, ad} = 2\operatorname{sh}(\pi\alpha_{ad}) \times$$

$$\times \frac{\operatorname{sh} \frac{\pi}{2} (\beta_{ad} - \alpha_{ad} + 2\sigma\Re_x)}{\operatorname{sh} \frac{\pi}{2} (\beta_{ad} + \alpha_{ad} - 2\sigma\Re_x)} e^{\pi(\alpha_{ad} - \beta_{ad})}, \quad (\text{П4})$$

$$T_{ad} = 2\operatorname{sh}(\pi\beta_{ad}) \times$$

$$\times \frac{\operatorname{sh} \frac{\pi}{2} (\alpha_{ad} - \beta_{ad} + 2\sigma\Re_x)}{\operatorname{sh} \frac{\pi}{2} (\alpha_{ad} + \beta_{ad} - 2\sigma\Re_x)} e^{\pi(\alpha_{ad} - \beta_{ad})}. \quad (\text{П5})$$

Выражение для  $\alpha_{ad}^2$  приведено в (3), а  $\beta_{ad}^2$  определяется следующим образом:

$$\beta_{ad}^2 = \frac{4\Omega^2(1 + \sigma^2)}{\gamma} - 1.$$

Формулы (П3) - (П5) полностью совпадают с соответствующими коэффициентами, полученными в работе [3] для адиабатического приближения. Для получения коэффициентов отражения и трансформации в квазизотермическом пределе в выражениях (П3) - (П5) параметр  $\gamma$  следует заменить на единицу.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бабаев Э.С., Джалилов Н.С., Жугжда Ю.Д. // Астрон. журн. 1995. Т. 72. С. 240.
- Жугжда Ю.Д., Джалилов Н.С. // Астрон. журн. 1981. Т. 58. С. 838.

3. Zhugzhda Y.D., Dzhalilov N.S. // *Astron. and Astrophys.* 1984. V. 132. P. 52.
4. Spruit H.C., Bogdan T.J. // *Astrophys. J. (Lett.)*. 1992. V. 391. L109.
5. Lites B.W. // *Astrophys. J.* 1984. V. 277. P. 874.
6. Deubner F.-L., Fleck B., Schmitz F., Sraus Th. // *Astron. and Astrophys.* 1992. V. 266. P. 560.
7. Spiegel E.A. // *Astrophys. J.* 1957. V. 126. P. 202.
8. Дзалилов Н.С., Бабаев Э.С. // Исслед. по геомагнетизму, аэрон. и физ. Солнца. 1992. Вып. 99. С. 26.
9. Lites B.W., Chipman E.G., White O.R. // *Astrophys. J.* 1982. V. 253. P. 367.
10. Jimenez A., Alvarez M., Andersen N.B. et al. // *Solar Phys.* 1990. V. 126. P. 1.
11. Marmolino C., Severino G. // *Astron. and Astrophys.* 1991. V. 242. P. 271.
12. Gomez M.T., Marmolino C., Roberti G., Severino G. // *Astron. and Astrophys.* 1987. V. 188. P. 169.
13. Zhugzhda Y.D., Staude J., Dzhalilov N.S. // Radiation-hydrodynamic waves in the solar atmosphere. I. Grey atmosphere approximation. CORONAS inf. № 6. / Ed. Pflug K. Potsdam, 1993. 24 p.
14. Дзалилов Н.С., Бабаев Э.С. Препринт № 15(962). М.: ИЗМИР АН СССР, 1991.
15. Обридко В.Н. Солнечные пятна и комплексы активности. М.: Наука, 1985. 255 с.
16. Ichimoto K., Hamana S., Kumagai K. et al. // *Lecture Notes in Physics.* V. 367. Progress of Seismology of the Sun and Stars. / Eds Osaki Y., Shibahashi H. Springer-Verlag, 1990. P. 205.

## Effects of Radiative Losses on the Wave Properties in Solar Active Regions

E. S. Babaev, N. S. Dzhalilov, and Yu. D. Zhugzhda

A theory of linear transformation and absorption of different types of nonadiabatic magneto-acoustic-gravity waves in isothermal atmosphere involving the effects of radiative losses is developed. Energy coefficients of reflection and absorption of waves are calculated using analytical solutions of the equations of magnetic hydrodynamics. It is shown that at the level of the solar photosphere where  $\omega_R \approx 1$  ( $\omega$  is the frequency of oscillations and  $t_R$ , the radiative relaxation time of the temperature perturbations) the waves interact efficiently with radiation. The effect of the magnetic-field inclination on the wave damping is studied. The trapping of the 3-min oscillations in the sunspot umbrae and 5-min oscillations in the sunspot penumbrae at the temperature-minimum level is studied. The phase shift and the amplitude ratio of the velocity and temperature oscillations are calculated. It is shown that the phase shift grows rather fast along the sunspot radius. The results obtained can be used to diagnose the solar plasma in spots and enable solution of the inverse problem of the magnetic-field distribution along the spot radius using the observed diagnostic properties of oscillations.

УДК 523.982:533.951

## НЕАДИАБАТИЧЕСКИЕ МАГНИТО-АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ АТМОСФЕРЕ

© 1995 г. Э. С. Бабаев, Н. С. Джалилов, Ю. Д. Жугжда

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн Российской академии наук,  
Москва, Россия

Поступила в редакцию 23.03.94 г.

Развита теория распространения неадиабатических магнитогидродинамических волн в сжимаемой проводящей вертикально стратифицированной атмосфере в присутствии наклонного однородного магнитного поля и силы тяжести. Механизм неадиабатичности колебаний обусловлен лучистым теплообменом. Исследованы оптически тонкие возмущения, для которых функция теплообмена подчиняется ньютоновскому закону охлаждения. Найдены аналитические решения уравнений магнитной гидродинамики для случая наклонного распространения волн относительно магнитного поля. Эти решения выражены через обобщенные гипергеометрические G-функции Мейера, которые описывают колебания с произвольной частотой и длиной волны на любом уровне изотермической атмосферы. Проанализированы дисперсионные свойства неадиабатических магнито-акустико-гравитационных волн, найдены декременты и длины затухания колебаний в области сильного и слабого магнитных полей. Полученные аналитические решения могут быть использованы в построении теории линейной трансформации неадиабатических магнито-акустико-гравитационных волн в изотермической атмосфере.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время на основе изучения колебаний на Солнце как по данным наблюдений доплеровских сдвигов, так и интенсивности излучения (в различных линиях или в непрерывном спектре) установлено, что волны в солнечной атмосфере, особенно в фотосфере, являются сильно неадиабатическими. Об этом свидетельствует существование фазовых сдвигов и между колебаниями в скорости, наблюдаемыми в различных, близких друг другу уровнях атмосферы ( $V-V$  спектр), и между колебаниями в скорости и интенсивности на одном уровне ( $I-V$  спектр) [1 - 3]. Оценка времени радиационной релаксации температурных возмущений  $t_R$  для колебаний с периодами 3 - 5 мин показывает, что на уровне фотосферы выполняется условие  $\omega t_R \approx 1$ , где  $\omega$  – частота колебаний. Отсюда вытекает, что время свободного пробега фотонов имеет порядок периода наблюдаемых колебаний в фотосфере и следовательно взаимодействие газодинамических колебаний с излучением становится существенным. Таким образом, учет радиационных потерь в теории волн в солнечной атмосфере становится обязательным. Кроме этого, существует ряд наблюдаемых эффектов, которые не объяснены в рамках адиабатической теории колебаний.

Современная теория волн в атмосфере Солнца в основном развивается в двух направлениях. Первое направление связано с давней, все еще не решенной до конца проблемой нагрева верхних

слоев солнечной атмосферы. В связи с этой проблемой отметим, что первоначальная идея Пикельнера и Лившица [4] о переносе механической энергии из глубоких слоев атмосферы в верхние слои путем трансформации акустических волн в магнитогидродинамические нашла развитие в последующих работах [5 - 11]. Однако, большинство авторов в основном ограничиваются или адиабатическим приближением [5 - 8], или неадиабатическим приближением без учета магнитного поля [9 - 11]. В данной работе рассматриваются неадиабатические колебания в вертикально стратифицированной среде с произвольно направленным магнитным полем.

Второе направление развития теории связано с волновой диагностикой солнечной плазмы. При этом, используя ( $V-V$ ) и ( $I-V$ )-спектры  $p$ -мод колебаний, можно решить обратную задачу гелиосейсмологии. Обычно при решении проблемы волновой диагностики или используется численное решение исходных уравнений радиационной газодинамики [12], или ограничиваются адиабатической теорией колебаний [13]. Однако при численном решении уравнений возникает трудность, связанная с правильным выбором граничных условий [14, 15]. Для преодоления этой трудности необходимо знать поведение решения в определенных предельных случаях. Найденные в данной работе аналитические решения позволяют правильно ставить граничные условия.

Для изучения проблемы влияния излучения на свойства колебаний необходимо решить систему

интегро-дифференциальных уравнений радиационной газодинамики, что является математически сложной задачей. В общем виде, в приближении локального термодинамического равновесия (ЛТР) и без учета магнитного поля, для однородной серой атмосферы эта задача решена в [16], а для однородной несерой атмосферы – в [17]. Работа [18] выполнена с учетом магнитного поля в приближении ЛТР для однородной модели, но в рамках приближения Эддингтона.

В настоящей работе развивается теория распространения магнито-акустико-гравитационных (МАГ) волн в сжимаемой проводящей вертикально стратифицированной диссипативной атмосфере в присутствии произвольно направленного по отношению силы тяжести однородного магнитного поля. Исследуются оптически тонкие возмущения, для которых функция лучистого теплообмена подчиняется ньютонаовскому закону охлаждения. Найдены аналитические решения уравнений магнитной гидродинамики через обобщенные гипергеометрические  $G$ -функции Мейера, которые описывают колебания с произвольной частотой и длиной волн на любом уровне изотермической атмосферы. На основе аналитических решений и их асимптотик проанализированы дисперсионные свойства волн, определены значения фазовых скоростей, декрементов и длин затухания неадиабатических МАГ-волн в областях сильно-го и слабого магнитных полей.

## 2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ И ИХ РЕШЕНИЕ

Будем рассматривать неадиабатические процессы, происходящие в невязкой идеально проводящей сжимаемой атмосфере с произвольно направленным однородным магнитным полем  $\mathbf{B}_0 = \{B_{0x}, 0, B_{0z}\}$  и в постоянном поле тяжести  $\mathbf{g} = \{0, 0, g\}$ . Пусть в исходном равновесном состоянии газ неподвижен ( $\mathbf{v}_0 = 0$ ), а плотность и давление являются функциями координат и удовлетворяют закону состояния идеального газа  $P_0 = \bar{R} \rho_0 T_0$ . Здесь и далее индекс “0” означает невозмущенные величины параметров газа.

Система линеаризованных уравнений магнитной гидродинамики для малых неадиабатических возмущений, возникающих в рассматриваемой атмосфере, имеет вид:

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + (\mathbf{v}' \nabla) \rho_0 + \rho_0 \operatorname{div} \mathbf{v}' = 0,$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}'}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \nabla P' - \mathbf{g} \frac{\rho'}{\rho_0} +$$

$$+ \frac{1}{4\pi\rho_0} [\nabla(\mathbf{B}_0 \mathbf{B}') - (\mathbf{B}_0 \nabla) \mathbf{B}'] = 0, \quad (1)$$

$$\rho_0 c_v \left( \frac{\partial T'}{\partial t} + (\mathbf{v}' \nabla) T_0 \right) + P_0 \operatorname{div} \mathbf{v}' = Q',$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}'}{\partial t} - (\mathbf{B}_0 \nabla) \mathbf{v}' + \mathbf{B}_0 \operatorname{div} \mathbf{v}' = 0,$$

$$\frac{T'}{T_0} = \frac{P'}{P_0} - \frac{\rho'}{\rho_0},$$

где  $\mathbf{v}'$ ,  $T'$ ,  $\rho'$ ,  $P'$  и  $\mathbf{B}'$  – соответственно малые возмущения скорости движения, температуры, плотности, давления и напряженности магнитного поля,  $Q'$  – возмущение функции энергетических потерь, которая представляет собой результат суммарного действия всех источников и потерь энергии (для адиабатических процессов  $Q' = 0$ ),  $c_v$  – удельная теплоемкость при постоянном объеме.

Уравнения (1) в общем виде описывают малые движения элементов газа в неизотермической атмосфере. Решение этих уравнений требует рассмотрения конкретного физического механизма энергообмена между движущимися элементами газа и окружающей средой. В дальнейшем будем рассматривать неадиабатические движения газа, связанные с лучистым теплообменом. Если создаваемые волнами возмущения в атмосфере являются оптически тонкими ( $\chi_0/k < 1$ , где  $\chi_0$  – оптическая непрозрачность среды,  $k$  – волновое число), то для лучистого теплообмена можно воспользоваться ньютонаовским законом охлаждения [19]

$$Q' = -q \rho_0 c_v T', \quad (2)$$

где  $q^{-1} = t_R$  – характеристическое время радиационной релаксации возмущений. В общем случае  $t_R$  является сложной функцией параметров среды (плотности и температуры), а в случае оптически тонкой атмосферы определяется следующим образом [19]:

$$t_R = \frac{\rho_0 c_v}{16 \sigma_R \chi_0 T_0^3}, \quad (3)$$

где  $\sigma_R$  – постоянная Стефана–Больцмана.

В дальнейшем будем рассматривать распространение малых неадиабатических возмущений в изотермической атмосфере ( $T_0 = \text{const}$ ). Если предположить, что оптическая непрозрачность среды подчиняется закону Краммерса [20]  $\chi_0 \sim \rho_0 T_0^{-7/2}$ , то получим постоянное время релаксации ( $t_R = \text{const}$ ).

Из уравнения гидростатики следует, что равновесная плотность среды меняется с высотой по экспоненциальному закону:  $\rho_0(z) = \rho_{00} \exp(-z/H)$ , где  $H = P_0 / (\rho_0 g)$  – высота однородной атмосферы. Пусть малые возмущения всех величин зависят от времени и координат как  $\exp(i(\omega t + \mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{r}_\perp))$ , где

$\mathbf{k}_\perp$  – горизонтальный волновой вектор,  $\mathbf{r}_\perp$  – горизонтальный радиус-вектор,  $\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp = k_x \mathbf{i} + k_y \mathbf{j}$ ,  $\omega$  – частота колебаний. С учетом выражения  $Q'$  из уравнения (2) систему уравнений (1) можно свести к одному векторному уравнению:

$$\begin{aligned} \omega^2 \mathbf{v}' + \gamma^* c_*^2 \nabla \operatorname{div} \mathbf{v}' + \nabla(g \mathbf{v}') + (\gamma^* - 1) g \operatorname{div} \mathbf{v}' - \\ - \frac{1}{4\pi\rho_0} \{ \nabla [B_0 ((B_0 \nabla) \mathbf{v}' - B_0 \operatorname{div} \mathbf{v}')] - \\ - (B_0 \nabla) [(B_0 \nabla) \mathbf{v}' - B_0 \operatorname{div} \mathbf{v}'] \} = 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\gamma^* = (c_p \omega + q)/(i\omega + q)$ . Здесь  $c_*^2 = P_0/\rho_0$  – квадрат изотермической скорости звука,  $\gamma = c_p/c_v$  – отношение удельных теплоемкостей.

Уравнение (4) описывает распространение неадиабатических МАГ-воли в вертикально стратифицированной идеально проводящей атмосфере в присутствии магнитного поля. Переход к случаю адиабатических колебаний [21] осуществляется путем замены  $\gamma^*$  на  $\gamma$ , которая справедлива при  $q = 0$ . Изотермические колебания возникают при  $\gamma^* = 1$ , что соответствует условию  $q = \infty$ . Аналитическое решение уравнения (4) для случая вертикального магнитного поля получено в работе [22].

В общем случае, когда волновой вектор в пространстве направлен произвольным образом относительно магнитного поля и силы тяжести, уравнение (4), записанное в декартовой системе координат, сводится к одному обыкновенному дифференциальному уравнению шестого порядка. Полученное уравнение описывает распространение ускоренных и замедленных магнитозвуковых и альвеновских волн. Точное решение такого уравнения является математически сложной задачей. В случае, когда волновой вектор находится в одной плоскости с магнитным полем и гравитацией ( $k_z = 0$ ), но направлен под углом относительно поля ( $k_x \neq 0$ ), последнее уравнение упрощается. В настоящей работе рассматривается указанный случай.

Представим решение волнового уравнения (4) в виде  $\mathbf{v}' = \mathbf{v}(z) \exp\{i(\omega z + \mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp)\}$ , где  $\mathbf{v}(z) = \{v_x, v_y, v_z\}$  – амплитуда скорости движения элементов газа. Вместо  $z$  введем новую независимую переменную  $\xi = \omega^2 H^2 / v_{Az}^2$ , где  $v_{Az}^2 = B_{0z}^2 / (4\pi\rho_0)$  – квадрат  $z$ -компоненты альвеновской скорости. Отметим, что величина  $\xi$  увеличивается с глубиной из-за роста плотности  $\rho_0(z)$ . Также введем следующие безразмерные параметры: частоту  $\Omega = \omega H / c_s$  и волновой вектор  $\mathfrak{R}_x = k_x H$ . Из системы уравнений, записанных в декартовых координатах, с помощью соотношения  $v_\perp = (v_x - \sigma v_y) \cos \phi$  исключается  $v_x$ , здесь  $v_\perp$  – компонента скорости плазмы, перпендикулярная к магнитному полю в плоскости  $(x, z)$ ,

а  $\phi = \arctg \sigma$  определяет угол наклона магнитного поля к вертикали,  $\sigma = B_{0x}/B_{0z}$ . Предельные случаи вертикального и горизонтального магнитных полей соответствуют  $\sigma = 0$  и  $\sigma = \infty$  в уравнениях.

В принятых допущениях и после довольно сложных преобразований векторное уравнение (4) сводится к двум независимым безразмерным дифференциальным уравнениям с переменными коэффициентами:

$$\ddot{\delta}^2 V_y + 2i\sigma \Re_x \dot{\delta} V_y + (\xi - \sigma^2 \Re_x^2) V_y = 0, \quad (5)$$

$$\left[ \prod_{q=1}^4 (\delta - b_q) + \xi \prod_{p=1}^2 (\delta - a_p + 1) \right] V_\perp = 0, \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} \dot{\delta} &= \xi d/d\xi, \quad 2a_{1,2} = 1 \pm i\alpha, \\ 2b_{1,2} &= 1 - 2i\sigma \Re_x \pm i\beta, \quad b_{3,4} = \pm \Re_x, \\ \alpha^2 &= 4\Omega^2/\gamma^* - 1 - 4\Re_x^2 [1 - (\gamma^* - 1)/\gamma^* \Omega^2], \\ \beta^2 &= 4\Omega^2 (1 + \sigma^2) / \gamma^* - 1. \end{aligned} \quad (7)$$

Отметим, что в уравнениях (5) и (6) амплитуды скоростей движения газа нормированы на характеристическую скорость.

Уравнение (5) описывает распространение альвеновских волн в наклонном магнитном поле в изотермической среде. В рассматриваемом случае альвеновские волны не взаимодействуют с остальными МАГ-волнами, и поэтому уравнение (5) решается отдельно. При наших условиях альвеновские волны не затухают за счет лучистого теплообмена, так как эти колебания не вызывают возмущения температуры. Общее решение уравнения (5) выражается через функции Бесселя и Неймана:

$$V_y = [D_1 J_0(2\sqrt{\xi}) + D_2 N_0(2\sqrt{\xi})] \xi^{-i\sigma \Re_x}, \quad (8)$$

где  $D_{1,2}$  – неизвестные постоянные. Адиабатические альвеновские волны, описываемые решением (8), подробно исследованы в работе [23].

Уравнение (6) является обыкновенным дифференциальным уравнением с регулярной особой точкой  $\xi = 0$  и иррегулярной особой точкой  $\xi = \infty$ . Четыре линейно-независимых решения этого уравнения выражаются через обобщенные гипергеометрические G-функции Мейера [24]:

$$V_\perp = \sum_{j=1}^4 C_j G_{2,4}^{1,2} \left( \begin{array}{cc} a_1, & a_2 \\ b_j; b_1, \dots, b_h, \dots, b_4 & \end{array} \middle| \xi \right)_{h \neq j}, \quad (9)$$

где  $C_j$  ( $j = 1, \dots, 4$ ) – неизвестные постоянные. Аналитические функции Мейера  $G_{2,4}^{1,2}(b_j \parallel \xi)$  являются сходящимися рядами по  $\xi$  [24].

Решения (9), умноженные на  $\exp\{i(\omega + k_x x)\}$ , описывают колебания с произвольной частотой и длиной волны в бесконечной изотермической атмосфере ( $0 \leq \xi \leq \infty$ ). Эти решения получены для случая, когда волны распространяются в горизонтальном направлении по наклону магнитного поля ( $\sigma \Re_x > 0$ ). Полное решение задачи равно сумме двух решений ( $\sigma \Re_x > 0$  и  $\sigma \Re_x < 0$ ), которые соответствуют колебаниям, бегущим навстречу друг другу в горизонтальной плоскости, и является линейной комбинацией восьми линейно независимых решений.

Решения (8) и (9) описывают наклонное ( $\Re_x \neq 0$ ) относительно магнитного поля распространение всех типов неадиабатических волн из глубоких слоев изотермической атмосферы ( $v_{A_z}^2 \ll c_*^2$ ) в верхние слои ( $v_{A_z}^2 \gg c_*^2$ ).

### 3. СВОЙСТВА НЕАДИАБАТИЧЕСКИХ ВОЛН

Любую изотермическую атмосферу можно разделить на три слоя с принципиально различными свойствами: область слабого магнитного поля ( $\xi \gg 1$ ), область взаимодействия и трансформации волн ( $\xi \approx 1$ ) и область сильного магнитного поля ( $\xi \ll 1$ ). В реальных звездных атмосферах, например, в солнечной атмосфере, МАГ-волны распространяются из подфотосферных слоев (где альвеновская скорость достаточно мала и магнитные силы слабо влияют на волновые движения среды) в хромосферу и корону (сильно замагниченная область). Поэтому для подобных астрофизических задач представляет интерес рассмотрение распространения волн из глубоких слоев со слабым магнитным полем в верхнюю часть атмосферы с сильным магнитным полем. Найденные аналитические решения (9) позволяют при определенных граничных условиях решить такую задачу полностью. В работах [6, 25] с помощью подобных решений исследована задача об отражении и линейной трансформации идущих снизу адиабатических акустических волн в магнитозвуковые.

Рассмотрим влияние неадиабатических эффектов на свойства волн в области сильного и слабого магнитных полей. В этих областях практически отсутствует линейное взаимодействие между модами колебаний. В области трансформации ( $\xi \approx 1$ ) волновое движение невозможно представить в виде суммы волновых функций отдельных элементарных мод колебаний из-за взаимодействия волн.

### Неадиабатические волны в сильном магнитном поле

Область сильного поля – это верхняя часть изотермической атмосферы, где альвеновская скорость увеличивается с высотой из-за уменьшения плотности. Для исследования свойств волн в верхних слоях ( $\xi \ll 1$ ) возьмем представление G-функции Мейера через обобщенную гипергеометрическую F-функцию внутри круга сходимости  $|\xi| < 1$  [24]:

$$G_{2,4}^{1,2}(b_j \parallel \xi) = A_j \xi^{b_j} {}_2F_3 \left( \begin{matrix} 1+b_j-a_p \\ 1+b_j-b_q \end{matrix} \middle| -\xi \right) \quad , \quad (10)$$

где

$$A_j = \frac{\prod_{h=1}^2 \Gamma(1+b_j-a_h)}{\prod_{h=1, h \neq j}^4 \Gamma(1+b_j-b_h)}, \quad (11)$$

$p = 1, 2, q = 1, \dots, 4, \Gamma(w)$  – гамма-функция.

Как известно [24], обобщенную гипергеометрическую  ${}_2F_3(-\xi)$  функцию можно представить в виде бесконечного сходящегося степенного ряда внутри круга сходимости  $|\xi| < 1$ . При  $\xi \ll 1$  можно ограничиться первым членом этого разложения, который равен единице. Тогда для полного решения получим:

$$V_\perp \approx \left[ \exp \left\{ 0.5 - i\sigma \Re_x \frac{z}{H} \right\} \left( C_1^* \exp \left( \frac{i\beta}{2H} z \right) + C_2^* \exp \left( -\frac{i\beta}{2H} z \right) \right) + C_3^* \exp(zk_x) + C_4^* \exp(-zk_x) \right] \exp \{ i(\omega t + k_x x) \}, \quad (12)$$

где  $C_j^*$  ( $j = 1, \dots, 4$ ) – неизвестные постоянные.

Как видно из (12), в приближении сильного магнитного поля волновое движение представляется в виде суперпозиции отдельных невзаимодействующих мод. Последние два члена в (12) описывают захваченные в горизонтальной плоскости ускоренные магнитозвуковые волны с экспоненциально меняющимися (растущими или убывающими) амплитудами. Для этих волн реальная часть вертикального волнового числа равна нулю. Ускоренные волны практически не подвергаются влиянию лучистого переноса и колебания остаются адиабатическими [21]. Так как последующие члены в общем разложении функции Мейера зависят от  $\xi$  и от параметров, связанных с  $\gamma^*$ , то свойства этих волн становятся зависящими от

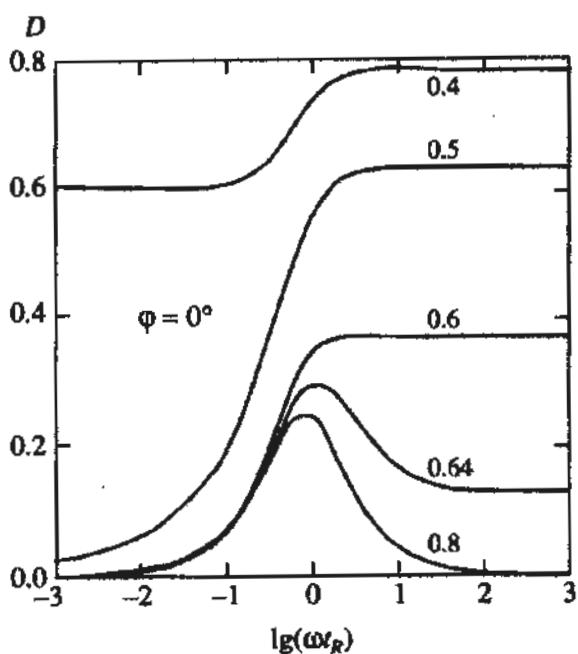


Рис. 1. Зависимость декремента затухания *sl*-волн  $D$  от параметра  $\lg(\omega_R)$  в вертикальном магнитном поле ( $\phi = 0^\circ$ ) при разных значениях безразмерной частоты волны  $\Omega$ . Соответствующие значения  $\Omega$  указаны при кривых;  $\gamma = 5/3$ .

магнитного поля. Из-за того, что в вертикальном направлении эти колебания являются поверхностными, плотность потока убывающей моды по оси  $z$  стремится к нулю. Первые два члена в (12) описывают неадиабатические замедленные продольные магнитозвуковые волны. В дальнейшем эти волны будем называть "sl-волнами". В адиабатическом приближении *sl*-волны переходят в бегущие или поверхностные магнитозвуковые волны [21].

Из первых двух членов асимптотического разложения (12) следует, что в области сильного магнитного поля вертикальное волновое число *sl*-волны определяется как  $2\beta_z = \pm\beta - 2\sigma\beta_x - i$ , которое можно представить в виде:

$$2\beta_z = \pm|\beta_1 - 2|\sigma\beta_x|| - i(\pm\beta_2 + 1), \quad (13)$$

где

$$\sqrt{2}\beta_1 = \sqrt{\beta_r^2 + \beta_i^2 + \beta_r}, \quad (13.1)$$

$$\sqrt{2}\beta_2 = \sqrt{\beta_r^2 + \beta_i^2} - \beta_r, \quad (13.2)$$

$$\beta_r = U/\epsilon - 1, \quad \beta_i = \Phi U/\epsilon, \quad (13.3)$$

$$\epsilon = (q_0^2 + \gamma^2) / (q_0^2 + \gamma), \quad (13.4)$$

$$\Phi = (\gamma - 1) q_0 / (q_0^2 + \gamma), \quad (13.5)$$

$$U = 4\Omega^2(1 + \sigma^2), \quad q_0 = (\omega t_R)^{-1}. \quad (13.6)$$

Для адиабатических волн ( $q_0 = 0$ ) имеем:  $\beta_i = 0$ ,  $\beta_r = (U - \gamma)/\gamma$ . В этом случае (13) представляет собой дисперсионное уравнение адиабатических замедленных продольных магнитозвуковых волн. Видно, что адиабатические волны вдоль магнитного поля при  $U > \gamma$  становятся бегущими, а в обратном случае – поверхностными, случай  $U = \gamma$  соответствует частоте отсечки (точка поворота) адиабатических *sl*-волн в наклонном магнитном поле:  $\Omega_s^2 = 0.25\gamma/(1 + \sigma^2)$ . Эти результаты совпадают с полученными в работе [21]. В изотермическом пределе ( $q_0 = \infty$ ) также  $\beta_i = 0$ , а частота отсечки определяется условием  $U = 1$ . Отметим, что частота отсечки адиабатических волн в  $\gamma$  раз превышает соответствующую частоту для изотермических волн. Таким образом, первые два члена в (12) представляют собой суперпозицию двух неадиабатических волн, бегущих навстречу друг другу вдоль магнитного поля, которые впоследствии радиационно затухают.

Предположим, что  $q_0 \neq 0$  и  $q_0 \neq \infty$ . Так как всегда  $\beta_2 > 0$ , то волны затухают экспоненциальным образом. Фазовая скорость  $v_{ph}$ , декремент затухания  $D$  и отношение длины затухания  $L$  к вертикальной длине волны  $\Lambda$  для неадиабатических волн определяются следующим образом:

$$\frac{v_{ph}^2}{c_*^2} = \frac{4\Omega^2 \cos^2(\phi - \psi)}{\beta_1^2 \cos^2 \phi}, \quad D = \beta_2, \quad (14)$$

$$2\pi \frac{L}{\Lambda} = \frac{|\beta_1 - 2|\sigma\beta_x||}{\beta_2},$$

где  $\psi$  – угол распространения волны относительно вертикали ( $\beta_x = \beta \cos \psi$ ). Следует отметить, что при определении декремента и длины затухания была использована плотность потока энергии волны в приближении  $\xi \ll 1$ . Краткий анализ зависимости длины затухания и фазовой скорости неадиабатических *sl*-волн от параметров  $\Omega$ ,  $\beta_x$ ,  $\sigma$  и  $t_R$  приведен в нашей предыдущей работе [26].

Декремент радиационного затухания *sl*-волн не зависит от волнового числа  $\beta_x$ , но имеется сложная зависимость от других параметров. В адиабатических и изотермических пределах зависимость плотности энергии от высоты связана не с затуханием волн из-за радиационных потерь, а с их превращением в поверхностные волны на частотах ниже частот отсечки  $\Omega_s$ . При  $\gamma = 5/3$  в адиабатическом случае  $\Omega_s = 0.642 \cos \phi$ , в изотермическом случае  $\Omega_s = 0.5 \cos \phi$ . В обоих случаях при  $\Omega < \Omega_s$  возникают поверхностные волны, амплитуда которых убывает как  $\xi^D$ . При условии  $\Omega > \Omega_s$  волны становятся бегущими и незатухающими. На рис. 1 приведена зависимость декремента затухания *sl*-волн от параметра  $\lg(\omega_R)$  для разных

частот в вертикальном магнитном поле. Видно, что волна с частотой  $\Omega = 0.8 > \Omega_s$ , в адиабатическом и изотермическом режимах не затухает, а максимальное поглощение происходит на уровне, где  $\omega_R = \gamma^{-0.5}$ . Волна с частотой  $\Omega = 0.6$  в изотермическом пределе превращается в бегущую (незатухающую) волну (так как  $\Omega = 0.6 > 0.5$ ), а в адиабатическом режиме – в поверхностную волну ( $\Omega = 0.6 < 0.642$ ) со степенью затухания  $D = 0.37$ , что не связано с радиационными потерями. При значениях безразмерной частоты  $\Omega = 0.4$  волна в обоих пределах становится поверхностной. Таким образом,  $sl$ -волны в сильном поле в основном затухают в области, где  $\omega_R \approx 1$ . Поскольку с увеличением наклона магнитного поля частота отсечки уменьшается, то волны на тех частотах, которые в вертикальном поле соответствуют частотам поверхностных волн, в наклонном поле могут превращаться в бегущие волны. Об этом свидетельствует пример волны с  $\Omega = 0.4$ . На рис. 2а для этой частоты показана зависимость декремента затухания волн от параметра  $\omega_R$  при разных наклонах магнитного поля. При значениях углов наклона магнитного поля  $\phi > 35^\circ$  эти волны в изотермическом режиме превращаются в бегущие волны, но в адиабатическом пределе они остаются поверхностными. С дальнейшим ростом наклона поля, при значениях  $\phi > 50^\circ$ , волны в адиабатическом пределе также превращаются в бегущие незатухающие моды. При низких частотах колебаний  $\Omega < \Omega_s$ , максимальное значение декремента затухания в области  $\omega_R = \gamma^{-0.5}$  по углам наклона  $\phi$  имеет минимум. Для частот  $\Omega > \Omega_s$ , такой минимум отсутствует и с ростом  $\phi$  затухание волн усиливается. Это видно из рис. 2б, где приводится пример для волны с  $\Omega = 0.8$ .

С точки зрения астрофизических приложений естественно рассмотреть зависимость декремента затухания  $sl$ -волн от частоты в области максимального взаимодействия волн с излучением. Эта зависимость для разных наклонов магнитного поля приводится на рис. 3. Минимумы кривых определяются из условия  $\partial D / \partial U = 0$ , что для частоты дает выражение  $\Omega_{sl}^2 = (\gamma / (\gamma + 1)) \cos^2 \phi$ . В области максимального взаимодействия волн с излучением появляется новая частота отсечки, которая с ростом наклона магнитного поля также уменьшается. Эта частота является границей раздела областей сильного ( $\Omega > \Omega_{sl}$ ) и слабого ( $\Omega < \Omega_{sl}$ ) затухания. Действительно, при  $\Omega = \Omega_{sl}$  получается, что  $\beta_r \approx 0$  и действительная и мнимая части  $\tilde{\mathbf{R}}_z$ , т.е. длина затухания и длина волны оказываются одного порядка. При условиях  $\Omega > \Omega_{sl}$  длина затухания уменьшается и волны затухают эффективнее. Эти колебания с условием  $\beta_r = 0$  в работе [26] были названы температурными волнами.

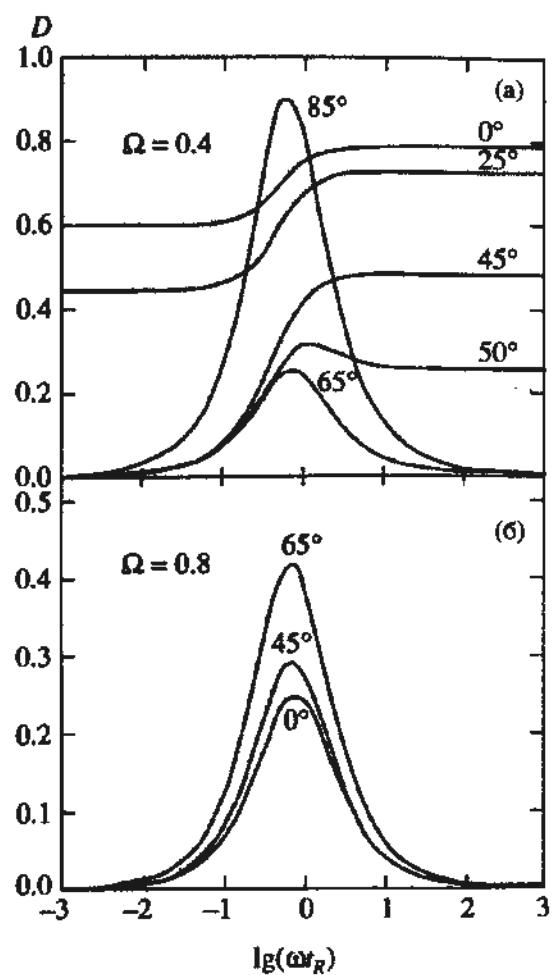


Рис. 2. Зависимость декремента затухания  $sl$ -волн  $D$  от параметра  $\omega_R$  для  $\Omega = 0.4$  (а) и  $\Omega = 0.8$  (б). При кривых указаны соответствующие значения угла наклона магнитного поля;  $\gamma = 5/3$ .

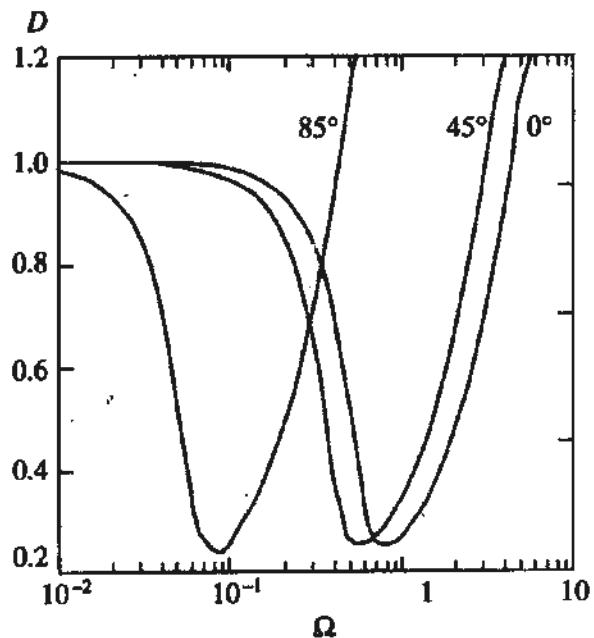


Рис. 3. Зависимость декремента затухания  $sl$ -волн от безразмерной частоты волны  $\Omega$  при разных наклонах магнитного поля. Углы наклонов в градусах указаны при кривых;  $\gamma = 5/3$ .

Как видно из рис. 3, в области сильного магнитного поля декремент затухания  $sl$ -волны на частоте  $\Omega = \Omega_s$  имеет минимум. Если рассмотреть уровень температурного минимума в солнечных пятнах, где температуру можно считать постоянной и следовательно наша теория применима, то получим, что для 3-мин колебаний безразмерная частота равна  $\Omega = 0.8$ , а для 5-мин колебаний  $\Omega = 0.6$ . Из рис. 3 следует, что для частоты  $\Omega \approx 0.8$  минимум соответствует вертикальному магнитному полю ( $\phi = 0^\circ$ ), а для  $\Omega \approx 0.6$  – магнитному полю с углом наклона  $\phi = 45^\circ$ . При этих частотах и наклонах поля радиационное поглощение волн минимальное. Таким образом, можно сделать вывод, что 3-мин колебания должны быть лучше видны в колебаниях яркости в полутии пятен, где магнитное поле сильно наклонено, чем в центре тени пятен, где магнитное поле является вертикальным. В колебаниях скорости наблюдения показывают обратную картину [2, 28].

При низких частотах декремент затухания слабо зависит от наклона магнитного поля и имеет достаточно большое значение (рис. 3). Это означает, что если бы происходила трансформация снизу идущих внутренних гравитационных волн в  $sl$ -волны, то гравитационные волны должны были обнаружиться в флюктуациях интенсивности. Такая возможность трансформации внутренних гравитационных волн в  $sl$ -волны в адиабатическом режиме существует и она обсуждалась в работе [6].

### Неадиабатические волны в слабом магнитном поле

Асимптотическое представление  $G$ -функции при  $\xi \gg 1$  позволяет рассмотреть свойства неадиабатических колебаний в глубоких слоях атмосферы, где основными доминирующими факторами являются газовое давление и гравитационная сила. В этой области влияние магнитного поля на движение газа незначительно и альвеновская скорость убывает и становится много меньше звуковой скорости. В глубоких слоях при адиабатическом приближении обычно возникают атмосферные волны, которые подразделяются на акустические, внутренние гравитационные и поверхностные.

Согласно [24], первые члены асимптотического разложения  $G$ -функции в окрестности иррегулярной особой точки  $\xi = \infty$  имеют вид:

$$\begin{aligned} G_{2,4}^{1,2}(b_j \parallel \xi) = & \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \xi^{-(0.25 + i\sigma \Re_x)} \{ B_1^{(j)} \exp(2i\sqrt{\xi}) + \\ & + B_2^{(j)} \exp(-2i\sqrt{\xi}) \} + \\ & + \xi^{-0.5} \{ B_3^{(j)} \xi^{0.5ia} + B_4^{(j)} \xi^{-0.5ia} \}, \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$\begin{aligned} B_{1,2}^{(j)} &= \exp \{ \mp i\pi (0.25 + i\sigma \Re_x + b_j) \}, \\ B_{3,4}^{(j)} &= \frac{\Gamma(\pm i\alpha) \Gamma(1 + b_j - a_{1,2})}{4} \cdot \\ &\cdot \prod_{k=1}^4 \Gamma(a_{1,2} - b_k) \end{aligned} \quad (16)$$

Видно, что в глубоких слоях атмосферы ( $\xi \gg 1$ ), как и в приближении сильного магнитного поля, волновое возмущение представляется в виде суммы независимо действующих волн определенных типов. Первые два члена в разложении (15) описывают адиабатические замедленные по-перечные магнитозвуковые волны в слабом магнитном поле, свойства которых подробно исследованы в работах [21, 25]. Фазовая скорость этих волн  $v_{A2}$  меньше изотермической скорости звука, а  $z$ -компоненты скорости близка к нулю. В дальнейшем будем называть "sl-волнами".

Последние два члена в (15) соответствуют двум неадиабатическим атмосферным волнам, идущим в противоположных направлениях по оси  $z$ . Вертикальное волновое число этих волн представим в виде:

$$2\Re_z = \pm \alpha + i, \quad (17)$$

где

$$\alpha = \alpha_1 \pm i\alpha_2. \quad (17.1)$$

В (17.1) знак "-" соответствует высокочастотному приближению  $\Omega^2 > \Re_x$ , а знак "+" – низкочастотному  $\Omega^2 < \Re_x$ . В случае  $\Omega^2 = \Re_x$  имеет место  $\alpha = \alpha_{ad}$ . Здесь и далее использованы следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \sqrt{2}\alpha_1 &= \sqrt{\sqrt{\alpha_r^2 + \alpha_i^2} + \alpha_r}, \\ \sqrt{2}\alpha_2 &= \sqrt{\sqrt{\alpha_r^2 + \alpha_i^2} - \alpha_r}, \end{aligned} \quad (17.2)$$

$$\alpha_r = \alpha_{ad}^2 + 4 \left( \frac{1}{\epsilon} - \frac{1}{\gamma} \right) \frac{\Omega^4 - \Re_x^2}{\Omega^2}, \quad (17.3)$$

$$\alpha_i = 4 \frac{\Phi \Omega^4 - \Re_x^2}{\epsilon \Omega^2}, \quad (17.4)$$

$$\alpha_{ad}^2 = \frac{4\Omega^2}{\gamma} - 1 - 4\Re_x^2 \left( 1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma \Omega^2} \right). \quad (17.5)$$

При переходе к адиабатическому приближению ( $\omega_R \rightarrow \infty$ ) вертикальное волновое число  $\Re_z$  становится или действительной (бегущая волна), или чисто мнимой (поверхностная волна) величиной в зависимости от знака величины  $\alpha_{ad}^2$  ( $\alpha_{ad}$  – значение волнового числа  $\Re_z$  в адиабатическом приближении). В этом случае адиабатические

атмосферные волны, в свою очередь, могут быть акустическими, внутренними гравитационными и поверхностными ( $\alpha_{ad}^2 < 0$ ) волнами [21]. Для атмосферных волн частота отсечки  $\Omega_{ac}$  определяется из условия  $\alpha_{ad}^2 = 0$ . При малых  $\Re_x$  для адиабатического звука имеем  $\Omega_{ac} \approx 0.5\gamma^{-0.5}$ , а для изотермического звука —  $\Omega_{ac} \approx 0.5$ . В общем случае  $\Re_x$  — комплексная величина и зависит от  $\omega_R$ . Следовательно, атмосферные волны являются неадиабатическими и затухают вследствие радиационных потерь. Следует различать три случая: а) высокочастотные колебания ( $\Omega^2 > \Re_x$ ), звуковые волны; б) низкочастотные колебания ( $\Omega^2 < \Re_x$ ), внутренние гравитационные волны; в) фундаментальная мода ( $\Omega^2 = \Re_x$ , т.е.  $\omega^2 = gk_x$ ).

Отметим, что случай  $\Omega^2 = \Re_x$  является особым. При таких значениях частоты колебаний вертикальное волновое число  $\Re_z$  не зависит от  $q_0$  и определяется только через  $\alpha_{ad}^2 = -4(\Re_x - 0.5)^2 < 0$ . Таким образом, в слоях атмосферы, где магнитное поле слабо влияет на движение газа, фундаментальная мода представляет собой адиабатические поверхностные волны и их вертикальное волновое число определяется как  $\Re_z = \pm i(\Re_x - 0.5) + 0.5i$ . Свойства фундаментальных мод в незамагниченной изотермической атмосфере с произвольной функцией теплообмена рассмотрены в работе [27], где сделан вывод о том, что эти волны всегда являются адиабатическими. Однако в замагниченной атмосфере свойства фундаментальных мод колебаний меняются и они становятся неадиабатическими.

Фазовая скорость, декремент затухания и отношение длины затухания  $L$  к вертикальной длине волны  $\Lambda$  для неадиабатических атмосферных волн можно представить в виде

$$\frac{v_{ph}^2}{C_*^2} = \frac{4\Omega^2}{\alpha_1^2 + 4\Re_x^2}, \quad D_{at} = |\alpha_2|, \quad (18)$$

$$2\pi \frac{L_{at}}{\Lambda_{at}} = \left| \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \right|.$$

В области максимального взаимодействия волн с излучением ( $q_0 = \sqrt{\gamma}$ ) при заданных  $\Omega$  и  $\Re_x$  величина  $\alpha_i^2$  становится максимальной, и следовательно, декремент затухания волны становится максимальным, фазовая скорость — минимальной. В общем случае, когда волна достигает уровня атмосферы, где  $\omega_R = \gamma^{-0.5}$ , она теряет максимум энергии и при этом скорость распространения уменьшается. В адиабатическом и изотермическом пределах волны становятся незатухающими.

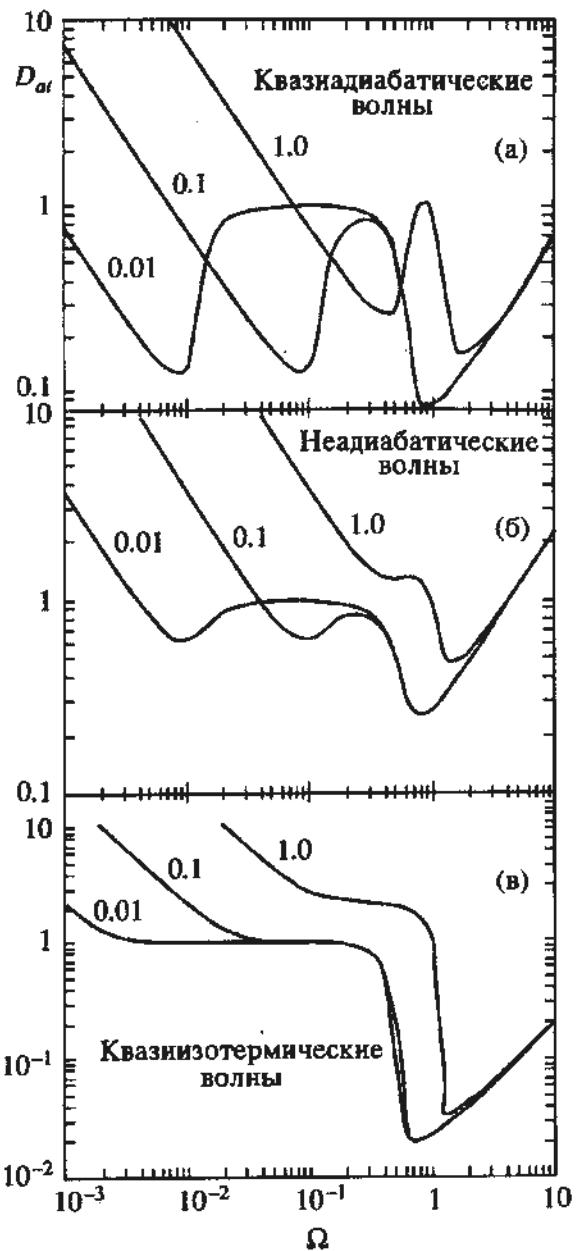


Рис. 4. Зависимость декремента затухания атмосферных волн  $D_{\omega}$  от безразмерной частоты волны  $\Omega$  в квазиадиабатическом приближении (а), для области максимального взаимодействия волн с излучением (б) и в квазизотермическом приближении (в). Расчеты проведены для трех значений безразмерного волнового числа  $\Re_x$ , которые указаны при кривых;  $\gamma = 5/3$ .

В связи с тем, что на Солнце в основном наблюдаются почти вертикальные колебания, рассмотрим малые значения  $\Re_x$ . В случае  $\Re_x \ll 1$  картина зависимости декремента затухания атмосферных волн от параметра  $\omega_R$  совпадает с рис. 1. Поэтому все анализы, сделанные нами выше для случая вертикального магнитного поля, остаются справедливыми и для атмосферных волн. Основное отличие заключается в том, что для атмосферных волн зависимость декремента от наклона магнитного поля отсутствует, но появляется

зависимость от  $\Omega_x$ . Кроме того, в этом случае существуют две частоты отсечки, которые в адабатическом случае определяются из условия  $\alpha_{ad}^2 = 0$  и имеют вид

$$\Omega_{ad}^2 = \gamma \frac{1 + 4\Omega_x^2}{8} \left( 1 \pm \sqrt{1 - 64 \frac{(\gamma - 1)}{\gamma^2} \left( \Omega_x / (1 + 4\Omega_x^2) \right)^2} \right), \quad (19)$$

где знак “+” соответствует акустической частоте отсечки  $\Omega_a$ , а знак “−” – частоте отсечки гравитационной волны  $\Omega_g$ . Для квазизотермических волн в выражении (19) необходимо заменить  $\gamma$  на 1. В этом случае область гравитационных волн на диаграмме  $(\Omega, \Omega_x)$  сильно сужается. Для сильно неадиабатических волн новая частота отсечки определяется из условия  $\partial D_{ad}/\partial \Omega^2 = 0$ .

Для наглядности на рис. 4 приведена зависимость декремента затухания атмосферных волн  $D_{ad}$  от частоты  $\Omega$  соответственно в квазиадиабатическом приближении (а), в области максимального взаимодействия волн с излучением (б) и в квазизотермическом приближении (в) для трех значений безразмерного волнового числа  $\Omega_x$ . Два минимума у кривых соответствуют частотам отсечки  $\Omega_a$  и  $\Omega_g$ , а максимум между ними – фундаментальной mode колебаний ( $\Omega^2 = \Omega_x$ ).

В области слабого магнитного поля затухания акустических и внутренних гравитационных волн обусловлены противоположными условиями. При фиксированной частоте колебаний  $\omega$  изменение безразмерного параметра  $\Omega$  соответствует изменению скорости звука. С ростом значений  $\Omega$  (т.е. с увеличением температуры среды) затухание внутренних гравитационных волн ослабевает, а затухание акустических волн усиливается (рис. 4б). Отсюда следует, что в фотосферных слоях на уровне температурного минимума, где с ростом высоты температура среды уменьшается, в яркости должны наблюдаться внутренние гравитационные волны. Область наблюдения должна быть средой со слабым магнитным полем, например, между пятнами.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С учетом стратификации давления плазмы получены точные решения уравнений магнитной гидродинамики для неадиабатических колебаний, которые распространяются под произвольным углом по отношению к магнитному полю. Эти решения могут применяться при постановке граничных условий на малых оптических глубинах, когда рассматривается задача о распространении волн в реальной атмосфере численно. Кро-

ме этого, полученные аналитические решения позволяют построить теорию линейной трансформации разных типов неадиабатических МАГ-волн в изотермической среде.

Проведенные выше расчеты позволяют сделать общие выводы о том, что колебания с периодом 3 мин должны быть лучше видны в колебаниях яркости в полутени пятен, чем в центре тени пятна, а внутренние гравитационные волны могут наблюдаться в флюктуациях интенсивности как результат их трансформации в замедленные волны.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lites B.W., Chipman E.C., White O.R. // *Astrophys. J.* 1982. V. 253. P. 367.
2. Lites B.W. // *Astrophys. J.* 1984. V. 277. P. 874.
3. Deubner F.-L., Fleck B., Schmitz F., Straus Th. // *Astron. and Astrophys.* 1992. V. 266. P. 560.
4. Пикельнер С.Б., Лившиц М.А. // Астрон. журн. 1964. Т. 41. С. 1007.
5. Бренгауз В.Д. // Изв. вузов. Радиофизика. 1974. Т. 17. С. 192.
6. Жугжда Ю.Д., Джалилов Н.С. // Астрон. журн. 1981. Т. 58. С. 838.
7. Zhugzhda Y.D., Dzhaililov N.S. // *Astron. and Astrophys.* 1984. V. 132. P. 52.
8. Spruit H.C., Bogdan T.J. // *Astrophys. J. (Lett.)*. 1992. V. 391. L109.
9. Souffrin P. // *Ann. d'Astrophys.* 1966. V. 29. P. 55.
10. Stix M. // *Astron. and Astrophys.* 1970. V. 4. P. 189.
11. Zhugzhda Y.D. // *Astrophys. and Space Sci.* 1983. V. 95. P. 255.
12. Schmieder B. // *Solar Phys.* 1977. V. 54. P. 269.
13. Marmolino C., Severino G. // *Astron. and Astrophys.* 1991. V. 242. P. 271.
14. Nesis A. // Proc. Symp. Seismology of the Sun and Sun-like Stars. Tenerife, Spain, 26 - 30 September 1988 / Ed. Rosle E.I. ESA SP-286, 1988. P. 37.
15. Ulrich R.K. // *Astrophys. J.* 1970. V. 162. P. 993.
16. Dzhaililov N.S., Zhugzhda Y.D., Staude J. // *Astron. and Astrophys.* 1992. V. 257. P. 359.
17. Zhugzhda Y.D., Dzhaililov N.S., Staude J. // *Astron. and Astrophys. (Lett.)*. 1993. V. 278. L9.
18. Bogdan T.J., Knölker M. // *Astrophys. J.* 1989. V. 339. P. 579.
19. Spiegel E.A. // *Astrophys. J.* 1957. V. 126. P. 202.
20. Бисноватый-Коган Г.С. Физические процессы теории звездной эволюции. М.: Наука, 1989. 488 с.
21. Zhugzhda Y.D., Dzhaililov N.S. // *Astron. and Astrophys.* 1984. V. 132. P. 45.
22. Жугжда Ю.Д. // Астрон. журн. 1979. Т. 56. С. 74.

23. Zhugzhda Y.D., Locans V.A. // Solar Phys. 1982. V. 76. P. 77.
24. Luke Y.L. Mathematical Functions and Their Approximations. New York: Academic Press, 1975.
25. Zhugzhda Y.D., Dzhalilov N.S. // Astron. and Astrophys. 1982. V. 112. P. 16.
26. Джалилов Н.С., Бабаев Э.С. // Исслед. по геомагнетизму, аэрон. и физ. Солнца. 1992. Вып. 99. С. 26.
27. Жугжда Ю.Д. // Письма в "Астрон. журн.". 1982. Т. 8. С. 562.
28. Lites B.W. // Astrophys. J. 1988. V. 334. P. 1054.

## Nonadiabatic Magneto-Acoustic-Gravity Waves in a Stratified Atmosphere

E. S. Babaev, N. S. Dzhalilov, and Yu. D. Zhugzhda

A theory of propagation of nonadiabatic magneto-hydrodynamic waves in a compressible, conducting, and vertically stratified atmosphere in the presence of an inclined magnetic field and gravity force is developed. The nonadiabaticity of oscillations is due to radiative heat exchange. Optically thin perturbations are analyzed whose heat exchange function follows the Newton cooling law. The equations of magnetic hydrodynamics are solved analytically in the case of oblique propagation of waves with respect to the magnetic field. The solutions obtained are expressed in terms of the generalized Meijer's hypergeometric  $G$ -functions, which describe oscillations with arbitrary frequency and wavelength at any level in the isothermal atmosphere. The dispersion properties of the adiabatic magneto-acoustic-gravity waves are analyzed and the decrements and damping wavelengths of oscillations in the regions of strong and weak magnetic fields are derived. The analytical solutions obtained can be used to construct a theory of linear transformation of nonadiabatic magneto-acoustic-gravity waves in the isothermal atmosphere.

УДК 523.98

## ПОВЕДЕНИЕ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ ВБЛИЗИ ЛИМБОВ

© 1995 г. В. П. Максимов, И. А. Бакунина

Институт солнечно-земной физики, Иркутск, Россия

Поступила в редакцию 21.04.94 г.

По данным наблюдений на Сибирском солнечном радиотелескопе проведено статистическое исследование закономерностей появления и исчезновения поляризованного компонента микроволнового излучения активных областей на Солнце при выходе групп пятен из-за восточного лимба и при их заходе за западный лимб. Показано, что появление поляризованного компонента запаздывает, совпадает и опережает появление групп пятен на видимой стороне солнечного диска для унитополярных, биполярных и вспышечно- опасных групп пятен, соответственно. На западном лимбе поляризованный компонент для вспышечно- опасных групп пятен существует и после захода группы за лимб.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Раннее распознавание предвспышечной ситуации остается одной из основных проблем физики солнечных вспышек. Оно важно как для выяснения физической природы вспышки, так и для решения практических задач краткосрочного прогноза вспышечной активности (см., например, обзор [1] и литературу в нем). Существующие методы краткосрочного прогноза основаны на анализе так называемых прогностических признаков, получаемых главным образом по данным хромосферных и фотосферных наблюдений [2 - 4]. Когда активные области находятся вблизи лимбов, из-за влияния эффектов проекции корректное определение этих признаков сильно затруднено, а для некоторых и вообще невозможно. Естественно, в таких случаях существенно снижается и так недостаточно высокая оправдываемость прогноза. Определенные возможности для улучшения положения предоставляет использование микроволнового излучения активных областей.

Поляризованный компонент микроволнового излучения, генерируемый магнитогормозным механизмом излучения, обладает свойством направленности излучения вдоль силовых линий магнитного поля. Поэтому при выходе активной области из-за восточного лимба и при ее заходе за западный лимб ее микроволновое излучение обычно неполяризовано [5]. Однако в литературе отмечались случаи, когда поляризованное излучение появлялось еще до выхода группы пятен на видимую сторону солнечного диска и некоторое время не исчезало даже после захода группы пятен за западный лимб. Все эти случаи сопровождались высокой вспышечной активностью групп пятен в прилимбовых областях [6 - 8]. Эти обстоятельства послужили основанием для выделения прилимбовых областей в отдельные долготные зоны

в предложенном в работе [9] критерии вспышечной активности. Для практического использования критерия необходимо знать положение границ зон, определяемое моментом появления и исчезновения поляризованного компонента микроволнового излучения активных областей, не произведших вблизи лимбов мощных вспышек. Однако сколько-нибудь полные данные о поведении микроволнового излучения в прилимбовых областях до сих пор отсутствуют.

В настоящей работе излагаются результаты статистического исследования моментов выхода и захода радиоисточников в полном и поляризованном излучении на восточном и западном лимбах, соответственно, для групп пятен с различной вспышечной активностью.

### 2. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ

Исследовались одномерные сканы распределения радиояркости и поляризации микроволнового излучения по активным областям, полученные на Сибирском солнечном радиотелескопе (ССРГ) в период 1988 - 1991 гг. (длина волны 5.2 см, пространственное разрешение 17 - 30", временное разрешение 2.5 - 5 мин). Из рассмотрения исключались случаи, когда в диаграмму направленности радиотелескопа одновременно попадали две или более активные области. Для определения положения и характеристик групп пятен использовались зарисовки Саянской обсерватории Института солнечно-земной физики, а также данные из бюллетеней "Солнечные данные" и "Solar Geophysical Data".

Опорным моментом для определения долгот радиоисточников выбрана долгота выходящей группы пятен, которая бралась из "Solar Geophysical

Data" на момент времени, близкий к получению полуденного скана на ССРТ (~05<sup>h</sup>00<sup>m</sup>UT). Так как гелиодолготы, определяемые отдельными обсерваториями вблизи лимбов, иногда содержат ошибки, то производилось сравнение гелиодолгот и времен наблюдений и с помощью интерполяции определялось наиболее разумное значение для гелнодолготы группы пятен. Радиоисточник в микроволновом излучении, как правило, появляется до того, как группа пятен выйдет на видимую сторону диска. Долгота радиоисточника определялась прибавлением к гелиодолготе группы пятен долготного расстояния, соответствующего повороту Солнца. Долгота появления источника в поляризованном излучении определялась по долготе группы пятен в "Solar Geophysical Data" на момент появления этого источника. На этот же момент определялись магнитный класс группы пятен и ее площадь. Аналогичным образом определялись гелиодолготы источников микроволнового излучения и параметры активной области при ее заходе за западный лимб. Если в день появления (исчезновения) источника в поляризованном излучении в активной области происходили вспышки балла 1B и выше, активная область считалась вспышечно-активной и исследовалась отдельно. Большая часть из исследованных нами активных областей испытывала эволюционные изменения. Поэтому при появлении поляризованного излучения группа пятен могла быть униполярной, а при исчезновении его – биполярной или вспышечной и наоборот.

### 3. ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ ЭВОЛЮЦИИ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ НА ПОЛЯРИЗОВАННЫЙ КОМПОНЕНТ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Прежде всего отметим, что в ряде случаев радиоисточник в полном излучении появлялся в момент выхода группы пятен на диск или даже опережал его, в то время как поляризованное излучение появлялось на гелиодолготах, близких к центру диска Солнца. В западном же полушарии исчезновение поляризованного компонента на-долго опережало исчезновение источника в полном излучении, обусловленное заходом группы пятен за лимб. Оказалось, что все соответствующие таким радиоисточникам группы пятен имели малые площади. Очевидно, здесь проявились эволюционные эффекты в развитии активной области, так как поляризованное излучение над активной областью, при условии генерации его магнитотормозным механизмом излучения, появляется при достижении магнитным полем значения ~680 Гс (для длины волны ССРТ 5.2 см) на высоте генерации третьей гармоники гирочастоты [10].

Чтобы уменьшить влияние эволюционных эффектов на исследуемые процессы появления и ис-

чезновения поляризованного излучения групп пятен в прилимбовых областях, были отдельно исследованы активные области, родившиеся или распавшиеся на диске. Для рождающихся активных областей отмечалось значение площади в день появления поляризованного компонента и в день, предшествующий появлению. Для распадающихся активных областей отмечалось значение площади в день исчезновения поляризованного компонента и в день, предшествующий исчезновению. При этом исследовались только те области, в которых появление или исчезновение поляризованного излучения происходило на гелиодолготных расстояниях не далее 50° от центра солнечного диска.

Результаты представлены в виде гистограмм распределений площадей групп пятен на рис. 1. Для групп пятен, родившихся на диске (21 группа), не отмечено ни одного случая появления поляризованного излучения, если площадь группы составляла менее 20 м. д. п. и только в пяти случаях поляризация появлялась при достижении группой пятен площади 20 м. д. п. Среднее значение площади, при которой в группе пятен появилось поляризованное излучение, составило  $80 \pm 15$  м. д. п., в то время как в день, предшествующий появлению поляризованного компонента в микроволновом излучении, среднее значение площади составило  $25 \pm 5$  м. д. п. Отметим, что при этом наблюдалось 6 быстроэволюционирующих групп пятен, для которых скорость возрастания площади за сутки, предшествующие появлению поляризации, составила более 100 м. д. п./сут. Если исключить эти группы, то среднее значение площади группы пятен, при достижении которой появляется поляризованное излучение, составит  $50 \pm 5$  м. д. п.

Для групп пятен, распавшихся на диске (9 случаев), поляризованное излучение исчезало при уменьшении площади групп пятен до  $40 \pm 10$  м. д. п., в то время как среднее значение площади за сутки до исчезновения поляризации составляло  $50 \pm 15$  м. д. п.

Таким образом, в исследованных нами случаях появление поляризованного компонента излучения происходит при достижении активной областью площади выше 50 м. д. п., а исчезновение поляризации – при уменьшении площади до значений ниже 50 м. д. п. Поэтому при выходе активной области из-за лимба, если ее площадь составляла менее 50 м. д. п., мы полагали, что появление поляризованного излучения в большей степени обусловлено эволюционными эффектами (ростом площади и выходом магнитных полей ~680 Гс), чем изменением угла между лучом зрения и направлением магнитного поля в области генерации микроволнового излучения. С другой стороны, преобладающее влияние эволюционных эффектов

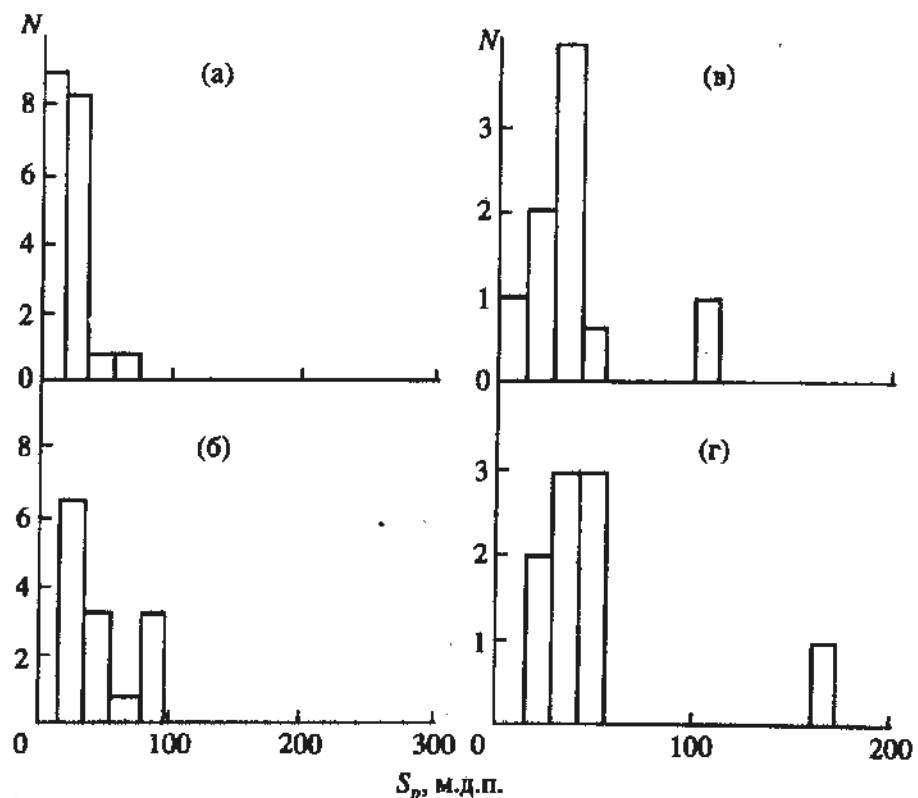


Рис. 1. Гистограммы распределений площадей для рождающихся (слева) и распадающихся (справа) групп птенов. В день перед появлением поляризованного излучения (а), в день появления поляризованного излучения (б), в день исчезновения поляризованного излучения (в), в последний день существования поляризованного излучения (г).

проявляется и при уменьшении площади группы птенов до значений менее 50 м. д. п. при ее распаде. В дальнейшем такие группы птенов были исключены из рассмотрения.

#### 4. УНИПОЛЯРНЫЕ ГРУППЫ ПЯТЕН

В нашем исследовании магнитный класс группы птенов определялся по бюллетеню "Solar Geophysical Data" на момент появления и исчезновения поляризованного компонента в микроволновом излучении. На рис. 2 представлены долготные распределения для моментов появления (исчезновения) полного и поляризованного микроволнового излучения и выхода (захода) группы птенов из-за лимба. В таблице приведены средние значения долгот выхода и захода радиоисточника в полном и поляризованном излучении и долготы выхода и захода группы птенов в оптическом излучении. Всего исследовано 12 групп птенов, выходящих из-за восточного лимба и 17 групп птенов, находящихся за западный лимб. Из них только 5 групп птенов были униполярными и на восточном и на западном лимбах.

Учитывая неизбежные ошибки в определении долгот в прилимбовых областях, можно сделать вывод, что появление источника в полном излучении несколько опережает регистрируемое появление птенов на видимой стороне диска. При

заходе отмечается более поздний заход радиоисточника по сравнению с заходом группы птенов за западный лимб. Существенно более уверенным является заключение о появлении и исчезновении поляризованного компонента излучения. В среднем, появление источника в поляризованном излучении запаздывает  $\sim 20^\circ$  ( $\sim 1.5$  сут) относительно выхода группы птенов из-за восточного лимба и, соответственно, исчезновение источника в поляризованном излучении примерно на  $20^\circ$  опережает заход группы птенов за западный лимб.

Отметим, что исследованные группы на указанный выше момент определения площади относились к средним по площади группам птенов. Средняя площадь составила примерно 110 м. д. п. и только несколько групп имели площади более 200 м. д. п. Средняя широта исследованных групп птенов составляла примерно  $18^\circ$ .

#### 5. БИПОЛЯРНЫЕ ГРУППЫ ПЯТЕН

Исследовались группы птенов с открытой конфигурацией магнитного поля по классификации Мак-Интоша. Всего исследованы выход 35 групп птенов и заход 34 групп птенов. При этом среднее значение широты составило примерно  $15^\circ$  и среднее значение площади 135 м.д.п. для выходящих групп и 185 м. д. п. для находящих.

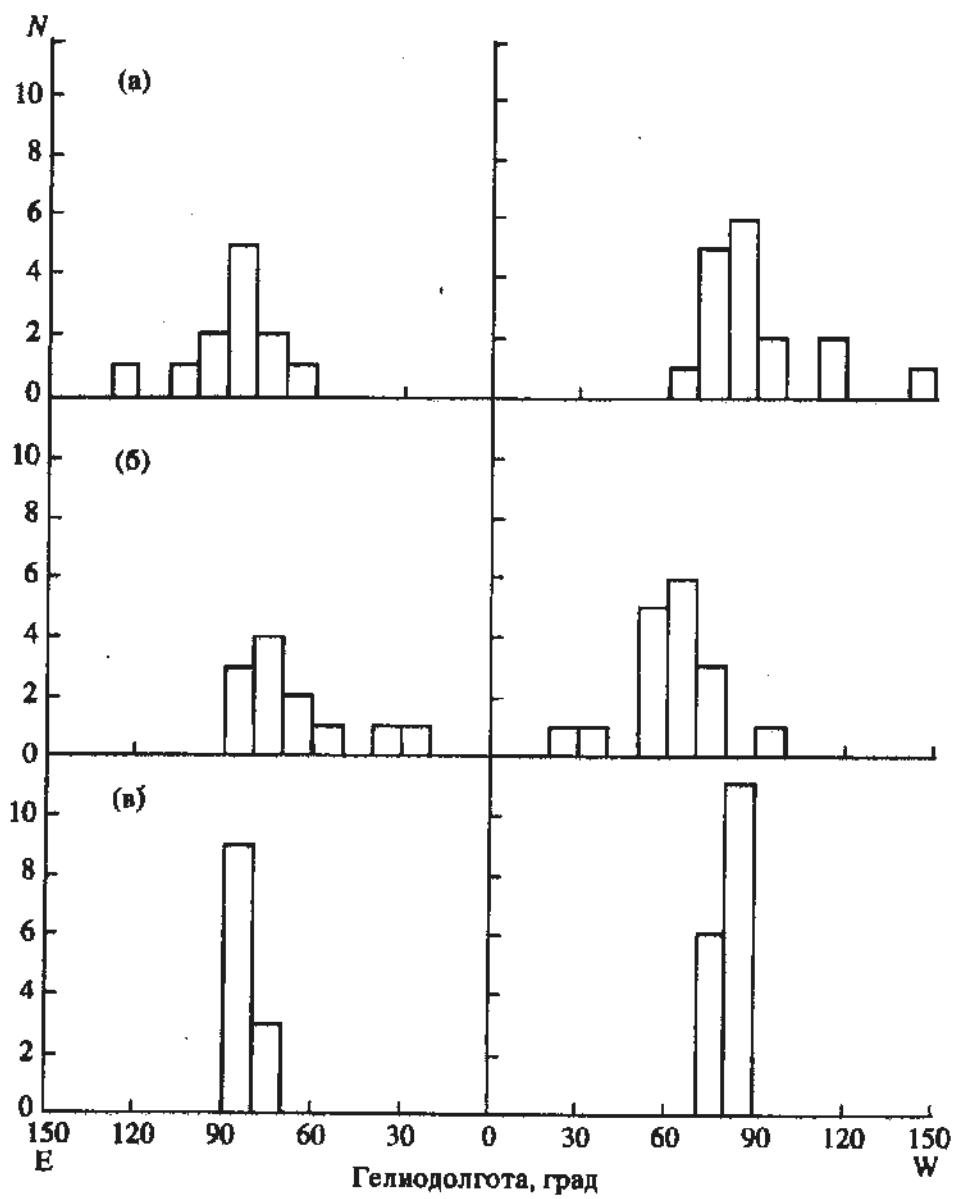


Рис. 2. Гистограммы моментов появления (слева) и исчезновения (справа) радиоисточников в полном (а) и поляризованном (б) излучении и моментов выхода (слева) и захода (справа) униполярных групп пятен (в).

На рис. 3 приведены гистограммы долготных распределений для моментов появления и исчезновения радиоисточников в полном и поляризованном излучении, а также для моментов выхода и захода групп пятен. Средние значения долгот приведены в таблице. В отличие от униполярных групп пятен более четко проявляется опережение в появлении микроволнового излучения относительно выхода группы пятен из-за лимба и более позднее исчезновение относительно захода группы пятен за лимб. Эта разность составляет около  $19^\circ$  на восходе и около  $14^\circ$  на заходе. Моменты появления и исчезновения поляризованного излучения также сдвигаются к лимбам и с учетом ошибок в определении координат групп пятен и интерполяции за лимбы можно сказать, что поляризованное излучение появляется вместе с выход-

дом группы пятен на видимую сторону солнечного диска. При заходе группы пятен за западный лимб исчезновение поляризованного излучения наблюдается примерно на  $11^\circ$  раньше, чем заход группы пятен.

Необходимо отметить, что абсолютная разность долгот между моментами появления (исчезновения) радиоисточника в полном и поляризованном излучении остается по величине ( $\sim 20^\circ$  долготы) такой же, что и для униполярных групп пятен.

Восточно-западная асимметрия в появлении и исчезновении источников в полном и поляризованном излучении четко не выражена. Нам не удалось обнаружить удовлетворительной зависимости между моментом появления (исчезновения) поляризованной компоненты и гелиоширотой группы пятен.

Таблица 1.

Восход			Заход			
Пятна	Радиоисточник		Пятна	Радиоисточник		
	Полное излучение	Поляризованное излучение		Полное излучение	Поляризованное излучение	
Средняя гелиодолгота						
Униполярные группы						
$83.6 \pm 1.3$	$87.4 \pm 4.2$	$64.8 \pm 5.1$	$82.5 \pm 1.0$	$89.7 \pm 4.6$	$61.2 \pm 3.6$	
Биполярные группы						
$82.9 \pm 0.7$	$101.7 \pm 1.9$	$80.1 \pm 1.6$	$83.3 \pm 0.6$	$97.0 \pm 1.9$	$74.4 \pm 1.8$	
Вспышечные группы						
$83.4 \pm 1.1$	$103.8 \pm 4.3$	$91.1 \pm 3.4$	$85.8 \pm 0.8$	$112.1 \pm 4.6$	$85.5 \pm 2.7$	

## 6. ВСПЫШЕЧНЫЕ ГРУППЫ ПЯТЕН

Под вспышечными группами мы будем понимать группы пятен, в которых произошли вспышки балла 1В и выше в моменты появления поляризованного компонента микроволнового излучения вблизи восточного лимба и в последние сутки существования поляризованного компонента вблизи западного лимба.

На рис. 4 приведены гистограммы долготных распределений для моментов появления (12 групп пятен) и исчезновения (15 групп пятен) радиоисточников в полном и поляризованном излучении, а также для выхода и захода групп пятен. Средние значения долгот приведены в таблице.

Поведение микроволнового излучения для вспышечных и простых биполярных групп пятен

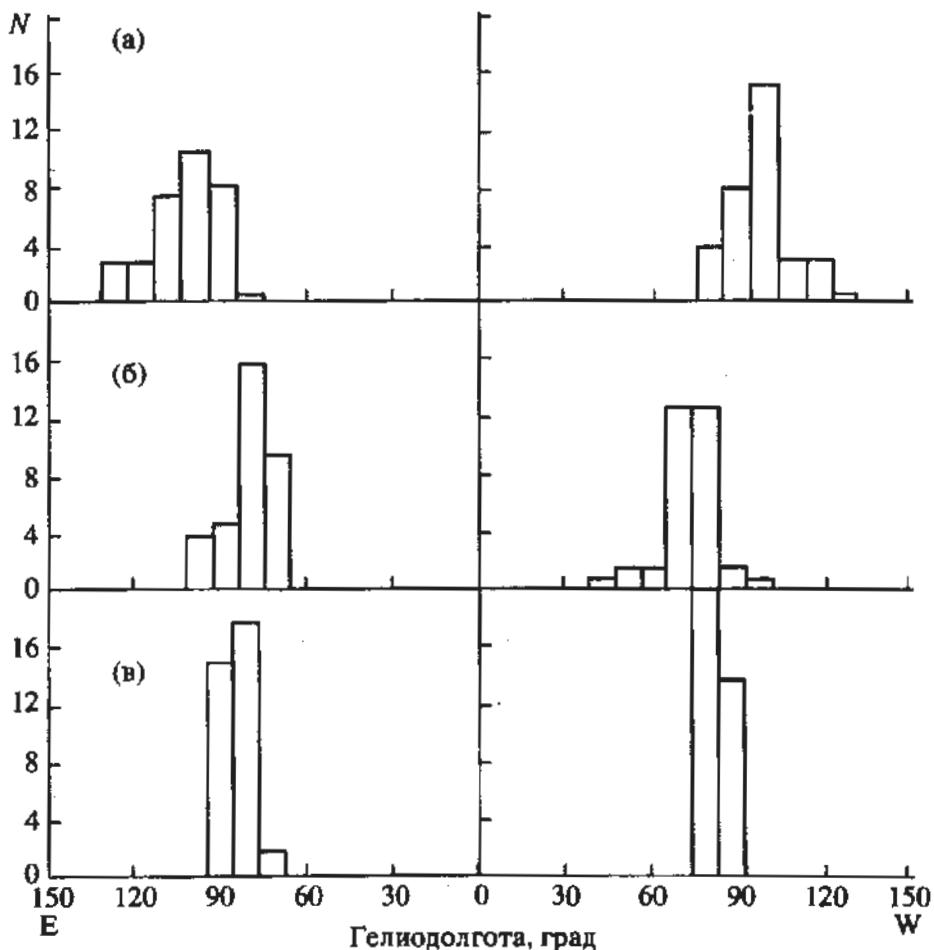


Рис. 3. То же, что на рис. 2, для биполярных групп пятен.

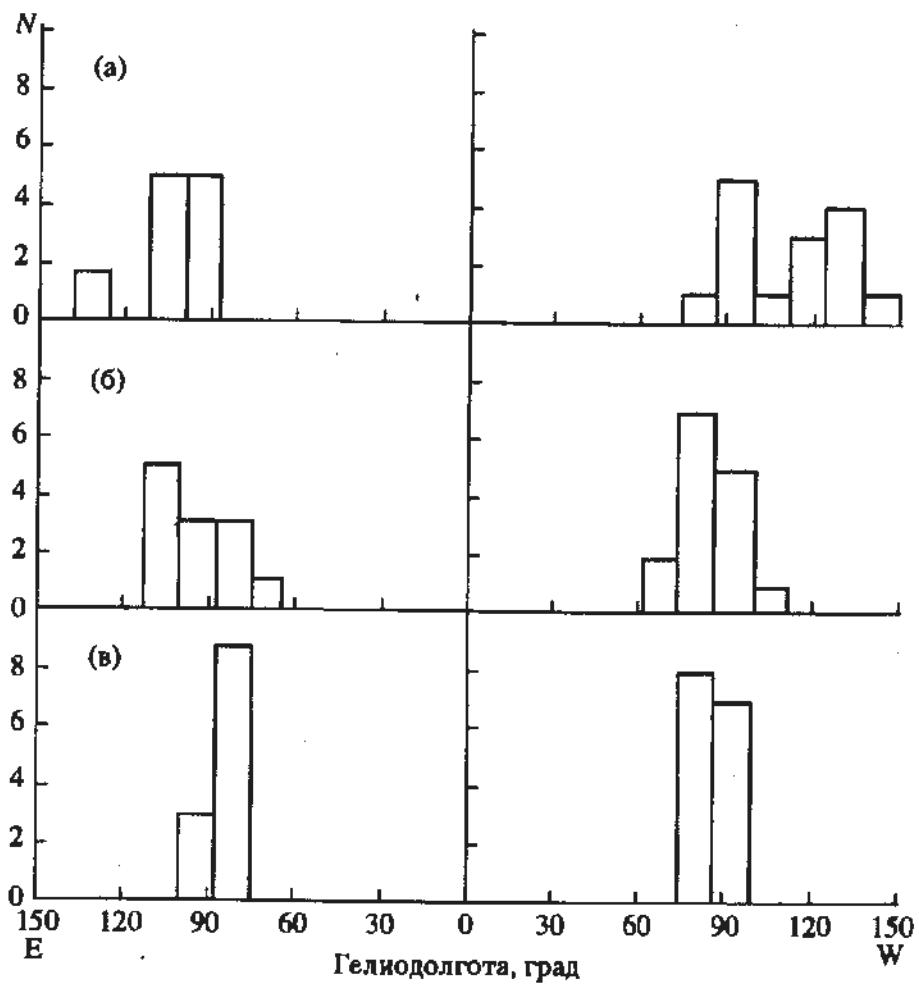


Рис. 4. То же, что на рис. 2, для вспышечных групп пятен.

отличается друг от друга несущественно. Однако поляризованный компонент для вспышечных групп пятен появляется на восточном лимбе примерно на сутки раньше и исчезает на сутки позже, чем для биполярных групп пятен. При этом на восточном лимбе появление поляризованного излучения опережает выход группы пятен на видимую сторону диска, а на западном лимбе оно в среднем исчезает вместе с заходом группы пятен за лимб.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное исследование показало, что поведение микроволнового излучения в прилимбовых областях различно для групп пятен различного магнитного класса. Особенно четко эти различия проявляются в поляризованном излучении.

Более позднее появление и более раннее исчезновение поляризации для униполярных групп пятен, которые преимущественно имели малые площади, следя Петеровой [11], можно объяснить тем, что источники поляризованного излучения для них геометрически располагаются ниже, чем для больших пятен. В этом случае может иметь место частичная экранировка поляризо-

ванного излучения спикулами. Не вызывает удивления и отсутствие для таких групп пятен восточно-западной асимметрии.

Для биполярных групп пятен уже можно говорить об эффекте восточно-западной асимметрии как в поляризованном, так и неполяризованном излучении. Однако для более уверенного заключения и корректной интерпретации необходимо провести исследование не по одному полудиенному скану, а привлекая весь суточный интервал наблюдений. Нам не удалось обнаружить удовлетворительной зависимости между моментами появления радиоисточников в полном и поляризованном излучении и гелиоширотой групп пятен. Возможно, что здесь мы имеем дело с обстоятельством, обнаруженным в работе [12] при исследовании явления смены знака поляризации при прохождении активной области по диску. Такие характеристики, как начало и продолжительность явления, зависят от комбинации параметров, таких как гелиоширота, угол наклона оси группы пятен относительно экватора и протяженность группы. Из-за эффектов проекции последние параметры вблизи лимбов не определяются.

Достаточно уверенно выявляются особенности в поведении поляризованного излучения для вспышечных групп пятен. На восточном лимбе появление поляризованного излучения опережает выход группы пятен на видимую сторону солнечного диска, а на западном лимбе в среднем исчезает вместе с заходом группы пятен за лимб. Этот результат подтверждает обоснованность выделения прилимбовых областей в отдельные долготные зоны при анализе вспышечной опасности по распределению поляризации. При этом отсутствие поляризации в этой зоне считается "нормальным" распределением, а появление поляризованного излучения рассматривается как признак вспышечной активности [9]. Значения  $80.1 \pm 1.6$  и  $74.4 \pm 1.8$  можно рассматривать как обращенные к центру солнечного диска границы этих зон для восточного и западного полушарий, соответственно.

Существование поляризованного компонента на долготных расстояниях  $>90^\circ$  для вспышечных групп пятен свидетельствует о том, что поляризованное излучение генерируется корональной конденсацией на больших высотах.

В заключение отметим, что исключение из рассмотрения группы пятен с малыми площадями все-таки не обеспечивает полного исключения влияния эволюционных эффектов на исчезновение поляризованного излучения. Все случаи исчезновения поляризованного излучения на достаточно близких к центру диска расстояниях были связаны с резким уменьшением площади группы пятен (скорость уменьшения площади больше 200 м. д. п./сут). При этом значение площади, при котором исчезла поляризация, оставалось существенно больше (в 4 и более раз), чем определенное в разделе 3 для медленно эволюционирующих групп пятен значение 50 м. д. п.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-02-3106). Авторы благодарны Б.И. Лубышеву за полезные советы и критические замечания.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Сомов Б.В. Солнечные вспышки // Итоги науки и техники. Сер. Астрономия. М.: ВИНИТИ, 1987. Т. 34. С. 78.
- Neldig D.F. // Solar-Terrestrial Predictions / Eds Thompson R.J. et al. Boulder: NOAA, 1990. V. 1. P. 154.
- Bornmann P.L., Kalmbach D., Kulhanek D., Casale A. // Solar-Terrestrial Predictions / Eds Thompson R.J. et al. Boulder: NOAA, 1990. V. 1. P. 301.
- Zirin H., Marquette W. // Solar Phys. 1991. V. 131. P. 149.
- Железняков В.В. Радиоизлучение Солнца и планет. М.: Наука, 1964. 560 с.
- Коробчук О.В., Петерова Н.Г. // Радиоизлучение Солнца. Л.: ЛГУ, 1984. Вып. 5. С. 102.
- Нefедьев В.П., Потапов Н.Н., Смольков Г.Я. // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. М.: Наука, 1984. Вып. 68. С. 84.
- Maksimov V.P., Nefedyev V.P. // Solar Phys. 1991. V. 136. P. 335.
- Maksimov V.P., Nefedyev V.P., Smolkov G.Ya., Bakunina I.A. // Solar-Terrestrial Predictions / Eds Thompson R.J. et al. Boulder: NOAA, 1990. V. 1. P. 526.
- Гельфрейх Г.Б. // Динамика токовых слоев и физика солнечной активности / Ред. Балклавс А.Э. Рига: Зинатне, 1982. С. 116.
- Петерова Н.Г. // Астрофиз. исследования. 1975. № 7. С. 134.
- Максимов В.П., Бакунина И.А. // Астрон. журн. 1991. Т. 68. С. 394.

## Behavior of Microwave Emission from Near-Limb Active Regions

V. P. Maksimov and I. A. Bakunina

Basing on observations from the Siberian Solar Radio Telescope, we studied statistics of appearance and disappearance of the polarized component of microwave emission as sunspots appeared at the eastern limb and vanished behind the western limb. It is shown that polarized component's appearance is delayed with respect to, coincides with, and precedes, sunspot groups' appearance at the visible side of the solar disk for unipolar, bipolar, and flaring sunspot groups, respectively. At the western limb, the polarized component of flaring sunspot groups persists even after group's disappearance behind the limb.

УДК (523.9+523.4+524.7)-337

# ВОЗБУЖДЕНИЕ НЕОСЕСИММЕТРИЧНЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР ГАЛАКТИК, СОЛНЦА И ПЛАНЕТ

© 1995 г. С. В. Старченко

Институт физики Земли, Москва, Россия

Поступила в редакцию 17.12.92 г.

Исследуется проблема преимущественного возбуждения неосесимметричных магнитных полей в наблюдаемых спиральных галактиках, Солнце и планетах типа Урана и Нептуна. Предполагается, что в этих объектах действенное гидромагнитного динамо возможно в сравнительно тонких проводящих конвективных слоях. Показано, что в таких слоях возможно преимущественное возбуждение неосесимметричных магнитных мод по сравнению с осесимметричными. Для этого необходимо, чтобы градиент угловой скорости вращения был сравнительно мал и имел существенную составляющую, перпендикулярную к слою.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема возбуждения неосесимметричных магнитных структур Солнца, планет и спиральных галактик в основном остается нерешенной в теории гидромагнитного динамо. Существующие теоретические модели [1, 2] хорошо объясняют генерацию осесимметричных магнитных полей, но не могут удовлетворительно обосновать генерацию ярко выраженных неосесимметричных структур. Вместе с тем, такие структуры наблюдаются в большинстве ближайших спиральных галактик [3]. На Солнце сильные неосесимметричные магнитные поля проявляются в коронарных дырах, активных долготах и формируют секторную структуру межпланетного магнитного поля. В недавно исследованных спутником "Вояджер-2" магнитных полях Урана и Нептуна также доминирует неосесимметричная составляющая [4, 5].

Настоящая работа посвящается определению наиболее общих условий возбуждения крупномасштабных неосесимметричных магнитных структур механизмом гидромагнитного динамо. Особое внимание уделяется условиям, при которых неосесимметричные структуры могут доминировать над осесимметричными. По-видимому, именно при таких условиях происходит генерация магнитных полей Солнца, многих спиральных галактик, Урана и Нептуна. Следует отметить, что наблюдаемое преимущественное возбуждение неосесимметричных магнитных структур невозможно описать в рамках упрощенных моделей [1 - 3], применявшихся ранее. В предлагаемой работе получено приближенное асимптотическое решение проблемы методом типа ВКБ. Это решение сводит к простым аналитическим выражениям усло-

вия возбуждения наблюдаемых неосесимметричных магнитных структур.

В следующем разделе вводится приближение сильной генерации в кинематическом динамо, описывающем возбуждение различных магнитных структур. Далее, на основе этого приближения строится локальное асимптотическое решение при преобладающем дифференциальном вращении. Следующие из этого решения условия возбуждения неосесимметричных магнитных структур подробно анализируются в разделе 4. В разделе 5 обсуждаются основные результаты работы.

## 2. КИНЕМАТИЧЕСКОЕ ДИНАМО В ПРИБЛИЖЕНИИ СИЛЬНОЙ ГЕНЕРАЦИИ

Основными источниками крупномасштабных средних магнитных полей Солнца, планет и галактик [1 - 3] являются средняя спиральность  $\alpha$  с характерной величиной  $\alpha_*$  и дифференциальное вращение  $\Omega$ , оцениваемое характерным перепадом угловой скорости вращения  $\Omega_*$  в зоне генерации. Противодействует генерации магнитная диффузия  $\eta$ , включающая в себя омическую диссиацию. Чем меньше отношения  $(\eta/\Omega_*)$  и  $(\eta/\alpha_*)$ , тем сильней генерация. Корень кубический из произведения этих отношений имеет размерность длины. Эта длина тем меньше по сравнению с характерным масштабом задачи  $r_*$ , чем сильней генерация. И при достаточно сильной генерации

$$\varepsilon = (\eta^2/\alpha_* \Omega_*)^{1/3} r_*$$

– малый параметр. С другой стороны,  $\varepsilon$  – корень кубический из обратного динамо-числа. Это число,

как известно [1], характеризует суммарную интенсивность источников генерации. Для возбуждения определенной магнитной структуры необходимо, чтобы интенсивность источников генерации превысила пороговую величину, зависящую от пространственного распределения  $\alpha$ ,  $\Omega$  и  $\eta$ . Само присутствие магнитных полей во всех рассматриваемых астрофизических объектах свидетельствует о том, что интенсивность генерации достаточно высока. Поэтому естественно решать проблему кинематического динамо в приближении сильной генерации, когда  $\epsilon \ll 1$ . Реальные оценки величины  $\epsilon$  для галактик, Солнца и планет [6 - 8] дают  $\epsilon = 10^{-1} - 10^{-2}$ . Видно, что этот параметр в действительности не слишком мал. Однако его введение позволяет получать решение проблемы кинематического динамо, обладающее весьма высокой степенью общности.

Три размерные величины  $\Omega_*$ ,  $\alpha_*$  и  $\eta$  образуют безразмерное число

$$q = (\Omega_* \eta / \alpha_*^2)^{1/3},$$

которое однозначно определяет режим генерации. Любая другая безразмерная комбинация  $\Omega_*$ ,  $\alpha_*$  и  $\eta$  может быть представлена, как некоторая степень  $q$ . Степень  $1/3$  выбрана из-за того, что в этом случае  $q$  равно отношению больших асимптотических параметров, описывающих интенсивность генерации при чистом  $\omega$ - [7] и  $\alpha^2$ -динамо [3] соответственно. Поэтому чем больше  $q$ , тем больше относительная роль  $\omega$ -динамо, а чем оно меньше, тем больше влияет на генерацию  $\alpha^2$ -динамо-процесс. Когда же  $q$  порядка единицы, то необходимо учитывать оба механизма генерации, и соответствующий режим генерации естественно назвать  $\alpha^2\omega$ -динамо.

Условимся далее везде измерять время в диффузионных единицах  $r_*^2 / \eta$ , длину в характерных размерах  $r_*$ , спиральность  $\alpha$  в  $\alpha_*$  и дифференциальное вращение  $\Omega$  в  $\Omega_*$ . Тогда основное уравнение кинематического динамо в приближении сильной генерации запишется в следующем безразмерном виде [6 - 8]:

$$\begin{aligned} \epsilon^2 \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + q \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial \phi} &= qr \sin \theta (\nabla \Omega \cdot \mathbf{B}) \hat{\phi} + \\ &+ \frac{\epsilon}{q} \nabla \times (\alpha \mathbf{B}) + \epsilon^2 \Delta \mathbf{B}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{B}$  – крупномасштабное магнитное поле, возбуждаемое кинематическим динамо,  $(r, \theta, \phi)$  – сферическая система координат и  $\hat{\phi}$  – единичный вектор в азимутальном направлении.

В следующем разделе будет получено локальное, асимптотическое по  $\epsilon$  решение (3) при зна-

чительно преобладающем дифференциальном вращении ( $q \gg 1$ ), т.е. для чистого  $\omega$ -динамо-режима генерации. Такой режим генерации, в первом приближении, характерен для МГД-динамо Солнца, спиральных галактик и недр планет.

### 3. АСИМПТОТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ

Воспользуемся тем, что  $t, \phi$  не входят явно в (1) при  $\Omega = \Omega(r, \theta)$ ,  $\alpha = \alpha(r, \theta)$ , и будем искать асимптотическое по  $\epsilon$  решение вида

$$\mathbf{B} = \mathbf{F} e^{i\omega\phi + \gamma t + iS/\epsilon^d}. \quad (2)$$

Здесь  $\gamma(q, \epsilon)$  – комплексное число, а  $\mathbf{F}(r, \theta, q, \epsilon)$  и  $S(r, \theta, q)$  – комплекснозначные функции порядка единицы ( $S$  не зависит от  $\epsilon$ !).

Подставляя (2) в (1) получим, что при  $d > 1$  член  $\Delta \mathbf{B}$ , определяющий диссипацию поля, имеет порядок  $\epsilon^{2-d}$ , превосходящий порядок других членов (1), и такие поля только затухают. При  $d < 1$  в главном порядке по  $\epsilon$  отсутствуют члены, связанные с  $\Delta \mathbf{B}$ , и получающиеся решения не удовлетворяют граничным условиям на бесконечности. Поэтому физически содержательные решения возможны лишь при  $d = 1$ , т.е. характерный масштаб генерируемого поля равен  $\epsilon R$ . Убывание поля (граничные условия) будет обеспечиваться наличием растущей по  $r$  функции  $\text{Im } S > 0$ .

Медленно меняющуюся предэкспоненциальную функцию и собственное число естественно искать по теории возмущений в виде ряда по степеням  $\epsilon$ :

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_0 + \epsilon \mathbf{F}_1 + \dots, \quad \gamma = \epsilon^{-2}(\gamma_0 + \epsilon \gamma_1 + \dots). \quad (3)$$

Для определения уравнений, которым подчиняются  $\mathbf{F}_n$ ,  $\gamma_n$  и  $S$ , подставим (2), (3) в (1). В главном порядке по  $\epsilon$  получим линейную однородную систему уравнений относительно  $\mathbf{F}_0$  (где  $p = \gamma_0 + i\eta q \Omega + (\nabla S)^2$ ):

$$\begin{aligned} p \mathbf{F}_0 - (\nabla S \cdot \mathbf{F}_0) \nabla S - r \sin \theta q (\nabla \Omega \cdot \mathbf{F}_0) \hat{\phi} - \\ - i \frac{\alpha}{q} \nabla S \cdot \mathbf{F}_0 = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Умножая (4) скалярно на  $\nabla S$ , получим  $\nabla S \cdot \mathbf{F}_0 = 0$ , т.е. условие бездивергентности поля в главном порядке выполнено.

Система (4) имеет нетривиальное решение, когда равен нулю ее детерминант, что дает три корня  $p$ . Корню  $p = 0$  соответствует убывающее на бесконечности решение  $\text{Re } \gamma_0 \leq 0$ , т.е. поле убывает со временем. Поэтому физически интересны только значения  $p \neq 0$ . В этом случае получаем корни

$$p = \pm [ir \sin \theta \alpha \nabla \Omega \cdot \nabla S \times \hat{\phi} + \alpha^2 (\nabla S)^2 / q^2]^{1/2} \quad (5)$$

и соответствующее нетривиальное решение (4)

$$\mathbf{F}_0 = (i\alpha \nabla S \times \hat{\phi} + qp \hat{\psi}) \sigma(r, \theta, q). \quad (6)$$

Скалярная функция  $\sigma$ , определяющая медленно меняющуюся часть решения, находится из следующего приближения (порядок  $\epsilon^{-1}$ ) [9]:

$$\begin{aligned} p\mathbf{F}_1 - (\nabla S \cdot \mathbf{F}_1)\nabla S - r \sin \theta q(\nabla \Omega \cdot \mathbf{F}_1)\hat{\phi} - \\ - iq^{-1}\alpha \nabla S \times \mathbf{F}_1 = -[\gamma_1 \mathbf{F}_0 + i\nabla \times (\nabla S \times \mathbf{F}_0) + \\ + i\nabla S \times \nabla \times \mathbf{F}_0 - (\hat{\phi} \cdot \mathbf{F}_0)m \nabla S / r \sin \theta - \\ - q^{-1}\nabla \times (\alpha \mathbf{F}_0) - iq^{-1}\alpha \hat{\phi} \times \mathbf{F}_0 / r \sin \theta]. \end{aligned}$$

Детерминант этой линейной системы уравнений равен нулю в силу равенства нулю детерминанта системы (4). Чтобы существовало решение неоднородной и вырожденной системы второго приближения, ранг ее расширенной матрицы должен совпадать с рангом детерминанта. Это условие совместности дает уравнение для определения  $\sigma$  и  $\gamma_1$ :

$$\begin{aligned} i(2 - \alpha^2/pq^2)\nabla S \cdot \nabla \sigma + r \sin \theta \alpha \hat{\phi} \times \nabla \Omega \cdot \nabla \sigma / 2p + \\ + [(1 - \alpha^2/2pq^2)\nabla^2 S + \\ + i\nabla S \cdot (\nabla p/q + (1 - 3\alpha^2/2pq^2)\nabla \alpha/\alpha) + \\ + \hat{\phi} \times \nabla \Omega \cdot \nabla(r \sin \theta \alpha)/2p - \gamma_1]\sigma = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Итак, мы определили уравнения для главных членов решения (2), (3). Продолжая приравнивать коэффициенты при одинаковых степенях  $\epsilon$  в (1), можно получить из соответствующих условий совместности уравнения для последующих членов разложения (3). Однако для практических целей, как правило, достаточно разрешить уравнения (5), (7), дающие  $S$ ,  $\mathbf{F}_0$ ,  $\gamma_0$  и  $\gamma_1$ .

Будем строить асимптотическое решение (2), (3) при  $q \gg 1$ , пренебрегая в (5), (7) членами, пропорциональными  $q^{-2}$  ( $\alpha \Omega$ -динамо).

Быстро меняющаяся часть решения  $\exp(\epsilon^{-2}\gamma_0 t + i\epsilon^{-1}S)$  определяется из (5) и зависит от произведения источников  $\Gamma = r \sin \theta \alpha |\nabla \Omega|$ . Очевидно, что наиболее интенсивно поле генерируется вблизи  $\max |\Gamma|$  и поэтому естественно искать решение (5) в виде ряда по отклонениям от максимума  $|\Gamma|$ . Обозначим частные производные в этом максимуме, как  $\Gamma_{zz}$ ,  $S_{pp}$ ,  $\Omega_p$  и т.п., а значения функций и координат в нем будем отмечать индексом "0" (не следует путать с  $\mathbf{F}_0$ ).

Чтобы разрешить (5), надо задать закон вращения  $\Omega(r, \theta)$ . Мы рассмотрим общий для локального приближения случай, когда линии  $\Omega = \text{const}$  в меридиональном сечении являются параллельными прямыми.

Удобно перейти в прямоугольную систему координат:

$$z = r \sin(\theta - \theta_0 - \xi), \rho = r \cos(\theta - \theta_0 - \xi).$$

Здесь угол  $\xi$  характеризует относительный радиальный  $\Omega_r / |\nabla \Omega| = \cos \xi$  и широтный  $\Omega_\theta / r_0 |\nabla \Omega|_0 = \sin \xi$  градиенты  $\Omega$  в максимуме генерации ( $r_0, \theta_0$ ), а ось  $\rho$  направлена вдоль  $\nabla \Omega(\rho)$ .

Уравнение (5) принимает вид

$$\gamma_0 + imq\Omega + \left( \frac{\partial S}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial S}{\partial \rho} \right)^2 = \pm \left( i\Gamma \frac{\partial S}{\partial z} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

Решение ищем в виде ряда Тейлора, пренебрегая кубическими членами:

$$\begin{aligned} S = S_p(\rho - \rho_0) + S_z(z - z_0) + S_{pp}(\rho - \rho_0)^2/2 + \\ + S_{pz}(\rho - \rho_0)(z - z_0) + S_{zz}(z - z_0)^2/2. \end{aligned}$$

Коэффициенты ряда (т.е. производные  $S_p, S_z, S_{pp}, S_{pz}, S_{zz}$ ) и собственное число  $\gamma_0$  можно определить из шести нелинейных уравнений, которые получаются в точке  $(\rho_0, z_0)$  из (8) при однократном и двукратном дифференцированиях (8) по  $\rho, z$ . Пренебрегая кубическими членами в этих уравнениях, получим для решений, удовлетворяющих условию генерации  $\text{Re} \gamma_0 > 0$ , соотношения

$$S_p = -mq\Omega_p \rho_1 / M_*, \quad S_z = -ip_0^2 / \Gamma_0,$$

$$S_{pp} = iM_* / 2\rho_1, \quad S_{pz} = 0, \quad S_{zz} = \pm i\sqrt{p_0/6}/z_1, \quad (9)$$

$$\gamma_0 = 3p_0/4 - (mq\Omega_p \rho_1)^2/M_*^2 - imq\Omega_0.$$

Здесь знаки выбираются независимо и  $p_0 = (\Gamma_0/2)^{2/3}(1 \pm \sqrt{3}i)/2$ ;

$$\begin{aligned} M_* \equiv \pm \sqrt{p_0 + 2imq\Omega_{pp}\rho_1^2}, \quad \rho_1 \equiv \sqrt{-\Gamma_0/\Gamma_{pp}}, \\ z_1 \equiv \sqrt{-\Gamma_0/\Gamma_{zz}} \end{aligned}$$

характеризуют полуширины максимума  $|\Gamma|$  в направлении  $\nabla \Omega$  и вдоль линий  $\Omega = \text{const}$  соответственно. Для упрощения принято  $\Gamma_{pz} = 0$ .

В осесимметричном случае  $m=0$  (9) точно дает линейные и квадратичные члены разложения  $S$  в ряд Тейлора, так как при подстановке (9) в исходные нелинейные уравнения относительно  $S_p, S_z, S_{pp}, S_{pz}, S_{zz}$  и  $\gamma_0$  коэффициенты при третьих производных от  $S$  обнуляются. В неосесимметричном случае  $m \neq 0$  отличные от нуля коэффициенты при третьих производных равны  $2S_p \sim \rho_1$  и ими можно пренебречь, когда  $z_1$  и  $\rho_1 \ll 1$ , так как остальные члены этих уравнений имеют порядок  $z_1^{-2}$  и  $\rho_1^{-2}$ . Параметры  $z_1$  и  $\rho_1$  равны расстоянию, на котором  $|\Gamma|$  убывает примерно в два раза от максимальной величины  $|\Gamma_0|$ , и поэтому они меньше или порядка полутолщины слоя, в котором генерируется поле (т.е. где  $\Gamma \neq 0$ ). Поэтому

при концентрирующихся источниках (9) дает достаточно точно первые члены разложения  $S$  в ряд Тейлора.

Итак, мы определили быстропеременную часть решения

$$B \sim \exp(\epsilon^{-2} \operatorname{Re} \gamma_0 t - \epsilon^{-1} \operatorname{Im} S) \sin(\epsilon^{-2} \operatorname{Im} \gamma_0 t + \epsilon^{-1} \operatorname{Re} S).$$

Чтобы она давала  $B$ , удовлетворяющее граничным условиям в сферическом слое и убывающее на бесконечности, выберем в (9) знаки так, что  $\operatorname{Im} S_{pp}, \operatorname{Im} S_z > 0$ .

Определим теперь  $\sigma$ , дающее медленно меняющуюся предэкспоненциальную часть решения (6), из уравнения (7), которое вблизи максимума генерации преобразуется к виду

$$3iS_z(z - z_0)\frac{d\sigma}{dz} + 2iS_{pp}(\rho - \rho_0)\frac{d\sigma}{d\rho} + (iS_{pp} + 3iS_z/2 - \gamma_1)\sigma = 0.$$

Решениями этого уравнения являются однородные многочлены от  $z - z_0$  и  $\rho - \rho_0$ . Многочлену ну-

левой степени  $\sigma = \text{const}$  соответствует наиболее быстро растущая мода поля с  $\gamma_1 = iS_{pp} + 3iS_z/2$ , имеющая наименьшее пороговое динамо-число. Эта мода преобладает над остальными (при фиксированном  $t$ ) и поэтому представляет наибольший интерес.

Подставляя (при  $\sigma = \text{const}$ ) найденные  $\gamma_1$ ,  $S$  и  $\gamma_0$  из (9) и  $F_0$  из (6) в (2), (3), получим наиболее быстро растущую  $\Phi$ -моду поля  $B$  с точностью до главного порядка по  $\epsilon$  и собственное число  $\gamma = \epsilon^{-2}\gamma_0 + \epsilon^{-1}\gamma_1$  с точностью до двух порядков.

#### 4. УСЛОВИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ НЕОСЕСИММЕТРИЧНЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР

Используя результаты предыдущего раздела, выпишем приближенное выражение для скорости роста  $\operatorname{Re} \gamma$ , определяющей условия возбуждения осесимметричных ( $m = 0$ ) и неосесимметричных ( $m \neq 0$ ) магнитных структур,

$$\operatorname{Re} \gamma = \left[ \frac{3}{8} - 16P^2 \left( 1 + (8B - \sqrt{3}) \right)^2 \right] \epsilon^{-2} - \left[ \frac{R^{-1}}{4} \sqrt{1 + \sqrt{1 + (8B - \sqrt{3})^2}} + \frac{3}{4\sqrt{2}} \right] \epsilon^{-1} z_1^{-1}. \quad (10)$$

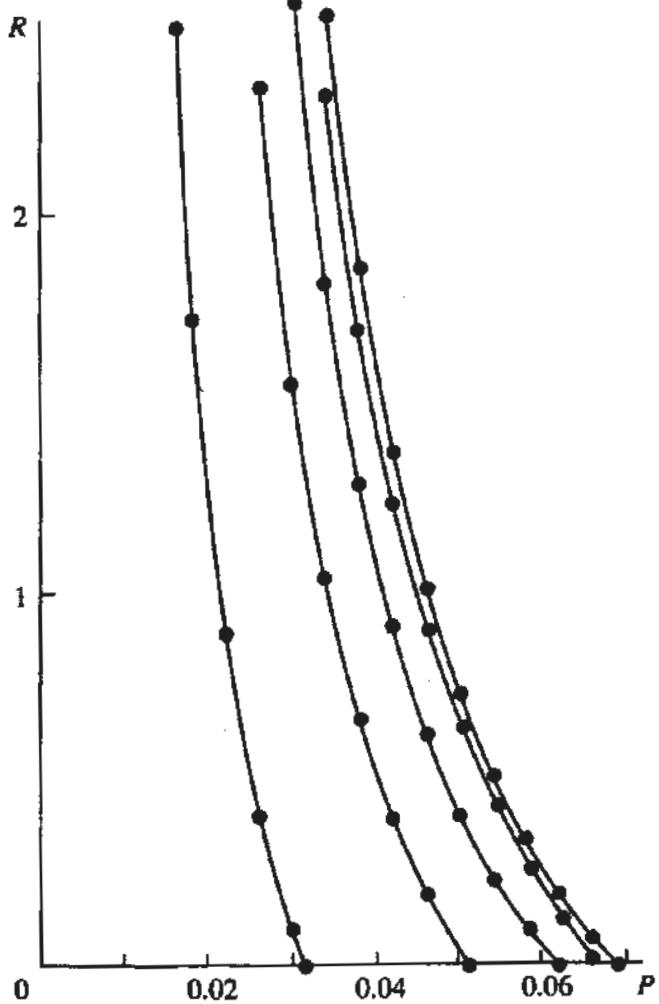
Здесь  $P = mq\rho_1/r_0 \sin \theta_0$ ,  $B \equiv P\rho_1|\Omega_{pp}/\Omega_p|$  и  $R \equiv \rho_1/z$  — три основных параметра, от которых зависит возбуждение неосесимметричных магнитных структур.

Прежде всего, для возбуждения неосесимметричных структур необходимо, чтобы  $\operatorname{Re} \gamma$  в главном порядке ( $\epsilon^{-2}$ ) было больше нуля, т.е.

$$P < \frac{\sqrt{1.5}}{8} \sqrt{1 + (8B - \sqrt{3})^2}. \quad \text{Это неравенство заве-}$$

домо выполняется, когда  $P < \sqrt{1.5}/8 \approx 0.15$ . Поскольку в рассматриваемом приближении  $q > 1$ , а  $r_0 \sin \theta_0 \approx 1$ , то для неосесимметричных ( $m \geq 1$ ) мод последнее неравенство может выполниться только если  $\rho_1 \leq 0.15$ . Таким образом, возбуждение неосесимметричных структур вообще возможно только в достаточно тонком (по сравнению с характерным размером задачи) слое вдоль градиента угловой скорости вращения.

Для преимущественного возбуждения неосесимметричных структур необходимо, чтобы критическое динамо-число  $D_{cr} = \epsilon_{cr}^{-3}$  неосесимметричной структуры было меньше критического динамо-числа осесимметричного ( $m = 0$ ) поля. Критическое динамо-число находится приравниванием (10) к нулю. И можно заключить, что преимущественное возбуждение неосесимметричных структур возможно только в определенном диапазоне параметров  $P, B$  и  $R$ .



Каждая кривая для фиксированных  $B$  (слева направо  $B = 0.01, 0.03; 0.05; 0.07$  и  $0.29$ ) и оси координат ограничивают область параметров, в которой неосесимметричные магнитные структуры возбуждаются преимущественно по сравнению с осесимметричными.

На рисунке на плоскости  $(P, R)$  изображены регионы параметров, в которых возможно преимущественное возбуждение неосесимметричных структур при различных значениях параметра  $B$ . При  $P \geq 0.07$  преимущественное возбуждение заведомо невозможno. С другой стороны, чем меньше отношение  $R$  толщины генерационного слоя вдоль  $\nabla\Omega$  к толщине вдоль линий  $\Omega = \text{const}$  (перпендикулярно  $\nabla\Omega$ ), тем в более широком диапазоне параметров возможно преимущественное возбуждение неосесимметричных структур. Таким образом, преимущественное возбуждение неосесимметричных мод возможно только в очень тонком вдоль градиента угловой скорости вращения слое. Точнее,  $\rho_1$  должно быть заведомо меньше 0.07. Кроме того, необходимо достаточно сильное изменение самого градиента угловой скорости вращения ( $\Omega_{pp}$ ), поскольку оптимальное значение параметра  $B = 0.29$ .

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение рассмотрим условия, необходимые для генерации сильных неосесимметричных структур в различных астрофизических объектах. При этом будем считать, что присутствие таких структур в реальных нелинейных динамо-системах возможно только при преимущественном возбуждении неосесимметричных структур в условиях кинематического динамо. Кроме того, примем, что полученное локально-асимптотическое решение (10) применимо для реальной ситуации. Отметим только, что для проверки последнего тезиса и построения более детальных динамо-моделей необходимы подробные численные исследования.

Начнем с сильных неосесимметричных галактических магнитных структур. Спиральные галактики отличаются тем, что их характерные размеры вдоль оси вращения в десятки раз меньше, чем в перпендикулярном направлении вдоль радиуса [3]. Поэтому, если характерный градиент угловой скорости вращения вдоль оси вращения порядка десятых долей или больше, чем радиальный градиент, то тогда характерная безразмерная полутолщина  $\rho_1$  будет достаточно мала ( $\leq 0.07$ ). В таких условиях возможно преимущественное возбуждение неосесимметричных магнитных структур, наблюдавшихся в большинстве ближайших спиральных галактик в виде бисимметричных конфигураций ( $m = 1$ ) и более сложных образований.

Наблюдательные данные [3] свидетельствуют о том, что достаточно сильное изменение угловой скорости вращения вдоль оси галактики вполне возможно. Однако, по-видимому, впервые наличие такого градиента используется в динамо-теории для обоснования преимущественной генера-

ции неосесимметричных галактических магнитных структур.

Генерация магнитного поля Солнца происходит в сравнительно тонкой вдоль радиуса конвективной зоне. Современные гелиосейсмологические данные [10] позволяют разделить эту зону как минимум еще на две части. В одной из частей, расположенных ближе к поверхности Солнца, угловая скорость вращения изменяется преимущественно вдоль широты. В другой части, расположенной у дна конвективной зоны, преобладает радиальный градиент угловой скорости вращения. Вероятно, именно в этой тонкой вдоль градиента угловой скорости вращения части конвективной зоны поддерживается генерация сильных неосесимметричных магнитных структур, формирующих коронарные дыры и активные долготы.

Исследования внутренней структуры таких планет, как Марс, Земля, Юпитер, Сатурн и Меркурий [11], позволяют заключить, что в этих планетах магнитные поля генерируются в достаточно протяженных областях с  $\rho_1 \sim 0.1$ . Поэтому во всех этих планетах осесимметричные магнитные структуры заметно преобладают. Напротив, в недрах Урана и Нептуна возможна генерация магнитного поля в сравнительно узком вдоль радиуса конвективном проводящем слое [11, 12]. По-видимому, этот слой настолько тонок, что возможно преимущественное возбуждение неосесимметричных магнитных структур. Поэтому не случайно исследованное "Вояджером-2" магнитное поле этих планет резко отличается от магнитных полей других планет Солнечной системы аномально большими наклонами магнитных dipole к осям вращения.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Parker E.N. *Cosmical magnetic fields*. Oxford: Clarendon Press, 1979.
2. Krause F., Radler H.-K. *Mean-Field Electrodynamics and Dynamo Theory*. Oxford: Pergamon, 1980.
3. Ruzmaikin A.A., Shukurov A.M., Sokoloff D.D. *Magnetic Fields of Galaxies*. Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1988.
4. Ness N.E., Acuna M.H., Burlaga L.F. et al. // *Science*. 1986. V. 233. P. 85 - 88.
5. Ness N.E., Acuna M.H., Burlaga L.F. et al. // *Science*. 1989. V. 246. P. 1473.
6. Starchenko S.V., Shukurov A.M. // *Astron. and Astrophys.* 1989. V. 214. P. 47.
7. Ruzmaikin A.A., Sokoloff D.D., Starchenko S.V. // *Solar Phys.* 1988. V. 115. P. 5.
8. Рузмайкин А.А., Старченко С.В. // Космич. исслед. 1989. Т. 27. С. 297.

9. *Maslov V.P., Fedorjuk M.V. Semi-Classical Approximation in Quantum Mechanics.* Dordrecht: Reidel D., 1981.
10. Proc. Symp. Seismology of the Sun and Sun-like Stars. Dordrecht: Reidel D., 1988.
11. *Ruzmaikin A.A., Starchenko S.V. // Icarus.* 1991. V. 93. P. 82.
12. *Hubbard W. Planetary Interiors.* N. Y.: Van Nostrand-Reinhold, 1984.

## Excitation of Nonaxisymmetric Magnetic Structures in Galaxies, the Sun, and Planets

S. V. Starchenko

We analyze the problem of primary excitation of nonaxisymmetric magnetic fields observed in spiral galaxies, on the Sun, and for planets like Uranus and Neptune. It is assumed that in these objects hydrodynamic dynamo is possible in relatively thin conducting convective layers. It is shown that nonaxisymmetric magnetic modes can be excited in preference to axisymmetric modes in such layers. For this to occur it is necessary for the gradient of the angular velocity of rotation to be relatively small and to have a nonzero component orthogonal to the layer.

УДК 52-726

## ОБ УРАВНЕНИИ СОСТОЯНИЯ РАВНОВЕСНОГО СИЛЬНО ЗАМАГНИЧЕННОГО ЭЛЕКТРОННО-НЕЙТРОННО-ЯДЕРНОГО ВЕЩЕСТВА

© 1995 г. В. С. Секержицкий

Педагогический институт, Брест, Беларусь

Поступила в редакцию 15.12.93 г.

Проведено вычисление давления и плотности энергии вырожденного сильно замагниченного вещества при плотностях больше  $10^{12}$  г/см<sup>3</sup>, устойчивого относительно  $\beta$ -процессов и пикноядерных реакций. Исследовано влияние сверхсильного магнитного поля на параметры компонент такого вещества.

1. Возможность существования в сверхплотных звездах магнитных полей большой интенсивности делает актуальной задачу об учете влияния таких полей на термодинамические характеристики плотного крайне вырожденного вещества при оценке параметров этих астрофизических объектов. Согласно существующим представлениям, в недрах белых карликов и в оболочках нейтронных звезд реализуется электронно-нейтронно-ядерная (*Aen*) фаза, в условиях которой вещество может находиться в абсолютно устойчивом состоянии термодинамического равновесия по отношению к  $\beta$ -процессам и пикноядерным реакциям [1].

Влияние сильного магнитного поля на равновесные параметры *Aen*-фазы холодного плотного вещества частично исследовалось в [2 - 4]. В настоящей работе рассматривается уравнение состояния абсолютно равновесного электронно-нейтронно-ядерного вещества в присутствии магнитных полей, индукции которых превышают квантовый предел сверхсильного поля для ультрарелятивистских электронов.

Расчеты проведены в рамках статистической термодинамики равновесных систем, без учета малой величины вакуумного (аномального) магнитного момента электрона. При этом, как и в [2 - 4], не учитывалась зависимость магнитного момента свободного нейтрана от индукции магнитного поля. Корректность последнего приближения для задач, аналогичных рассматриваемой, обоснована в [5].

2. Пренебрегая кинетической энергией и взаимодействием ядер по сравнению с их энергией покоя и считая, что электроны и свободные нейтроны образуют крайне вырожденные идеальные газы, представим плотность энергии среды как

сумму плотностей энергий ядер, электронов и свободных нейтронов [1 - 4]:

$$w = w_A + w_e + w_n. \quad (1)$$

При этом концентрации компонент вещества связаны соотношением

$$n = n_n + An_A = n_n + AZ^{-1}n_e, \quad (2)$$

где  $n$  – концентрация всех нуклонов,  $A$  и  $Z$  – массовое и зарядовое числа ядра.

Плотность энергии ядер  $w_A$  вычисляем с помощью модифицированной в [6, 7] формулы Бете–Вайцзеккера:

$$\begin{aligned} w_A/n_A = & (A - Z)m_n c^2 + Zm_p c^2 - c_0 A + c_1 A^{2/3} + \\ & + c_2 Z^2 A^{-1/3} + c_3 A (1 - 2ZA^{-1})^2 + \\ & + c_4 A (1 - 2ZA^{-1})^4 + c_5 B^2 Z A^{2/3}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $m_n$  и  $m_p$  – массы нейтрана и протона,  $B$  – индукция магнитного поля; значения коэффициентов  $c_0$ ,  $c_1$ ,  $c_2$ ,  $c_3$  даны в [1],  $c_4 = c_3/27$  [6],

$c_5 = e^2 r_0^2 / (20m_p c^2)$  [7],  $r_0 = 1.2 \times 10^{-13}$  см,  $e$  – заряд протона. В [2] не учитывались предпоследнее и последнее слагаемые (3), позволяющие применять эту формулу для описания аномально богатых нейтронами ядер в сильном магнитном поле.

В сверхсильном для ультрарелятивистских электронов магнитном поле [8]

$$w_e = \frac{1}{2}\chi_e n_e = \frac{\pi^2 \hbar^3 c n_e^2}{2m_e \mu_B B} = P_e, \quad (4)$$

где  $\chi_e$  – химический потенциал электронов,  $P_e$  – их давление,  $m_e$  – масса электрона,  $\mu_B$  – магнетон

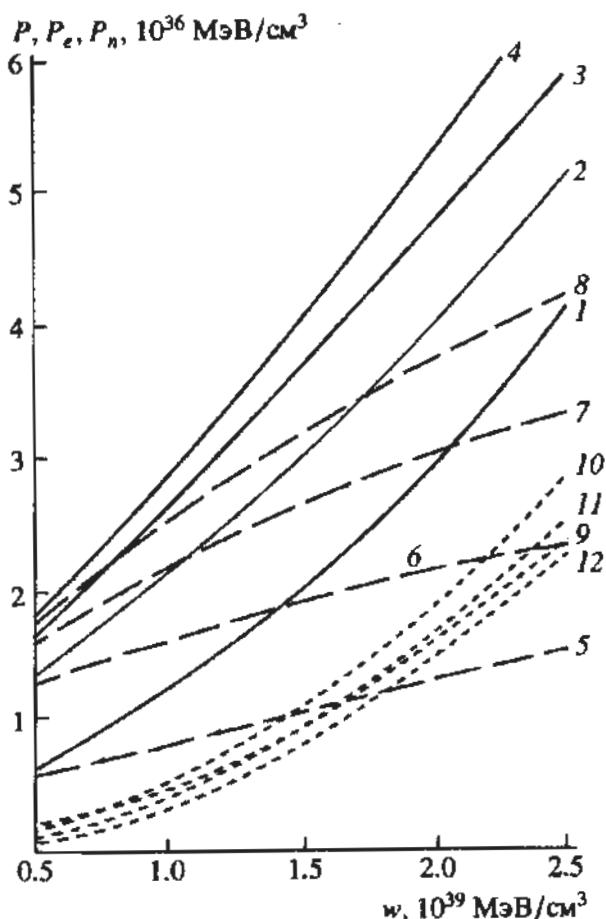


Рис. 1. Зависимость  $P$  (1 - 4),  $P_e$  (5 - 8) и  $P_n$  (9 - 12) от  $w$  при  $B = 0$  (1, 5, 9),  $10^{17}$  Гс (2, 6, 10),  $1.5 \times 10^{17}$  Гс (3, 7, 11),  $2 \times 10^{17}$  Гс (4, 8, 12).

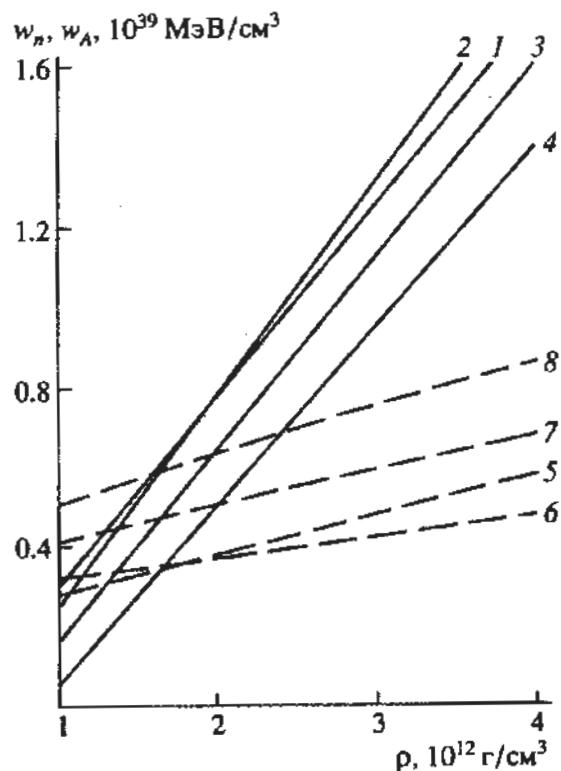


Рис. 2. Зависимость  $w$  (1 - 4) и  $w_A$  (5 - 8) от  $\rho$  при  $B = 0$  (1, 5),  $10^{17}$  Гс (2, 6),  $1.5 \times 10^{17}$  Гс (3, 7),  $2 \times 10^{17}$  Гс (4, 8).

Бора. Для нерелятивистских нейтронов, используя результаты [9], несложно показать, что

$$w_n = n_n \left[ m_n c^2 + \zeta_n - \frac{(1 - \mu_n B)^{1/2} + (1 + \mu_n B)^{1/2}}{(1 - \mu_n B)^{1/2} - (1 + \mu_n B)^{1/2}} \right], \quad (5)$$

$$n_n = \frac{(2m_n)^{3/2}}{6\pi^2 \hbar^3} [(1 - \mu_n B)^{1/2} + (1 + \mu_n B)^{1/2}], \quad (6)$$

$$P_n = n_n (m_n c^2 + \zeta_n) - w_n. \quad (7)$$

Здесь  $m_n c^2 + \zeta_n$  – химический потенциал свободных нейтронов,  $P_n$  – их давление,  $\mu_n$  – магнитный момент пейтрана.

При фиксированных значениях  $n$  и  $B$  плотность энергии  $w$  – функция независимых параметров  $n_n$ ,  $Z$  и  $A$ . Абсолютно устойчивому состоянию термодинамического равновесия соответствует условие полного минимума величины  $w$ :

$$\frac{\partial w}{\partial n_n} = \frac{\partial w}{\partial Z} = \frac{\partial w}{\partial A} = 0. \quad (8)$$

Это дает:

$$\begin{aligned} \zeta_n &= c_3 - c_0 + c_1 A^{-1/3} - y^2 (4c_3 + c_2 A^{2/3}) + \\ &+ c_4 (1 - 2y)^3 (1 + 6y), \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \chi_e &= m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3 - 2y (4c_3 + c_2 A^{2/3}) + \\ &+ 8c_4 (1 - 2y)^3 - c_5 B^2 A^{2/3}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$y = \frac{Z}{A} = \left( \frac{c_1}{2c_2 A} + \frac{c_5^2 B^4}{4c_2^2} \right)^{1/2} - \frac{c_5 B^2}{2c_2}. \quad (11)$$

Приведенные выше соотношения позволяют вычислять параметры  $Ae\pi$ -фазы абсолютно равновесного вещества при заданных значениях индукции магнитного поля  $B$  и массовой плотности  $\rho = m_n n$  и устанавливают параметрическую зависимость между давлением  $P$  и плотностью энергии среды  $w$  (уравнение состояния).

3. Результаты численных расчетов представлены на рис. 1 - 3. На рис. 1 даны зависимости парциальных давлений электронного и нейтронного газов и полного давления  $P = P_e + P_n$  от плотности энергии  $w$  вещества для ряда значений индукции магнитного поля. Легко видеть, что с ростом  $B$  увеличиваются  $P_e$  и  $P$ , а  $P_n$  сначала увеличивается, а затем уменьшается. Очевидно, дальнейший рост  $B$  привел бы к исчезновению свободных нейтронов при рассматриваемых плотностях в соответствии с выводами [2, 3] о смещении нижнего порога  $Ae\pi$ -фазы в сторону более высоких плотностей

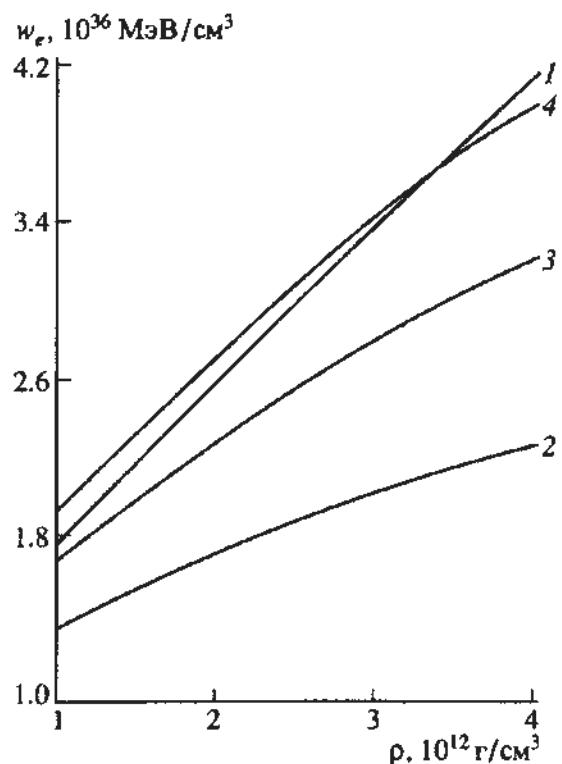


Рис. 3. Зависимость  $w_e$  от  $\rho$  при  $B = 0$  (2),  $10^{17}$  Гс (2),  $1.5 \times 10^{17}$  Гс (2),  $1.5 \times 10^{17}$  Гс (3),  $2 \times 10^{17}$  Гс (4).

сверхсильным магнитным полем. Однако, в данном случае проводить расчеты для поля с индукцией  $B > 2 \times 10^{17}$  Гс вряд ли корректно, т.к. плотность энергии магнитного поля будет превышать плотность энергии покоя вещества.

На рис. 2 и 3 приведены зависимости плотностей энергий компонент вещества от массовой плотности для разных значений  $B$ . Небольшой диапазон плотностей позволяет считать магнитное поле постоянным для всех линий на графике, не учитывая возможную в реальных астрофизических объектах зависимость индукции магнитного поля от плотности вещества. При заданном значении  $\rho$  с ростом  $B$  наблюдается тенденция к

увеличению  $w_A$  и уменьшению  $w_n$ ; величина  $w_e$  сначала заметно уменьшается, а затем имеет тенденцию к увеличению. Плотность энергии среды  $w$  при  $\rho = \text{const}$ , как показывают расчеты, весьма слабо зависит от  $B$ .

4. Отметим в заключение, что описанные результаты получены в рамках определенных модельных представлений и предположений, не обязательно соответствующих реальным ситуациям в сверхплотных астрофизических объектах, и носят, в известной степени, качественный характер. Тем не менее, используя выводы [9, 10], можно показать, что учет кулоновских и ядерных взаимодействий компонент среды не вносит существенных изменений в количественные и качественные результаты данной работы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Саакян Г.С. Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс. М.: Наука, 1972. 344 с.
- Секержицкий В.С., Шульман Г.А. // Астрофизика. 1977. Т. 13. С. 473.
- Бахалбашян А.Р., Недялкова Г.М., Секержицкий В.С., Шульман Г.А. // Проблемы космической физики. Киев: КГУ, 1980. С. 137.
- Секержицкий В.С., Секержицкий С.С., Шульман Г.А. // Исследования по физике звезд. Л.: ЛГПИ, 1981. С. 25.
- Липовецкий С.С., Секержицкий В.С. // Астрон. журн. 1993. Т. 70. С. 1296.
- Варташян Ю.Л., Овакимова Н.К. // Астрон. журн. 1972. Т. 49. С. 306.
- Леinson Л.Б., Ораевский В.Н. // Ядерн. физика. 1978. Т. 27. С. 1457.
- Шульман Г.А. // Астрофизика. 1975. Т. 11. С. 89.
- Иванов М.А., Липовецкий С.С., Секержицкий В.С. // Астрофизика. 1989. Т. 31. С. 191.
- Липовецкий С.С., Секержицкий В.С. // Астрофизика. 1984. Т. 20. С. 315.

## On the Equation of State of Strongly Magnetized Electron-Neutron-Nuclear Matter

V. S. Sekerzhitskii

Pressure and energy density of degenerate strongly magnetized matter at densities greater  $10^{12} \text{ g}/\text{см}^3$  that is stable against  $\beta$ -processes and pion-nuclear reactions are calculated. Influence of a superstrong magnetic field on parameters of components of such matter is investigated.

УДК 523.942-64

## К ВОПРОСУ О ПРОФИЛЯХ СЕЛЕКТИВНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ИСПУСКАНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ

© 1995 г. Г. Ф. Ситник

Астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

Поступила в редакцию 16.06.93 г.

Показано, что различие профилей коэффициентов испускания и поглощения для данного перехода в атоме, выявленное на основе метода мультиплетных линий, не может быть объяснено современной теорией профилей линий. Внутри неподвижного атома нет причин для появления такого различия, так как согласно квантовой механике вероятность перехода вниз или вверх одинакова. В качестве причины различия профилей субординатных линий предполагается отклонение распределения скоростей возбужденных излучающих и поглощающих атомов от Максвелловского. Данное отклонение состоит в том, что среди этих атомов полностью отсутствуют такие, у которых скорости меньше некоторого значения, определяемого доплеровским смещением для верхнего и нижнего состояний перехода. Получена трехпараметрическая формула профиля линии, частным случаем которой является известная формула Фойгта. Указанный механизм приводит к различному понижению центральной части профиля линий испускания и поглощения и расширению крыльев профиля по сравнению со случаем максвелловского распределения скоростей.

В работах [1 - 3] на основе исследования профилей линий установлено различие профилей селективных коэффициентов испускания и поглощения для соответствующего перехода между двумя уровнями в атоме. Профиль коэффициента испускания шире профиля коэффициента поглощения, что приводит к различию их значений, особенно в крыльях. Различие этих коэффициентов эквивалентно изменению селективной функции источника с частотой внутри линии: рост ее к крыльям линии. Этот результат получен как по линиям испускания высших членов серии Бальмера и зеленого триплета магния в протуберанце [1, 2], так и по линиям поглощения инфракрасного триплета кислорода в солнечной атмосфере [3].

Факт различия профилей коэффициентов испускания и поглощения в солнечной атмосфере существующие физические теории профилей линий не могут объяснить. Квантовая механика показывает, что вероятность перехода атома из нижнего состояния в верхнее и наоборот одинакова. Конкретные расчеты, выполненные для неподвижного излучающего и поглощающего атома в случае затухания излучения [4] и в случае столкновительного расширения [5], показали одинаковость профилей коэффициентов испускания и поглощения. Известная формула профиля линий Фойгта имеет одинаковый вид для поглощения и испускания и не содержит какого-либо дополнительного параметра, позволяющего объяснить или понять существующее в действительности различие профилей коэффициентов. Поэтому необходим анализ теоретических основ образования профилей линий с учетом как внутреннего со-

стояния излучающего и поглощающего атомов, так и внешних физических условий, в которых находятся эти атомы.

Рассмотрим субординатные линии. Мы предполагаем, что в образовании этих линий участвуют радиационные процессы рассеяния и поглощения квантов и упругие столкновения излучающих и поглощающих атомов с возмущающими частицами. Неупругими столкновениями пренебрегаем. Это означает, что не учитываются столкновительные переходы на другие уровни атома (возбуждение атомов и их ионизация или девозбуждение и рекомбинация) и все поглощенные кванты переизлучаются внутри рассматриваемой линии.

Неупругие столкновения не могут перераспределить излучение в области линии  $v' \sim v_0$ . Тушащие эффекты неупругих столкновений приводят только к переводу последующей излучения в совершенно другую область спектра или вызывают последующие нерадиационные переходы. Результирующий эффект неупругих столкновений сводится к тому, что функция частотного перераспределения не нормируется к единице. Наоборот, упругие столкновения приводят лишь к изменению скоростей сталкивающихся частиц и перераспределению излучающих и поглощающих атомов по субсостояниям внутри энергетических состояний верхнего и нижнего уровня рассматриваемого перехода. Упругие столкновения, расширяя заметно естественную ширину энергетических уровней атома и не вызывая переходов на другие уровни, значительно воздействуют на

перераспределение частот в линии и образование профилей коэффициентов поглощения и испускания для данной линии.

Теперь мы должны рассмотреть поглощение и испускание излучения ансамблем атомов со случным движением, которые испытывают переходы между двумя расширенными состояниями. Для определения коэффициента поглощения ансамблем хаотически двигающихся атомов, как известно (см., например, [6, 7]), нужно взять интеграл от смещенных дисперсионных профилей по всем возможным скоростям  $V$  и направлениям движения  $\Phi$ . Иначе говоря, получить свертку дисперсионной формулы и максвелловского распределения скоростей. В результате такой свертки получается формула Фойгта.

Очевидно, что такой прием справедлив при отсутствии корреляции между допплеровским расширением и расширением из-за затухания излучения и давления. Нет оснований ожидать какой-то взаимосвязи между эффектом Допплера и естественным расширением. Но не так ясно с корреляцией между столкновительным и допплеровским расширениями, так как столкновения с излучателем изменяют также его вектор скорости. Эффект этой корреляции считается малым из-за того, что возмущающая частица (электрон, атом водорода на Солнце) легче излучателя и большинство столкновений, существенных для перераспределения излучения в линии, редко будет приводить к большим изменениям скорости излучателя [5]. Несколько нам известно, детального рассмотрения этого вопроса до сих пор не осуществлено и приходится пользоваться общепринятым приемом.

До сих пор в основе построения профилей линий, являющихся результатом совместного действия эффекта затухания и допплеровского эффекта, лежало представление о максвелловском распределении скоростей. Однако для субординатной линии априори не следует, что атомы в соответствующем возбужденном энергетическом состоянии распределены по скоростям согласно Максвеллу. Мы примем, что атомы в основном состоянии и электроны распределены по этому закону скоростей. Наоборот, распределение скоростей возбужденных атомов, вероятно, зависит от механизма возбуждения.

При столкновительном возбуждении (и прежде всего электронами) наиболее вероятно, что возбужденные атомы будут распределены по скоростям согласно такому же закону, как электроны или другие сталкивающиеся с атомом частицы, т.е. по закону Максвелла. При возбуждении атома радиационными процессами можно ожидать отклонения распределения скоростей возбужденных атомов от максвелловского, причем

для нижнего и верхнего состояния перехода по-разному.

Действительно, частота поглощаемого (или испускаемого) движущимся атомом кванта определяется соотношением Допплера. Таким образом, чтобы атом был способен поглотить квант рассматриваемой частоты  $v'$  его полная скорость должна быть не меньше

$$V_1 = c \frac{|v' - v_0|}{v_0}, \quad (1)$$

где  $v_0$  – центральная частота, соответствующая переходу атома из нижнего возбужденного состояния в верхнее возбужденное состояние. Это означает, что среди поглощающих атомов с возбужденным нижним состоянием изучаемого перехода вовсе не будет таких, у которых скорости были бы меньше  $V_1$ . Иначе говоря, распределение атомов по скоростям будет резко отличаться от максвелловского. Аналогичное положение имеет место и для верхнего состояния перехода.

Теперь мы можем приступить к выводу коэффициента поглощения в случае отклонения от максвелловского распределения поглощающих атомов. Для этого мы используем методику вычисления коэффициента поглощения, которая была применена в [4] для случая, когда все поглощающие атомы имеют максвелловское распределение скоростей. Предполагается, что не имеется преимущественного движения атомов и что они все движутся одинаково по всем направлениям.

Тогда только часть атомов, равная  $\frac{1}{2} \sin \phi d\phi$ , имеет направление внутри углов от  $\Phi$  до  $\Phi + d\phi$ . Чтобы получить коэффициент поглощения ансамбля атомов в расчете на один атом, мы должны вычислить интеграл

$$\int \int \alpha'(v) f(w) \frac{1}{2} \sin \phi d\phi dw = \\ = \frac{4 \pi e^2}{\sqrt{\pi m c}} f_{lu} \frac{\delta_{lu}}{\pi} \int \int_{w=0}^{\infty} \frac{e^{-w^2} \frac{1}{2} w^2 \sin \phi d\phi dw}{\left[ v - v_0(1 + w \frac{V_0}{c} \cos \phi) \right]^2 + \delta_{lu}^2}. \quad (2)$$

Напомним, что пределы по всем возможным скоростям  $w$  определяются тем, что поглощающих возбужденных атомов со скоростями  $w < w_1 = \frac{V_1}{V_0}$  нет. Таким образом ансамбль  $N$  поглощающих

атомов ведет себя так, как если бы каждый атом имел коэффициент поглощения, равный

$$\alpha(v) = \frac{\pi e^2}{mc} f_{lu} \frac{2}{\pi} \frac{a}{b \sqrt{\pi}} \int_{w_1}^{\infty} \int_0^{\pi} \frac{e^{-w^2} w^2 \sin \phi d\phi dw}{(v - w \cos \phi)^2 + a^2}, \quad (3)$$

где введены следующие обозначения

$$w = \frac{V}{V_0} = \frac{\Delta v}{\Delta v_D} = \frac{\Delta \lambda}{\Delta \lambda_D}$$

$$(так как \frac{\Delta v_D}{v_0} = \frac{\Delta \lambda_D}{\lambda_0} = \frac{V}{c} \text{ и } \frac{\Delta v}{v} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{V}{c}),$$

$$b = V_0 \frac{V_0}{c} = \Delta v_D = \frac{c}{\lambda_u^2} |\Delta \lambda_D|$$

$$(далее v = \frac{v - v_t}{b} = \frac{v - v_0}{\Delta v_D} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta \lambda_D}), \quad (4)$$

$$a = \frac{\delta_{lu}}{b} = \frac{\delta_{lu}}{\Delta v_D} = \frac{\Delta \lambda_{NC}}{\Delta \lambda_D} \quad \left( \text{так как } \Delta \lambda_{NC} = \frac{\lambda_0^2}{c} \delta_{lu} \right),$$

$$V_0 = \sqrt{\frac{2kT}{m} + V_t^2} \quad (T - \text{кинетическая температура, } V_t - \text{турбулентная скорость}).$$

Здесь величины  $\Delta v_D$  и  $\Delta \lambda_D$  обозначают доплеровские полуширины, а  $\delta_{lu}$  и  $\Delta \lambda_{NC}$  – полуширины дисперсионной формулы поглощения с учетом влияния столкновений. При выводе формул (4) подразумеваем  $v \sim v_0$  и для разностей частот или длин волн подразумеваются абсолютные значения.

Интегрирование по  $\phi$  легко выполнить. Мы имеем

$$\begin{aligned} & a \int_0^{\pi} \frac{w \sin \phi d\phi}{(v - w \cos \phi)^2 + a^2} = \\ & = \arctg \left( \frac{v + w}{a} \right) - \arctg \left( \frac{v - w}{a} \right). \end{aligned}$$

Используя это равенство, можно переписать выражение (3) в виде

$$\begin{aligned} \alpha(v) &= \frac{\pi e^2}{mc} f_{lu} \frac{2}{\pi b \sqrt{\pi}} \times \\ &\times \int_{w_1}^{\infty} w e^{-w^2} \left[ \arctg \left( \frac{v + w}{a} \right) - \arctg \left( \frac{v - w}{a} \right) \right] dw. \end{aligned} \quad (5)$$

Сначала оценим коэффициент поглощения в центре линии ( $v = 0, \lambda = \lambda_0$ ). Выражение в квадратных скобках в формуле (5) становится равным

$$\arctg \left( \frac{v + w}{a} \right) - \arctg \left( \frac{v - w}{a} \right) = 2 \arctg \frac{w}{a}.$$

Для не очень плотной среды, когда затухание мало ( $a \ll 1$ ), отношение  $\frac{w}{a}$  велико в пределах значений  $w = \frac{V}{V_0}$ , при которых заметен вклад в интеграл (5). Тогда имеем приближенно

$$\arctg \frac{w}{a} = \frac{\pi}{2} - \frac{a}{w}.$$

Таким образом, интеграл из выражения (5) будет

$$\begin{aligned} & \int_{w_1}^{\infty} e^{-w^2} 2w \arctg \frac{w}{a} dw = \int_{w_1}^{\infty} e^{-w^2} 2w \left( \frac{\pi}{2} - \frac{a}{w} \right) dw = \\ & = \frac{\pi}{2} e^{-w_1^2} - 2a \left[ \int_0^{\infty} e^{-w^2} dw - \int_0^{w_1} e^{-w^2} dw \right] = \\ & = \frac{\pi}{2} e^{-w_1^2} - a \sqrt{\pi} \left[ 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{w_1} e^{-w^2} dw \right] = \\ & = \frac{\pi}{2} \left[ e^{-w_1^2} - \frac{2}{\sqrt{\pi}} a (1 - \operatorname{erf} w_1) \right], \end{aligned}$$

$$\text{где } \operatorname{erf} x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-y^2} dy.$$

Подставляя это выражение в соотношение (5), получим коэффициент поглощения в центре линии с учетом члена первого порядка относительно  $a$

$$\begin{aligned} \alpha_0(\lambda_0) &= \frac{\pi e^2}{mc} f_{lu} \frac{1}{b \sqrt{\pi}} \left[ e^{-w_1^2} - \frac{2}{\sqrt{\pi}} a (1 - \operatorname{erf} w_1) \right] = \\ & = \frac{\pi e^2}{mc^2 f_{lu} \Delta \lambda_D} \frac{\lambda_0^2}{\sqrt{\pi}} \left[ e^{-w_1^2} - \frac{2}{\sqrt{\pi}} a (1 - \operatorname{erf} w_1) \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

Обычно в выражении (6) член с  $a$  отбрасывается, но это вносит в теорию профиля линий Фойгта внутреннее противоречие, так как центральная интенсивность линии определяется при  $a = 0$ , а при расчете по формуле учитываются первый и высшие порядки малости величины  $a$ . Отсюда центральная интенсивность линии получается ошибочной (например, при  $a = 0.2$  имеем  $\alpha_0(\lambda_0) = 0.809$  вместо единицы [7]). Конечно, такое уточнение в общем виде усложняет задачу и необходимость его использования должна решаться с учетом физических условий задачи. Используя выражение (6) для  $\alpha_0(\lambda_0)$ , мы из уравнения (5) определим профиль коэффициента

поглощения  $\phi$ , нормированный относительно поглощения в центре линии в виде

$$\begin{aligned}\phi(\lambda) &= \frac{\alpha(\lambda)}{\alpha_0(\lambda_0)} = \\ &= \frac{2}{\pi} \int_{w_1}^{\infty} e^{-w^2} w \left[ \operatorname{arctg} \left( \frac{v+w}{a} \right) - \operatorname{arctg} \left( \frac{v-w}{a} \right) \right] dw.\end{aligned}\quad (7)$$

Для нахождения интегралов по  $w$  в равенстве (7) применим интегрирование по частям. В результате получим новую формулу профиля коэффициента поглощения для субординатной линии в случае немаксвелловского распределения скоростей возбужденных атомов в виде, представленном выше:

$$\begin{aligned}\phi(\lambda) &= -\frac{\alpha(\lambda)}{\alpha_0(\lambda_0)} = \\ &= \frac{1}{\pi} e^{-w_1^2} \left[ \operatorname{arctg} \left( \frac{v+w_1}{a} \right) - \operatorname{arctg} \left( \frac{v-w_1}{a} \right) \right] + \\ &+ \frac{a}{\pi} \left[ \int_{w_1}^{\infty} \frac{e^{-w^2} dw}{a^2 + (v+w)^2} + \int_{w_1}^{\infty} \frac{e^{-w^2} dw}{a^2 + (v-w)^2} \right] = \\ &= \frac{1}{\pi} e^{-w_1^2} \left[ \operatorname{arctg} \left( \frac{v+w_1}{a} \right) - \operatorname{arctg} \left( \frac{v-w_1}{a} \right) \right] + \\ &+ \frac{a}{\pi} \left[ \int_{-\infty}^{-w_1} \frac{e^{-w^2} dw}{a^2 + (v-w)^2} + \int_{w_1}^{\infty} \frac{e^{-w^2} dw}{a^2 + (v-w)^2} \right].\end{aligned}\quad (8)$$

Обобщенная формула (8) содержит три параметра:  $\Delta\lambda_D$ ,  $a$ ,  $w_1$ . Нормировка (8) определяется интегралом по всему профилю

$$\begin{aligned}\int_{-\infty}^{\infty} \alpha(\lambda) d(\Delta\lambda) &= \alpha_0(\lambda_0) \int_{-\infty}^{\infty} \phi(\Delta\lambda) d(\Delta\lambda) = \frac{\pi e^2}{mc^2 f \lambda_0^2} \\ \text{или } \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\lambda_D} \left[ e^{-w_1^2} - \frac{2}{\sqrt{\pi}} a (1 - \operatorname{erf} w_1) \right] \bar{\phi} &= 1,\end{aligned}\quad (9)$$

где для краткости  $\bar{\phi} = \int_{-\infty}^{\infty} \phi(\Delta\lambda) d(\Delta\lambda)$  обозначает интеграл по всему наблюдаемому профилю коэффициента поглощения ( $\bar{\phi}$ ) или испускания ( $\bar{\psi}$ ). Равенство (9) представляет собой одно из трех уравнений для определения параметров  $w_1$ ,  $\Delta\lambda_D$  и  $a$ .

Аналогичная формула имеет место и для коэффициента испускания, только с другими значениями  $w_2$  в соответствии с формулой (1), а также с другими  $\Delta\lambda_D$  и  $a_0$ . Введение нового параметра  $w_1$  в формулу (8), что приводит к появлению плоской части профиля вблизи центра линии ( $\lambda_0$ ), дает возможность провести исследование различия профилей испускания и поглощения (см. ниже).

Если положить  $w_1 = 0$ , т.е. принять максвелловское распределение скоростей возбужденных атомов, то наша формула (8) переходит в известную формулу Фойгта

$$\frac{\alpha(\lambda)}{\alpha_0(\lambda_0)} = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-w^2} dw}{a^2 + (v-w)^2} \quad (10)$$

с коэффициентом поглощения в центре линии.

$$\alpha_0(\lambda_0) = \frac{\pi e^2}{mc^2 f_{lu}} \frac{\lambda_0^2}{\sqrt{\pi} \Delta\lambda_D} \left( 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} a \right). \quad (11)$$

Для применения новой трехпараметрической формулы (8) при анализе форм профилей коэффициентов испускания и поглощения необходимо составить таблицы для набора величин  $w_1$ ,  $\Delta\lambda_D$  и  $a$ . Это дело будущего. Но есть и другая задача. На основе метода мультиплетных линий мы получили формы профилей коэффициентов испускания и поглощения на разных оптических глубинах  $\tau$  в солнечной атмосфере ( $0.007 < \tau < 1$ ) [1-3]. К анализу этого явления мы сейчас и перейдем.

Формула (8), кроме первого члена, дана в интегральной форме, так что она трудна для практических применений. Попытаемся провести приближенное вычисление интегралов отдельно для центральных частей и крыльев профилей линий, как это делается в случае формулы Фойгта [4, 8]. Такое приближение основано на следующих соображениях. Функция

$$\frac{1}{a^2 + (v-w)^2}$$

имеет максимум в центральных частях линии, где  $v$  — мало, как малы и значения переменной интегрирования  $w$  ( $v \approx w$ ). В этой области малых  $w$  функция взвешивания  $e^{-w^2}$  мало меняется и может быть вынесена за знак интеграла, так как при малых значениях  $a$  и малых  $v$  наибольший вклад в интеграл происходит при значении  $w = v$ . Полагая  $w = v + y$ , получим для приближенных значений интегралов в центральных частях линии в (8) выражения:

$$\begin{aligned}\int_{-\infty}^{-w_1} \frac{e^{-w^2} dw}{[a^2 + (v-w)^2]} &\approx e^{-v^2} \int_{-\infty}^{-(w_1+v)} \frac{dy}{a^2 + y^2} = \\ &= \frac{e^{-v^2}}{a} \left[ \frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg} \left( \frac{v+w_1}{a} \right) \right], \\ \int_{w_1}^{\infty} \frac{e^{-w^2} dw}{[a^2 + (v-w)^2]} &\approx e^{-v^2} \int_{(w_1-v)}^{\infty} \frac{dy}{a^2 + y^2} = \\ &= \frac{e^{-v^2}}{a} \left[ \frac{\pi}{2} + \operatorname{arctg} \left( \frac{v-w_1}{a} \right) \right].\end{aligned}$$

В крыльях линии, где  $v \gg 1$ , главный вклад в интегралы формулы (8) поступает от области значений переменной интегрирования  $w \ll v$ , где фактор взвешивания  $e^{-w^2}$  наибольший. Тогда, пренебрегая  $a^2$  и представляем  $(v-w)^{-2}$  в виде ряда

по  $\frac{w}{v}$ , т.е. как  $v^{-2}(1 + 2\frac{w}{v})$ , для интегралов (8) в далеком крыле линии получим

$$\int_{-\infty}^{-w_1} \frac{e^{-w^2} dw}{[a^2 + (v-w)^2]} \approx \int_{-\infty}^{-w_1} \frac{e^{-w^2} dw}{(v-w)^2} \approx$$

$$\approx \frac{1}{v^2} \int_{-\infty}^{-w} e^{-w^2} (1 + 2\frac{w}{v}) dw = \frac{\sqrt{\pi}}{2v^2} (1 - \operatorname{erf} w_1) - \frac{1}{v^3} e^{-w_1^2},$$

$$\int_{w_1}^{\infty} \frac{e^{-w^2} dw}{[a^2 + (v-w)^2]} \approx \int_{w_1}^{\infty} \frac{e^{-w^2} dw}{(v-w)^2} \approx$$

$$\approx \frac{1}{v^2} \int_{w_1}^{\infty} e^{-w^2} (1 + 2\frac{w}{v}) dw = \frac{\sqrt{\pi}}{2v^2} (1 - \operatorname{erf} w_1) + \frac{1}{v^3} e^{-w_1^2}.$$

Соединяя приближенные значения интегралов для центральных частей линии и их далеких крыльев (четыре последние выражения для интегралов) и подставляя в формулу (8), получим приближенное выражение формы профиля:

$$\Phi(\Delta\lambda) = \frac{\alpha(\lambda)}{\alpha_0(\lambda_0)} =$$

$$= \frac{e^{-w_1^2}}{\pi} \left[ \operatorname{arctg} \left( \frac{v+w_1}{a} \right) - \operatorname{arctg} \left( \frac{v-w_1}{a} \right) \right] +$$

$$+ \frac{e^{-v^2}}{\pi} \left[ \pi - \operatorname{arctg} \left( \frac{v+w_1}{a} \right) - \operatorname{arctg} \left( \frac{v-w_1}{a} \right) \right] +$$

$$+ \frac{a(1 - \operatorname{erf} w_1)}{\sqrt{\pi} v^2}. \quad (12)$$

При  $w_1 = 0$  это выражение совпадает с приближенным выражением формулы Фойгта

$$\Phi(\Delta\lambda) = \frac{\alpha(\lambda)}{\alpha_0(\lambda_0)} = \left( e^{-v^2} + \frac{a}{\sqrt{\pi} v^2} \right), \quad (13)$$

$$\text{где } \alpha_0(\lambda_0) = \frac{\pi e^2}{mc^2 f_{lu}} \lambda_0^2 \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\lambda_D}.$$

Как известно, лоренцовские крылья профилей появляются только тогда, когда прежде всего достаточно обилие излучателей, а затем также достаточно плотность возбуждающих частиц. При исследовании линий инфракрасного триплета кислорода методом мультиплетов мы получили, что в солнечной атмосфере на глубине  $\tau = 0.5$  пол-

ностью исчезают лоренцовские крылья коэффициентов испускания и поглощения и остается только доплеровский профиль. На меньших глубинах эти крылья появляются, достигают максимума а затем опять частично ослабевают для меньших глубин ( $\tau = 0.007$ ). Таким образом, на глубине  $\tau = 0.5$  из-за слабой населенности возбужденных уровней кислорода осуществляется только чисто доплеровское расширение. В этом случае постоянная затухания  $a = 0$ . Из формулы (12) можно получить доплеровский профиль при рассматриваемом типе отклонения от максвелловского распределения скоростей. Полагая в (12)  $a = 0$ , для этого профиля получим выражение

$$\Phi(\Delta\lambda) = \frac{\alpha(\lambda)}{\alpha_0(\lambda_0)} = e^{-v^2}, \quad (14)$$

$$\text{где } \alpha_0(\lambda_0) = \frac{\pi e^2}{mc^2 f_{lu}} \lambda_0^2 \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\lambda_D}.$$

Для определения параметров  $\Delta\lambda_D$  и  $w_1 = \frac{\Delta\lambda_1}{\Delta\lambda_D}$ , входящих в формулу (14), имеют место два следующих уравнения

$$\Delta\lambda_D = \frac{\Delta\lambda_{1/2}}{\ln 2} \text{ и } \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\lambda_D} \bar{\Phi} = 1. \quad (15)$$

Здесь  $\Delta\lambda_{1/2}$  – полуширина наблюдаемого профиля на половине значения поглощения (или испускания) в центре линии. Второе уравнение есть следствие нормировки (9) при  $a = 0$  и при центральном поглощении  $\alpha_0(\lambda_0)$ , определяемым равенством (14). Напомним, что  $\bar{\Phi}$  есть интеграл по всему наблюдаемому профилю коэффициента поглощения. Уравнения, аналогичные уравнениям (14) и (15), имеют место и для профиля коэффициента испускания, но с другими значениями параметров и интегралом  $\bar{\Psi}$  вместо  $\bar{\Phi}$ .

В качестве примера мы здесь привели уравнения для определения параметров в случае доплеровского профиля при немаксвелловском распределении скоростей возбужденных уровней. Использование формулы (8) и приближенной формулы (12) предполагается рассмотреть в другой статье.

Формулы (14) и (15) наиболее просто использовать для понимания влияния немаксвелловского распределения скоростей испускающих и поглощающих атомов на различие профилей коэффициента испускания и поглощения. Во всяком случае они гораздо проще, чем формулы (12) и тем более формулы (8) и (9). В отличие от обычного доплеровского профиля в немаксвелловском доплеровском профиле имеется плосковершинная центральная область с полушириной  $\Delta\lambda_1$ ,

различной по величине для профиля поглощения и испускания. Различны и центральные поглощение и испускание: они ниже центрального значения допплеровского профиля, пропорционального  $\frac{1}{\Delta\lambda_D}$ , на множители  $e^{-w_1^2}$  и  $e^{-w_2^2}$ . В результате

происходит несколько различное перераспределение частот в крыльях профилей поглощения и испускания в качестве компенсации дефицита в центральной части профиля. Понижение центрального значения, большее для профиля испускания, чем для профиля поглощения, приводит к уплощению формы и расширению первого по отношению ко второму, что и видно по наблюдаемым значениям  $\Delta\lambda_{1/2}$ . Таким образом, предположение о немаксвелловском распределении скоростей возбужденных поглощающих и излучающих атомов позволяет объяснить более широкий профиль коэффициента испускания по сравнению с профилем коэффициента поглощения и наблю-

даемый рост селективной функции источника к крыльям линии.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ситник Г.Ф. // Астрон. журн. 1980. Т. 57. С. 1016.
2. Ситник Г.Ф. // Год солнечного максимума. Материалы Международной конференции, Симферополь, март 1981 г. М.: Изд. ИЗМИРАН. 1981. Т. 2. С. 19.
3. Sitnik G.F. Solar photosphere: Structure, Convection and magnetic fields, IAU Symp. № 138. May 15 - 20, 1989, Kiev, USSR, Abstract booklet. PPI8. Kiev, 1989.
4. Woolley R.v.d.R, Stibbs D.W.N. // The Outer layers of a Star. Oxford: Clarendon Press, 1953. VIII.
5. Omont A., Smith E.W., Cooper J. // Astrophys. J. 1972. V. 175. № 1. P. 185.
6. Унзольд А. Физика звездных атмосфер. М: Госиздат, 1949.
7. Мустель Э.Р. Звездные атмосферы. М.: Физматгиз, 1960.
8. Гибсон Э. Спокойное Солнце. М.: Мир, 1977.

## On the Profiles of Selective Coefficients of Emission and Absorption

G. F. Sitnik

It is shown that the difference between the profiles of the coefficients of emission and absorption for a given atomic transition cannot be accounted for by the present-day theory of line profiles. Inside a motionless atom, there are no causes for such a difference, because, according to quantum mechanics, the probabilities of downward and upward transitions are equal. As a cause for difference of profiles of subordinate lines, we suggest deviation of the velocity distribution of absorbing and emitting atoms from the Maxwellian one. Such a deviation consists in that among these atoms there will be no such ones that have velocities smaller than a certain value determined by Doppler shifts for the upper and lower states of the transition. A three-parameter formula for the line profile is derived. The well-known Voigt formula is a particular case of our formula. The mechanism quoted results in different decreases of the central part of the emission and absorption profiles, and in broadening of profiles' wings as compared to the case of the Maxwellian velocity distribution.

УДК 521.933

## ЮЖНОЕ КОЛЕБАНИЕ ЭЛЬ-НИНЬО И НЕРАВНОМЕРНОСТЬ ВРАЩЕНИЯ ЗЕМЛИ

© 1995 г. Л. С. Левицкий\*, Л. В. Рыхлова\*\*, Н. С. Сидоренков\*\*\*

\* Астрофизическая обсерватория, Научный, Крым

\*\* Институт астрономии, Москва, Россия

\*\*\* Гидрометцентр, Москва, Россия

Поступила в редакцию 28.04.94 г.

Методом спектрального анализа проведено исследование двух явлений: Южного колебания Эль-Ниньо (ЮКЭН) и ускорений вращения Земли за 140 лет (1852 - 1992 гг.). Обнаружено хорошее соответствие частотных характеристик в спектрах мощности рассматриваемых явлений, причем многие из найденных периодов близки к периодам, характерным для вариаций солнечной активности. Обсуждаются механизм связи ЮКЭН с изменениями вращения Земли и возможные причины совпадения циклов солнечной активности и земных процессов.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Общеизвестно, что одной из основных причин вариаций длительности суток (LOD) является обмен моментом импульса (угловым моментом) между атмосферой и твердым телом Земли [1]. Однако систематический ряд определений углового момента атмосферы (AAM) имеется лишь с 1976 г. [2], и ранее мы подробно исследовали вариации AAM совместно с колебаниями LOD, движением полюса Земли и вариациями солнечной активности путем анализа их частотных характеристик [3 - 4]. Было найдено близкое соответствие многих периодичностей в рассмотренных явлениях и сделан вывод о возможном воздействии активности Солнца на AAM и, как следствие, на параметры вращения Земли.

С другой стороны, на Земле давно известно так называемое Южное колебание Эль-Ниньо (ЮКЭН), проявляющееся в колебаниях масс воздуха и воды между восточной и западной частями экваториальной зоны Тихого океана. Амплитуда и фаза ЮКЭН характеризуется индексами Южного колебания (SOI). Самый длинный ряд SOI имеется за ~ 140 лет [5, 7]. Поскольку ЮКЭН вносит заметный вклад в AAM, можно ожидать корреляцию и совпадение частотных характеристик SOI и LOD. Сведения о LOD имеются с XVII века (среднегодовые значения [8]), поэтому представляет интерес сопоставить эти два ряда данных и результаты сравнить с полученными ранее на ограниченном (13.3 года) интервале.

### 2. ДАННЫЕ И ИХ ОБРАБОТКА

В качестве данных об ЮКЭН мы взяли квартальные индексы Райта [7] за 1852 - 1992 гг. и среднемесячные индексы "C", которые приведены

в [6] для двух пар метеостанций: Дарвин (Австралия)-о. Таити (1935 - 1992 гг.) и Дарвин-Сантьяго (1882 - 1960 гг.). Сведения о LOD с 1852 г. - ряд Моррисона для среднегодовых значений длительности суток - взяты из [8]. Исследование проводилось методом спектрального анализа с использованием трех различных его модификаций: метода наложенных эпох и метода дискретного и быстрого преобразования Фурье. Полученные спектры мощности во всех трех случаях оказались идентичными.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 приведен спектр мощности квартальных индексов Райта за 1852 - 1992 гг. Обращает на себя внимание большое количество спектральных линий во всем рассматриваемом диапазоне периодов от двух до нескольких десятков лет, при этом статистическая значимость их невелика (~2 - 2.5σ). Спектральные линии (пики) имеют тенденцию группироваться вблизи трех интервалов частот, а именно: в области периодов 9 - 27 лет, 3.5 - 6.6 лет и 2.36 - 2.89 лет. Эта тенденция еще лучше видна в спектрах, вычисленных для среднемесячных индексов "C" за 1882 - 1960 гг. (для пары станций Дарвин-Сантьяго), 1935 - 1992 гг. (Дарвин-Таити) и за весь интервал 1882 - 1992 гг. Несмотря на различные выборки и различные масштабы усреднения - месячные, квартальные, годовые (годовые индексы Райта мы вычислили из квартальных индексов Райта) - построенные спектры очень похожи и значения периодов для основных пиков совпадают в пределах точности определения, в качестве оценки которой мы приняли теоретическую полуширину линии для каждой реализации. Таким образом, статистическая значимость пиков выше,

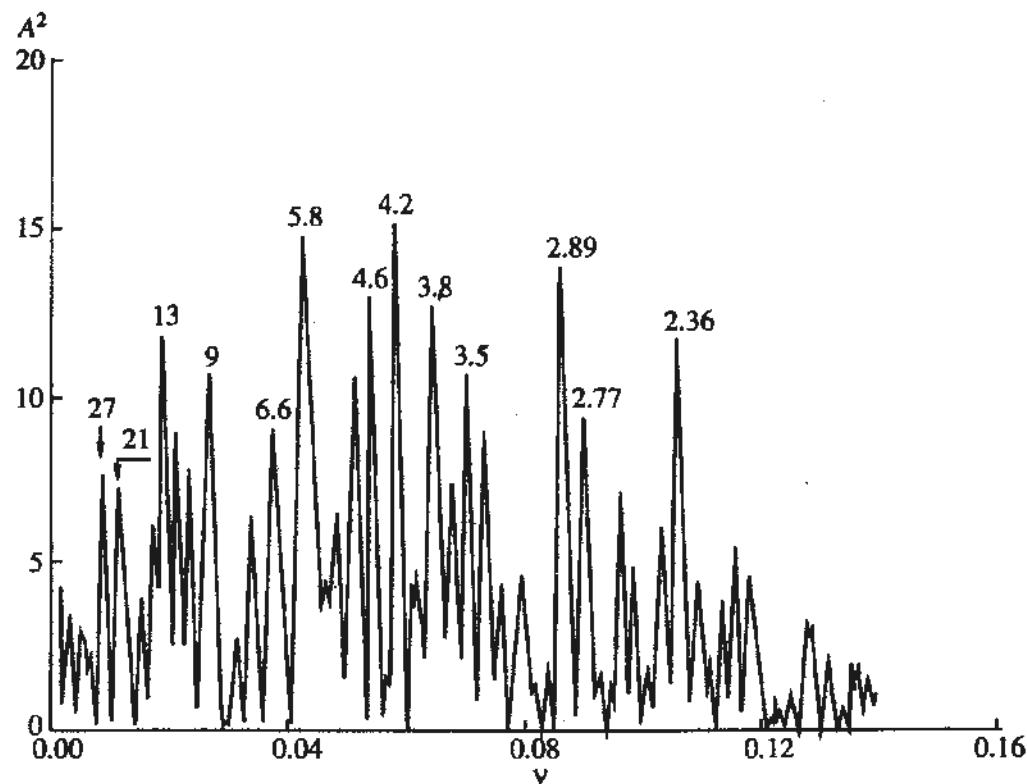


Рис. 1. Спектр мощности квартальных индексов Райта для ЮКЭН за 1852 - 1992 гг. По вертикальной оси отложен квадрат гармонической амплитуды ( $A^2$ ), по горизонтальной – частота ( $v$ ) в единицах  $(1/4 \text{ года})^{-1}$ . Числа над пиками – значения периодов в годах.

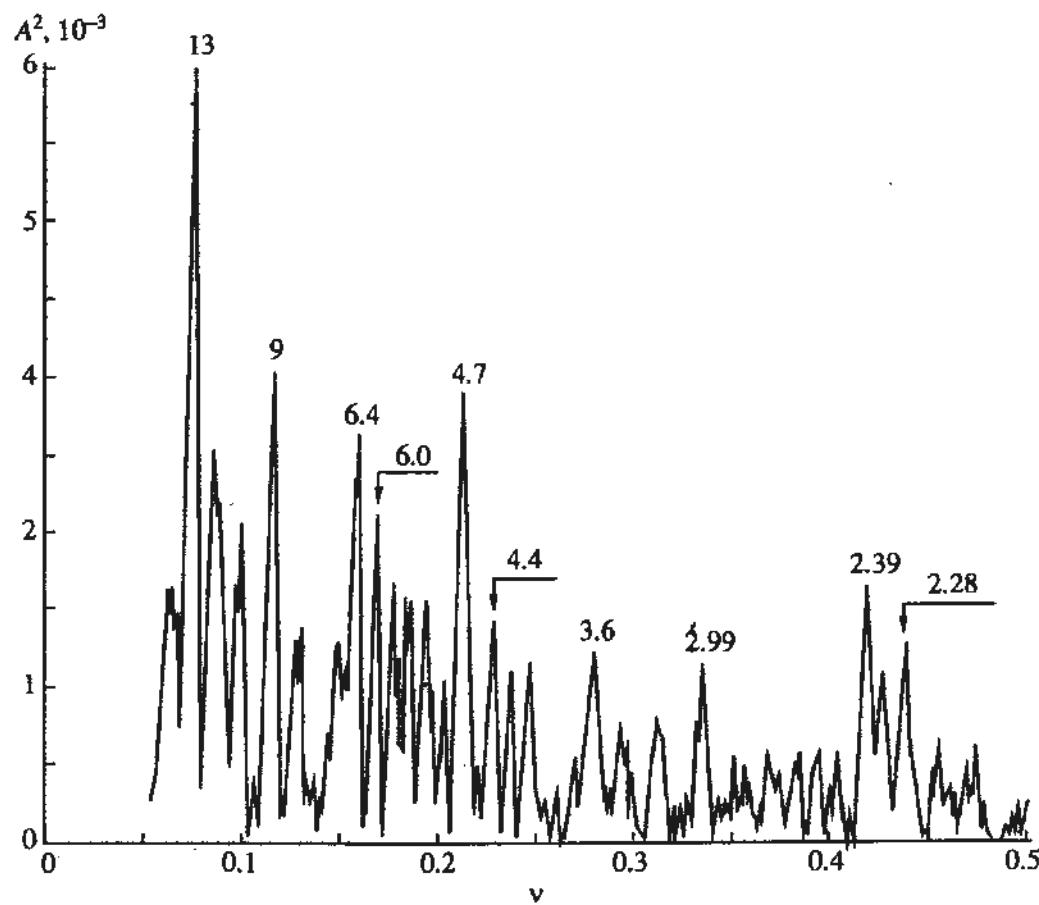


Рис. 2. Спектр мощности первой производной среднегодовых значений длительности суток ( $\Delta\text{LOD}$ ) за 1852 - 1992 гг. Обозначения те же, что на рис. 1; частота  $v$  отложена в единицах  $(1 \text{ год})^{-1}$ .

Таблица 1

SOI	ЮКЭН				ΔLOD	AAM	LOD	X, Y	W, R, K <sub>p</sub>
	"С"								
1852 - 1992	1882 - 1992	1882 - 1960	1935 - 1992	1852 - 1992	1976 - 1989	1976 - 1989	1976 - 1989	1976 - 1989	1976 - 1989
$27.4 \pm 2.7$				$30.1 \pm 3.2$					
$21.0 \pm 1.6$	$21.0 \pm 2.0$	$21.6 \pm 2.9$	$20.6 \pm 3.7$	$23.1 \pm 1.9$					
$12.7 \pm 0.6$	$13.5 \pm 0.8$	$14.2 \pm 1.3$	$12.9 \pm 1.4$	$13.3 \pm 0.6$					
$11.5 \pm 0.4$				$11.9 \pm 0.5$					
$10.5 \pm 0.4$				$10.2 \pm 0.4$					
$9.0 \pm 0.3$				$8.7 \pm 0.3$					
$6.6 \pm 0.15$	$6.5 \pm 0.2$		$6.3 \pm 0.3$	$6.4 \pm 0.15$		$6.4 \pm 1.2$			
$5.8 \pm 0.12$	$5.7 \pm 0.15$	$5.6 \pm 0.2$		$6.0 \pm 0.13$					$5.0 \pm 0.9$
	$5.2 \pm 0.12$								
$4.6 \pm 0.08$			$4.7 \pm 0.2$	$4.7 \pm 0.08$					
$4.2 \pm 0.06$	$4.3 \pm 0.08$	$4.3 \pm 0.1$	$4.2 \pm 0.2$	$4.4 \pm 0.07$	$4.1 \pm 0.6$				
$3.8 \pm 0.05$	$3.8 \pm 0.07$	$3.8 \pm 0.09$							
$3.5 \pm 0.04$	$3.5 \pm 0.06$	$3.5 \pm 0.08$	$3.6 \pm 0.1$	$3.6 \pm 0.04$		$3.5 \pm 0.5$	$3.7 \pm 0.5$	$3.5 \pm 0.5$	
$2.89 \pm 0.03$	$2.9 \pm 0.04$	$2.91 \pm 0.05$	$2.87 \pm 0.07$	$2.99 \pm 0.03$					
$2.77 \pm 0.03$	$2.78 \pm 0.03$	$2.75 \pm 0.05$							
$2.36 \pm 0.02$	$2.36 \pm 0.02$	$2.34 \pm 0.03$	$2.39 \pm 0.05$	$2.39 \pm 0.02$	$2.64 \pm 0.26$		$2.64 \pm 0.26$	$2.64 \pm 0.26$	
				$2.28 \pm 0.02$			$2.24 \pm 0.19$		$2.24 \pm 0.19$
			$2.16 \pm 0.04$			$2.14 \pm 0.17$			
	$2.18 \pm 0.02$								

чем это следует из формального определения значения  $\sigma$  для отдельно взятого спектра.

В табл. 1 собраны значения периодов наиболее мощных спектральных линий во всех четырех спектрах мощности для SOI и указаны их теоретические полуширины (истинная полуширина линии может быть больше). Из анализа спектров и данных табл. 1 мы заключаем, что наиболее надежно установленными периодами для ЮКЭН можно считать следующие:  $P = 21, 13, 6.5, 5.8, 4.2, 3.5, 2.90$  и  $2.36$  года. Наиболее мощный пик, центрированный на период 4.2 года, отмечен в работе [9].

Далее мы провели сопоставление среднегодовых значений индексов Райта и LOD, оценив линейную корреляцию между ними. Коэффициент корреляции оказался близким к нулю. Построенный спектр мощности для LOD также заметно отличается от аналогичных спектров для SOI. Совпадающими оказались лишь большие периоды (31, 23 и 13 лет), а также периоды 4.2 и 2.84 года. Совсем другая картина наблюдается для ΔLOD – первых разностей значений LOD (т.е., по сути, для ускорений вращения Земли).

На рис. 2 показан спектр мощности величины ΔLOD, а в табл. 1 приведены значения периодов наиболее мощных пиков. Видно довольно хорошее совпадение большинства линий в спектрах ΔLOD и SOI. Отличительной чертой спектра ΔLOD (а также LOD) являются очень большие амплитуды для  $P > 13$  лет – на рис. 2 они не показаны.

В табл. 1 приведены также найденные нами ранее [4] значения периодов в вариациях AAM, LOD, координат полюса X, Y и различных индексов солнечной активности (чисел Вольфа W, потока радиоизлучения Солнца на длине волны 10.8 см R, индекса геомагнитной активности K<sub>p</sub>). При меньшей длине реализации (13.3 года) ширина линий больше, а количество их соответственно меньше. Эти данные хорошо согласуются с нашими спектрами.

На рис. 3 показан спектр мощности SOI, вычисленный по среднемесячным значениям индекса "С" за 1882 - 1992 гг. для области периодов 0.3 - 2 года, а в табл. 2 даны значения полученных периодов (с наибольшими амплитудами), а также периоды, полученные ранее [4] по данным за 1976 - 1989 гг. Ошибка  $\pm \Delta P$  относится к

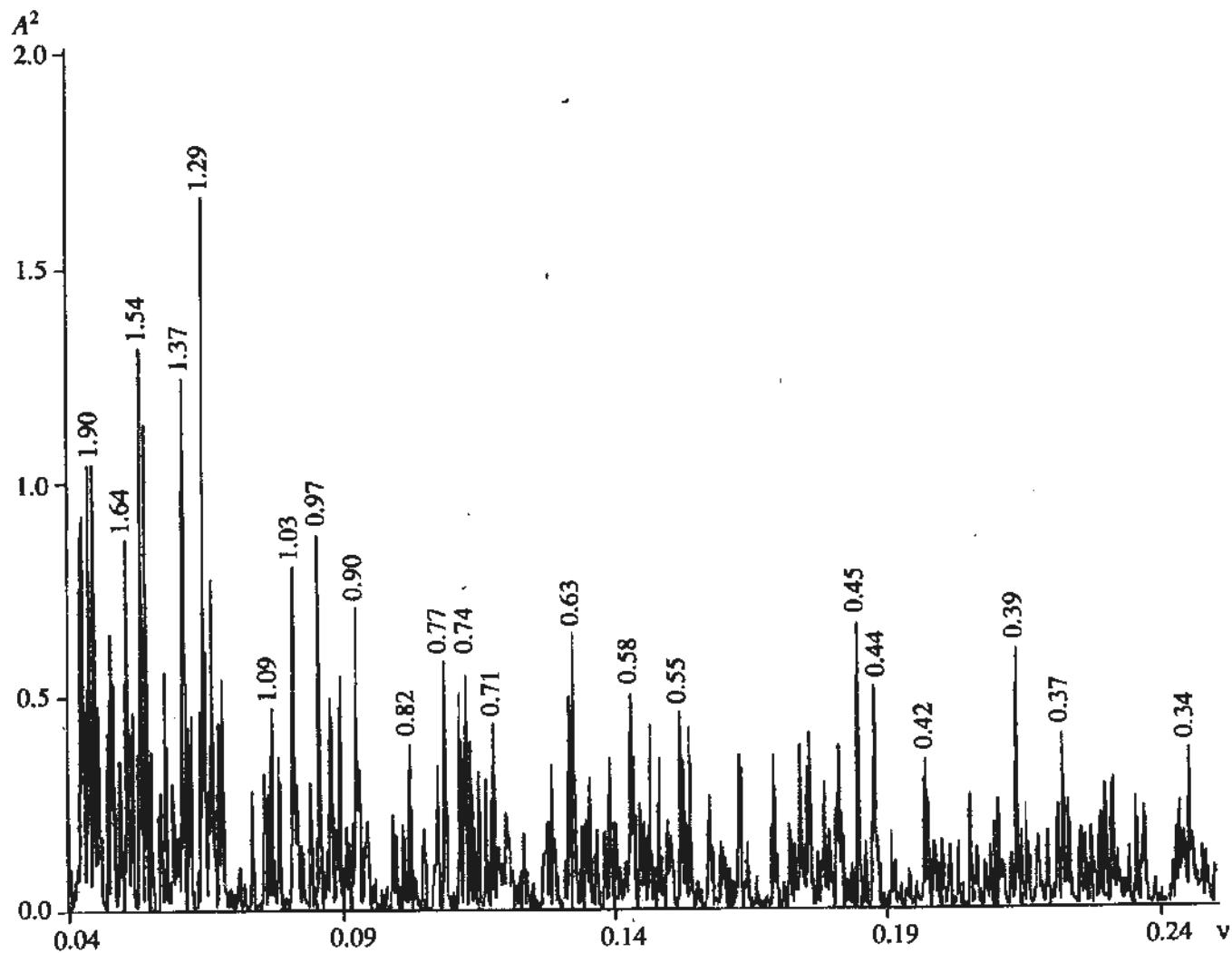


Рис. 3. Спектр мощности среднемесячных значений индекса "С" для ЮКЭН в направлении ветров за 1882 - 1992 гг. Обозначения те же, что на рис. 1; частота  $v$  отмечена в единицах  $(1/12 \text{ года})^{-1}$ .

значениям периодов из [4]. Неопределенность в значениях периодов для SOI меньше 0.01 года. Табл. 2 демонстрирует удивительное согласие частотных характеристик всех рассматриваемых спектров, причем эти характеристики, по-видимому, остаются постоянными на протяжении  $\sim 140$  лет.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Описанные выше результаты свидетельствуют о совпадении многих частотных характеристик двух явлений: Южного колебания Эль-Ниньо и ускорений вращения Земли ( $\Delta LOD$ ) в диапазоне периодов от 2 до 10 лет. Наиболее близкие совпадения имеют место для периодов  $P \approx 21, 13, 9, 6.6, 5.8, 4.6, 3.5, 2.9, 2.3$  года. Механизм связи SOI и  $\Delta LOD$  понятен. В результате повышения температуры поверхности океана в экваториальных зонах Тихого и Индийского океанов и выделения скрытого тепла конденсации при теплых фазах ЮКЭН экваториальная тропосфера разогревается и увеличиваются разности температур между

экватором и полюсом, что приводит к усилению зональной циркуляции атмосферы, росту атмосферного углового момента (AAM) и замедлению скорости вращения Земли. Во время холодных фаз ЮКЭН аномалии температуры поверхности океана вдоль большей части экватора отрицательны, скрытое тепло не выделяется и температура экваториальной тропосферы понижается. Уменьшаются разности температур между экватором и полюсами, ослабевает зональная циркуляция атмосферы, AAM уменьшается и скорость вращения Земли увеличивается. Фаза колебаний AAM на 1 - 3 мес опережает фазу  $\Delta LOD$ . Вышеописанный механизм объясняет связь ЮКЭН и  $\Delta LOD$  для периодов менее 10 лет. Низкочастотные составляющие  $\Delta LOD$  не связаны с ЮКЭН, так как в атмосфере не наблюдаются колебания AAM со столь большими амплитудами.

Явление ЮКЭН (точнее, перераспределение массы воздуха и воды между Тихим и Индийским океанами) изменяет компоненты тензора инерции атмосферы и гидросферы и, как следствие,

Таблица 2

ЮКЭН	ААМ	ЛОД	$X, Y$	$W, R, K_p$	$\pm \Delta P$
1.90			1.89		0.13
1.64	1.60	1.66	1.60	1.66	0.10
1.54		1.50		1.50	0.08
1.37					
1.29	1.32	1.32	1.28	1.21	0.06
1.09	1.10		1.10	1.10	0.05
1.03					
0.97		1.00	1.00		0.04
0.90	0.88	0.90	0.93	0.91	0.03
0.82			0.82		0.03
0.77			0.77	0.77	0.02
0.74					
0.71	0.71	0.71	0.72	0.72	0.02
0.63		0.64	0.63	0.63	0.02
0.58	0.57	0.58		0.58	0.01
0.55			0.55		0.01
0.45					
0.44	0.44	0.44	0.45	0.45	0.01
0.42	0.41	0.41	0.42	0.42	0.01
0.39	0.38	0.38	0.40		0.01
0.37	0.36				0.01
0.34			0.35	0.35	0.01

возбуждает движение полюсов [6]. При теплой фазе ЮКЭН Северный полюс Земли отклоняется вдоль меридиана  $120^\circ$  в.д., а при холодной фазе — вдоль меридиана  $250^\circ$  в.д. Известный период свободных колебаний полюсов Земли равен  $=1.2$  года. Этот период кратен ряду периодов ЮКЭН, то

есть система “Земля + атмосфера и Мировой океан” имеет комбинационный резонанс на частоте  $(1.2 \text{ года})^{-1}$  [6].

Среди найденных в SOI и  $\Delta\text{LOD}$  периодов многие совпадают с известными периодами солнечной активности:  $P \sim 22, 11, 5.5, 3.5, 2.2$  года, а также  $P \sim 2$  года (табл. 2). На основании этого совпадения заманчиво предположить, что солнечная активность обусловливает цикличность SOI и  $\Delta\text{LOD}$ . Однако, мы не делаем этого. Мы лишь отмечаем, что влияние ЮКЭН на атмосферные, гидросферные и геодинамические процессы очевидно. Возможно и обратное влияние геодинамических процессов на ЮКЭН.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 93-02-3038, 93-05-8527).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Манк У., Макдональд Г. Вращение Земли. М., Мир, 1964.
2. Salstein D.A. // International Earth Rotation Service Technical Note. 2. Observatoire de Paris. 1989. 77.
3. Левицкий Л.С., Рыхлова Л.В. // Астрон. журн. 1992. Т. 69. С. 1303.
4. Левицкий Л.С., Рыхлова Л.В., Сидоренков Н.С. // Астрон. журн. 1994. Т. 71. С. 171.
5. Сидоренков Н.С. // Труды гидрометеорологического научно-исследовательского центра. Вып. 316. Л.: Гидрометеонзат, 1991. С. 31.
6. Сидоренков Н.С. // Астрон. журн. 1992. Т. 69. С. 905.
7. Wright P.B. // International Journal of Climatology. 1989. V. 9. P. 33.
8. 1992. IERS Annual Report. Paris, 1993.
9. Dickey J.O., Marcus S.L., Hide R., Eubanks T.M. Climate Studies via Space Geodesy: Relationships between ENSO and Interannual Length of Day Variations, submitted to the American Geophysical Union Monograph, IUGG Symp. Volume, Global Climate Variability: Processes and Predictions, 1992.

## El Niño Southern Oscillation (ENSO) and Earth Rotation Variations

L. S. Levitskij, L. V. Rykhlova, and N. S. Sidorenkov

The El-Niño Southern Oscillation and acceleration of the Earth rotation over 140 years (from 1852 to 1992) are investigated by spectral analysis method. For both phenomena their power spectra frequency characteristics are shown to coincide closely. Many periods obtained are similar to those for solar activity variations. The relationship between El-Niño Southern Oscillation and Earth rotation variations as well as possible reasons for coincidence of solar activity cycles with terrestrial phenomena are discussed.

УДК 521.14

## К ПРОБЛЕМЕ ФОРМ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ, НАХОДЯЩИХСЯ В ОРБИТАЛЬНО-ВРАЩАТЕЛЬНЫХ СИНХРОНИЗМАХ

© 1995 г. А. А. Хентов

Нижегородский университет, Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 18.03.94 г.

Обсуждается возможность использования принципа минимального взаимодействия для оценок форм естественных небесных тел, орбитальные и вращательные движения которых синхронизированы.

В настоящее время очевидно [1 - 3], что современная структура Солнечной системы – продукт длительной многоступенчатой эволюции протопланетного облака. В частности, квазисферическая форма многих больших тел легко объясняется ньютоновским взаимодействием частиц вещества, из которого они аккумулировались. Наблюдаемые сжатия тел превращают их центральные эллипсоиды инерции в эллипсоиды вращения и являются следствием осевых вращений этих тел.

Сложные формы современных планет и спутников (в частности, различия между двумя экваториальными моментами инерции каждого из них) зависят от взаимодействия многих тонких факторов, которым подвержены неотвердевшие большие тела в настоящее время, либо были подвержены в прошлом неотвердевшие прообразы твердых в нашу эпоху тел. В особом положении здесь, по-видимому, оказываются небесные тела, средние орбитальные и вращательные угловые скорости которых связаны целочисленными соотношениями, из-за резонансной устойчивости и долгого сохранения таких движений.

Можно предполагать [4], что указанные соизмеримости сформировались уже на ранних этапах эволюции Солнечной системы. Тогда слабые связи между инерционными характеристиками и орбитой небесного тела успевают в резонансной ситуации проявить себя в максимальной степени и, возможно, скорректировать инерционные характеристики неотвердевшей планеты (или спутника) для оптимизации в каком-то смысле действия возмущений.

Для проверки обоснованности сформулированной идеи требуется выбрать критерий оптимизации, посмотреть, какие результаты дает его применение для тела с известными динамическими характеристиками (Луны, например) и при благоприятных обстоятельствах дать прогноз для

неизвестных динамических характеристик других тел. В предлагаемой работе описанная программа реализуется для основных обнаруженных в Солнечной системе орбитально-вращательных синхронизмов типов 1 : 1 (как у Луны) и 3 : 2 (как у Меркурия).

Будем рассматривать движение небесного тела в гравитационном поле притягивающего центра с силовой функцией

$$U = \frac{\alpha}{r} + R, \quad (1)$$

где  $\alpha$  – параметр,  $r$  – модуль радиуса-вектора  $\mathbf{r}$  центра масс тела относительно притягивающего центра,

$$\begin{aligned} R = & \frac{1}{2} \frac{\mu}{r^3} (B + C - 2A) + \\ & + \frac{3}{2} \frac{\mu}{r^3} [(A - B) \gamma_1^2 + (A - C) \gamma_2^2] \end{aligned} \quad (2)$$

– воэмузующая силовая функция.

В последнем выражении  $\mu$  – параметр,  $A, B, C$  – главные центральные моменты инерции небесного тела,  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  – косинусы углов вектора  $\mathbf{r}$  с главными центральными осями инерции  $u$  и  $z$  небесного тела.

Усредненное интегральное гравитационное воздействие на эволюцию оскулирующей эллиптической орбиты тела других тел и отличия центрального тела от материальной точки опишем равномерным уходом узла орбиты с угловой скоростью  $K_\Omega$  и равномерным уходом ее перигалактика.

Поступательно-вращательное движение небесного тела в поле с силовой функцией (1) задается

при сформулированных условиях известной [5, 6] системой дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{da}{dt} &= \frac{2}{\omega_0^2 a} \frac{\partial R}{\partial M_0}, \\ \frac{de}{dt} &= -\frac{\sqrt{1-e^2}}{\omega_0^2 e} \frac{\partial R}{\partial \pi_\omega} - \frac{e\sqrt{1-e^2}}{\omega_0^2 a^2 (1+\sqrt{1-e^2})} \frac{\partial R}{\partial M_0}, \\ \frac{di}{dt} &= -\frac{1}{\omega_0^2 a^2 \sqrt{1-e^2} \sin i} \frac{\partial R}{\partial \Omega} - \\ &- \frac{\operatorname{tg} \frac{i}{2}}{\omega_0^2 \sqrt{1-e^2}} \left( \frac{\partial R}{\partial \pi_\omega} + \frac{\partial R}{\partial M_0} \right), \\ \frac{d\Omega}{dt} &= \frac{1}{\omega_0^2 a^2 \sqrt{1-e^2} \sin i} \frac{\partial R}{\partial i}, \\ \frac{d\pi_\omega}{dt} &= \frac{\operatorname{tg} \frac{i}{2}}{\omega_0^2 \sqrt{1-e^2}} \frac{\partial R}{\partial i} + \frac{\sqrt{1-e^2}}{\omega_0^2 e} \frac{\partial R}{\partial e}, \\ \frac{dM_0}{dt} &= -\frac{1-e^2}{\omega_0^2 e} \frac{\partial R}{\partial e} - \frac{2}{\omega_0^2 a} \frac{\partial R}{\partial a}, \\ \frac{d\rho}{dt} &= \frac{1}{L \sin \rho} \left( \frac{\partial R}{\partial \psi} \cos \rho - \frac{\partial R}{\partial \Sigma} \right) - K_\Omega \sin i \cos \Sigma, \\ \frac{d\Sigma}{dt} &= \frac{1}{L \sin \rho} \frac{\partial R}{\partial \rho} + K_\Omega (\operatorname{ctg} \rho \sin i \sin \Sigma - \cos i), \\ \frac{dL}{dt} &= \frac{\partial R}{\partial \psi}, \\ \frac{d\vartheta}{dt} &= L \sin \vartheta \sin \varphi \cos \varphi \left( \frac{1}{A} - \frac{1}{B} \right) + \\ &+ \frac{1}{L \sin \vartheta} \left( \cos \vartheta \frac{\partial R}{\partial \psi} - \frac{\partial R}{\partial \varphi} \right), \\ \frac{d\psi}{dt} &= L \left( \frac{\sin^2 \varphi}{A} + \frac{\cos^2 \varphi}{B} \right) - \\ &- \frac{1}{L} \left( \frac{\partial R}{\partial \vartheta} \operatorname{ctg} \vartheta + \frac{\partial R}{\partial \rho} \operatorname{ctg} \rho \right) - K_\Omega \frac{\sin i \sin \Sigma}{\sin \rho}, \\ \frac{d\varphi}{dt} &= L \cos \vartheta \left( \frac{1}{C} - \frac{\sin^2 \varphi}{A} - \frac{\cos^2 \varphi}{B} \right) + \\ &+ \frac{1}{L \sin \vartheta} \frac{\partial R}{\partial \vartheta}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь введены эллиптические кеплеровские оскулирующие орбитальные элементы, а именно: большая полуось  $a$ , эксцентриситет  $e$ , наклонение  $i$ , долгота восходящего узла  $\Omega$ , долгота перигея  $\pi_\omega$  и средняя аномалия в эпоху  $M_0$ , а также квазиоскулирующие элементы для вращательного движения — модуль  $L$  вектора  $\mathbf{L}$  кинетического момента тела, подсчитанного относительно его центра масс, углы  $\rho$  и  $\Sigma$ , определяющие положение вектора  $\mathbf{L}$  в пространстве, углы Эйлера  $\psi$ ,  $\varphi$ ,  $\vartheta$ , задающие положение главных центральных осей инерции тела  $x_{\text{уз}}$  относительно триедра, связанного с вектором  $\mathbf{L}$ . Угол  $\rho$  измеряется между вектором  $\mathbf{L}$  и нормалью к плоскости оскулирующей орбиты тела,  $\psi$  — угол прецессии тела вокруг  $\mathbf{L}$ ,  $\vartheta$  — угол нутации, а  $\varphi$  — угол собственного вращения. Средняя угловая скорость обращения центра масс тела по оскулирующей орбите обозначена через  $\omega_0$ .

Будем предполагать, что центральный эллипсоид инерции тела близок к сфере. Тогда угол прецессии  $\psi$  и средняя аномалия  $M$  тела будут быстрыми переменными. Для анализа орбитально-вращательных синхронизмов типа 1 : 1 сделаем замену переменных

$$\psi = M + \pi_\omega - \Omega + \kappa \quad (4)$$

и усредним [7] силовую функцию (2) по средней аномалии  $M$ . Получим:

$$\begin{aligned} R &= \frac{1}{2} \frac{\mu}{a^3} (1-e^2)^{-3/2} (B+C-2A) + \\ &+ \frac{3}{8} \frac{\mu}{a^3} (1-e^2)^{-3/2} \{ (A-B) [2(1-\sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi) + \\ &+ \sin^2 \rho (3\sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi - 1)] + (A-C) [2\sin^2 \vartheta + \\ &+ \sin^2 \rho (3\cos^2 \vartheta - 1)] \} + \frac{3}{4} \frac{\mu}{a^3} a_{42}(e) \sin(\kappa + \omega_\pi) \times \\ &\times \sin \vartheta \cos \vartheta \sin \rho \cos \rho [(B-A) \cos^2 \varphi + (A-C)] + \\ &+ \frac{3}{8} \frac{\mu}{a^3} \sin 2(\kappa + \omega_\pi) a_{32}(e) (B-A) \times \\ &\times \cos \vartheta \sin \varphi \cos \varphi \sin^2 \rho + \\ &+ \frac{3}{4} \frac{\mu}{a^3} a_{52}(e) \sin \vartheta \cos \vartheta \sin \rho (1-\cos \rho) \times \\ &\times \sin(\kappa + 3\omega_\pi - 2\Sigma) [(A-B) \cos^2 \varphi + (C-A)] + \\ &+ \frac{3}{4} \frac{\mu}{a^3} a_{62}(e) \sin \vartheta \cos \vartheta \sin \rho (1+\cos \rho) \times \\ &\times [(B-A) \cos^2 \varphi + (A-C)] \sin(\kappa + 2\Sigma - \omega_\pi) + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{3}{8} \frac{\mu}{a^3} a_{22}(e) (B - A) \cos \vartheta \sin \varphi \cos \varphi (1 - \cos \rho)^2 \times \\
& \times \sin 2(\kappa + 2\omega_\pi - \Sigma) + \frac{3}{8} \frac{\mu}{a^3} a_{12}(e) (A - B) \times \\
& \times \cos \vartheta \sin \varphi \cos \varphi (1 + \cos \rho)^2 \sin 2(\kappa + \Sigma) + \\
& + \frac{3}{4} \frac{\mu}{a^3} (B - A) a_{42}(e) \sin \vartheta \sin \varphi \cos \varphi \sin \rho \cos \rho \times \\
& \times \cos(\kappa + \omega_\pi) + \frac{3}{16} \frac{\mu}{a^3} a_{32}(e) \cos 2(\kappa + \omega_\pi) \times \\
& \times \sin^2 \rho [(A - B) (\cos^2 \vartheta \cos^2 \varphi - \sin^2 \varphi) + \\
& + (A - C) \sin^2 \vartheta] + \frac{3}{4} \frac{\mu}{a^3} a_{52}(e) (A - B) \sin \vartheta \sin \varphi \times \\
& \times \cos \varphi \sin \rho (1 - \cos \rho) \cos(\kappa + 3\omega_\pi - 2\Sigma) + \\
& + \frac{3}{4} \frac{\mu}{a^3} (B - A) a_{62}(e) \sin \vartheta \sin \varphi \cos \varphi \sin \rho (1 + \cos \rho) \times \\
& \times \cos(\kappa - \omega_\pi + 2\Sigma) + \frac{3}{16} \frac{\mu}{a^3} a_{22}(e) (1 - \cos \rho)^2 \times \\
& \times \cos 2(\kappa + 2\omega_\pi - \Sigma) [(B - A) (\cos^2 \vartheta \cos^2 \varphi - \\
& - \sin^2 \varphi) + (C - A) \sin^2 \vartheta] + \\
& + \frac{3}{16} \frac{\mu}{a^3} a_{12}(e) (1 + \cos \rho)^2 [(B - A) (\cos^2 \vartheta \cos^2 \varphi - \\
& - \sin^2 \varphi) + (C - A) \sin^2 \vartheta] \cos 2(\kappa + \Sigma).
\end{aligned} \tag{5}$$

Здесь через  $\omega_\pi = \pi_\omega - \Omega$  обозначено угловое расстояние перигалакта от узла, а коэффициенты  $a_{ij}(e)$  имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
a_{12}(e) &= 1 - \frac{5}{2} e^2 + \frac{13}{16} e^4 + O(e^6), \\
a_{22}(e) &= \frac{1}{24} e^4 + O(e^6), \\
a_{32}(e) &= \frac{9}{2} e^2 + \frac{7}{2} e^4 + O(e^6), \\
a_{42}(e) &= 3e + \frac{27}{8} e^3 + O(e^5), \\
a_{52}(e) &= \frac{e^3}{48} + O(e^5), \\
a_{62}(e) &= -\frac{e}{2} + \frac{e^3}{12} + O(e^5).
\end{aligned}$$

Для исследования орбитально-вращательных синхронизмов типа 3 : 2 сделаем замену переменных

$$\Psi = \frac{3}{2} M + \pi_\omega - \Omega + \kappa \tag{6}$$

и усредним силовую функцию (2) по средней аномалии. Получим:

$$\begin{aligned}
R_3 &= \frac{1}{2} \frac{\mu}{a^3} (1 - e^2)^{-3/2} (B + C - 2A) + \\
& + \frac{3}{8} \frac{\mu}{a^3} (1 - e^2)^{-3/2} \{ (A - B) [2(1 - \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi) + \\
& + \sin^2 \rho (3 \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi - 1)] + (A - C) [2 \sin^2 \vartheta + \\
& + \sin^2 \rho (3 \cos^2 \vartheta - 1)] \} + \frac{3}{8} \frac{\mu}{a^3} a_{33}(e) \times \\
& \times \sin 2(\kappa + \omega_\pi) (B - A) \cos \vartheta \sin \varphi \cos \varphi \sin^2 \rho + \\
& + \frac{3}{8} \frac{\mu}{a^3} (B - A) a_{23}(e) \cos \vartheta \sin \varphi \cos \varphi (1 - \cos \rho)^2 \times \\
& \times \sin 2(\kappa + 2\omega_\pi - \Sigma) + \frac{3}{8} \frac{\mu}{a^3} (A - B) a_{13}(e) \sin 2(\kappa + \Sigma) \times \\
& \times \cos \vartheta \sin \varphi \cos \varphi (1 + \cos \rho)^2 + \\
& + \frac{3}{16} \frac{\mu}{a^3} [(A - B) (\cos^2 \vartheta \cos^2 \varphi - \sin^2 \varphi) + \\
& + (A - C) \sin^2 \vartheta] a_{33}(e) \sin^2 \rho \cos 2(\kappa + \omega_\pi) + \\
& + \frac{3}{16} \frac{\mu}{a^3} a_{23}(e) (1 - \cos \rho)^2 \cos 2(\kappa + 2\omega_\pi - \Sigma) \times \\
& \times [(B - A) (\cos^2 \vartheta \cos^2 \varphi - \sin^2 \varphi) + (C - A) \sin^2 \vartheta] + \\
& + \frac{3}{16} \frac{\mu}{a^3} a_{13}(e) \cos 2(\kappa + \Sigma) (1 + \cos \rho)^2 \times \\
& \times [(B - A) (\cos^2 \vartheta \cos^2 \varphi - \sin^2 \varphi) + (C - A) \sin^2 \vartheta].
\end{aligned} \tag{7}$$

Здесь введены обозначения

$$\begin{aligned}
a_{13}(e) &= \frac{7}{2} e - \frac{123}{16} e^3 + O(e^5), \\
a_{23}(e) &= \frac{81}{1280} e^5 + O(e^7), \\
a_{33}(e) &= \frac{53}{8} e^3 + O(e^5).
\end{aligned}$$

Из системы (3) следует, что, если центральный эллипсоид инерции небесного тела является сферой, то вращательное движение тела не влияет на траекторию его центра масс. В остальных случаях эта траектория, вообще говоря, испытывает возмущения от гравитационного взаимодействия тела и притягивающего центра. Характер и величины этих возмущений зависят, согласно формуле (2), как от инерционных характеристик тела, так и от его ориентации в пространстве.

В 1973 г. в работе [8] был сформулирован принцип наименьшего взаимодействия, согласно которому резонансные орбитальные движения небесных тел вокруг притягивающего центра происходят так, чтобы минимизировать среднюю силовую функцию их взаимных гравитационных возмущений. Этот принцип непосредственно вытекает из интегрального критерия устойчивости резонансных движений [9]. Эффективность принципа наименьшего взаимодействия была ярко продемонстрирована И.И. Блехманом, объяснившим некоторые весьма тонкие особенности орбитальных движений планет Нептуна и Урана и спутников Сатурна.

Аналогичный принцип для резонансных орбитально-вращательных движений естественных небесных тел будет означать, что в ходе вековой эволюции должны формироваться такие динамические характеристики этих тел, которые минимизируют возмущения их орбит, определяемые силовой функцией (2). Проанализируем результаты, которые дает такой критерий оптимизации.

Предполагая, что ряд условий, выполненных для совершающих резонансные движения небесных тел с известными характеристиками (небольшой эксцентриситет орбиты, вращение вокруг оси, близкой к нормали к плоскости орбиты тела, и, соответственно, небольшие величины углов  $\rho$ ), не являются случайными и имеют место также и для других тел, упростим выражения (5) и (7), сохраняя в них лишь главные по порядкам величин члены. Отбрасывая в силовой функции (5) малые члены порядков  $e^2 \sin^2 \rho$ ,  $e^3 \sin \rho$ ,  $e^4$  и выше, получим приближенное выражение возмущающей силовой функции для орбитально-вращательного синхронизма типа 1 : 1 в виде

$$\begin{aligned} R_{21} = & \frac{1}{2} \frac{\mu}{a^3} (1 - e^2)^{-3/2} (B + C - 2A) + \\ & + \frac{3}{8} \frac{\mu}{a^3} (1 - e^2)^{-3/2} \{ (A - B) [2(1 - \sin^2 \vartheta \cos^2 \phi) + \\ & + \sin^2 \rho (3 \sin^2 \vartheta \cos^2 \phi - 1)] + (A - C) [2 \sin^2 \vartheta + \\ & + \sin^2 \rho (3 \cos^2 \vartheta - 1)] \} + \frac{3}{4} \frac{\mu}{a^3} a_{12}(e) \sin(\kappa + \omega_\pi) \times \\ & \times \sin \vartheta \cos \vartheta \sin \rho \cos \rho [(B - A) \cos^2 \phi + (A - C)] + \\ & + \frac{3}{4} \frac{\mu}{a^3} a_{62}(e) \sin \vartheta \cos \vartheta \sin \rho (1 + \cos \rho) [(B - A) \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \cos^2 \phi + (A - C)] \sin(\kappa + 2\varSigma - \omega_\pi) + \\ & + \frac{3}{8} \frac{\mu}{a^3} a_{12}(e) (A - B) \cos \vartheta \sin \vartheta \cos \phi (1 + \cos \rho)^2 \times \\ & \times \sin 2(\kappa + \varSigma) + \frac{3}{4} \frac{\mu}{a^3} (B - A) a_{42}(e) \sin \vartheta \sin \varphi \cos \phi \times \\ & \times \sin \rho \cos(\kappa + \omega_\pi) \cos \rho + \frac{3}{4} \frac{\mu}{a^3} (B - A) a_{62}(e) \sin \vartheta \times \\ & \times \sin \varphi \cos \phi \sin \rho (1 + \cos \rho) \cos(\kappa - \omega_\pi + 2\varSigma) + \\ & + \frac{3}{16} \frac{\mu}{a^3} a_{12}(e) (1 + \cos \rho)^2 [(B - A) (\cos^2 \vartheta \cos^2 \phi - \\ & - \sin^2 \phi) + (C - A) \sin^2 \vartheta] \cos 2(\kappa + \varSigma). \end{aligned} \quad (8)$$

Отбрасывая в функции (7) малые члены порядков  $e^3 \sin^2 \rho$  и  $e^5$ , получим приближенное выражение возмущающей силовой функции для синхронизма типа 3 : 2 в виде

$$\begin{aligned} R_{31} = & \frac{1}{2} \frac{\mu}{a^3} (1 - e^2)^{-3/2} (B + C - 2A) + \\ & + \frac{3}{8} \frac{\mu}{a^3} (1 - e^2)^{-3/2} \{ (A - B) [2(1 - \sin^2 \vartheta \cos^2 \phi) + \\ & + \sin^2 \rho (3 \sin^2 \vartheta \cos^2 \phi - 1)] + (A - C) [2 \sin^2 \vartheta + \\ & + \sin^2 \rho (3 \cos^2 \vartheta - 1)] \} + \frac{3}{8} \frac{\mu}{a^3} (A - B) a_{13}(e) \times \\ & \times \sin 2(\kappa + \varSigma) \cos \vartheta \sin \varphi \cos \phi (1 + \cos \rho)^2 + \\ & + \frac{3}{16} \frac{\mu}{a^3} a_{13}(e) (1 + \cos \rho)^2 \cos 2(\kappa + \varSigma) \times \\ & \times [(B - A) (\cos^2 \vartheta \cos^2 \phi - \sin^2 \phi) + (C - A) \sin^2 \vartheta]. \end{aligned} \quad (9)$$

Силовые функции (8) и (9) при подстановке в систему (3) позволяют определить главные (по порядкам величин) характеристики вековых уходов орбит тел для обнаруженных в Солнечной системе орбитально-вращательных синхронизмов типов 1 : 1 и 3 : 2, которые вызываются гравитационной связью между вращениями и обращениями этих тел. Найдем условия, при которых эти главные вековые уходы для большой полуоси и эксцентриситета орбиты тела, а также ее наклона, долготы восходящего узла и углового расстояния перицентра от узла равны нулю.

Для синхронизма 3 : 2 это возможно, если инерционный параметр  $\delta = (B - C)/(B - A)$ , отражающий, как легко видеть, различия между главными

экваториальными моментами инерции небесного тела, имеет вид

$$\begin{aligned} \delta = & \{ e(1-e^2)^{-5/2} (2 - 6\sin^2\vartheta\sin^2\phi + 6\sin^2\rho - \\ & - 9\sin^2\rho\sin^2\vartheta\cos^2\phi - 9\sin^2\rho\cos^2\vartheta) - \\ & - \cos\vartheta\sin\phi\cos\phi (1+\cos\rho)^2 \left( \frac{7}{2} - \frac{369}{16}e^2 \right) \times \\ & \times \sin 2(\kappa + \Sigma) + \left( \frac{7}{4} - \frac{369}{12}e^2 \right) (1+\cos\rho)^2 \times \\ & \times (\cos^2\vartheta\cos^2\phi - \sin^2\phi + \sin^2\vartheta) \cos 2(\kappa + \Sigma) \} \times \\ & \times \{ e(1-e^2)^{-5/2} [2(2-3\sin^2\vartheta) + \\ & + 3\sin^2\rho(1-3\cos^2\vartheta)] + \\ & + \left( \frac{7}{4} - \frac{369}{32}e^2 \right) (1+\cos\rho)^2 \sin^2\vartheta \cos 2(\kappa + \Sigma) \}^{-1}. \end{aligned} \quad (10)$$

Поскольку величина  $\delta$  для отвердевшего небесного тела постоянна, то соотношение (10), вообще говоря, может иметь место только при постоянном эксцентриситете орбиты тела и произвольных постоянных углах, характеризующих его движение относительно своего центра масс.

Для синхронизма 1 : 1 в силу зависимости силовой функции (8) от  $\omega_x$  обратить в нуль даже главные составляющие вековых уходов элементов оскулирующей орбиты при произвольных постоянных величинах  $e, \vartheta, \phi, \rho, \kappa, \Sigma$  и  $\delta$  в общем случае не удается, но это можно сделать при некоторых дополнительных условиях. Как эти условия, так и возможные значения углов в (10) можно получить естественным образом, базируясь на результатах работ [3, 4, 6, 10]. Согласно основной идее работы [3], наблюдаемая структура вращений и обращений больших тел Солнечной системы в основном сформировалась в далеком прошлом на сравнительно коротком временном промежутке ранней стадии ее эволюции. Тогда же возникли наблюдаемые в настоящее время орбитально-вращательные синхронизмы, а переменные  $\vartheta, \phi, \rho, \kappa, \Sigma$  приняли близкие к существующим квазистационарные значения. Эти значения обязаны удовлетворять ряду соотношений [4, 10]. В частности,  $\Sigma = \pi/2$ , либо  $\Sigma = 3\pi/2$ , а также имеет место хотя бы одно из условий:

$$\vartheta = \frac{\pi}{2}, \quad (11)$$

либо

$$\sin\phi\cos\phi = 0. \quad (12)$$

Наблюдаемое вращение Луны по законам Кассини ( $\phi = 0, \vartheta = \pi/2$ ) соответствует одновременно выполнению равенств (11) и (12). Можно пока-

зать [6], что некоторые обобщенные законы Кассини должны описывать резонансные орбитально-вращательные движения и ряда других тел. Если теперь предположить, что резонансные вращения ряда небесных тел, находящихся в настоящее время в орбитально-вращательных синхронизмах, уже сформировались к этапу их отвердения и описывались обобщенными законами Кассини, то принцип наименьшего взаимодействия позволит найти значение  $\delta$ , минимизирующее возмущения орбиты от воздействий, соответствующих функции (2).

При таком подходе, полагая, как это имеет место для вращений по обобщенным законам Кассини,  $\vartheta = \pi/2$  и  $\phi = 0$  и используя возмущающие функции (8) и (9), найдем с принятой точностью значения  $\delta$ , обращающие в нуль главные составляющие вековых уходов элементов  $a, e, i, \Omega, \omega_x$  оскулирующей орбиты небесного тела. Для синхронизмов типа 1 : 1 получим

$$\begin{aligned} \delta = & [ (1-e^2)^{-5/2} (2-3\sin^2\rho) - \\ & - 2.5(1+\cos\rho)^2 \cos 2(\kappa + \Sigma) ] \times \\ & \times [ (-2+3\sin^2\rho)(1-e^2)^{-5/2} - \\ & - 2.5(1+\cos\rho)^2 \cos 2(\kappa + \Sigma) ]^{-1}. \end{aligned} \quad (13)$$

Для синхронизмов типа 3 : 2 найдем соответственно

$$\begin{aligned} \delta = & [ e(1-e^2)^{-5/2} (2-3\sin^2\rho) + \\ & + 1.75(1+\cos\rho)^2 \cos 2(\kappa + \Sigma) ] \times \\ & \times [ e(-2+3\sin^2\rho)(1-e^2)^{-5/2} + \\ & + 1.75(1+\cos\rho)^2 \cos 2(\kappa + \Sigma) ]^{-1}. \end{aligned} \quad (14)$$

При  $\rho = 0$  эти соотношения близки к полученным в работе [11] для плоских периодических движений твердого тела в гравитационном поле притягивающего шара.

Интересно отметить, что сами обобщенные законы Кассини, описывающие финальный результат эволюции вращения ряда небесных тел, могут рассматриваться как проявление принципа наименьшего взаимодействия. Действительно, имеющее здесь место одновременное выполнение обоих равенств (11) и (12) для квазистационарных резонансных вращений не находило до сих пор физического объяснения. Однако, как оказывается, именно это условие позволяет для синхронизмов 1 : 1 минимизировать влияние главных возмущений, описываемых силовой функцией (2), на орбиту тела.

Разумеется, соотношения (13), (14) для реальных небесных тел, находящихся в настоящее время

в орбитально-вращательных синхронизмах, должны рассматриваться как ориентировочные, к которым могли асимптотически приближаться прообразы этих тел на стадии их отвердения. Степень приближения  $\delta$  к значениям (13), (14) может зависеть от ряда дополнительных факторов (некоторые из них будут подробно рассмотрены в дальнейшем для синхронизма 3 : 2). Кроме того, с тех пор, благодаря неучитываемому здесь гравитационному влиянию других тел, могли заметно измениться оскулирующие эксцентриситеты.

По современной теории вращения Луны [6, 12] имеем  $\rho \sim 6^{\circ}41'$ ,  $\vartheta = \Sigma = \pi/2$ ,  $\phi = \kappa = 0$ ,  $e = 0.055$ . Тогда, из формулы (13) для Луны находим оценку  $\delta = 1.496$ , которая достаточно хорошо согласуется с другими данными [5]. Это обстоятельство позволяет надеяться, что формулы (13), (14) можно при подходящих условиях эффективно использовать для оценок инерционных характеристик ряда других небесных тел, находящихся в орбитально-вращательных синхронизмах. Они, однако, заведомо неприменимы к спутникам Марса Фобосу и Деймосу, центральные эллипсоиды инерции которых сильно [13] отличаются от сфер, что скорее всего является следствием захвата этих спутников Марсом в уже отвердевшем виде.

Используем полученные результаты для анализа наблюдаемого движения Меркурия. Как известно [14], условия для наблюдения за Меркурием существенно хуже, чем для многих планет. Только в 1965 г., благодаря радиолокационным наблюдениям, было установлено, что период вращения Меркурия близок к 59 земным суткам. Тогда же Коломбо заметил, что этот период вращения соответствует синхронизму типа 3 : 2 между вращением и обращением Меркурия. Однако, относительно положения в пространстве оси вращения Меркурия и формы этой планеты до сих пор нет достаточных сведений.

Для небесного тела, вращающегося в синхронизме 3 : 2 по обобщенным законам Кассини, согласно [6], имеем

$$\vartheta = \pi/2, \quad \phi = 0, \quad \Sigma = \frac{\pi}{2} \quad \text{и} \quad \kappa = 0,$$

либо  $\Sigma = \frac{3\pi}{2}$  и  $\kappa = \pi$ . (15)

Угол  $\rho$  в силу системы (3) может быть найден из следующего уравнения

$$\sin \rho = 2 \frac{K_\Omega}{\omega_0} \cos \rho \sin i \sin \Sigma \left[ 2 \frac{K_\Omega}{\omega_0} \cos i + \right. \\ \left. + (1 - e^2)^{-1/2} \left( \frac{B - A}{B} + \frac{B - C}{B} \right) \cos \rho + \right. (16)$$

$$\left. \frac{K_\Omega}{\omega_0} + \frac{q_{13}(e)}{2} \frac{(C - A)}{B} (1 + \cos \rho) \cos 2(\kappa + \Sigma) \right]^{-1}.$$

Необходимые условия устойчивости орбитально-вращательного резонансного движения небесного тела в синхронизме 3 : 2 на эллиптической орбите таковы:

1) вращение происходит вокруг наименьшей оси центрального эллипсоида инерции, а наибольшая ось этого эллипсоида при каждом прохождении центром масс телаperiцентра орбиты отслеживает направление большой полуоси орбиты;

2) выполнены неравенства

$$B > A > C, (17)$$

$$K_\Omega \sin \Sigma \{ \omega_0 \sin^3 \rho [2(1 - e^2)^{-1/2} (2B - A - C) - \\ - a_{13}(e)(A - C) \cos 2(\kappa + \Sigma)] - K_\Omega B \sin i \sin \Sigma \} < 0. (18)$$

Достаточные условия устойчивости вращения в рамках эволюционной системы уравнений для решений (15), (16) получаются добавлением к неравенствам (17), (18) дополнительного неравенства

$$K_\Omega \sin \Sigma > 0. (19)$$

Как уже отмечалось, угол  $\rho$  для Меркурия к настоящему времени достаточно точно не определен. Однако радиолокационные данные показывают, что этот угол невелик [14] и по крайней мере не превосходит  $25^\circ$ . Проанализируем с помощью (16) и результатов, полученных здесь из принципа минимального взаимодействия, зависимость несферичности Меркурия от значений угла  $\rho$ .

При  $e = 0$ , как легко видеть, из формулы (14) следует, что  $\delta = 1$ . При небольших величинах  $e$  и  $\rho$  параметр  $\delta$ , согласно (14), близок к единице. Учитывая ранее проведенное обсуждение смысла формул (13), (14), как описывающих только асимптотику, к которой стремится форма небесного тела на стадии отвердения в силу принципа минимального взаимодействия, и условие (17), получаем, что для реального Меркурия в настоящее время центральный эллипсоид инерции должен быть очень близок к эллипсоиду вращения ( $B > A \approx C$ ) и  $\delta \sim 1$ .

Согласно (15), возможны только две динамически различные модели движения Меркурия: либо восходящий узел орбиты Меркурия на эллиптике совпадает с нисходящим узлом его экватора (модель 1), либо восходящий узел орбиты совпадает с восходящим узлом экватора (модель 2). Если  $\Sigma = \pi/2$  (модель 1), то с учетом неравенства (17) для  $i < \pi/2$  из (16) получаем  $\rho \geq i$ . Для небесного тела с параметрами орбиты Меркурия тогда имеем

$$\frac{B - A}{B} = \frac{1.245 - 0.153 \operatorname{ctg} \rho}{\cos \rho} \times 10^{-6}. (20)$$

Величины отношений  $(B - A)/B$  для небесного тела, вращающегося в орбитально-вращательном

синхронизме 3 : 2, согласно (20), для ряда дискретных значений  $\rho$  представлены в таблице. График зависимости (20) показан на рисунке (кривая 1). Вращение Меркурия по модели 1 удовлетворяет условию устойчивости (18), если выполнено (17), но не удовлетворяет условию (19), поскольку, как известно, для реального Меркурия  $K_\Omega < 0$ . В случае  $\Sigma = 3\pi/2$  (модель 2) для небесного тела с параметрами орбиты Меркурия имеем

$$\frac{B-A}{B} = \frac{1.245 + 0.153 \operatorname{ctg} \rho}{\cos \rho} \times 10^{-6}. \quad (21)$$

Величины отношений  $(B-A)/B$ , согласно формуле (21), для ряда дискретных значений  $\rho$  представлены в таблице, а график зависимости (21) показан на рисунке (кривая 2).

Условие устойчивости (19) для рассматриваемого модельного вращения Меркурия выполнено. Условие (18) выполнено, если выполнено (17) и

$$\frac{B-A}{B} < (1-e^2)^{3/2} \frac{|K_\Omega|}{\omega_0} \frac{\sin i}{\sin^3 \rho} = \frac{0.153}{\sin^3 \rho} \times 10^{-6}. \quad (22)$$

С учетом (21) условие (22) выполняется, если  $\rho < \rho_*$ , причем, как можно показать, критическое значение

$$\rho_* = 26^\circ 33'. \quad (23)$$

Поскольку  $\rho_* > 25^\circ$  (верхняя граница значений угла  $\rho$  по результатам радиолокации), то для второго модельного вращения Меркурия все условия устойчивости выполнены, если имеет место неравенство (17).

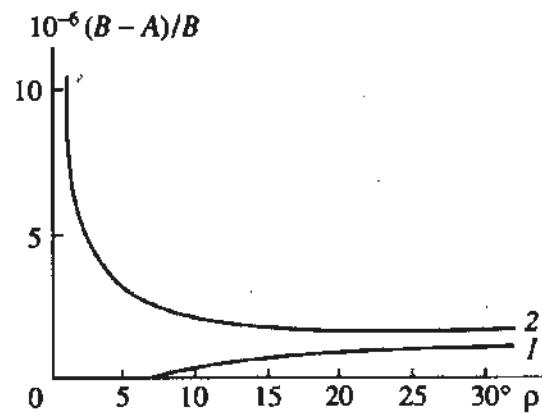
Остается оценить, какая из двух возможных модельных ситуаций –  $\Sigma = \pi/2$  (при этом ось вращения небесного тела и нормаль к плоскости его орбиты всегда находятся по разные стороны от нормали к эклиптике), либо  $\Sigma = 3\pi/2$  (при этом всегда ось вращения тела и нормаль к плоскости его орбиты находятся по одну сторону от нормали к эклиптике) – может быть отнесена к наблюдаемому вращению Меркурия. Эволюционная модель с  $\Sigma = \pi/2$  по сравнению с моделью с  $\Sigma = 3\pi/2$  имеет два существенных недостатка. Во-первых, при  $\Sigma = \pi/2$  устойчивых квазистационарных вращений по обобщенным законам Кассини в синхронизме 3 : 2 не существует при малых ( $\rho < i$ ) значениях угла  $\rho$ . Во-вторых, при малых  $\rho > i$  параметр  $(B-A)/B$ , согласно формуле (20), должен быть чрезвычайно мал по сравнению с моделью с  $\Sigma = 3\pi/2$  (рисунок). С другой стороны, вторая эволюционная модель вращения Меркурия с  $\Sigma = 3\pi/2$  допускает его устойчивое вращение по обобщенным законам Кассини при любых малых  $\rho < \rho_*$ , а значения параметра  $(B-A)/B$  здесь при малых  $\rho$  сравнимы, в частности, с оценками этого параметра для Венеры, полученными в работе [15].

Таблица

$\rho$ , град	$\Sigma = \pi/2$	$\Sigma = 3\pi/2$
	$10^{-6} (B-A)/B$	
30	1.132	1.743
25	1.01	1.736
20	0.88	1.772
15	0.698	1.88
10	0.384	2.144
7	0	2.51
5	–	3.0
3	–	4.168
2	–	5.626
1	–	10.0

Учитывая приведенные аргументы, с большой степенью достоверности следует считать, что наблюдаемое вращение Меркурия в среднем описывается моделью с  $\Sigma = 3\pi/2$ . Таким образом, восходящий узел орбиты Меркурия на эклиптике должен (в отличие от наблюдаемого вращения Луны) совпадать с восходящим узлом экватора Меркурия, угол  $\rho < \rho_*$ , центральный эллипсоид инерции Меркурия чрезвычайно близок к эллипсоиду вращения с  $A = C$ , а параметр  $(B-A)/B$  для Меркурия связан с углом  $\rho$  формулой (21). Окончательную ясность внесут данные о положении в пространстве оси вращения Меркурия. Если, что легко предвидеть, окажется  $\rho < 7^\circ$ , то эволюционная модель с  $\Sigma = \pi/2$  будет полностью исключена.

Приведем еще в заключение для сравнения также некоторые грубые оценки инерционных характеристик модельного Меркурия, которые можно получить из описания его движения с помощью только обобщенных законов Кассини без использования принципа минимального взаимодействия и соответствующей формулы (14). Если принять, учитывая уже приведенный здесь ранее

Зависимость  $(B-A)/B$  от  $\rho$  при  $\Sigma = \pi/2$  (1) и  $3\pi/2$  (2).

анализ, для вращения Меркурия модель с  $\Sigma = 3\pi/2$ , то формула (16) при небольших значениях  $\rho$  становится непротиворечивой только при условии

$$(1 - e^2)^{-3/2} \left( \frac{B - A}{B} + \frac{B - C}{B} \right) + a_{13}(e) \frac{A - C}{B} > \\ > 2 \frac{|K_\Omega|}{\omega_0} \cos i = 2.657 \times 10^{-6}. \quad (24)$$

Неравенство (24) дает некоторую оценку синезу для характеристик отличия центрального эллипсоида инерции Меркурия от сферы. Оценки сверху можно получить из условий устойчивости модельного вращения Меркурия. Условие (18) для  $\Sigma = 3\pi/2$  выполняется только, если

$$2(1 - e^2)^{-3/2} \frac{(B - A)}{B} + \\ + \left[ (1 - e^2)^{-3/2} + \frac{a_{13}(e)}{2} \right] \frac{(A - C)}{B} < \\ < 2 \frac{|K_\Omega|}{\omega_0} \frac{\sin i}{\sin^3 \rho}, \quad (25)$$

Отсюда находим (22) и условие

$$\frac{A - C}{B} < \frac{2 \frac{|K_\Omega|}{\omega_0} \frac{\sin i}{\sin^3 \rho}}{(1 - e^2)^{-3/2} + a_{13}(e)/2} = \frac{0.234}{\sin^3 \rho} \times 10^{-6}. \quad (26)$$

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Альвен Х., Аррениус Г. Эволюция Солнечной системы. М.: Мир, 1979. 512 с.
2. Каула У. Введение в физику планет земной группы. М.: Мир, 1971. 536 с.
3. Козлов Н.Н., Энеев Т.М. Препринт № 134. М.: Ин-т прикл. мат. АН СССР, 1977. 81 с.
4. Хентов А.А. // Астрон. журн. 1982. Т. 59. С. 769.
5. Справочное руководство по небесной механике и астродинамике / Ред. Дубошин Г.Н. М.: Наука, 1971. 584 с.
6. Белецкий В.В. Движение спутника относительно центра масс в гравитационном поле. М.: МГУ, 1975. 308 с.
7. Волосов В.М., Моргунов Б.И. Метод осреднения в теории нелинейных колебательных систем. М.: МГУ, 1971. 508 с.
8. Ovenden M., Feagin T., Graff O. // Celestial Mechanics. 1973. V. 8. № 3. P. 455.
9. Блехман И.И. Синхронизация в природе и технике. М.: Наука, 1981. 352 с.
10. Хентов А.А. // Астрон. журн. 1987. Т. 64. С. 647.
11. Баркин Ю.В. // Астрон. журн. 1976. Т. 53. С. 1110.
12. Хентов А.А. // Астрон. журн. 1987. Т. 64. С. 1105.
13. Burns J. // Rev. of Geophys. and Space Phys. 1972. V. 10. P. 463.
14. Приливы и резонансы в Солнечной системе / Ред. Жарков В.Н. М.: Мир, 1975. 286 с.
15. Bilib B., Kiffer W., Jones R. // J. Geophys. Res. 1987. V. 92. № B10. P. 335.

## On the Problem of the Shapes of Celestial Bodies Synchronized in Their Orbital Motions

A. A. Khentov

The use of the minimum interaction principle for estimating the shapes of natural celestial bodies showing synchronization in their orbital and rotational motions is discussed.

# ВЫЧИСЛЕНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ ЭЛЕМЕНТОВ ОРБИТЫ СПУТНИКА НЕСФЕРИЧНОЙ ПЛАНЕТЫ НА ДЛИТЕЛЬНЫХ ИНТЕРВАЛАХ ВРЕМЕНИ. АНАЛИТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ПЯТОГО ПОРЯДКА

© 1995 г. С. М. Кудрявцев

Центр управления полетом, Москва

Поступила в редакцию 08.04.94 г.

Приведены результаты аналитического интегрирования уравнений Лагранжа для спутника несферической планеты. Вычислены все вековые и короткопериодические возмущения в движении спутника до 5-го порядка включительно и долгопериодические возмущения с точностью до 4-го порядка. Сравнение результатов интегрирования уравнений движения геодинамического спутника "Эталон-1", полученных с помощью данной аналитической теории и численного метода на интервале времени в 5 лет показало, что среднеквадратичное рассогласование в координатах составляет 1.1 см, а расчетной дальности – 0.5 см.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] автором было получено решение 4-го порядка уравнений Лагранжа для оскулирующих элементов орбиты спутника несферической планеты. Применение данного решения для случая геодинамического спутника "Эталон-1", движущегося в нецентральном поле Земли, показало, что его положение вычисляется со среднеквадратической ошибкой 5 - 6 см на временном интервале в 2 года. Там же было отмечено, что для достижения точности аналитического прогнозирования ~1 см, необходимой для обработки современных лазерных измерений дальности, требуется развитие теории учетом возмущений 5-го порядка. (На данном этапе работы мы имеем в виду только возмущения в движении спутника, вызываемые нецентральностью потенциала центрального тела). В настоящей статье приведено решение этой задачи.

## 2. АНАЛИТИЧЕСКОЕ ИНТЕГРИРОВАНИЕ УРАВНЕНИЙ ЛАГРАНЖА

Если схематически записать уравнения Лагранжа в виде

$$\left\{ \frac{dq_j}{dt} = Q_j(\mathbf{q}, t) \right\}_{j=1,2,\dots,6}, \quad (1)$$

где  $q_j$  есть произвольный оскулирующий элемент орбиты спутника,  $t$  – эпоха, то, согласно методу малого параметра, решение представляется в виде суммы

$$q_j(t) = q_j(t_0) + \delta^{(1)} q_j(t) + \delta^{(2)} q_j(t) + \delta^{(3)} q_j(t) + \delta^{(4)} q_j(t) + \delta^{(5)} q_j(t) + \dots \quad (2)$$

Здесь  $t_0$  есть эпоха начальных условий,  $\delta^{(k)} q_j(t)$  – возмущения, полученные в  $k$ -ом приближении интегрирования уравнений Лагранжа. Указанные возмущения представляют собою вариации оскулирующих элементов орбиты спутника относительно параметров некоторой промежуточной орбиты.

Выражения для возмущений  $\delta^{(k)} q_j(t)$  при  $k \leq 4$  приведены в [1]. При  $k = 5$  решение имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \delta^{(5)} q_j(t) = & \int_{t_0}^t \left[ \sum_{k=1}^6 \frac{\partial Q_j(\mathbf{q}_0, \tau)}{\partial q_k} \delta^{(4)} q_k(\tau) + \right. \\ & + \sum_{k=1}^6 \sum_{l=1}^6 \frac{\partial^2 Q_j(\mathbf{q}_0, \tau)}{\partial q_k \partial q_l} \delta^{(1)} q_k(\tau) \delta^{(3)} q_l(\tau) + \\ & + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^6 \sum_{l=1}^6 \frac{\partial^2 Q_j(\mathbf{q}_0, \tau)}{\partial q_k \partial q_l} \delta^{(2)} q_k(\tau) \delta^{(2)} q_l(\tau) + \\ & + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^6 \sum_{l=1}^6 \sum_{m=1}^6 \frac{\partial^3 Q_j(\mathbf{q}_0, \tau)}{\partial q_k \partial q_l \partial q_m} \times \\ & \times \delta^{(1)} q_k(\tau) \delta^{(1)} q_l(\tau) \delta^{(2)} q_m(\tau) + \\ & + \frac{1}{24} \sum_{k=1}^6 \sum_{l=1}^6 \sum_{m=1}^6 \sum_{n=1}^6 \frac{\partial^4 Q_j(\mathbf{q}_0, \tau)}{\partial q_k \partial q_l \partial q_m \partial q_n} \delta^{(1)} q_k(\tau) \times \\ & \times \delta^{(1)} q_l(\tau) \delta^{(1)} q_m(\tau) \delta^{(1)} q_n(\tau) \Big] d\tau. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь через  $\mathbf{q}_0$  обозначен вектор элементов промежуточной орбиты.

**Таблица 1.** Среднеквадратичное рассогласование (в см) результатов численного и аналитического интегрирования уравнений движения КА "Эталон-1" на интервале времени 5 лет в координатах (а) и в расчетной дальности (б)

		(а)			
Порядок аналитической теории	$J_2$	Модель геопотенциала			$36 \times 36$
		$J_2 + J_{2,2}$	$J_2 + J_3 + \dots + J_{12}$		
2	494	494	527	532	
3	43.5	43.7	46.1	46.7	
4	4.3	4.3	4.3	4.6	
5	0.5	0.8	0.7	1.1	

		(б)			
Порядок аналитической теории	$J_2$	Модель геопотенциала			$36 \times 36$
		$J_2 + J_{2,2}$	$J_2 + J_3 + \dots + J_{12}$		
2	128	130	222	219	
3	15.2	15.4	17.5	17.1	
4	1.1	1.1	1.7	1.9	
5	0.1	0.3	0.3	0.5	

**Таблица 2.** Максимальный порядок возмущения, вычисленного от гармоники  $J_m$  разложения геопотенциала

l	m							
	0	1	2	3	4	5	6	7
2	5	0	4					
3	5	3	3	3				
4	2	3	3	2	2			
5	4	2	2	2	2	2		
6	2	2	2	1	1	1	1	
7	3	2	2	1	1	1	1	1

Примечание. От более высоких гармонических коэффициентов, не вошедших в таблицу, вычислялись возмущения 1-го порядка.

В средней долготе спутника, кроме того, учитываются дополнительные возмущения  $\delta^{(k)} \lambda_{\text{доп}}$ , вызываемые вариациями большой полуоси его орбиты  $a$ . Также, как и для основных возмущений случай  $k \leq 4$  рассмотрен в [1], при  $k = 5$  будем иметь

$$\begin{aligned} \delta_{\text{доп}}^{(5)} \lambda(t) = & -\frac{3}{2} \frac{n_0}{a_0} \int_{t_0}^t \delta^{(5)} a(\tau) d\tau + \\ & + \frac{15}{4} \frac{n_0}{a_0^2} \int_{t_0}^t \delta^{(1)} a(\tau) \delta^{(4)} a(\tau) d\tau + \end{aligned}$$

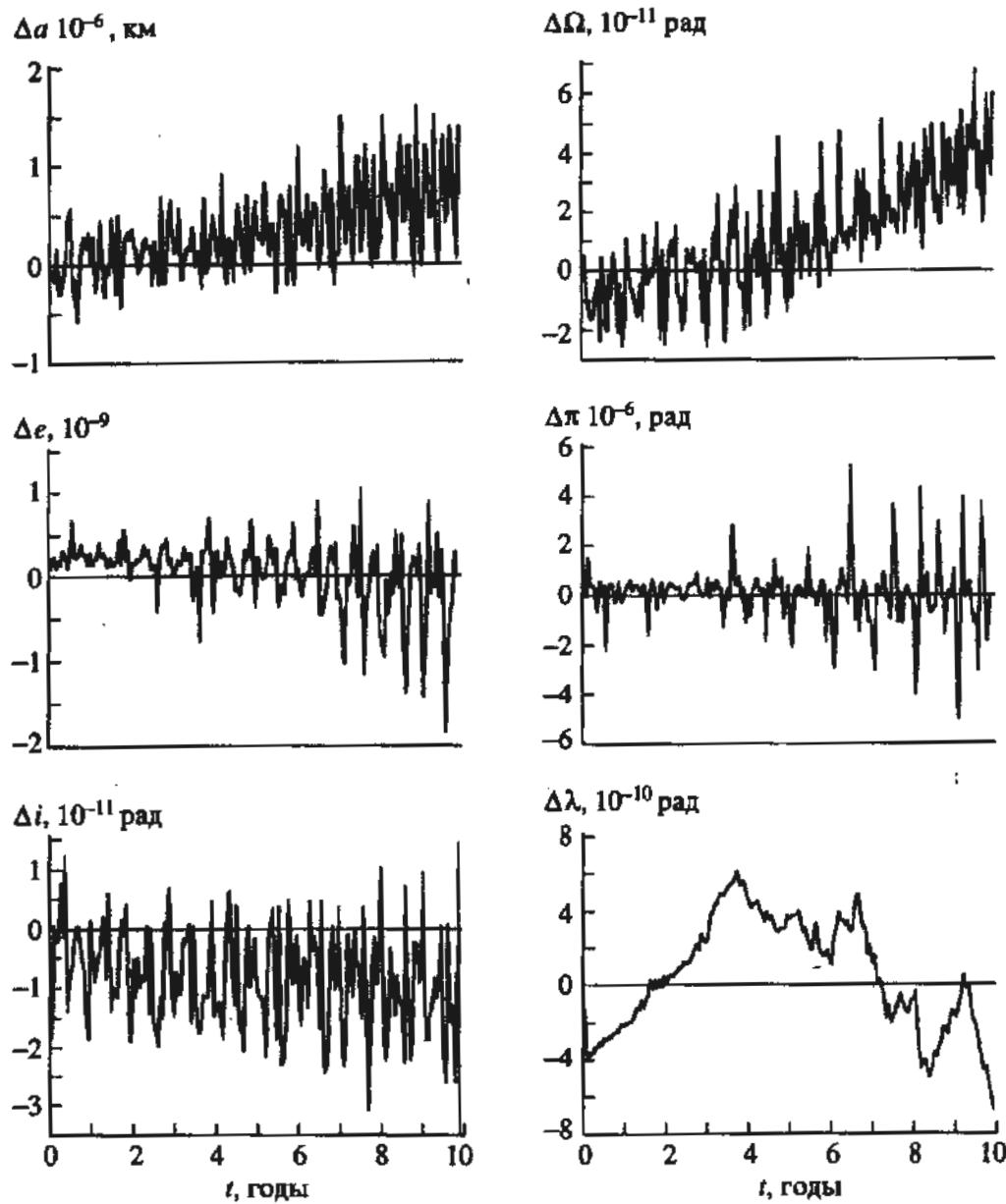
$$\begin{aligned} & + \frac{15}{4} \frac{n_0}{a_0^2} \int_{t_0}^t \delta^{(2)} a(\tau) \delta^{(3)} a(\tau) d\tau - \\ & - \frac{105}{16} \frac{n_0}{a_0^3} \int_{t_0}^t [\delta^{(1)} a(\tau)]^2 \delta^{(3)} a(\tau) d\tau - \\ & - \frac{105}{16} \frac{n_0}{a_0^3} \int_{t_0}^t \delta^{(1)} a(\tau) [\delta^{(2)} a(\tau)]^2 d\tau + \\ & + \frac{315}{32} \frac{n_0}{a_0^4} \int_{t_0}^t [\delta^{(1)} a(\tau)]^3 \delta^{(2)} a(\tau) d\tau - \\ & - \frac{693}{256} \frac{n_0}{a_0^5} \int_{t_0}^t [\delta^{(1)} a(\tau)]^5 d\tau. \end{aligned} \quad (4)$$

В выражении (4)  $a_0$  большая полуось промежуточной орбиты, а  $n_0$  – соответствующее ей значение среднего движения. Формулы (3) – (4) позволяют вычислить все возмущения 5-го порядка для вековых и короткопериодических членов и 4-го порядка для долгопериодических членов.

Вычисление возмущений элементов орбиты спутника проводилось следующим образом. В качестве промежуточной орбиты применялся кеплеров эллипс, при этом три элемента – долгота восходящего узла  $\Omega$ , долготаperiцентра  $\pi$  и средняя долгота спутника в орбите  $\lambda$  – полагались изменяющимися вековым образом. В правых частях уравнений (1) использовалась пертурбационная функция в форме, предложенной Каулой [2]. В этих условиях правые части (1), как и любые частные производные от них, представляют собой тригонометрические ряды. Выражения для возмущений элементов орбиты любого порядка также представляют собой тригонометрические ряды (возникающие вековые составляющие включаются в соответствующие параметры промежуточной орбиты). Общая форма всех возмущений позволяет при вычислении вариаций высших порядков не выводить громоздкие формулы, а ограничиться операциями с численными значениями коэффициентов тригонометрических функций, представляющих собой амплитуды, частоты и фазы периодических возмущений в каждом элементе орбиты спутника. Эти коэффициенты хранятся в памяти ЭВМ и используются как для получения возмущений следующих порядков, так и для окончательного расчета оскулирующих элементов орбиты на необходимые моменты времени.

## 2. ИССЛЕДОВАНИЕ ТОЧНОСТИ ТЕОРИИ

Для оценки точности аналитической теории применялся следующий достаточно распространенный способ [3]. С помощью высокоточного



Рассогласование результатов численного и аналитического интегрирования уравнений движения КА "Эталон-1" на 10-летнем интервале, выраженное в кеплеровых элементах орбиты.

численного метода (в наших исследованиях использовался метод Эверхарта 15-го порядка) рассчитывались положения спутника на ряд моментов времени. Далее эти положения рассматривались как модельные измерения и подвергались обработке по методу наименьших квадратов, причем для интегрирования уравнений движения использовался аналитический метод. В качестве уточняемых параметров выступали элементы вектора промежуточной орбиты в начальную эпоху. Минимизируемой величиной являлась сумма квадратов отклонений координат спутника, получаемых обоими способами.

Сравнение проводилось на примере геодинамического спутника "Эталон-1" (большая полуось  $a = 25500$  км, эксцентриситет  $e = 0.0007$ , наклонение к экватору Земли  $i = 65^\circ$ ) на 5-летнем

интервале времени. Табл. 1а и 1б содержат результирующие величины среднеквадратичных ошибок, соответственно, в координатах и расчетной дальности до спутника от центра Земли, полученные при различных моделях геопотенциала и порядка аналитической теории.

В табл. 2 приведены максимальные значения порядка возмущения, вычисленного от каждой гармоники разложения потенциала Земли.

Максимальное время вычислений всех возмущений с помощью данной аналитической теории составило 110 мин на персональном компьютере 486DX2/50MHz. При этом общее количество периодических возмущений, имеющих амплитуду, существенную при расчете координат спутника, превысило 42 тыс. Вычисление положения спутника

с помощью данного массива возмущений выполнялось за 0.4 с, независимо от интервала прогнозирования. Отметим, что численное интегрирование уравнений движения КА "Эталон-1" потребовало в аналогичном варианте более 8 ч счета.

Повышение точности аналитического интегрирования до уровня 0.5 - 1 см на длительных интервалах времени позволило рассмотреть вопрос о точностных характеристиках самого численного метода интегрирования, предполагавшегося на предыдущих стадиях сравнения идеальным. Рисунок демонстрирует рассогласования аналитического и численного интегрирования уравнений движения КА "Эталон-1" на интервале времени 10 лет, выраженные в кеплеровых элементах орбиты. Видно, что в рассмотренном примере численный метод сохраняет относительную устойчивость на интервале времени до 5 лет. Использование его на более длительных мерных базах при обработке высокоточных лазерных измерений

дальности представляется малоэффективным, для решения подобных задач целесообразно применять аналитические методы интегрирования.

Естественно, что возмущения в движении спутника, вызванные несферической формой центральной планеты, являются одними из основных, но и единственными. Поэтому, перспективой данной работы является адекватный учет аналитической теорией возмущений от других факторов.

Автор благодарен Н.В. Емельянову и В.Ф. Тихонову за интерес к данной работе и полезные замечания. Исследование было частично поддержано грантом RLR000 Международного научного фонда.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кудрявцев С.М. // Астрон. журн. 1994. Т. 71. С. 161.
2. Каула У. Спутниковая геодезия. М.: Мир, 1970.
3. Емельянов Н.В. // Астрон. журн. 1986. Т. 63. С. 80.

## Computation of Perturbations by a Nonspherical Planet of the Orbital Elements of Its Satellite over Long Time Intervals: Fifth-Order Analytic Theory

S. M. Kudryavtsev

The results of analytic integration of the Lagrangian equations for the satellite of a nonspherical planet are presented. All secular and short-period perturbations in the satellite motion to the fifth order and long-period perturbations to the fourth order relative to the oblateness of the central body are computed. The results of integration of the equations of motion of the geodynamical satellite "Etalon-1" obtained with the use of this analytic theory and by numerical integration over a five-year interval are presented: the mean square discrepancy in coordinates is 1.1 cm and in the calculated range is 0.5 cm.