

Министерство образования Российской Федерации  
Головной совет "Астрономия"  
Уральский государственный университет  
им. А.М.Горького

## **Ф И З И К А   К О С М О С А**

**Труды 30-й Международной  
студенческой научной конференции  
29 января — 2 февраля 2001 года**

Екатеринбург  
Издательство Уральского университета  
2001

52

УДК 524.4  
Ф 503

Печатается по решению  
организационного  
комитета конференции

Ф 503     **Физика Космоса:** Тр. 30-й Междунар. студ. науч. конф.,  
Екатеринбург, 29 янв. – 2 февр. 2001 г. Екатеринбург: Изд-во  
Урал. ун-та, 2001. 244 с.

ISBN 5-7996-0098-3

#### Редколлегия

А.Е.Василевский (отв. ред.), П.Е.Захарова, Э.Д.Кузнецов, С.В.Салий,  
Е.И.Старицин, Н.Б.Фролова (Уральский университет); К.В.Холшевников  
(Санкт-Петербургский университет)

**1 3 5 6 4 4 6**

Печатается при финансовой поддержке Федеральной целевой програм-  
мы "Государственная поддержка интеграции высшего образования и фун-  
даментальной науки на 1997–2000 годы" и Российского фонда фундамен-  
тальных исследований.

**НАУЧНАЯ БИБЛИОТЕКА**  
**Уральского Госуниверситета**  
**г.Екатеринбург**

ISBN 5-7996-0098-3

© Уральский государственный  
университет, 2001

**ФИЗИКА КОСМОСА**  
**30-я МЕЖДУНАРОДНАЯ СТУДЕНЧЕСКАЯ**  
**НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ**

**Организаторы**

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ**  
**РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

**ГОЛОВНОЙ СОВЕТ "АСТРОНОМИЯ"**

**УРАЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**  
**Кафедра астрономии и геодезии**  
**Астрономическая обсерватория**

**29 января – 2 февраля 2001 г.**

**Коуровка, Россия**

**Научный организационный комитет**

К.В.Холшевников (председатель, Санкт-Петербургский ГУ), Г.С.Бисноватый-Коган (ИКИ РАН), С.И.Блииников (ИТЭФ РАН), Т.В.Бордовицына (Томский ГУ), В.М.Григорьев (ИСЗФ СО РАН), В.М.Данилов, П.Е.Захарова (Уральский ГУ), И.И.Зинченко (Ин-т прикладной физики РАН), Э.Д.Кузнецов, А.М.Соболев, Е.И.Старицин (Уральский ГУ), Ю.В.Хачай (Ин-т геофизики УрО РАН), В.М.Чечеткин (ИПМ РАН), Б.М.Шустов (Ин-т астрономии РАН).

**Жюри конкурса студенческих научных работ**

К.В.Холшевников (председатель, Санкт-Петербургский ГУ), Г.С.Бисноватый-Коган (ИКИ РАН), Г.Р.Кастель (Ин-т прикладной астрономии РАН), Л.В.Рыхлова (Ин-т астрономии РАН), В.М.Чечеткин (ИПМ РАН).

**Финансовая поддержка**

Федеральная целевая программа "Государственная поддержка интеграции высшего образования и фундаментальной науки на 1997–2000 годы".

Российский фонд фундаментальных исследований.

INTAS

Комитет по делам молодежи администрации Октябрьского района г. Екатеринбург.

## Программа конференции

Место проведения — Астрономическая обсерватория Уральского университета.

29 января, понедельник, ауд. 15

**15.00–15.15 Открытие конференции** (выступления председателя Головного совета по астрономии К.В.Холщевникова, директора Астрономической обсерватории П.Е.Захаровой).

**Председатель**

**Б.М. Шустов, д-р физ.-мат. наук**

**15.15–16.00 В.М. Чететкин (д-р физ.-мат. наук, ИПМ РАН).**

Космологические ограничения на возможность существования первичного вакуума и возраст Вселенной.

**16.00–16.45 С.И. Блинные (д-р физ.-мат. наук, ИТЭФ РАН и ГАИШ МГУ).**

Гамма-всплески и сверхновые.

**16.45–17.00 Перерыв.**

**17.00–17.15 Е.Н. Фадеев (5 курс, МГУ).**

Двойные астероиды и кометы: динамические свойства.

**17.15–17.30 А.В. Рубинов (5 курс, СПбГУ).**

Динамическая эволюция групп звезд малой кратности.

**17.30–17.45 Я.Н. Павлюченков (курс, ЧГУ).**

Моделирование процесса переноса излучения в межзвездных облаках.

**17.45–18.00 Н.С. Орехов (2 курс, УрГУ).**

Программа отождествления одиночных линий в сложных спектрах.

**18.00–18.15 Е. Масленникова (1 курс, КГУ).**

Визуальные наблюдения метеорных потоков Персеид и Акварид.

**18.15–18.45 О.П. Быков (канд. физ.-мат. наук, Пулковская АО РАН).**

Астрометрия с большими телескопами.



30 января, вторник, ауд. 15

Председатель

С.И. Блинников, д-р физ.-мат. наук

14.30–15.15 Т.В. Бордовицына (д-р физ.-мат. наук, ТГУ).

Новые подходы к задаче численного моделирования движения малых тел Солнечной системы.

15.15–16.00 Г.С. Бисноватый-Коган (д-р физ.-мат. наук, ИКИ РАН).

Фазовые переходы в звездах: устойчивость, урка-оболочки и предсверхновые первого типа.

16.00–16.15 А.И. Васюнин (2 курс, УрГУ), Г.М.Госьков (5 курс, УрГУ).

Наблюдение линий  $\text{CH}_3\text{OD}$  в плотных молекулярных ядрах.

16.15–16.30 М.А. Баныщикова (4 курс, ТГУ).

Исследование эффективности преобразования Кустаанхеймо-Штифеля в задачах численного моделирования динамики спутников планет.

16.30–16.45 В.М. Малеев (3 курс, СПбГУ).

Ошибки и результаты наблюдения солнечного затмения 11 августа 1999 года на РТ-7.5.

16.45–17.00 Перерыв.

17.00–17.15 Н. Фасхутдинова (5 курс, КГУ).

Перспективы применения GPS-технологий на Альметьевском геодиническом полигоне.

17.15–17.30 А.Е. Сурков (5 курс, УрГУ).

Наблюдения переменной звезды V664 Cas.

17.30–18.15 Н.Н. Самусь (д-р физ.-мат. наук, Ин-т астрономии РАН и ГАИШ МГУ).

Лучевые скорости цефеид.

18.15–18.45 А.Е.Дудоров (д-р физ.-мат. наук, ЧГУ), К.Е. Степанов (ст. преподаватель, ЧГУ).

Основные типы неустойчивостей в межзвездной среде.

31 января, среда, ауд. 15

**Председатель** Г.С. Бисноватый-Коган, д-р физ.-мат. наук

**10.00–10.45 А.А. Гвоздев** (канд. физ.-мат. наук, ЯрГУ).

Сверхновая II: нейтринные динамические эффекты.

**10.45–11.00 В.Б. Игнатьев** (5 курс, МГУ).

Стохастический фон гравитационных волн от сливающихся двойных нейтронных звезд на эллиптических орбитах.

**11.00–11.15 М.В. Костина** (5 курс, СПбГУ).

Эволюция химического состава межгалактической среды.

**11.15–11.30 А.Б. Островский** (6 курс, УрГУ).

Моделирование мазеров метанола в изолированных газовой-пылевых сгустках.

**11.30–11.45** Перерыв.

**11.45–12.30 К.В. Холшевников** (д-р физ.-мат. наук, СПбГУ).

Топология и метрика пар кеплеровских орбит.

**12.30–12.45 М.А. Харлова** (4 курс, ТГУ).

Исследование движения спутников Юпитера группы Гималии.

**12.45–13.00 О.Ю. Барсунова** (5 курс, СПбГУ).

Поверхностная фотометрия близких карликовых галактик.

**13.00–13.15 Е.О. Захаров** (1 курс, ЧГУ).

Эволюция магнитостатических межзвездных облаков.

31 января, среда, ауд. 15

Председатель

В.М. Четкин, д-р физ.-мат. наук

- 14.30–15.15 **И.И. Зинченко** (д-р физ.-мат. наук, Ин-т прикладной физики РАН).  
Миллиметровая и субмиллиметровая спектроскопия областей звездообразования.
- 15.15–16.00 **В.М. Григорьев** (д-р физ.-мат. наук, ИСЗФ РАН).  
Современные проблемы солнечной физики и гелиостероскопические эксперименты.
- 16.00–16.15 **Н.Н. Шахворостова** (4 курс, СПбГУ).  
Возможные наблюдательные проявления первичных ударных волн на ранних этапах образования протоскоплений галактик.
- 16.15–16.30 **Г.М. Госьков** (5 курс, УрГУ), **А.И. Васюнин** (2 курс, УрГУ).  
Наблюдение мазерной линии метанола на 37.7 ГГц в ПРАО.
- 16.30–16.45 **Т.В. Краснова** (курс, ЧГУ).  
Оценка численности контактных тесных двойных систем ранних спектральных классов.
- 16.45–17.00 Перерыв.
- 17.00–17.15 **Ю.Р. Соколова** (2 курс, СПбГУ).  
Фотометрия в рассеянных скоплениях.
- 17.15–17.30 **А.В. Мишкин** (4 курс, ТГУ).  
Аппроксимация эфемерид внешних спутников Юпитера группы Пасифе полиномами Чебышева.
- 17.30–17.45 **П.В. Кайгородов** (курс, ЧГУ).  
Построение кластера "NINGHISHZIDDA" для астрофизических расчетов на базе учебного класса с использованием системы LINUX.
- 17.45–18.15 **В.В. Мусцовой** (канд. физ.-мат. наук, ВолГУ).  
Философские аспекты эволюции спиральной структуры галактик.
- 18.15–18.45 **А.В. Багров** (канд. физ.-мат. наук, Ин-т астрономии РАН).  
Фазтон — уничтоженная планета.

1 февраля, четверг, ауд. 15

Председатель

В.М. Григорьев, д-р физ.-мат. наук

14.30–15.15 Б.М. Шустов (д-р физ.-мат. наук, Ин-т астрономии РАН).

Ультрафиолетовая астрономия. Цель изучения – межзвездная и межгалактическая среда.

15.15–16.00 Г.Р. Кастель (канд. физ.-мат. наук, ИПА РАН).

Транснептуновые объекты.

16.00–16.45 Н.А. Сахибуллин (д-р физ.-мат. наук, КГУ).

Астрофизические исследования в Казанском университете.

16.45–17.00 Перерыв.

17.00–17.15 А.М. Соболев (канд. физ.-мат. наук, УрГУ).

Резюме стендовой секции.

17.15–18.00 В.Ф. Есипов (канд. физ.-мат. наук, ГАИШ МГУ) .

Молекулярные мазеры и межзвездные ударные волны.

18.00–18.45 М.Е. Прохоров (канд. физ.-мат. наук, ГАИШ МГУ).

Что будет открыто гравитационными антеннами в 2003-2005 годах?

18.45–19.00 Закрытие конференции.



**Семинар "Звездная астрономия"**  
**31 января, среда, ауд. 4, (10<sup>00</sup> – 13<sup>00</sup>)**

**Председатель**

**В.М. Данилов, д-р физ.-мат. наук**

1. **В.М. Данилов** (д-р физ.-мат. наук, УрГУ). Равновесие после бурной релаксации в численных динамических моделях рассеянных звездных скоплений.
2. **В.В. Орлов** (канд. физ.-мат. наук, СПбГУ). Орбиты в звездных системах.
3. **А.В. Миронов** (канд. физ.-мат. наук, ГАИШ МГУ), **А.И. Захаров** (канд. физ.-мат. наук, ГАИШ МГУ). Новые данные ПЗС-фотометрии шаровых скоплений: проблемы и открытия.
4. **А.В. Локтин** (канд. физ.-мат. наук, УрГУ), **Л.К. Малышева** (м.н.с., УрГУ). Интерпретация диаграммы цвет-светимость рассеянного скопления Ясли.
5. **А.Ф. Селезнев** (канд. физ.-мат. наук, УрГУ). Статистическое исследование видимого распределения звезд различных населений в шаровом скоплении  $\omega$  Сеп.
6. **Е.Э. Казакевич** (аспирант, СПбГУ). Определение расстояния от Солнца до плоскости Галактики по данным каталога HIPPARCOS.
7. **Е.А. Чуланова** (аспирант, ВолГУ). Отношение дисперсии скоростей к скорости вращения звездного диска, устойчивого относительно глобальной бар-моды.

**Семинар "Физика межзвездной среды"**  
**31 января, среда, ауд. 4, (17<sup>00</sup> – 18<sup>45</sup>)**

**Председатель**

**И.И. Зинченко, д-р физ.-мат. наук**

1. **А.М. Соболев** (канд. физ.-мат. наук, УрГУ). Мазеры и моделирование.
2. **М.А. Воронков** (аспирант, АКЦ ФИАН). Миллисекундная структура мазеров метанола в источниках L1206 и GL2789.
3. **П.А. Тараканов** (аспирант, СПбГУ). Аномальная диффузия в межзвездной среде Галактики.
4. **Д.З. Вибе** (канд. физ.-мат. наук, Ин-т астрономии РАН). Поляризация теплового излучения пыли и магнитные поля в межзвездных облаках.
5. **С.В. Гигинейшвили** (аспирант, ЧГУ). Численное моделирование коллапса замагниченных вращающихся протозвездных облаков.

**Стеновые доклады**  
**1 февраля, четверг, холл (12<sup>00</sup> – 13<sup>00</sup>)**

**Председатель**

**А.М. Соболев, канд. физ.-мат. наук**

1. **И.Байбулатова** (КГУ). Создание учебного видеофильма "Применение GPS-приемника TRIMBLE 4000 в геодезических работах".
2. **И.И.Бондаренко** (УрГПУ). Климатология серебристых облаков.
3. **И.И.Бондаренко** (УрГПУ), **Ю.А.Никитонов** (УрГУ). Динамика морфологии серебристых облаков на Урале.
4. **А.Е.Василювский, Н.А.Лукьянчикова** (УрГУ). Положение Солнца относительно плоскости симметрии рассеянных звездных скоплений.
5. **Д.З.Вибе** (Ин-т астрономии РАН). Вторичное звездообразование в шаровых скоплениях.
6. **С.Ю.Горда, П.Е.Захарова** (АО УрГУ). ПЗС-фотометрия на базе "Pictor Imager".
7. **А.В.Греб** (СПбГУ), **Э.Д.Кузнецов** (АО УрГУ). О разложении гамильтонова двупланетной задачи в ряд Пуассона по всем элементам.
8. **Н.Б.Железнов** (Ин-т прикладной астрономии РАН). Новые открытия двойных астероидов.
9. **П.Е.Захарова, Э.Д.Кузнецов, В.И.Колесников, Ю.В.Никульников** (АО УрГУ). Некоторые результаты наблюдений геостационарных спутников в АО УрГУ в 2000 г.
10. **Н.Д.Калинина, А.М.Соболев, С.В.Салий** (АО УрГУ), **П.Харьянпя** (Ун-т Хельсинки). Каталог спектральных линий молекулярного ядра NGC6334I.
11. **Э.Д.Кузнецов, Г.Т.Кайзер** (АО УрГУ). Алгоритм уточнения резонансных гармоник геопотенциала по фотографическим наблюдениям геосинхронных спутников.
12. **Б.Ф.Магуськин** (УрГУ) О распределениях ошибок астрономо-геодезических измерений.
13. **А.В.Малышев, А.М.Соболев** (АО УрГУ), **С.П.Эллингсен** (Ун-т Тасмании). Совместный анализ однозеркальных и интерферометрических наблюдений мазеров в G345.01-1.79.
14. **Л.К.Малышева** (АО УрГУ), **А.И.Малышев** (ИГГ УрО РАН). Проблемы образования покровно-потоковых структур на поверхности Марса.
15. **Л.К.Малышева** (АО УрГУ), **А.И.Малышев** (ИГГ УрО РАН). Проблемы образования гигантских вулканов Марса.
16. **Ю.А.Никитонов** (УрГУ). Возможные причины образования различных структур серебристых облаков.
17. **Е.Л.Перевозкина, И.И.Бондаренко** (УрГПУ). Определение возрастов маломассивных контактных двойных систем ранних спектральных классов.
18. **Т.С.Полушина** (АО УрГУ). Анализ изменений блеска массивной ТДС UU Кассиопеи.

19. **Г.С.Ромашин** (АО УрГУ). Программа для построения кривых блеска геостационарных спутников.
20. **Д.П.Савохин** (АО УрГУ). Продукты слияния белых карликов.
21. **С.В.Салий, А.М.Соболев** (АО УрГУ). Физические параметры молекулярного облака G1.6-0.025 по моделированию излучения метанола.
22. **А.В.Сергеев** (МЦ АМЭИ), **Г.Т.Кайзер, Г.П.Хремли** (УрГУ). Результаты сеанса наблюдений ГСС, выполненного в обсерватории МЦ АМЭИ на пике Терскол и в Астрономической обсерватории УрГУ.
23. **А.М.Соболев** (АО УрГУ), **Д.М.Крэгг** (Ун-т Монэш), **А.В.Малышев, С.В.Салий, Н.Д.Калинина** (АО УрГУ). Молекулярные данные, необходимые для исследования метанольных мазеров.
24. **А.М.Соболев, С.В.Салий** (АО УрГУ), **Л.Е.Пирогов** (Ин-т прикладной физики РАН), **С.П.Эллингсен** (Ун-т Тасмании), **К.Филлипс** (JIVE). Наблюдения молекул в направлении протозвезды G34.24+0.13.
25. **З.Н.Шукстова, Т.И.Левитская** (УрГУ). О реальности подсистемы двойных звезд в скоплении М35.

**Семинар "Небесная механика"**  
**1 февраля, четверг, ауд. 4 (17<sup>00</sup> – 18<sup>45</sup>)**

**Председатель**                      **Т.В. Бордовицина, д-р физ.-мат. наук**

1. **Т.В. Иванова** (канд. физ.-мат. наук, ИПА РАН). Аналитические вычисления в небесной механике.
2. **А.И. Захаров** (канд. физ.-мат. наук, ГАИШ МГУ). Устойчивость задачи трех тел в условиях приливного взаимодействия. Упдет ли Луна на Землю?
3. **Н.Б. Железнов** (м.н.с., СПбГУ). Определение физических и орбитальных характеристик двойного астероида 1996 FG<sub>3</sub>.
4. **В.П. Титаренко** (аспирант, ТГУ). Численное моделирование тесных сближений астероидов с большими планетами на разрядных сетках большой длины.
5. **А.В. Греб** (аспирант, СПбГУ). Алгоритмы и программы массового вычисления коэффициентов зацепления кеплеровских орбит.
6. **С.А. Орлов** (аспирант, СПбГУ). Получение и исследование огибающей поверхности семейства траекторий частиц.

**INTAS monitoring day**  
**2 февраля, пятница, ауд. 4 (10<sup>00</sup> – 12<sup>00</sup>)**

**А.М.Соболев** (канд. физ.-мат. наук, АО УрГУ). Информация о деятельности INTAS и проектах INTAS.



## WHAT IS INTAS?

INTAS is an INTeRnational ASsociation for the promotion of co-operation with scientists from the New Independent States of the former Soviet Union.

INTAS membership comprises the fifteen member states of the European Union, the European Community, Estonia, Hungary, Iceland, Israel, Latvia, Norway, Romania, the Slovak Republic, Slovenia and Switzerland. INTAS was established as an independent international organisation under Belgian law, in 1993, to help preserve the scientific potential within its partner countries which include Armenia, Azerbaijan, Belarus, Georgia, Kazakhstan, Kyrgyzstan, Moldova, Russia, Tajikistan, Turkmenistan, Ukraine and Uzbekistan. How ? By funding joint research projects and networks that involve scientists from its member states and its partner countries, and that are selected on the basis of scientific excellence, mutual benefit and socio-economic relevance. It also supports conferences and workshops, runs a young scientist programme and funds infrastructure actions for the benefit of a wider section of the scientific community.

With a current mandate up until the end of 2002, INTAS complements INCO-Copernicus' activities. During the Fifth Framework programme, the EU will contribute a total of 70 million Euro with additional contributions being made by Member States and organisations which co-fund calls for proposals with INTAS.

INTAS funds joint scientific research in the following areas:

- Physical sciences: astronomy, nuclear, plasma and condensed matter physics, engineering sciences, space and aeronautics related sciences;
- Chemical/biological sciences: chemistry, life sciences and medicine, earth sciences, environment and energy;
- Human sciences and mathematics: information technology, telecommunications, economics, mathematics, human and social sciences.

Certain calls for proposals are funded in conjunction with other organisation and may be restricted in their scope.

Applications for conference and young scientist grants can be made at any time but are evaluated collectively 3 times a year. The average conference grant ranges from 5,000 to 8,000 Euro whilst young scientist grants vary between 1,000 and 3,500 Euro.

To learn more about INTAS, its funding opportunities and achievements, please consult their web site <http://www.intas.be>, or contact them at INTAS, Avenue des Arts 58 Box 8, B-1000 Brussels, Belgium, or at [intas@intas.be](mailto:intas@intas.be)

### ФАЭТОН — УНИЧТОЖЕННАЯ ПЛАНЕТА

Все большие планеты Солнечной системы находятся на почти круговых орбитах, радиусы которых удовлетворяют геометрической прогрессии:

$$R_n = 0,4 + 0,32^{n-2}.$$

В этой формуле порядковый номер планеты, считая от Солнца, равен  $n$ , а расстояние измеряется в радиусах земной орбиты. Для орбиты Меркурия второе слагаемое равно нулю.

Эта простая зависимость отражает существование общего для всех планет закона, по которому условия для формирования планет еще в самом начале существования Солнечной системы определили положение их орбит. Поэтому отсутствие большой планеты с радиусом орбиты 2,8 а.е. ( $n = 5$ ), нарушающее математическую гармонию планетных орбит, всегда вызывало у астрономов чувство неудовлетворенности. Даже открытие 200 лет назад первой малой планеты из обширного пояса астероидов, располагающегося именно там, где должна быть большая планета, не устранило существующего недоумения.

В середине XIX века Генрих Ольбертс выдвинул гипотезу, согласно которой на положенном по закону Тициуса—Боде месте существовала большая планета, раздробившаяся на множество осколков в результате какой-то грандиозной катастрофы. Эта гипотетическая планета получила название "Фазтон".

По оценкам астрономов главный пояс астероидов может содержать более миллиона астероидов размером свыше 1 км в поперечнике. Если их сложить все вместе, получится тело размером всего 2000 км, т.е. меньше Луны! Такое ничтожное количество материала, совершенно недостойное "большой" планеты, и отсутствие сколько-нибудь убедительного механизма высвобождения гигантской энергии, необходимой для взрыва целой планеты, привело к тому, что гипотеза Ольбертса признана несостоятельной. Ныне считается, что сильнейшее притяжение Юпитера не позволило сформироваться еще одной планете, а большая часть вещества из отведенного ей природой места в Солнечной системе была захвачена самим Юпитером.

Здесь уместно подчеркнуть, что теории образования планетной системы мы до сих пор не имеем. Наибольшее признание получила гипотеза советского академика О.Ю.Шмидта, предложившего качественно непротиворечивую картину возникновения планет из протопланетного облака еще в начальной стадии формирования самого Солнца. Для построения полноценной теории астрономам просто недостаточно фактического материала, в частности, сведений о веществе, из которого формировались планеты. Поверхность Земли, неполная сотня килограммов образцов грунта с поверхности Луны и с трудом обнаруживаемые метеориты -- вот и все, чем

владеют ученые! Поэтому многие аргументы, которые приводятся как возражения гипотезе Ольбертса, следует воспринимать с осторожностью.

Напротив, следует постоянно помнить о многих нерешенных проблемах планетной космогонии.

Например, о том, что орбиты всех больших планет имеют малые значения эксцентриситета и лежат в одной плоскости, тогда как орбиты астероидов часто имеют заметный эксцентриситет, а угол наклона их орбит к плоскости, в которой лежит орбита Земли, порой превышает десять градусов.

Неразрешимой загадкой остается происхождение метеоритного вещества. Среди камней, падавших с неба, наиболее странными всегда были железные метеориты. Они представляют собой сплав железа и никеля, образующий крупные кристаллы. Такую кристаллическую структуру можно получить только из расплава, если его очень медленно остужать. Согласно существующим представлениям протопланетное вещество было холодным, и планеты никогда (!) не проходили горячую стадию.

До сих пор остается дискуссионным вопрос об эволюции болидных потоков, — то ли эти рои представляют собой сгущения на стадии постепенного объединения в единое тело, то ли, наоборот, — на стадии распада и рассеяния по орбите остатков какого-то родительского тела.

Все эти вопросы получают разумное объяснение (по крайней мере на качественном уровне) в свете гипотезы о существовании Фазтона.

Эта планета должна была иметь массу немного больше земной, и ее недра должны были также расплавиться, как недра Земли. По всей видимости, Фазтон должен был быть во многом подобен Земле, иметь тонкую твердую кору и твердое железное ядро, окруженное жидким расплавленным веществом.

Сейчас стали проясняться последствия удара о планету астероидов. Даже при размере астероида около 2 км последствия оказываются катастрофическими в планетарном масштабе. Расчет же показывает, что если с Фазтоном столкнулся астероид диаметром 1000 км, то при скорости 100 км/с энергии удара хватило на то, чтобы буквально "расплескать" жидкую планету по космосу! Отдельные "капли", застыв монолитными телами, образовали астероиды (поэтому среди них нет тел со "сколотыми" гранями), а их орбиты оказались очень разными. Большей частью орбиты получились неустойчивыми; некоторые куски взорвавшейся планеты упали на Солнце, некоторые со временем попадали на другие планеты, некоторые до сих пор летят по сильно вытянутым орбитам, лишь изредка и ненадолго приближаясь к Солнцу. Но какая-то часть остатков Фазтона продолжает двигаться по орбитам, очень близким к орбите Фазтона, причем под воздействием притяжения Юпитера сохранились только тела на "устойчивых" орбитах.

Было бы интересно исследовать вопрос о том, могут ли метеороиды, заброшенные на высокоэллиптические орбиты, стать центрами конденсации в газопылевой среде еще не рассеявшегося протопланетного облака на периферии солнечной системы? Могут ли метеороиды, движущиеся по очень близким орбитам, сближаться и образовывать более крупные тела? Если это так, то по крайней мере некоторые кометные ядра могут состоять не только из смерзшихся газов и пылинок, но и содержать камни и слитки железа. Это объяснило бы природу метеоритов, выпадавших на Землю после распада некоторых комет, и объяснило бы отсутствие в некоторых сильных метеорных потоках крупных тел (Геминиды).

ниды, дневные Бета-Тауриды).

Самое важное для человечества следствие распада Фазтона состоит в том, что астероиды Главного пояса должны состоять из вещества, из которого было сложено ядро Фазтона. Именно глубинное вещество бывшей планеты испытало наименьшее ускорение и осталось вблизи начальной орбиты. Следовательно, весь пояс астероидов должен представлять собой гигантские слитки металлов, главным образом — железа.

В условиях пугающего истощения рудных ресурсов Земли наличие в космосе огромных количеств чистых самородных металлов может вновь разделить человечество — на тех, кто имеет космические технологии и может разрабатывать астероидный пояс, и тех, кто этими технологиями не овладел и не может участвовать в дележе космических россыпей. Точно так же яблоком раздора может стать вопрос о том, кто будет владельцем этих безмерных богатств, — то ли тот, кто первым водрузит на астероиде свой флаг, то ли тот, кто получит мандат на его разработку, то ли просто тот, кто первым захватит "участок" и сумеет удержать его от посягательств конкурентов. Хотелось бы, чтобы правовой статус астероидов был бы решен до того, как он станет причиной возможных конфликтов.

С другой стороны, история гибели планеты Фазтон показывает, насколько велика в Солнечной системе астероидная опасность. В космосе достаточно крупных тел, столкновение с которыми станет роковым для всего человечества. Мне представляется, что оценки уровня этой опасности, приводимые в настоящее время, очень осторожны и сильно занижены. Помимо ядер комет, которые время от времени приближаются к Солнцу из периферии Солнечной системы, могут появляться и межзвездные странники — такие же кометные ядра, покинувшие свои звездные системы. К счастью, кометы легко обнаруживаются за многие месяцы до опасного приближения к орбите Земли. Намного труднее вовремя обнаружить движущийся по вытянутой орбите осколок Фазтона, а их могло сохраниться до нашего времени много миллионов. Широко разрекламированные программы каталогизации астероидов Главного пояса как потенциально опасных тел (на самом деле ими не являющихся, так как их орбиты — устойчивы) имеют значение только для изучения Солнечной системы и ее ресурсов. Сейчас очень важно разработать эффективные методы обнаружения опасных тел хотя бы на периферии околоземного пространства, чтобы получить возможность своевременного предупреждения об опасности и противодействия ей всеми доступными средствами.

Таким образом, одной из самых интригующих астрономических загадок, с которыми мы вышли из прошлого века, является космогоническая проблема, которая может оказаться поразительным сочетанием самых общих законов и самых редких случайностей. Для решения этой проблемы потребуются огромная экспериментальная работа — по сути дела реанимация метеорной астрономии и разработка целого направления космических экспериментов — и разнообразные теоретические исследования. Молодым ученым, которые участвуют в этой научной конференции, я хотел бы пожелать разрешить эти загадки и вписать свое имя рядом с именами Лапласа, Джинса и Шмидта в список выдающихся астрономов.

## ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ЗВЕЗДАХ: УСТОЙЧИВОСТЬ, УРКА-ОБОЛОЧКИ И ПРЕДСВЕРХНОВЫЕ

Фазовые переходы первого рода типа газ—жидкость характеризуются скачком плотности при постоянном давлении, они происходят в ядрах гигантских планет, в нейтронных звездах. Фазовые переходы, связанные с нейтронизацией, происходят в оболочках нейтронных звезд и в центральных областях белых карликов. Фазовый переход уменьшает запас устойчивости звезды тем больше, чем больше скачок плотности. При отношении плотностей, превышающих 1.5, звезда теряет устойчивость при фазовом переходе в центре звезды, которая может восстановиться при конечном ядре новой фазы. При меньшем значении скачка потеря устойчивости также может произойти, но при конечном ядре новой фазы (см. подробности в [1]).

Предсверхновые типа Ia являются плотными вырожденными звездами с массой, близкой к чандрасекаровскому пределу. В этих звездах горение углерода уравнивается нейтринными потерями. Ввиду более быстрого роста ядерного энерговыделения с температурой по сравнению с нейтринными потерями рост температуры в процессе эволюции вырожденного ядра приводит к ядерному взрыву и разлету всей звезды, наблюдаемому как сверхновая типа Ia. Наличие в веществе примеси изотопов элементов с малым порогом захвата электронов ( $^{21}\text{Ne}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{25}\text{Mg}$ ,  $^{55}\text{Mn}$ ) приводит к тому, что на некотором удалении от центра звезды возникают оболочки, где происходит нейтронизация и фазовый переход. Скачок плотности здесь мал и влияние на устойчивость пренебрежимо мало, однако подобные оболочки, называемые Урка-оболочками, могут оказать большое влияние на тепловую устойчивость предсверхновой типа Ia, что может существенно повлиять и на сам взрыв. Роль Урка-оболочек связана с тем, что ядро предсверхновой типа Ia конвективно и вещество вокруг Урка-оболочки постоянно пересекает ее при вихревом движении конвективного элемента. При каждом таком пересечении происходит бета-распад или бета-захват на ядре изотопа с низким порогом, сопровождающийся дополнительными потерями нейтрино, но также и дополнительным нагревом вырожденного вещества за счет неравновесности бета процессов [1]. О возможности важной роли конвективных Урка-оболочек в судьбе предсверхновой типа Ia впервые указано в [3], однако ни степень этого влияния, ни даже его направление не были определены в течение последующих почти 30 лет [4]. В нашей работе [2] показано, что все предыдущие попытки решения, приводящие к противоположным выводам (ускорение наступления тепловой неустойчивости в одних работах; задержка в наступлении тепловой неустойчивости или ее полное подавление — в других) связаны с использованием термодинамического подхода и попыткой получения ответа без какого-либо расчета эволюции. В [2] выведены уравнения, в которых самосогласованно учитывается взаимное влияние конвекции и Урка-оболочек. В этих уравнениях модель пути перемешивания для конвекции обобщена с учетом нейтринных потерь и нагрева, источником которых являются конвективные движения. Проведение эволюционных расчетов на основе этой обобщенной модели должно

дать ответ о роли конвективных Урка-оболочек в судьбе предсверхновой типа Ia.

### Список литературы

1. *Бисноватый-Коган Г.С.* Физические вопросы теории звездной эволюции // М.: Наука, 1989.
2. *Bisnovatyi-Kogan G.S.* Stellar oscillations and stellar convection in the presence of an URCA shell // Monthly Not. R.A.S. 2001 (accepted).
3. *Paczynski B.* Carbon ignition in degenerate stellar cores // Astr. Lett. 1972. V.11. P.47.
4. *Stein J., Barkat Z., Wheeler J.C.* The role of kinetic energy flux in the convective Urca process // Ap. J. 1999. V.523. P.381.

С.И.Блинников

Институт теоретической и экспериментальной физики

## ГАММА-ВСПЛЕСКИ И СВЕРХНОВЫЕ

### Введение

Космические гамма-всплески (Gamma-ray Bursts, сокращенно GRB) — это нерегулярные импульсы фотонов с энергиями  $\sim 0.1 - 1$  МэВ и выше, продолжительностью от долей секунды до нескольких минут. Самые слабые из них дают экспозицию  $F \sim 10^{-7}$  эрг/см<sup>2</sup>  $\sim 1$  фотон/см<sup>2</sup>, а многие — гораздо сильнее. Их регистрируют даже очень маленькие детекторы на космических аппаратах.

После 28 февраля 1997 года, когда спутник Верро-SAX открыл послесвечение (afterglow) гамма-всплесков, стало ясно, что гамма-всплески рождаются на расстояниях в миллиарды парсек (т.е. Гигапарсеки, Гпк) от нас. Послесвечение — это точечный источник излучения (рентгеновского, видимого света, или радио), которого раньше не было. Этот источник иногда быстро, а иногда медленно слабеет. Иногда источник совпадает с очень далекой галактикой. Сейчас количество всплесков, для которых найдено послесвечение, составляет 35. Из них 20 проектируются на далекие галактики. Для 14 случаев непосредственно измерено красное смещение, т.е. известно расстояние  $d$ . Тогда при расстоянии  $d \sim 1$  Гпк энергия фотонов гамма-всплесков  $E_{\text{GRB}} = 4\pi F d^2$  получается от  $\sim 10^{50}$  до  $\sim 10^{54}$  эрг (если она излучена изотропно во все стороны на  $4\pi$  стерадиан). Энергия покоя дается знаменитой формулой  $E = Mc^2$ . Если всю массу Солнца  $M_{\odot} \simeq 2 \cdot 10^{33}$  г превратить в излучение, то выделится как раз  $\sim 10^{54}$  эрг. Но как это сделать? Солнце даже не может взорваться как термоядерная бомба, горение водорода внутри Солнца устойчиво. Но если бы эта энергия выделилась мгновенно, то это дало бы около  $3 \cdot 10^{51}$  эрг — близко к тому, что излучается при не самых сильных гамма-всплесках.

Похожие грандиозные термоядерные взрывы случаются с некоторыми типами звезд, их называют *сверхновыми*. Правда, почти вся эта энергия

переходит в кинетическую энергию выброса вещества, а в излучение уходит в сотни раз меньше, чем в GRB. Сверхновые являются одним из центральных объектов изучения современной астрофизики. В их изучении переплетаются такие важные проблемы астрофизики, как эволюция нормальных звезд, рождение нейтронных звезд и других сколлапсировавших объектов, образование тяжелых элементов, космических лучей.

Благодаря использованию новейших методов астрофизики получен большой объем наблюдательного материала во всех диапазонах электромагнитного излучения — от радио до рентгеновского. Были зарегистрированы и первые неэлектромагнитные сигналы — нейтрино от SN 1987A. Несмотря на это, механизмы взрывов сверхновых до сих пор остаются не до конца понятыми. В последние годы появились указания на связь некоторых космических гамма-всплесков со сверхновыми. Возможно, и природа космических гамма-всплесков связана с природой взрывов сверхновых.

Историю исследований сверхновых можно проследить по книге Шкловского [1], и обзорам [2–4]. Про гамма-всплески см. обзоры [7, 8]. Однако любые обзоры отстают в описании бурно развивающейся науки о самых мощных взрывах во Вселенной, особенно после последних открытий GRB.

Сверхновые — это одни из наиболее сильных взрывов во Вселенной. Кинетическая энергия выброса имеет характерное значение для всех типов  $E \sim 10^{51}$  эрг  $\equiv 1$  foe, хотя известны и отклонения примерно на порядок вверх и вниз от этого среднего. Теория должна объяснить происхождение этой энергии, найти механизм взрыва. В термоядерных сверхновых взрыв начинается из-за развития тепловой неустойчивости в выброшенном ядре звезды при поджигании углеродно-кислородной смеси (а в некоторых сценариях — гелия).

Есть более эффективный механизм звездного взрыва — гравитационный коллапс звезды в нейтронную звезду или черную дыру. Теоретически энергия может быть  $\sim 10\%$  массы звездного ядра. Для  $1 M_{\odot}$  это  $\sim 10^{53}$  эрг, для массивной звезды может быть и больше. Но в случае взрывов сверхновых большая часть энергии уносится потоком нейтрино. А в GRB мы имеем до  $\sim 10^{54}$  только в гамма-фотонах! Конечно, может быть в формуле  $E_{\text{GRB}} = 4\pi F d^2$  надо умножать поток  $F$  не на  $4\pi$ , а на какой-то малый телесный угол, тогда энергия будет меньше, но надо понять, что заставляет энергию выделяться узким пучком, или струей, направленной на нас в этом малом угле. И здесь возможна связь с некоторыми явлениями в сверхновых.

Традиционная астрономическая классификация разбивает сверхновые на два типа: SN I (без водородных линий в спектре вблизи максимума блеска) и SN II (с водородными линиями). Позднее эта классификация была дополнена. Первый тип был подразделен на подклассы SN Ia и SN Ib/c. В спектрах SN Ib/c вблизи максимума блеска не видно линии кремния, мощной в SN Ia, а наиболее очевидно различие SN Ia и SN Ib/c в позднюю эпоху  $t \gtrsim 250$  сут после взрыва, где спектр SN Ia образован в основном линиями ионизованного железа, в SN Ib/c доминирует мощнейшая эмиссия кислорода. От SN Ib/c обнаружено нетепловое излучение, и они, по-видимому, коррелируют с областями активного звездообразования. Скорее всего, эти сверхновые взрываются в результате коллапса ядер массивных звезд (так же, как SN II), тогда как SN Ia — это термоядерные взрывы белых карликов в двойных системах, потерявших водород к моменту взрыва, не оставляющие после себя нейтронных звезд или

черных дыр. Таким образом, классическая астрономическая классификация сверхновых не полностью отражает специфику механизма взрыва, происходящего в недрах звезды, а более адекватна строению внешних слоев предсверхновой.

Явление SN II может возникнуть в конце жизни одиночной массивной звезды, сохранившей водород в оболочке. Вспышки SN Ib/c могут происходить при коллапсе ядра одиночной массивной звезды, потерявшей водород. Если подтип SN Ic реально отделяется от SN Ib, то это значит, что массивные предсверхновые SN Ic потеряли не только водород, но и гелий.

Решающую роль в эволюции предсверхновых типа Ia играет вхождение звезды в двойную систему. Эффекты двойственности, по-видимому, отвечают также за свойства и некоторых пекулярных SN II. Возможность гамма-всплеска в двойной системе приводит к интересным эффектам — это одна из возможных моделей для послесвечения [5]. Кроме того, уже давно высказана идея о том, что гамма-всплески могут порождаться на космологических расстояниях при слиянии пар нейтронных звезд [6].

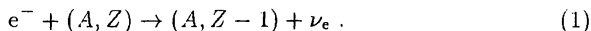
Сначала кратко коснемся пока еще не решенной проблемы объяснения взрыва при коллапсе ядра и укажем, что общего может быть здесь с проблемой GRB.

## Коллапсирующие сверхновые

Коллапс ядра должен развиваться в конце жизни массивных звезд после исчерпания запасов ядерного горючего.

Еще в работах Бааде и Цвикки в 1930-х годах была высказана идея о связи вспышек сверхновых с образованием нейтронных звезд, однако до сих пор количественная теория для механизма взрыва при коллапсе далека от завершения. Из простой оценки для гравитационной энергии  $\mathcal{E}_g = -G \int dm dr/r \sim -GM^2/R$  следует, что при образовании нейтронной звезды с массой  $M \approx 1 M_\odot$  и радиусом  $R \approx 10^6$  см высвобождается энергия порядка  $|\mathcal{E}_g| \sim 10^{53}$  эрг. Однако эта энергия выделяется в основном в виде нейтрино, а не в виде космических лучей или фотонов, как думали Бааде и Цвикки. Не удастся просто оценить энергию, которая передается оболочке вокруг рождающейся нейтронной звезды и ведет к вспышке сверхновой. Даже детальные машинные расчеты дают противоречивые результаты из-за неопределенностей в уравнении состояния сверхплотного вещества, в скоростях реакций слабых взаимодействий, фундаментальных свойств нейтрино (например, их осцилляций), трудностей в описании переноса нейтрино и из-за возникновения конвекции.

Если на главной последовательности звезда имела массу  $8M_\odot \lesssim M \lesssim 20M_\odot$ , то в конце ее эволюции образуется частично вырожденное ядро с массой, близкой к чандрасекаровскому пределу. В то же время плотность становится столь высокой ( $10^9 - 10^{10}$  г/см<sup>3</sup>), что, благодаря большому химпотенциалу (энергии Ферми) электронов, даже при нулевой температуре начинают идти реакции нейтронизации:



На самом деле температура на этих стадиях достигает нескольких десятков кэВ, что ускоряет реакции захвата электронов. Поскольку электроны при таких плотностях релятивистские, показатель адиабаты близок



к критическому значению  $4/3$ . С ростом плотности число электронов на барион  $Y_e$  снижается, и давление в некоторый момент растет уже медленнее, чем  $\rho^{4/3}$ , а это значит, что гравитация растет быстрее силы давления. Развивается катастрофическое сжатие – коллапс [2]. При начальной массе звезды  $M > 20M_\odot$  масса и температура существенно выше, и коллапс начинается благодаря расщеплению ядер фотонами. При еще более высокой массе,  $M \gtrsim 60M_\odot$ , вклад в снижение упругости вещества и в потерю устойчивости начинает давать и процесс рождения пар  $e^+e^-$ . Следует иметь в виду, что приведенные здесь значения масс очень приближены, поскольку звезды непрерывно теряют массу, вращаются, входят в двойные системы и т.д., а эти факторы учитываются современной теорией еще очень грубо.

Когда коллапс вступает на динамическую стадию, центральные области звезды за время  $t_h \sim (G\rho)^{-1/2}$ , т.е. за доли секунды, достигают плотности ядерной материи. За столь короткое время диффузия фотонов и электронная теплопроводность никак не могут эффективно отводить тепло, поэтому температура поначалу растет почти адиабатически. Большинство нуклонов остаются связанными в ядрах почти до плотностей, когда ядра начинают касаться друг друга. Только при таких плотностях упругость вещества резко возрастает и коллапс может быть остановлен, если масса не превышает определенного предела. Обратное движение (отскок, bounce) вещества, порождает ударную волну на расстоянии около 50 км от центра, которая сильно нагревает вещество. Тогда появляются много свободных нуклонов из-за разрушения ядер и становятся важны такие процессы:

$$e^- + p \rightarrow n + \nu_e, \quad (2)$$

$$e^+ + n \rightarrow p + \bar{\nu}_e, \quad (3)$$

а также процесс нейтринной аннигиляции электрон-позитронных пар:

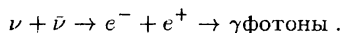
$$e^- + e^+ \rightarrow \nu + \bar{\nu}, \quad (4)$$

который является также одним из важнейших на поздних стадиях эволюции массивных звезд.

Порядковая оценка сечений слабых взаимодействий  $\sigma \sim \tilde{G}_F^2 E^2$ , где  $E$  — характерная энергия процесса,  $\tilde{G}_F = G_F/(\hbar c)^3$ , а  $G_F$  — постоянная Ферми. Если измерять энергию частиц в МэВ, то удобно записать  $\tilde{G}_F^2 = 5.3 \times 10^{-44} \text{ см}^2/\text{МэВ}^2$ . При температурах в десятки МэВ, достигаемых при коллапсе, оценка сечения показывает, что нейтрино бурно рождаются и, казалось бы, могут легко передать энергию оболочке. При образовании нейтронной звезды нейтрино уносят более  $10^{53}$  эрг, т.е. около 10 % солнечной массы! Если бы один процент этой энергии был захвачен оболочкой звезды, то проблема механизма взрыва сверхновых при коллапсе была бы решена.

Из оценки  $\sigma$  видно, что при плотностях выше примерно  $10^{12} \text{ г/см}^3$  пробег нейтрино действительно мал — он может стать на 5–6 порядков меньше размеров горячей нейтронной звезды. В глубоких слоях пробег определяется в основном реакциями, обратными к процессам (2), (3). Вблизи нейтриносферы и над ней более важны процессы когерентного рассеяния нейтрино на сохранившихся ядрах. Из-за малых пробегов нейтрино медленно диффундируют наружу, теряют энергию и не могут сбросить оболочку.

Для нагрева и сброса внешних слоев коллапсирующего ядра звезды может быть важен также процесс, обратный (4):



Пары  $\nu\bar{\nu}$  всех сортов нейтрино должны образовываться при коллапсе в больших количествах. Впервые подробные спектры нейтрино были рассчитаны в работах Надежина [2]. К сожалению, нейтрино слишком мягки, чтобы этот процесс был важен для сверхновых. Вот если жесткие нейтрино вырываются в пустоту, там он может дать много гамма-квантов! На самом деле процесс  $\nu\bar{\nu} \rightarrow e^- + e^+$  был предложен Березинским и Прилуцким [9] для объяснения гамма-всплесков еще раньше, чем его начали пытаться применять для сверхновых.

## Асимметрия взрыва

Поскольку сферически-симметричные модельные расчеты коллапсирующих предсверхновых до сих пор не привели к успешным взрывам, необходимо искать несимметричные механизмы. Эти механизмы могут работать и в GRB. Если они дают пучок излучения в телесный угол  $\Omega$ , то требования к энергетике GRB снижаются в  $\Omega/4\pi$  раз. Есть много наблюдательных указаний на то, что взрывы сверхновых несимметричны.

1) Излучение коллапсирующих сверхновых в значительной мере поляризовано, причем степень поляризации нарастает при уменьшении массы водородной оболочки, достигая максимума для SN Ib/c, лишенных водорода. Яркий пример — рекордная поляризация SN 1997X типа Ic (такие сверхновые лишены не только водородной, но и гелиевой оболочки, а это означает, что масса выброса должна быть особенно мала и несимметрия взрыва должна сильнее всего проявляться в таких объектах).

2) После взрыва коллапсирующей сверхновой во многих случаях (если не во всех) должна сформироваться нейтронная звезда (известные примеры — это пульсары в Крабовидной туманности и в остатке Vela). Многие радиопульсары наблюдаются со скоростями до 1000 км/с. Большой импульс, соответствующий этой скорости, возможно, связан с асимметрией взрыва.

3) Наблюдения SN 1987A показали, что

а) радиоактивный материал был вынесен в наружные слои очень быстро в ходе взрыва. Для объяснения кривых блеска SN 1987A также требуется значительное перемешивание  $^{56}\text{Ni}$ ;

б) инфракрасные линии кислорода, железа, никеля и водорода имеют значительную асимметрию профилей;

в) свет был поляризован;

г) последние фото космического телескопа Хаббла демонстрируют явную асимметрию выброса, а рентгеновская обсерватория Chandra видит струи.

4) Вблизи молодого остатка сверхновой  $\sim 1680$  г. Кассиопея А (Cas A) есть быстро движущиеся сгустки вещества, богатого кислородом за границей основной оболочки остатка, а также, возможно, две струи, направленные в противоположные стороны.

Трехмерные изображения остатка Cas A показывают, что клочковатое распределение кальция, серы и кислорода несимметрично в направлении

наблюдателя. Не видно простых сферических оболочек. Этот остаток и другие имеют систематическую скорость относительно локальной межзвездной среды до 900 км/с. Все эти асимметрии должны быть связаны с асимметричным истечением предсверхновых Ib/c, приводящих к взрывам типа Cas A, т.е. звезд типа Вольф-Райе.

Последние рентгеновские наблюдения Cas A на спутнике Chandra показывают, что сгустки выброса, богатые железом, находятся в более наружных слоях, чем слои с кремнием.

5) Рентгеновские наблюдения ROSAT обнаружили сгустки ("пули") вне основной оболочки остатка Vela, а связанные с ними радиоизлучающие ударные волны говорят о большой скорости выброса этих сгустков при взрыве сверхновой.

### Механизмы асимметрии коллапса

Поиск механизма взрыва сверхновой при коллапсе ядра звезды — это проблема, которая стоит перед теоретиками уже несколько десятилетий. Укажем три возможных способа взрыва:

- 1) взрыв под действием нейтринного потока;
- 2) магниторотационный механизм вспышки сверхновой (см. [10], § 38);
- 3) слияние и взрывы нейтронных звезд.

Все эти механизмы в той или иной мере сопряжены с асимметрией и могут быть связаны генерацией гамма-всплеска. Мы кратко остановимся только на последней идее.

### Взрывающиеся нейтронные звезды в двойных системах

В нашей работе [6] был предложен сценарий эволюции двойной нейтронной звезды, приводящий к взрыву одной из компонент и к возможному гамма-всплеску. Судьба такой двойной системы определяется гравитационным излучением, приводящим к слиянию компонент. Аналогичный процесс слияния белых карликов может быть одним из возможных путей к взрыву SN Ia. Как часто могут происходить такие события в Галактике? В работе [11] исследовался этот вопрос и было показано, что частота NS+NS слияний  $R_{ns}$  около 1 в  $\sim 3000$  лет, если нет отдачи при образовании нейтронных звезд. Частота снижается до 1 в  $\sim 10000$  лет если отдача достигает 400 км/с.

Процесс эволюции двойной нейтронной звезды до сих пор не рассчитан в деталях. Возможно прямое слияние с образованием черной дыры и струй, индуцированных аккреционным диском, как в некоторых моделях гамма-всплесков. Мы рассматривали иную возможность. Когда начальная полуось орбиты двойной  $a$  достаточно уменьшится от начального значения, менее массивный компонент (радиус которого больше) заполнит свою полость Роша. Это может привести к интенсивному перетеканию на массивный спутник [6]. Нейтронная звезда с массой  $M < M_{cr} \simeq 0.1 M_{\odot}$  динамически неустойчива. Поэтому на определенном этапе маломассивный спутник должен взорваться. Численное моделирование показало, что взрыв идет с энерговыделением со значением  $E_{kin} \simeq 8.8 \times 10^{50}$  эрг ( $\sim 4.8$  МэВ/нуклон). Более аккуратный учет физики несколько снизил это значение — значительная часть энергии уносится нейтрино.

Если в центре быстровращающейся коллапсирующей предсверхновой звезды образуется нейтронная двойная (за счет деления ядра), то тогда

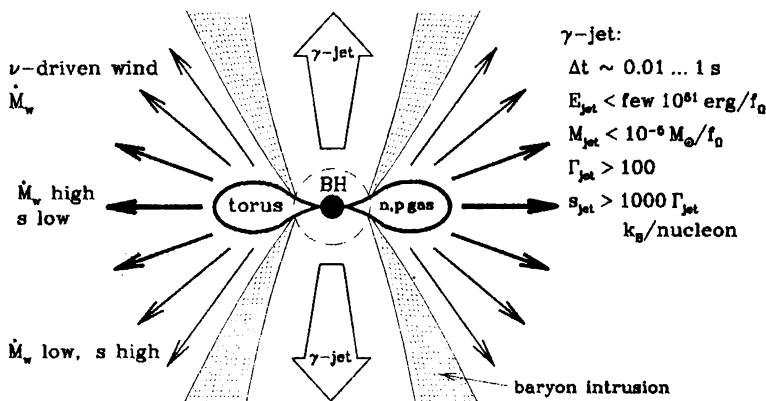


Рис. 1. Набросок формирования струи выброса и GRB вблизи черной дыры (BH), порожденной слиянием двух нейтронных звезд (из работы [12])

она должна привести к асимметричному взрыву, который может послужить триггером полномасштабного взрыва сверхновой и к сильному перемешиванию. Этот сценарий был предложен Имшенником [13]. Заметим, что в этом сценарии магнитное поле не играет решающей роли, в противоположность магниторотационному механизму [10]. Если раньше достижения минимальной массы теряется устойчивости перетекания, то происходит слияние нейтронных звезд, энергия выделяется в основном в виде нейтрино и возможно формирование струй — джетов [12], как на рис. 1. В любом случае взрыв асимметричен.

## Исследование распределения GRB

Исследования пространственного распределения сверхновых (SN) в родительских галактиках дали важную информацию о возможной природе объектов, эволюция которых приводит к вспышкам SN различных типов (см., Бартунов и Цветков, 1997). Например, SN II тяготеют к областям активного звездообразования, а SN Ia могут взрываться и в старых галактиках, т.е. могут порождаться и звездами небольших масс.

Имеющиеся в настоящее время наблюдательные данные о гамма-всплесках (GRB) достаточно похожи на данные для SN. Конечно, следует помнить, что ошибки локализации GRB в родительских галактиках больше, чем для сверхновых, да и статистика локализованных GRB гораздо беднее. Тем не менее методику работ, которая дала важные результаты для SN, когда их статистика была тоже не богата, можно применить для исследования распределения GRB.

Распределение GRB по родительским галактикам очень важно для понимания их природы. Модели, в которых гамма-всплеск рождается при коллапсе массивных звезд, должны приводить к корреляции GRB с областями звездообразования. В модели сливающихся двойных релятивистских звезд гамма-вспышка может произойти далеко от областей образования массивных звезд. И наконец, предложены их модели из экзо-

тических вариантов темной материи [8]. Установление корреляции распределения GRB с какими-то типами звездного населения или с темной материей позволит пролить свет на их происхождение.

Последние наблюдательные данные о расположении GRB в родительских галактиках собраны в работе [16]. Для 20 GRB определены угловые расстояния от центров галактик, из них для 15 GRB известно красное смещение и расстояния определены также в линейных величинах. Для нормировки расстояний использовался эффективный радиус галактики  $R_{\text{eff}}$  — радиус, внутри которого излучается половина светимости. Построены распределения для относительных и абсолютных расстояний GRB от центров родительских галактик. Сделан вывод, что наблюдаемые распределения хорошо согласуются с распределением населений, принадлежащих экспоненциальному диску галактик, и не согласуются с распределением “delayed merging remnant progenitors”, т.е. двойных нейтронных звезд и пар нейтронных звезд с черными дырами, которые могут значительно удаляться от областей образования массивных звезд.

По нашему мнению, представление радиального распределения объектов в виде зависимости поверхностной плотности от расстояния до центра является предпочтительным для сравнения распределений различных населений галактик. Как и в [14, 15], в нашей работе [17] были определены сглаженные поверхностные плотности GRB  $\sigma_i = N_i / \pi(r_{i+1}^2 - r_i^2)$ , где  $r_i$  — радиус  $i$ -го интервала разбиения, выраженный в единицах эффективного радиуса галактики ( $r_{\text{rel}}$ ) или в килопарсеках;  $N_i$  — сглаженное число объектов в  $i$ -м интервале, вычисляемое из истинных чисел  $n_i$  как  $N_i = 0.5n_i + 0.25(n_{i-1} + n_{i+1})$ .

На рис. 2 показана зависимость логарифма поверхностной плотности GRB от относительного расстояния до центра (в единицах эффективного радиуса). Использованы данные для 18 GRB; исключены два GRB с относительными расстояниями 9.7 и 11.0, для которых, согласно [16], родительские галактики не обнаружены, а указанные значения относятся к ближайшим галактикам поля. Интервал разбиения принят равным 0.4; показаны только статистические ошибки, пропорциональные  $1/\sqrt{N_i}$ .

Видно, что градиент поверхностной плотности GRB  $d \lg(\sigma) / dr_{\text{rel}}$  резко изменяется при  $r_{\text{rel}} = 1.0$  — крутое падение плотности сменяется более плавным. Зависимость  $\lg(\sigma)$  от  $r_{\text{rel}}$  может быть аппроксимирована двумя прямыми с градиентами соответственно  $-1.4 \pm 0.1$  и  $-0.28 \pm 0.02$ .

В работах [14, 15] были определены градиенты логарифмов поверхностных плотностей для сверхновых различных типов и, для сравнения, для различных типов населения галактик. Градиент плотности GRB в центральных областях галактик существенно больше, чем для исследованных выборок сверхновых, и хорошо согласуется с градиентом поверхностной яркости эллиптических галактик. Однако во внешних областях галактик градиент поверхностной плотности GRB меньше, чем для сверхновых и для поверхностной яркости галактик всех типов, хотя число GRB в этой области мало для достаточно уверенных выводов. Распределение областей звездообразования в спиральных галактиках сильно отличается от распределения GRB как в центральных, так и в периферийных областях галактик. На рис. 2 показаны для сравнения распределения поверхностной яркости в эллиптических и спиральных галактиках, а также распределение ОБ-ассоциаций в M33 и H II областей в NGC 3184. Эти распределения сдвигались вдоль оси ординат до наилучшего совмещения с данными для GRB. Видно, что распределение GRB в центральных обла-

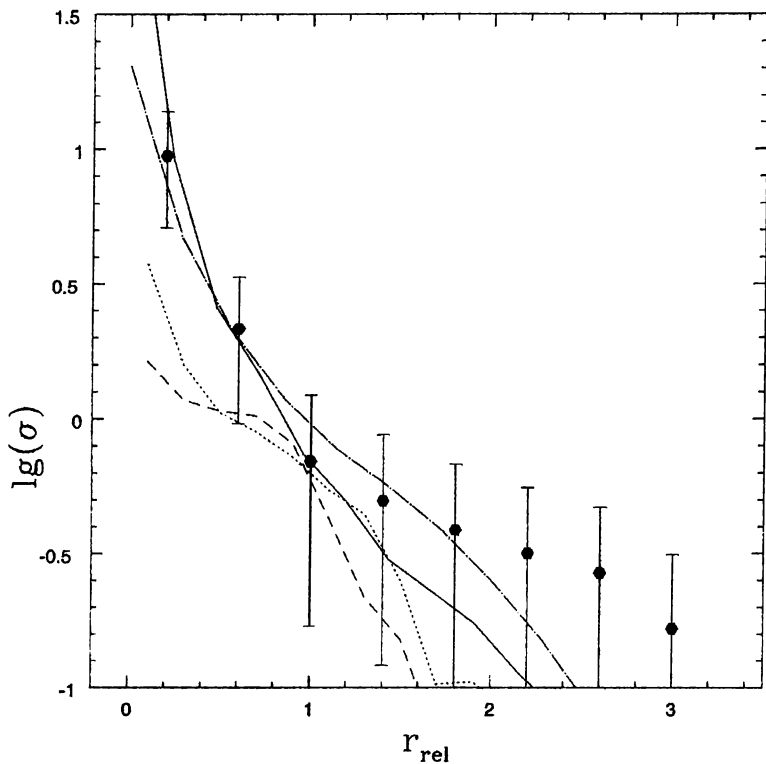


Рис. 2. Зависимость поверхностной плотности GRB от расстояния до центров галактик, выраженного в единицах эффективного радиуса. Точки – поверхностная плотность GRB, отнесенная к середине соответствующего интервала разбиения, сплошная линия – зависимость поверхностной яркости эллиптических галактик от радиуса, штрих-пунктирная линия – то же для спиральных галактик, штриховая линия – распределение OB-ассоциаций в M33 и II областях в NGC 3184, пунктир – распределение SN Ib/c

стях галактик хорошо согласуется с распределением светимости как в эллиптических, так и в спиральных галактиках. Распределение областей звездообразования резко отличается от распределения GRB.

Рассмотренные распределения GRB отличаются от радиальных распределений сверхновых всех типов. Распределения сверхновых практически во всем диске галактик достаточно хорошо представляется экспоненциальным падением плотности с постоянным коэффициентом, хорошо согласующимся с характером распределения светимости в диске спиральных галактик. Особый интерес представляет исследование распределения сверхновых типа Ib/c: во-первых, для них ранее была обнаружена неожиданно сильная концентрация к центрам галактик; во-вторых, возможно, что некоторые GRB могут быть связаны с вспышками SN Ib/c.

Для исследования использовались данные о 50 SN Ib/c из Каталога сверхновых ГАИШ [23]. Полученные радиальные распределения тоже показаны на рис. 2. Видно, что зависимости логарифма поверхностной плотности SN Ib/c от относительного радиуса достаточно хорошо представляются прямыми линиями. Распределения SN Ib/c достаточно хорошо согласуются с распределениями OB-ассоциаций и областей H II и заметно отличаются от распределений GRB. Градиент плотности SN Ib/c практически совпадает с градиентом поверхностной яркости спиральных галактик в их внешних частях и достаточно близок к соответствующим данным для других типов сверхновых.

Для GRB мы наблюдаем резкое изменение характера падения плотности около  $r_{\text{rel}} = 1$ ; GRB во внутренних частях галактик по радиальному распределению сходны с населением сферической составляющей галактик, а во внешних частях их плотность падает медленнее, чем у дисков спиральных галактик.

Сделанные выше качественные выводы подтверждаются результатами сравнения исследуемых выборок с помощью теста Колмогорова-Смирнова. Распределение GRB по относительному расстоянию сравнивалось с распределениями, показанными на рис. 2. Получены следующие значения вероятности того, что данная пара распределений принадлежит одной выборке: для пары GRB – светимость спиральных галактик 68%; GRB — светимость эллиптических галактик 40%; GRB — OB-ассоциации и H II области 4%.

## Обсуждение

Из полученных распределений GRB по родительским галактикам уже можно сделать некоторые выводы. Пока они остаются предварительными, но с накоплением наблюдательных данных и улучшением статистики рассмотренная методика будет приближать нас к раскрытию природы гамма-всплесков.

Если гамма-всплеск рождается при коллапсе массивных звезд, то должна наблюдаться сильная корреляция GRB с областями звездообразования или со звездами Вольф-Райе [24].

В модели сливающихся двойных нейтронных звезд и пар нейтронных звезд с черными дырами гамма-вспышка может произойти на значительном удалении от областей образования массивных звезд, хотя это и обязательно и вопрос требует специального исследования.

И наконец, из-за многочисленных трудностей объяснения GRB в стандартной физике предложены их модели, привлекающие экзотические ча-

стищи, различные варианты темной материи и т.п. [8].

Еще в 1930-е годы астроном Ф.Цвикки указал, что светящегося вещества в скоплениях галактик в десятки раз меньше, чем нужно, чтобы сила его тяготения удерживала галактики вместе. Для объяснения парадокса предположили, что существует невидимое гравитирующее вещество, которое называют теперь темной материей (Dark Matter, DM). Хотя темной материи должно быть намного больше, чем обычного вещества, его природа до сих пор остается невыясненной. Кратко остановимся на последних результатах в этой области.

Наиболее подходящими кандидатами для объяснения всей совокупности данных о темной материи до недавнего времени считались гипотетические очень слабо взаимодействующие частицы (например, сверхлегкие аксионы, или, наоборот, массивные WIMPs — Weakly Interacting Massive Particles, такие как, нейтралино). Эти частицы являются нерелятивистскими в настоящую эпоху (т.е. являются кандидатами в “Cold Dark Matter”=CDM), что нужно для объяснения образования галактик и их скоплений. Однако теория, использующая такие частицы, столкнулась с рядом трудностей. Во-первых, кривые вращения галактик, которые тоже определяются темной материей, показывают, что CDM должна иметь постоянную плотность в центральных областях галактик, а расчеты в моделях CDM для слабо взаимодействующих частиц дают структуру с острым пиком в центре и спадом по закону  $1/r^2$ . Во-вторых, расчеты дают слишком большое число облаков CDM в массивных гало галактик — раз в 10–50 больше допустимого.

В работе [25] было указано, что обе эти проблемы решаются, если считать, что частицы темной материи достаточно сильно и упруго взаимодействуют между собой — центральные пики сглаживаются, а облака рассеиваются.

В статье [20] получены ограничения на силу самодействия CDM. Указано, что при слишком большом сечении взаимодействия частиц структуры темной материи в скоплениях галактик сглаживаются столь сильно, что нельзя объяснить такие наблюдаемые явления, как дуги в изображениях очень далеких квазаров и галактик, создаваемых невидимым веществом скоплений, благодаря эффекту гравитационной линзы, когда свет удаленных объектов проходит сквозь скопление. Сравнение с наблюдениями говорит, что сечение взаимодействия частиц CDM на единицу массы не должно превосходить  $0.1 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$ .

Интересно, что ограничение на самодействие сверху получается и из других соображений. При слишком большом сечении однородное изотермическое ядро CDM быстро сколлапсирует. Важно, что сечение не может быть и сильно меньше. Иначе не удастся достичь желаемого эффекта сглаживания.

Такое большое сечение взаимодействия может приводить к образованию звездообразных объектов, состоящих из темной материи, которые могут коллапсировать и различными путями порождать гамма-всплески [8]. Не следует забывать, что темная материя может состоять из разнородных частиц и в ней может формироваться иерархия звездных населений, подобная обычному веществу [18].

Невидимое вещество во многих спиральных галактиках может быть распределено так же, как нейтральный водород в центральных областях, а во внешних падает значительно медленнее. Проведенный анализ наблюдений показывает, что радиальное распределение GRB во внутренних



частях галактик сходно с населением сферической составляющей галактик, а во внешних частях их плотность падает медленнее, чем у дисков спиральных галактик, т.е. качественно подобно темной материи.

Эти результаты показывают, что GRB распределены по радиусу не так, как области активного звездообразования в близких к нам галактиках. Однако многие наблюдатели послесвечений GRB настаивают на том, что они видят их в основном в галактиках, целиком охваченных вспышкой звездообразования [21]. Морфология этих галактик очень нерегулярна. В таком случае было бы неправомерно сравнивать такие пекулярные галактики с близкими к нам нормальными спиралями. Тем не менее и здесь нельзя говорить, что гамма-всплеск обязательно порожден обычной массивной звездой. Что-то должно вызывать вспышку звездообразования в таких галактиках. Иногда, но очень редко, такие галактики имеют спутников, чей прилив мог служить “триггером” вспышки рождения звезд. Однако большей частью они кажутся одиночными. Очень вероятно, как отметили Трентам и др. [22] (а еще раньше мы [19, 8]), такие галактики гравитационно взаимодействуют со спутником, целиком состоящим из темной материи. Если GRB порождаются темной материей, естественно, мы увидим корреляцию со вспышкой звездообразования, но, конечно, это не есть еще доказательство генетической связи гамма-всплесков и обычных массивных звезд.

Нельзя забывать и про то, что имеются яркие послесвечения типа GRB 0003101C, а никаких галактик там до  $29^m$  не обнаружено. Также есть и другие намеки на существование абсолютно темных галактик [22].

Выводы: GRB распределены как вещество в балджах спиральных и эллиптических галактик, затем более полого, но не так, как области активного звездообразования в близких галактиках и не так, как SN Ib/c. Современные данные несколько не исключают их корреляции и с темной материей (несмотря на мощный эффект селекции — послесвечения должны быть чаще видны там, где много обычного вещества).

### Список литературы

1. Шкловский И.С. Сверхновые звезды и связанные с ними проблемы. 2-е изд. М.: Наука. 1976.
2. Имшенник В.С., Надежин Д.К. // Итоги науки и техники: Астрономия. 1982. Т.21. С.63.
3. Имшенник В.С., Надежин Д.К. // Успехи физ. наук. 1988. Т.156. С.561.
4. Блиnnиков С.И., Лозинская Т.А., Чугай Н.Н. Сверхновые и остатки сверхновых // Итоги науки и техники: Астрономия. 1987. Т.32. С.142.
5. Blinnikov S.I., Postnov K.A. A mini-supernova model for optical afterglows of gamma-ray bursts // MNRAS. 1998. V.293. P.L29.
6. Блиnnиков С.И., Новиков И.Д., Переводчикова Т.В., Полнарев А.Г. О возможности взрыва нейтронной звезды в тесной двойной системе // Письма в АЖ. 1984. Т.10. С.422.
7. Постнов К.А. Космические гамма-всплески // Успехи физ. наук. 1999. Т.169. С.545.
8. Blinnikov S.I. Cosmic Gamma-ray Bursts // Surveys in High Energ. Phys. 2000. V.15. P.37.
9. Berezhinskii V.S., Prilutskii O.F. // Astron.Astrophys. 1987. V.175. P.309.
10. Бисноватый-Коган Г.С. Физические вопросы теории звездной эволюции. М.: Наука, 1989.

11. *Lipunov V.M., Postnov K.A., Prokhorov M.E.* // MNRAS. 1997. V.288. P.245.
12. *Janka, H.-T., Ruffert, M., Eberl, T.* Merging Neutron Stars and Black Holes as Sources of Gamma-Ray Bursts and Heavy Elements // *Nuclei in the Cosmos V*, Editions Frontieres, astro-ph/9810057 (1998).
13. *Имшенник В.С.* // Письма в АЖ. 1992. Т.18. С.489.
14. *Bartunov O.S., Makarova I.N., Tsvetkov D.Yu.* // Astron. Astrophys. 1992. V.264. P.428.
15. *Bartunov O.S., Tsvetkov D.Yu.* // *Thermonuclear Supernovae* (ed. Ruiz-Lapuente P. et al.), Dordrecht, 1997. P.87.
16. *Bloom J.S., Kulkarni S.R., Djorgovski S.G.* // astro-ph/0010176, 2000.
17. *Цветков Д.Ю., Блинников С.И., Павлюк Н.Н.* Радиальное распределение гамма-всплесков и SN Ib/c в галактиках // Письма в АЖ(в печати).
18. *Блинников С.И., Хлопов М.Ю.* О возможных астрономических проявлениях "зеркальных" частиц // Астрон. журн. 1983. Т.60. С.632.
19. *Blinnikov S.I.* Gamma-ray Bursts Produced by Mirror Stars // Presented at XXVII ITEP Winter School, Snegiri, Feb. 16 – 24, astro-ph/9902305, 1999.
20. *Meneghetti M., et al.* // Giant cluster arcs as a constraint on the scattering cross-section of dark matter. astro-ph/0011405, 2000.
21. *Sokolov V.V., Fatkhullin T.A., Komarova V.N.* The Multiband Photometry of the GRB Host Galaxies // astro-ph/0006207, 2000.
22. *Trentham N., Möller O., Ramirez-Ruiz E.* Completely dark galaxies: their existence, properties, and strategies for finding them // astro-ph/0010569, 2000.
23. *Цветков Д.Ю., Павлюк Н.Н., Бартунов О.С., Псковский Ю.П.* Каталог сверхновых звезд. 2000. <http://www.sai.msu.ru/sn/sncat/>.
24. *Cherepashchuk A.M., Postnov K.A.* // astro-ph/0012512, 2000.
25. *Spergel D.N., Steinhardt P.J.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V.84. P.3760.

**О.П.Быков**

Пулковская астрономическая обсерватория РАН

## АСТРОМЕТРИЯ С БОЛЬШИМИ ТЕЛЕСКОПАМИ

Последнее десятилетие ушедшего века было ознаменовано успешным введением в строй нескольких наземных телескопов с зеркалами большого диаметра. Прежде всего это два десятиметровых рефлектора на Гавайях (Keck-I, Keck-II), далее 9.2 м Hobby-Eberly в Техасе, восьмиметровые телескопы в Мауна Кеа, в том числе японский Subaru, и еще четыре 8.2 м VLT в Чили, на Cerro Paranal. Среди этих гигантов несколько померкли как наш БТА, так и Паломарский пятиметровый телескоп им. Хейла, хорошо работавшие на протяжении 25 и 50 лет соответственно. В известном смысле "рядовыми" в настоящее время становятся телескопы с зеркалами диаметром 3–4 м, парк которых насчитывает несколько десятков. Что касается оснащения этих телескопов приемниками излучения, то здесь доминируют ПЗС-матрицы и их мозаики, обеспечивающие значительные поля зрения и возможность точной фотометрии и позиционных измерений небесных объектов.

Разумеется, основные направления астрономических исследований с помощью больших телескопов лежат в области астрофизики, галактической астрономии, космологии, и лишь недавно на некоторых из них стало

возможно проведение глубоких обзоров неба с целью поиска слабейших объектов пояса Койпера — новых транснептуновых малых планет, открытых более восьми лет тому назад. Их число к 2001 году превысило четыре сотни, но примерно для ста из них орбиты определены еще столь ненадежно, что эти объекты либо уже потеряны и будут со временем переоткрыты, либо потеряются в ближайшем будущем, если не интенсифицировать их позиционные наблюдения. Однако, поскольку специального предоставления времени на такие наблюдения добиться практически невозможно вследствие недооценки нашими коллегами-астрофизиками важности этой практической задачи, было бы целесообразно использовать каждый ПЗС-кадр, получаемый в рамках текущих наблюдательных программ в прямом фокусе больших телескопов, для анализа и поиска в нем объектов пояса Койпера — как известных, так и новых. Дело в том, что угловая скорость движения обычного койперовского астероида находится в пределах  $3 - 5''$  в час, и за небольшое время экспозиции он, как правило, не успевает проявить себя движущимся в поле зрения объектом, т.е. оставить на ПЗС-кадре свое штриховое изображение. Поэтому такой объект будет звездообразным, и на фоне большого числа звезд поля его никто визуально не обнаружит. Но если еще до выхода на наблюдения предвычислить положения всех возможных малых планет Главного пояса и пояса Койпера, которые могут быть видимы в данном поле зрения в данный момент времени, и затем "в плановом порядке" находить их изображения на ПЗС-кадре, то пополнение наблюдательной базы новыми астрометрическими положениями слабых по блеску небесных тел будет существенно улучшено. Можно ожидать и открытий новых астероидов как "by product" массовых астрофизических наблюдений на больших телескопах. Очевидно, что и астрономические архивы — как традиционные фотографические, так и новоявленные оптикоэлектронные — представляют большой интерес для выявления известных небесных тел на старых фотографиях и ПЗС-кадрах. Уже только с этой точки зрения астрономические стеклянные библиотеки в обсерваториях несомненно являются национальным достоянием и должны содержаться наилучшим образом. Важно также и наличие соответствующего математического обеспечения, простого и доступного, способного на месте быстро и надежно решить поставленные задачи — обеспечить предвычисление положений известных астероидов для их последующего обнаружения как при новых наблюдениях, так и при работе с архивами.

В Пулковской обсерватории имеется положительный опыт взаимодействия астрометристов с астрофизиками в процессе наблюдений койперовских объектов на БТА. Поставленные ими фотометрические задачи по исследованию блеска и цвета избранных койперовских малых планет были расширены в область астрометрии этих объектов. При этом в сеансах таких наблюдений, выполнявшихся в 1996-1998 годы, были получены астрометрические положения 12 койперовских астероидов в течение нескольких близких ночей наблюдений. Мы использовали программный комплекс "ЭПОС", созданный в ГАО РАН группой В.Н.Львова. Комплекс позволяет не только найти нужный объект по эфемеридам, но и получить точные положения каталожных малых планет, видимых в поле зрения, а также оценить точность выполненных наблюдений, как своих собственных, так и полученных на любой другой обсерватории. В сеансах наших наблюдений на БТА были зафиксированы несколько новых астероидов Главного пояса. Они случайно проходили по ПЗС-кадрам в поле зрения БТА, кото-

рое составляет всего 4 кв. минуты дуги, в течение 10-минутной экспозиции койперовских объектов. Один из таких астероидов, наблюдавшийся нами в июле 1996 года как объект 21-й зв.величины, позднее, когда его блеск в октябре достиг 18-й зв.величины, был замечен наблюдателями Италии и Европейской южной обсерватории и получил условный номер 1996 TW59 с приоритетом открытия в ESO. И хотя на БТА этот объект мы видели раньше и данные были сообщены в Международный центр малых планет, приоритет его открытия нами был потерян. Дело в том, что по нормам МЦМП необходимо иметь наблюдения вновь обнаруженного объекта на протяжении двух последовательных ночей, чтобы получить право считаться его первооткрывателем. Это требование, как нам представляется, уже давно устарело, поскольку ПЗС-наблюдения позволяют легко получать в одну ночь продолжительные ряды положений объекта на короткой дуге, для которых в Пулковской обсерватории разработан оперативный метод вычисления оскулирующих орбит — метод параметров видимого движения (метод ПВД). Но в МЦМП этот метод ПВД не используют, хотя и метод, и его возможности в последние годы были достаточно широко представлены, в том числе и на зарубежных конференциях. В случае наблюдения астероида 1996 TW59 мы имели только наблюдения одной ночи, когда в течение четырех экспозиций (по 10 мин каждая) он прошел по дуге небесной сферы всего в  $18''$ . И хотя нами с помощью метода ПВД была определена его круговая орбита, которая хорошо согласуется с орбитой МЦМП, вычисленной по всем его положениям в 1996 году, отсутствие наблюдений во вторую ночь не позволило нам отстоять свой приоритет на открытие первой малой планеты на БТА. Между тем, будь в САО достаточно простой и оперативный комплекс быстрой астрометрической обработки ПЗС-кадров с движущимися небесными телами, можно было не терять приоритета открытия, а по вычисленной нами круговой орбите найти объект в следующую ночь с помощью расположенного рядом с БТА метрового телескопа. Хотелось бы выразить уверенность в том, что молодые участники нашей школы, будущие астрономы-наблюдатели, с пониманием воспримут эти идеи комплексного подхода к полноте информации, доставляемой каждым ПЗС-кадром с изображениями небесных объектов.

Наш опыт совместных с астрофизиками наблюдений на БТА позволяет утверждать, что созданный в ГАО РАН программный комплекс "ЭПОС" является сейчас наиболее подходящим как для обеспечения наблюдений малых планет на любых телескопах, так и при любых архивных астрономических изысканиях. Он использует в качестве орбитальных каталогов данные Э.Боуэлла, имеющиеся на сайте Лоувелловской обсерватории. Отождествление малых планет выполняется в этом комплексе не только по критерию малости традиционных разностей ( $O-C$ ), но и с помощью сравнения вычисленных по наблюдениям и каталожных значений первых производных сферических координат и параметров видимого движения. Что касается анализа астрометрических наблюдений малых планет, то система "ЭПОС" работает с данными, которые представляются наблюдателями в известном МРС-формате.

В докладе будут приведены примеры астрометрической обработки ПЗС-наблюдений койперовских объектов на БТА и анализ точности таких наблюдений, выполненных на других больших телескопах мира. Для большинства таких наблюдений точность одного положения, выведенная из анализа разностей ( $O-C$ ) на статистически достоверном материале,

является весьма высокой и составляет  $0.10 - 0.20''$  в зависимости от используемых звездных каталогов. Возможность получения сравнительно точных каталожных координат слабых звезд — до 21-22 зв. величины, необходимых для астрометрической редукции, — обеспечивается несколькими астрономическими сайтами в Интернете.

Таким образом, уже сейчас созданы все условия для реализации простой и понятной, не требующей больших финансовых вложений и весьма перспективной идеи использования текущих астрофизических наблюдений на больших телескопах для извлечения дополнительной информации об объектах, которые могут быть известными или новыми малыми планетами двух астероидных поясов — Главного и Койперовского. Дело лишь в осознании необходимости и должной организации такой работы.

Работа выполнена при поддержке гранта 1.8.4.1 программы "Астрономия".

**А.А.Гвоздев, И.С.Огнев**  
Ярославский государственный университет

## СВЕРХНОВАЯ II: НЕЙТРИННЫЕ ДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

### Введение

Коллапсирующие системы с быстро вращающимися остатками являются предметом большого интереса в астрофизике. Такие остатки могут образоваться при взрыве сверхновой II типа [1, 2], при слиянии тесной бинарной системы нейтронных звезд [3], а также при коллапсе, индуцированном аккрецией [4]. Известно, что, независимо от природы происхождения коллапса, около 10 % высвободившейся гравитационной энергии переходит в тепловую энергию остатка и излучается в виде нейтрино [1–5]. За характерные времена порядка секунды в остатке коллапса формируется твердотельно вращающееся ядро (протонейтронной звезды, или черной дыры) и вращающийся с градиентом угловых скоростей диск (оболочка). Компактное ядро типичных размеров  $R_c \sim 10$  км, субъядерных плотностей и очень высоких температур  $T \gtrsim 10$  МэВ является непрозрачным для нейтрино. Оболочка типичных размеров несколько десятков километров, будучи менее плотной и горячей ( $T \sim 3 - 6$  МэВ), частично прозрачна для нейтрино [2–5]. В течение нескольких секунд после своего формирования остаток коллапса эффективно остывает за счет излучения нейтрино. Типичные нейтринные светимости в эти времена составляют  $L_\nu \sim 10^{52}$  эрг/с [5] (так называемая стадия прохождения основного нейтринного потока). Такой поток нейтрино, в принципе, мог бы оказать большое влияние на динамику оболочки, в частности инициировать процесс ее сброса [6]. Как показали детальные расчеты, при сферически симметричном коллапсе процессы поглощения нейтрино оболочкой идут недостаточно интенсивно для ее сброса [7]. Однако такой сброс оболочки возможен в случае миллисекундного остатка коллапса с сильным торoidalным магнитным полем (магниторотационная модель взрыва сверхновой [1]).

Вследствие быстрого вращения и большой вязкости в остатке коллапса возникают конвекция, турбулентное динамо и большие градиенты угловых скоростей. Эти процессы могут привести к быстрой ( $\sim$  нескольких секунд) генерации сильного полоидального магнитного поля с напряженностью вплоть до  $B \sim 3 \cdot 10^{15}$  Гс на длинах когерентности  $L \sim 1$  км в ядре остатка коллапса [8]. Сильное полоидальное поле, возникнув по этому механизму, может сохраняться в молодой нейтронной звезде  $\sim 10^3 - 10^4$  лет. Такие молодые пульсары были названы авторами работы [8] магнетарами. Есть большие основания предполагать, что магнетары наблюдаются в природе как soft gamma-ray repeaters (SGRR) [9] или anomalous X-ray pulsars (AXP) [10]. В свою очередь, градиент угловых скоростей в оболочке приводит к генерации в ней вторичного тороидального магнитного поля по механизму "намотки" силовых линий первичного полоидального поля, "вмороженного" во вращающуюся плазму оболочки. По этому механизму в оболочке миллисекундного остатка коллапса могут возникнуть сильные тороидальные магнитные поля напряженности  $B \sim 10^{15} - 10^{17}$  Гс за типичные времена  $\sim 1$  с [11]. Такие большие поля могут оказать существенное влияние на динамику оболочки даже при условии, что они существуют секунды. Например, при напряженности  $B \sim 10^{17}$  Гс магнитное поле может привести к анизотропному  $\gamma$ -всплеску [12], а также, как нами уже отмечалось, инициировать процесс сброса оболочки сверхновой [1].

Существенно, что такие сильные магнитные поля могут возникнуть в оболочке на стадии прохождения через нее основного нейтринного потока (в течение нескольких секунд после коллапса). По этой причине представляет интерес исследовать возможные динамические эффекты, возникающие при прохождении нейтринного потока через сильно замагниченную среду оболочки. Эффекты такого рода обсуждаются в литературе. Например, в работе [13] оценивалась скорость магнетара за счет нейтринного динамического толчка в случае, когда напряженности магнитных полей на его полюсах существенно различаются. В этом случае толчок возникает вследствие того, что энергия, переданная от нейтрино среде в  $\beta$ -процессах, зависит от напряженности магнитного поля. Однако мы будем обсуждать динамические эффекты другой природы. Как известно, вследствие нарушения Р-четности в слабых процессах нейтрино излучаются и поглощаются в магнитном поле асимметрично, что может привести к передаче от нейтрино среде макроскопического импульса [14, 15]. Таким образом, область оболочки, заполненная сильным магнитным полем тороидальной конфигурации, может получить большой макроскопический момент вращения при прохождении через нее мощного потока нейтрино [16].

В данной работе оценивается асимметрия передачи импульса от нейтрино среде в процессах взаимодействия нейтрино с нуклонами в условиях оболочки остатка коллапса на стадии основного нейтринного излучения. Работа организована следующим образом. В разделе 1 оговариваются основные физические предположения о параметрах среды, напряженностях магнитного поля, а также вид функции распределения нейтрино. В разделе 2 получены общие выражения для скоростей и компонент энергии-импульса, переданного от нейтрино элементу объема среды в единицу времени в прямых URCA-процессах в случае сильного магнитного поля. В разделе 3 аналогичные величины вычисляются в процессах рассеяния (анти)нейтрино всех сортов на нуклонах замагниченной среды. Числен-

ные оценки параметров среды, длин свободного пробега нейтрино, а также плотности силы вдоль направления магнитного поля представлены в разделе 4. В разделе 5 мы сравниваем полученные результаты с результатами аналогичных вычислений и кратко обсуждаем возможные динамические эффекты нарушения Р-четности в оболочке коллапсирующей звезды. Всюду в работе используется система единиц, в которой  $c = \hbar = k_B = 1$ .

## 1. Физические предположения

В настоящей работе мы исследуем основные нейтрино-нуклонные процессы в условиях оболочки остатка коллапса с сильным магнитным полем на стадии основного нейтринного излучения. Мы рассматриваем прямые URCA-процессы:

$$n + \nu_e \Rightarrow p + e^-, \quad (1)$$

$$p + e^- \Rightarrow n + \nu_e, \quad (2)$$

$$p + \bar{\nu}_e \Rightarrow n + e^+, \quad (3)$$

$$n + e^+ \Rightarrow p + \bar{\nu}_e, \quad (4)$$

и процессы рассеяния нейтрино всех сортов на нуклонах:

$$N + \nu_i \Rightarrow N + \nu_i, \quad (5)$$

$$N + \bar{\nu}_i \Rightarrow N + \bar{\nu}_i, \quad (6)$$

$$(\nu_i = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau) \quad (N = n, p).$$

Заметим, что  $\beta$ -распад в рассматриваемых условиях статистически подавлен. Количественная оценка эффекта асимметрии передачи импульса следует из выражения для энергии-импульса, передаваемого в этих процессах от нейтрино единице объема среды в единицу времени:

$$\frac{dP_\alpha}{dt} = \left( \frac{dQ}{dt}, \vec{\mathfrak{S}} \right) = \frac{1}{V} \int \prod_i dn_i f_i \prod_f dn_f (1 - f_f) \frac{|S_{if}|^2}{T} q_\alpha, \quad (7)$$

где  $dn_i, dn_f$  — число начальных и конечных состояний в элементе фазового объема;  $f_i, f_f$  — функции распределения начальных и конечных частиц;  $|S_{if}|^2/T$  — квадрат S-матричного элемента процесса в единицу времени;  $q_\alpha$  — 4-импульс, переданный среде в единичной реакции. Важной величиной, характеризующей процесс, является также его скорость  $\Gamma$ , определяемая как

$$\Gamma = \frac{1}{V} \int \prod_i dn_i f_i \prod_f dn_f (1 - f_f) \frac{|S_{if}|^2}{T}. \quad (8)$$

В частности, из этой величины легко определяются средние длины свободного пробега нейтрино:

$$\bar{l}_\nu = \frac{N_\nu}{\Gamma_\nu^{\text{tot}}}, \quad (9)$$

где  $N_\nu$  — локальная концентрация нейтрино;  $\Gamma_\nu^{\text{tot}}$  — сумма скоростей реакций поглощения и рассеяния нейтрино данного сорта.

В реакциях взаимодействия нейтрино с веществом мы разделяем среду от проходящего через нее потока нейтрино. Под средой мы понимаем свободные электроны, позитроны и нуклоны с равновесной функцией распределения Дирака:

$$f_i = (\exp(E_i/T - \eta_i) + 1)^{-1},$$

где  $\eta_i = \mu_i/T$ ;  $E_i$  и  $\mu_i$  — энергия и химический потенциал частиц данного сорта. Мы не учитываем влияния вращения оболочки на функции распределения, поскольку скорость вращения остается нерелятивистской даже в случае миллисекундного остатка коллапса. При типичных для оболочки плотностях ( $\rho \sim 10^{11} - 10^{12}$  г/см<sup>3</sup>) и температурах ( $T \sim$  несколько МэВ)  $e^+e^-$  — плазма является ультрарелятивистской, а нуклонный газ — бoльцмановским нерелятивистским.

Мы рассматриваем случай сильного магнитного поля, а именно предполагаем, что параметры среды и напряженность магнитного поля связаны соотношением

$$m_p T \gg 2eB \gtrsim \mu_e^2, T^2 \gg m_e^2, \quad (10)$$

где  $m_p$ ,  $m_e$  — массы протона и электрона;  $e > 0$  — элементарный заряд. Условие (10) означает, что электроны и позитроны оккупируют в основном нижний уровень Ландау, тогда как протоны — много уровней.

Как известно [17], величина (7) равна нулю в случае равновесия нейтрино со средой. Однако мы рассматриваем область оболочки, где функция распределения нейтрино отклоняется от равновесной. В модели сферически симметричного коллапса локальное распределение (анти)нейтрино без учета магнитного поля может быть фитировано следующим образом [5, 18]:

$$f_\nu = \Phi_\nu(r, \chi) \cdot \left( \exp(\omega/T_\nu - \eta_\nu) + 1 \right)^{-1} \quad (11)$$

Здесь  $\chi$  — косинус угла между импульсом нейтрино и радиальным направлением;  $\omega$  — энергия нейтрино;  $T_\nu$  — его спектральная температура;  $\eta_\nu$  — фитирующий параметр. В настоящей работе мы пренебрегали влиянием магнитного поля на функцию распределения нейтрино. Такое приближение является достаточно хорошим, когда длины свободного пробега нейтрино больше или порядка области, занятой сильным магнитным полем. В модели [11] эта область не превышает нескольких километров, тогда как длины свободного пробега нейтрино разных сортов составляют, по нашим оценкам, 2–5 км. Таким образом, в дальнейших вычислениях мы использовали функцию распределения нейтрино вида (11). Мы вернемся к обсуждению этого вопроса в разделе 4 настоящей работы.

## 2. Прямые URCA процессы

При вычислении  $S$ -матричного элемента прямых URCA-процессов мы использовали стандартный низкоэнергетичный лагранжиан слабого взаимодействия нейтрино с нуклонами. В пределе сильного магнитного поля, когда электроны и позитроны заполняют лишь основной уровень Ландау, нами получено следующее выражение для квадрата  $S$ -матричного



элемента:

$$\frac{|S_{if}|^2}{T} = \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_c \pi^3}{2 L_y L_z V^2 \omega \varepsilon} \exp(-Q_\perp^2/2eB) \left[ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|M_+|^2}{n!} \left( \frac{Q_\perp^2}{2eB} \right)^n \delta^{(3)} + \right. \\ \left. + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{|M_-|^2}{(n-1)!} \left( \frac{Q_\perp^2}{2eB} \right)^{n-1} \delta^{(3)} \right], \quad (12)$$

$$|M_+|^2 = 4 \left( \varepsilon + p_\parallel \right) \left[ (1 + g_a)^2 \left( \omega + k_\parallel \right) + 4g_a^2 \left( \omega - k_\parallel \right) \right], \quad (13)$$

$$|M_-|^2 = 4 (1 - g_a)^2 \left( \varepsilon + p_\parallel \right) \left( \omega + k_\parallel \right). \quad (14)$$

Здесь  $\delta^{(3)}$  — дельта-функция от сохраняющихся в реакции энергии, импульса вдоль магнитного поля и одной из его поперечных компонент;  $Q_\perp^2$  — квадрат переданного импульса поперек магнитного поля в соответствующей реакции;  $n$  — индекс суммирования по уровням Ландау протона;  $\varepsilon$ ,  $p_\parallel$ ,  $\omega$ ,  $k_\parallel$  — энергия и компонента импульса вдоль направления магнитного поля электрона и нейтрино соответственно;  $T L_x L_y L_z$  — нормировочный 4-объем;  $g_a$  — аксиальная константа заряженного нуклонного тока ( $g_a \simeq 1.26$  в низкоэнергетическом пределе);  $G_F$  — константа Ферми;  $\theta_c$  — угол Кабиббо.

Отметим, что приведенное выражение для  $|S_{if}|^2$  было получено нами ранее в работе [16]. Оно совпадает с результатом работы [19], а также работы [20] при исправлении в ней ошибочного знака у аксиальной константы  $g_a$  (формальной замене  $g_a \rightarrow -g_a$ ). Однако работа [21], в которой вычислялся лишь член  $n = 0$  в квадрате  $S$ -матричного элемента, содержит отличие в выражении (13). А именно, чтобы получить результат работы [21] для  $S^2$ , нужно заменить в первом члене амплитуды (13) конструкцию  $(1 + g_a)^2$  на конструкцию  $(1 + g_a^2)$ .

В целях удобства мы будем вычислять переданный среде 4-импульс  $dP_\alpha/dt$  в прямых URCA-процессах с участием нейтрино (1), (2) и антинейтрино (3), (4) по отдельности. Используя  $T$ -инвариантность квадрата  $S$ -матричного элемента этих процессов, а также явный вид функций распределения частиц среды, величину (7) можно представить в виде

$$\frac{dP_\alpha^{(\nu, \bar{\nu})}}{dt} = \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} k_\alpha \cdot \mathcal{K}^{(\nu, \bar{\nu})} \cdot \left[ \left( 1 + \exp \left( -\omega/T \pm \delta\eta \right) \right) \cdot f_{\nu, \bar{\nu}} - \right. \\ \left. - \exp \left( -\omega/T \pm \delta\eta \right) \right], \quad (15)$$

где  $\delta\eta = (\mu_e + \mu_p - \mu_n)/T$ ;  $k_\alpha$  — 4-импульс (анти)нейтрино;  $\mathcal{K}^{(\nu, \bar{\nu})}$  — коэффициент абсорбции в реакции поглощения (анти)нейтрино, определяемый следующим образом:

$$\mathcal{K}^{(\nu, \bar{\nu})} = \int dn_p dn_n dn_e \cdot \frac{|S_{if}|^2}{T} \cdot \left\{ \begin{array}{l} f_n (1 - f_p) (1 - f_{e-}) \\ f_p (1 - f_n) (1 - f_{e+}) \end{array} \right\}. \quad (16)$$

Заметим, что в условиях  $\beta$ -равновесия, когда  $\eta_\nu = \delta\eta = (\mu_e + \mu_p - \mu_n)/T$ , выражение (15) для переданного импульса переходит в

$$\frac{dP_\alpha^{(\nu, \tilde{\nu})}}{dt} = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} k_\alpha \left( 1 + \exp\left(\frac{-\omega}{T} \pm \eta_\nu\right) \right) \mathcal{K}^{(\nu, \tilde{\nu})} \cdot \delta f^{\nu, \tilde{\nu}}, \quad (17)$$

где  $\delta f^{\nu, \tilde{\nu}}$  — отклонение функции распределения нейтрино от равновесной. Таким образом, передаваемый от нейтрино среде 4-импульс отличен от нуля лишь в частично прозрачной для нейтрино оболочке и исчезает в плотном  $\beta$ -равновесном ядре остатка.

Коэффициент абсорбции (16) вычислялся нами в пределе сильного поля (10) при предположении невырожденности нуклонного газа. Отметим, что в этом случае техника вычисления резко упрощается по сравнению с более общим случаем. Ниже мы приводим окончательный результат [16]:

$$\begin{aligned} \mathcal{K}^{(\nu, \tilde{\nu})} = & \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_c}{2\pi} eB N_{(n,p)} \left( \left( 1 + 3g_a^2 \right) - \frac{k_{\parallel}}{\omega} \left( g_a^2 - 1 \right) \right) \times \\ & \times \left( 1 + \exp\left(\pm a - \frac{\omega}{T}\right) \right)^{-1}, \end{aligned} \quad (18)$$

где отброшены члены  $\sim eB/m_p T$ . Здесь  $N_n, N_p, m_n, m_p$  — концентрации и массы нейтронов и протонов;  $a = (\mu_e - \Delta)/T$ ,  $\Delta = m_n - m_p$ .

Отметим, что полученное выражение совпадает с результатом, приведенным в работе [19], а также согласуется с выражением для сечения реакции (1), полученным в недавней работе [22].

В целях полноты изложения мы приводим ниже выражения для плотности энергии  $dQ/dt$  и скоростей  $\Gamma$  прямых URCA-процессов (1) — (4):

$$\left\{ \frac{\Gamma}{dQ/dt} \right\}_{n+\nu_e \rightarrow p+\bar{\nu}_e} = \mathcal{A} J_\nu \frac{N_n}{N_B} \left\{ \frac{T^3}{T^4} \frac{C_2(a, T_\nu, \eta_\nu)}{C_3(a, T_\nu, \eta_\nu)} \right\}, \quad (19)$$

$$\begin{aligned} & \left\{ \frac{\Gamma}{dQ/dt} \right\}_{p+\bar{\nu}_e \rightarrow n+\nu_e} = \\ & = \mathcal{A} \frac{N_p}{N_B} e^{\Delta/T} \left\{ \frac{T^3}{-T^4} \frac{B_2(a) - T^3 J_\nu D_2(a, T_\nu, \eta_\nu)}{B_3(a) + T^4 J_\nu D_3(a, T_\nu, \eta_\nu)} \right\}, \end{aligned} \quad (20)$$

$$\left\{ \frac{\Gamma}{dQ/dt} \right\}_{p+\bar{\nu}_e \rightarrow n+\bar{\nu}_e} = \mathcal{A} J_{\bar{\nu}} \frac{N_p}{N_B} \left\{ \frac{T^3}{T^4} \frac{C_2(-a, T_{\bar{\nu}}, \eta_{\bar{\nu}})}{C_3(-a, T_{\bar{\nu}}, \eta_{\bar{\nu}})} \right\}, \quad (21)$$

$$\begin{aligned} & \left\{ \frac{\Gamma}{dQ/dt} \right\}_{n+\bar{\nu}_e \rightarrow p+\bar{\nu}_e} = \\ & = \mathcal{A} \frac{N_n}{N_B} e^{-\Delta/T} \left\{ \frac{T^3}{-T^4} \frac{B_2(-a) - T^3 J_{\bar{\nu}} D_2(-a, T_{\bar{\nu}}, \eta_{\bar{\nu}})}{B_3(-a) + T^4 J_{\bar{\nu}} D_3(-a, T_{\bar{\nu}}, \eta_{\bar{\nu}})} \right\}, \end{aligned} \quad (22)$$

где размерный коэффициент  $\mathcal{A}$  определяется как

$$\mathcal{A} = \frac{2G_F^2 \cos^2 \theta_c}{(2\pi)^3} \left(1 + 3g_a^2\right) \epsilon B N_B, \quad N_B = N_n + N_p.$$

Введенные нами функции  $B_n$ ,  $C_n$ ,  $D_n$  выражаются через следующие интегралы:

$$\begin{aligned} B_n(a) &= \int_0^\infty \frac{Z^n dZ}{e^{Z-a} + 1}, \\ C_n(a, T_\nu, \eta_\nu) &= \int_0^\infty \frac{Z^n dZ}{\left(e^{a-Z} + 1\right) \left(e^{ZT/T_\nu - \eta_\nu} + 1\right)}, \\ D_n(a, T_\nu, \eta_\nu) &= \int_0^\infty \frac{Z^n dZ}{\left(e^{Z-a} + 1\right) \left(e^{ZT/T_\nu - \eta_\nu} + 1\right)}. \end{aligned}$$

Параметр

$$J_\nu = (4\pi)^{-1} \int \Phi_\nu(r, \chi) d\Omega$$

имеет смысл отношения реальной локальной концентрации нейтрино к чернотельной с температурой  $T_\nu$ .

Как показали вычисления компонент импульса (15), передаваемого среде при переизлучении нейтрино, возникающая радиальная сила гораздо слабее гравитационной и не может существенно повлиять на динамику оболочки. Таким образом, интерес представляет компонента силы, действующая вдоль магнитного поля. В случае поля тороидальной конфигурации плотность этой силы может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} \mathfrak{S}_{\parallel}^{u\text{rc}a} &= \frac{1}{6} \frac{g_a^2 - 1}{3g_a^2 + 1} \mathcal{A} T^4 \left[ \frac{N_p}{N_B} \left( 3\langle \chi_\nu^2 \rangle - 1 \right) e^{\Delta/T} B_3(a) + \right. \\ &+ \left. \frac{N_n}{N_B} \left( 3\langle \chi_{\bar{\nu}}^2 \rangle - 1 \right) e^{-\Delta/T} B_3(-a) \right] - \\ &- \frac{1}{2} \frac{g_a^2 - 1}{3g_a^2 + 1} \left[ \left( 1 - \langle \chi_\nu^2 \rangle \right) \frac{dQ_\nu}{dt} + \left( 1 - \langle \chi_{\bar{\nu}}^2 \rangle \right) \frac{dQ_{\bar{\nu}}}{dt} \right]. \end{aligned} \quad (23)$$

Здесь

$$\langle \chi_{\nu, \bar{\nu}}^2 \rangle = \left( \int \chi^2 \omega f_{\nu, \bar{\nu}} d^3k \right) \left( \int \omega f_{\nu, \bar{\nu}} d^3k \right)^{-1}$$

Как следует из этого выражения, асимметрия в переданном импульсе отлична от нуля по двум причинам: либо распределения нейтрино анизотропно ( $\langle \chi^2 \rangle \neq 1/3$ ), либо в URCA-процессах (1) — (4) среде передается энергия ( $dQ_{\nu, \bar{\nu}}/dt \neq 0$ ). Интересно отметить, что при изотропном распределении нейтрино плотность силы направлена по полю при остывании среды и против при ее нагревании за счет URCA-процессов.

### 3. Рассеяние нейтрино на нуклонах

При вычислении  $S$ -матричного элемента в реакциях рассеяния (анти)нейтрино на нуклонах (5), (6) мы использовали нерелятивистские вакуумные волновые функции нуклонов с определенной проекцией спина на направление магнитного поля. Ниже мы приводим лишь окончательное выражение для квадрата  $S$ -матричного элемента процесса рассеяния нейтрино на нуклонах:

$$\begin{aligned} \frac{|S_{if}|^2}{T} = \frac{(2\pi)^4 G_F^2}{2V^3 \omega \omega'} \cdot \delta^{(4)} \cdot \left[ (c_v^2 + 3c_a^2) \omega \omega' + (c_v^2 - c_a^2) (\vec{k} \vec{k}') + \right. \\ \left. + 2c_v c_a (\omega k_{\parallel}' + \omega' k_{\parallel}) (S + S') - 2c_a^2 (\omega k_{\parallel}' - \omega' k_{\parallel}) (S - S') + \right. \\ \left. + (c_v^2 - c_a^2) (\omega \omega' + (\vec{k} \vec{k}')) S S' + 4c_a^2 k_{\parallel} k_{\parallel}' S S' \right]. \end{aligned} \quad (24)$$

Выражение  $|S_{if}|^2/T$  для процесса рассеяния антинейтрино на нуклонах получается из (24) заменой  $k \leftrightarrow k'$ :

$$|S_{if}|^2_{\bar{\nu}} = |S_{if}|^2_{\nu} (k \longleftrightarrow k'). \quad (25)$$

Здесь  $c_v, c_a$  — векторная и аксиальная константы нейтрального нуклонного тока. В низкоэнергетическом пределе [23]

$$\begin{aligned} c_v = -1/2, \quad c_a \simeq -0.91/2 \quad \text{для нейтронов,} \\ c_v = 0.07/2, \quad c_a \simeq 1.09/2 \quad \text{для протонов.} \end{aligned} \quad (26)$$

Сохранение энергии-импульса определяется  $\delta^{(4)} = \delta^{(4)}(P + k - P' - k')$ , где  $k = (\omega, \vec{k})$ ,  $k' = (\omega', \vec{k}')$ ,  $P, P'$  — 4-импульсы начальных и конечных нейтрино и нуклонов соответственно;  $k_{\parallel}, k_{\parallel}'$  — проекции импульсов начального и конечного нейтрино на направление магнитного поля;  $S, S'$  — проекция удвоенного спина начального и конечного нуклона на направление магнитного поля ( $S = \pm 1$ ).

Анализ кинематики процесса рассеяния нейтрино на нуклонах показывает, что энергия, передаваемая в этих реакциях элементу среды, пренебрежимо мала по сравнению с энергией, передаваемой в URCA-процессах. Поэтому в дальнейшем мы будем интересоваться только компонентой импульса, переданного вдоль магнитного поля. Такая компонента возникает за счет того, что в поле нуклонный газ частично поляризуется, так как нуклоны с разной поляризацией имеют разную энергию:

$$E = m + \frac{\vec{p}^2}{2m} - g \cdot \frac{e}{40} \cdot B \cdot S,$$

где  $g$  — магнитный фактор нуклона (для нейтрона  $g \simeq -1.91$ , для протона  $g \simeq 2.79$ ). Учитывая энергию взаимодействия магнитного момента нуклона с магнитным полем, мы получили для плотности силы вдоль направления магнитного поля в процессах рассеяния нейтрино одного сорта на нейтронах или протонах следующее выражение:

$$\mathfrak{Z}_{\parallel}^{(\nu_i)} = -\frac{G_F^2 g}{2\pi} \frac{eB}{m_{n,p} T} N_{n,p} N_{\nu} \left\{ \left( c_v c_a \langle \omega_{\nu}^3 \rangle + c_a^2 T \langle \omega_{\nu}^2 \rangle \right) \left( \langle \chi_{\nu}^2 \rangle - 1/3 \right) - \right. \\ \left. - c_a^2 \left( \langle \omega_{\nu}^3 \rangle - 5T \langle \omega_{\nu}^2 \rangle \right) \left( 5/3 - \langle \chi_{\nu}^2 \rangle \right) + \right. \\ \left. + 2c_a^2 J_{\nu} \left( \langle \omega_{\nu}^3 \rangle - 5T \langle \omega_{\nu}^2 \rangle \right) \left( 1 - \langle \chi_{\nu}^2 \rangle \right) \right\}, \quad (27)$$

где  $\langle \omega_{\nu}^n \rangle = N_{\nu}^{-1} \int \omega^n f_{\nu} d^3 k$ ;  $J_{\nu}$ ,  $\langle \chi_{\nu}^2 \rangle$  — величины, определяемые так же, как в URCA-процессах;  $N_{\nu}$  — локальная концентрация нейтрино. В процессе рассеяния антинейтрино (6) импульс, передаваемый среде в единицу времени, дается выражением (27) с формальной заменой  $c_a^2 \rightarrow -c_a^2$ :

$$\mathfrak{Z}_{\parallel}^{(\bar{\nu}_i)} = \mathfrak{Z}_{\parallel}^{(\nu_i)} (c_a^2 \rightarrow -c_a^2). \quad (28)$$

Заметим, что в случае бoльцмановского распределения нейтрино, когда

$$f_{\nu} = \Phi_{\nu}(r, \chi) \exp(-\omega/T_{\nu}),$$

выражение (27) может быть упрощено:

$$\mathfrak{Z}_{\parallel}^{(\nu_i)} = -\frac{6G_F^2 g}{\pi} \frac{eB}{m_{n,p}} N_{n,p} N_{\nu} T_{\nu}^2 \left\{ 4c_a^2 \left( 2 - \langle \chi_{\nu}^2 \rangle \right) + \right. \\ \left. + 5T_{\nu}/T \left[ c_v c_a \left( \langle \chi_{\nu}^2 \rangle - 1/3 \right) - c_a^2 \left( 5/3 - \langle \chi_{\nu}^2 \rangle \right) \right] \right\}. \quad (29)$$

Следует также заметить, что величина  $\mathfrak{Z}_{\parallel}^{\nu_i}$  подавлена фактором  $\sim T_{\nu}/m_{n,p}$  по сравнению с аналогичной величиной в процессах (1) — (4). Однако, как показывает анализ, отношение выражений для плотности силы в процессах рассеяния и в URCA-процессах содержит, кроме этого фактора, большой численный коэффициент, компенсирующий эту малость. Таким образом, процессы рассеяния нейтрино на нуклонах дают сравнимый с URCA-процессами вклад в импульс, передаваемый среде вдоль магнитного поля. В условиях оболочки остатка коллапса параметры функций распределения нейтрино и антинейтрино сорта  $\mu$  и  $\tau$  практически идентичны [24]. Это позволяет выписать простое выражение для суммарной (нейтрино плюс антинейтрино данного сорта) плотности силы вдоль направления поля:

$$\mathfrak{Z}_{\parallel}^{(\nu_i)} = -\frac{G_F^2 c_v c_a g}{\pi} \frac{eB}{m_{n,p} T} N_{n,p} N_{\nu} \langle \omega_{\nu}^3 \rangle \left( \langle \chi_{\nu}^2 \rangle - 1/3 \right). \quad (30)$$

Как можно увидеть из формул (27), (28), (29), (30), асимметрия передачи импульса по направлению магнитного поля, как и в URCA-процессах, имеет место либо при анизотропном распределении нейтрино ( $\langle \chi^2 \rangle \neq 1/3$ ), либо при отличии спектральной температуры нейтрино от температуры среды ( $T_\nu \neq T$ ). Интересно отметить, что плотность силы вдоль поля  $\mathfrak{F}_{\parallel}^{(\nu)}$  в процессах рассеяния на нейтронах и протонах направлена в противоположные стороны. Это следует из того, что выражение для плотности силы пропорционально магнитному фактору  $g$  нуклона (напомним, что  $g \simeq -1.91$  для нейтрона,  $g \simeq 2.79$  для протона). В реальных условиях оболочки остатка коллапса обычно предполагается, что  $N_p/N_B \ll 1$ . Как видно из выражений (27), (28), плотность силы пропорциональна концентрации нуклонов. Таким образом, основной вклад в величину  $\mathfrak{F}_{\parallel}$  дают процессы рассеяния на нейтронах.

В целях полноты изложения мы приводим ниже выражения для доминирующего вклада (в пренебрежении членами  $\sim eB/m_{n,p}T$ ,  $\sim \sqrt{T/m_{n,p}}$ ) в скорость (8) реакции рассеяния (анти)нейтрино любого сорта на нуклонах:

$$\Gamma^{sc} = \frac{G_F^2}{\pi} \left( c_v^2 + 3c_a^2 \right) N_{n,p} N_\nu \langle \omega_\nu^2 \rangle \left[ 1 - J_\nu \left( 1 - \frac{4T_\nu \langle \omega_\nu \rangle}{\langle \omega_\nu^2 \rangle} \right) \right]. \quad (31)$$

Напомним, что  $c_v$ ,  $c_a$  — векторная и аксиальная константы нейтрального нуклонного тока, которые изменяются лишь при изменении сорта нуклона [см. 26] в реакциях рассеяния. Заметим, что скорости реакций рассеяния, а следовательно, и длины свободного пробега нейтрино в этих процессах практически не зависят от магнитного поля.

#### 4. Численные оценки

Для численных оценок плотности силы вдоль направления магнитного поля, генерируемой в процессах взаимодействия нейтрино с нуклонами (1) — (6), необходимо задать параметры среды и нейтринного излучения. Напомним, что мы рассматриваем достаточно плотную ( $\rho \sim 10^{11} - 10^{12} \text{ г/см}^3$ ) и горячую ( $T \sim$  несколько МэВ) область оболочки, частично прозрачную для нейтринного излучения. Мы предполагаем, что часть такой оболочки размером  $\sim 1 - 3$  км заполнена сильным тороидальным магнитным полем с типичной напряженностью  $B \gtrsim 10^{16} \text{ Гс}$ . При таких параметрах оболочки и значениях напряженности магнитного поля выполняется условие (10) и, следовательно, справедливы все полученные нами выражения. Напомним, что в этих выражениях мы использовали локальную неравновесную функцию распределения нейтрино (11), не учитывая влияние на нее магнитного поля. Мы проверим корректность такого приближения ниже, оценивая длины свободного пробега нейтрино разных сортов и сравнивая их с размером области, заполненной сильным магнитным полем. При фитировании параметров нейтринного излучения мы использовали результаты работы [24]. В ней получено численное решение на функцию распределения нейтрино на стадии основного нейтринного излучения после сферически-симметричного коллапса.

Анализ численных значений  $\langle \omega_\nu \rangle$ ,  $\langle \omega_\nu^2 \rangle$ , приведенных в этой работе, показывает, что функции распределения нейтрино различных сортов хо-

рошо аппроксимируются параметрами

$$\begin{aligned} T_{\nu_e} &\simeq 3.3 \text{ МэВ}, \quad T_{\bar{\nu}_e} \simeq 4.5 \text{ МэВ}, \quad T_{\nu_{\mu,\tau}} \simeq T_{\bar{\nu}_{\mu,\tau}} \simeq 6.6 \text{ МэВ}, \\ \eta_{\nu_e} &\simeq 2.8, \quad \eta_{\bar{\nu}_e} \simeq 2.0, \quad \eta_{\nu_{\mu,\tau}} \simeq \eta_{\bar{\nu}_{\mu,\tau}} \simeq 2.2. \end{aligned} \quad (32)$$

Для численных оценок мы выбрали область оболочки с типичной плотностью среды  $\rho \sim 5 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$  и считали напряженность магнитного поля в ней  $B \simeq 4 \cdot 10^{16} \text{ Гс}$ . Локальные концентрации нейтринного излучения в этой области составляют:

$$N_{\nu_e} \simeq 9 \cdot 10^{32} \text{ 1/см}^3, \quad N_{\bar{\nu}_e} \simeq 3 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-3}, \quad N_{\nu_{\mu,\tau}} \simeq N_{\bar{\nu}_{\mu,\tau}} \simeq 2.7 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-3}. \quad (33)$$

Таким концентрациям соответствуют следующие значения введенных нами параметров  $J_\nu$ :

$$J_{\nu_e} \simeq 0.23, \quad J_{\bar{\nu}_e} \simeq 0.05, \quad J_{\nu_{\mu,\tau}} \simeq J_{\bar{\nu}_{\mu,\tau}} \simeq 0.01. \quad (34)$$

Соответственно средний квадрат косинуса угла между импульсом нейтрино и радиальным направлением есть

$$\langle \chi_{\nu_i}^2 \rangle \simeq \langle \chi_{\bar{\nu}_i}^2 \rangle \simeq 0.385. \quad (35)$$

На стадии основного нейтринного излучения (времена  $\sim 1 - 3 \text{ с}$  после коллапса) изменение параметров среды за счет гидродинамических процессов становится медленным по сравнению с характерными временами  $\sim 10^{-2} - 10^{-3} \text{ с}$  установления квазиравновесия за счет доминирующих URCA-процессов. По этой причине мы полагаем среду находящейся в состоянии квазиравновесия:

$$\Gamma_{n \rightarrow p} = \Gamma_{p \rightarrow n}, \quad (36)$$

$$\frac{dQ}{dt} = 0, \quad (37)$$

где  $\Gamma_{n \rightarrow p}$ ,  $\Gamma_{p \rightarrow n}$  — сумма скоростей процессов с переходом нейтрона в протон и протона в нейтрон соответственно;  $dQ/dt$  — суммарное количество энергии, переданное в нейтринных процессах единице объема среды в единицу времени. Напомним, что в рассматриваемых условиях оболочки доминирующий вклад в установление равновесия дают URCA-процессы. Вместе с условием электронейтральности

$$\frac{N_p}{N_B} = \frac{eB\mu_e}{2\pi^2 N_B}, \quad (38)$$

уравнения квазиравновесия среды (36), (37) позволяют считать свободными параметрами лишь плотность среды и напряженность магнитного поля. Численное решение этой системы уравнений приводит к результату

$$T \simeq 3.8 \text{ МэВ}, \quad a \simeq 2.8, \quad \frac{N_p}{N_B} \simeq 0.07. \quad (39)$$

При этих параметрах длины свободного пробега нейтрино (9) оцениваются нами как

$$\bar{l}_{\nu_e} \simeq 3 \text{ км}, \quad \bar{l}_{\bar{\nu}_e} \simeq 5 \text{ км}, \quad \bar{l}_{\nu_{\mu,\tau}} \simeq \bar{l}_{\bar{\nu}_{\mu,\tau}} \simeq 2.5 \text{ км}. \quad (40)$$

Сравнение длин свободного пробега нейтрино с размером области  $\sim 1 - 3 \text{ км}$ , заполненной сильным магнитным полем, показывает что магнитное поле не может существенно влиять на функции распределения нейтрино.

Интересно отметить, что процесс рассеяния нейтрино на нуклонах дает сравнимый вклад с URCA-процессом в длину свободного пробега  $\nu_e$  и доминирующий вклад в длину пробега  $\bar{\nu}_e$ . Таким образом, длины свободных пробегов  $\bar{\nu}_e$ ,  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$  практически не зависят от напряженности магнитного поля.

В условиях квазиравновесия среды (36), (37) выражение для плотности силы в направлении магнитного поля в URCA-процессах (23) резко упрощается. Численная ее оценка при указанных параметрах составляет

$$\mathfrak{S}_{\parallel}^{(urca)} \simeq 1.4 \times 10^{20} \frac{\text{дин}}{\text{см}^3} \left( \frac{B}{4.4 \times 10^{16} \text{ Гс}} \right). \quad (41)$$

Как нами и ожидалось, процесс рассеяния нейтрино всех сортов на нейтронах дает оценку для суммарной (по всем сортам (анти)нейтрино) плотности силы большую численно, чем в URCA-процессах:

$$\mathfrak{S}_{\parallel}^{(scat)} \simeq 3.0 \times 10^{20} \frac{\text{дин}}{\text{см}^3} \left( \frac{B}{4.4 \times 10^{16} \text{ Гс}} \right) \left( \frac{\rho}{5 \times 10^{11} \text{ г/см}^3} \right). \quad (42)$$

Нами был проведен численный анализ условий квазиравновесия в области оболочки, задаваемой интервалом плотностей среды ( $2 \times 10^{11} \leq \rho \leq 10^{12} \text{ г/см}^3$ ) с нейтринными параметрами при данной плотности из работы [24]. Он показал, что плотность силы изменяется достаточно плавно с ростом плотности среды. В процессах рассеяния плотность силы растет практически по линейному закону, в URCA-процессах монотонный рост сменяется убыванием при  $\rho \simeq 8 \times 10^{11} \text{ г/см}^3$ . Выбранное нами для оценок значение  $\rho = 5 \times 10^{11} \text{ г/см}^3$  действительно является "точкой" со средним значением плотности силы по приведенному интервалу плотностей среды. Отметим, что сила, генерируемая в обоих процессах, направлена по полю (то есть эффект во всех процессах взаимодействия нейтрино с нуклонами накапливается) и достаточно велика количественно. Интересно также отметить, что в условиях квазиравновесия плотность силы в URCA-процессах полностью, а в процессе рассеяния в основном определяется анизотропией функции распределения нейтрино по углам.

Для обсуждения возможных макроскопических эффектов воздействия нейтринного излучения на замагниченную среду оболочки мы приводим ниже оценку углового ускорения, возникающего у элемента среды оболочки под действием суммарной плотности силы "нейтринной раскрутки":

$$\dot{\Omega} \sim 10^3 \text{ с}^{-2} \left( \frac{B}{4.4 \times 10^{16} \text{ Гс}} \right) \left( \frac{R}{10 \text{ км}} \right), \quad (43)$$

где  $R$  — расстояние элемента оболочки от центра остатка коллапса. При получении этой оценки мы считали, что макроскопический импульс передается всей среде элемента оболочки. Отметим, что это угловое ускорение достаточно велико, чтобы раскрутить область оболочки, заполненную сильным магнитным полем, до миллисекундных периодов вращения за времена  $\sim 1 \text{ с}$ .

## 5. Обсуждение результатов

В нашей работе исследуются возможные динамические эффекты нарушения Р-четности в процессах взаимодействия нейтрино с нуклонами оболочки коллапсирующей звезды с сильным магнитным полем. Как известно, такие эффекты исчезают в условиях оптически плотной для нейтрино



среды [19], когда длины свободного пробега нейтрино много меньше характерных размеров оболочки остатка коллапса (см. раздел 4 настоящей работы). Это определяет регион рассматриваемых в работе плотностей и температур оболочки.

Другой важный вопрос — при каких напряженностях магнитных полей следует ожидать их существенного влияния на рассматриваемые процессы. Влияние поля на отдельные нейтрино-нуклонные процессы интенсивно изучается в настоящее время. В частности, в работе [21] вычислялась светимость нейтрино в прямых URCA-процессах в условиях кора нейтронной звезды (сильно вырожденный нуклонный газ с типичными плотностью  $\rho > \rho_{\text{nuc}} = 2.8 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> и температурой  $T \sim 0.1$  МэВ). Утверждается, что магнитное поле существенно влияет на светимость лишь при достижении экстремальной напряженности  $B \gtrsim 7 \cdot 10^{17}$  Гс. В работе [20] показано, что прямые URCA-процессы могут иметь нейтринные светимости, большие, чем модифицированные URCA-процессы, при напряженности  $B \gtrsim 10^{16}$  Гс. Вычисление средних, по Росселанду, от коэффициентов абсорбции нейтрино в условиях оболочки коллапсирующей звезды показало, что для модификации этих коэффициентов хотя бы на 5% необходимы поля  $B \gtrsim 4 \cdot 10^{15}$  Гс [25]. В продолжение этих исследований в работе [19] вычислен интеграл столкновений основных нейтрино-нуклонных процессов в уравнении Больцмана на функцию распределения нейтрино и его первые моменты. Оценка Р-нечетных членов в моментах интеграла столкновений показала, что эффекты асимметрии передачи импульса вдоль по направлению магнитного поля в условиях оболочки коллапсирующей звезды могут быть существенны лишь при достижении напряженностей  $B \gtrsim 10^{16}$  Гс. Появление именно таких по порядку величины магнитных полей при оценке Р-нечетных эффектов естественно. Действительно, вклад в Р-нечетную часть коэффициентов абсорбции прямых URCA-процессов дают лишь электроны и позитроны, находящиеся на основном уровне Ландау. Для того чтобы ожидать значительные динамические эффекты, связанные с нарушением Р-четности, необходимо иметь высокую концентрацию  $e^+e^-$ -плазмы на основном уровне Ландау, что обеспечивается условиями (10).

При предположении, что электроны и позитроны плазмы оккупируют лишь основной уровень Ландау, нами получены простые аналитические выражения для плотности силы вдоль направления магнитного поля (23), скорости и энергии, передаваемой единице объема среды в единицу времени (19) — (22) в URCA-процессах, а также общие выражения для плотности силы (27) и скорости (31) процесса рассеяния нейтрино любого сорта на нуклонах. Мы отмечаем, что асимметрия передачи импульса вдоль направления поля в этих процессах отлична от нуля лишь в области оболочки, частично прозрачной для нейтрино ( $\langle \chi^2 \rangle \neq 1/3$ ,  $T_\nu \neq T$ ). В предположении, что среда находится в состоянии квазиравновесия за счет доминирующих URCA-процессов, задаваемом уравнениями (36), (37), мы находим равновесные параметры среды. Численные оценки плотности силы вдоль направления поля (41), (42) при равновесных параметрах среды показывают, что в сумме процессов взаимодействия нейтрино с нуклонами происходит накопление асимметрии передачи импульса, и эта асимметрия достаточно велика количественно (43).

Целесообразно сравнить полученные нами оценки с результатами вычисления аналогичных величин в процессах взаимодействия нейтрино с

сильно замагниченной  $e^+e^-$ -плазмой [26]. Важно отметить, что плотность силы вдоль направления поля в этих процессах направлена по полю и может быть количественно того же порядка, что и в нейтринонуклонных процессах. Таким образом, накопление асимметрии в передаче импульса вдоль направления поля за счет нарушения Р-четности происходит во всех значимых процессах взаимодействия нейтрино со средой. Отметим, однако, что авторы [26] работали с чернотельной функцией распределения нейтрино (распределения Ферми-Дирака со спектральной температурой  $T_\nu$ ). Это приводит к существенному завышению числа нейтринных состояний в реальных условиях оболочки, частично прозрачной для нейтрино. Действительно, введенный нами параметр  $J_\nu$ , имеющий смысл отношения реальной концентрации нейтрино к чернотельной, в области оболочки с рассматриваемыми плотностями и температурами много меньше единицы [см. оценку (34)]. Таким образом, в этой области оболочки плотность силы в процессах взаимодействия нейтрино с замагниченной  $e^+e^-$ -плазмой мала по сравнению с аналогичной величиной в процессах взаимодействия нейтрино с нуклонами.

Асимметрия передачи импульса вдоль направления тороидального поля приводит к возникновению углового ускорения (43) области оболочки, заполненной таким сильным полем. Оно достаточно велико, чтобы раскрутить эту область оболочки до миллисекундных периодов вращения за времена  $\sim 1$  с. Это большое по величине и локальное (зависящее от координаты) угловое ускорение может привести к быстрому изменению градиента угловых скоростей в оболочке, что, в свою очередь, может изменить механизм дальнейшей генерации тороидального магнитного поля. Действительно, при наличии дополнительного углового ускорения в оболочке тороидальное поле может расти по времени существенно быстрее, чем по линейному закону [11]. Такая перестройка тороидального поля может повлиять на механизм сброса оболочки сверхновой [1], формирования анизотропного  $\gamma$ -всплеска в "несостоявшейся" сверхновой [27], а также инициировать появление МГД-неустойчивостей [28]. Однако исследование влияния эффекта "нейтринной раскрутки" на динамику оболочки и механизма генерации тороидального поля требует анализа полной системы МГД-уравнений. Это сложная задача, далеко выходящая за рамки данной работы. Мы надеемся, что она найдет своих исследователей.

Авторы благодарны Н.В.Михееву за обсуждение практически всех принципиальных вопросов данной работы, С.И.Блинникову — за постоянный интерес и консультации по важным пунктам работы, Г.С.Бисноватому-Когану, В.М.Липунову, В.Б.Семикозу, М.Е.Прохорову, М.В.Чистякову, а также участникам семинара ОСА (ГАИШ МГУ) за ценные замечания.

### Список литературы

1. *Bisnovatyi-Kogan G.S.* // *Astron. Zh. Akad. Nauk. SSSR.* 1970. V.47. P.813; *Бисноватый-Коган Г.С.* Физические проблемы теории звездной эволюции. М., 1989.
2. *Woosley S.E.* // *Astrophys. J.* 1993. V.405. P.473; *MacFadyen A., Woosley S.E.* // *Astrophys. J.* 1999. V.524. P.262.
3. *Ruffert M., Janka H.-T.* // *Astron. Astrophys.* 1998. V.338. P.535.
4. *Spruit H.C.* // *Astron. Astrophys.* 1999. V.341. P.L1.

5. *Raffelt G.G.* // Stars as Laboratories for Fundamental Physics. The University of Chicago Press, 1996.
6. *Colgate S.A., White R.H.* // Astrophys. J. 1996. V.143. P.626.
7. *Nadyozhin D.K.* // Astrophys. and Space Sci. 1977. V.49. P.399; 1977. V.51. P.283; 1978. V.53. P.131.
8. *Duncan R.C., Thompson C.* // Astrophys. J. 1992. V.392. P.L9.
9. *Kouveliotou C. et al.* // Nature. 1998. V.393. P.235.
10. *Li X.-D. et al.* // Astrophys. J. 1999. V.513. P.L45.
11. *Bisnovatyi-Kogan G.S., Moiseenko S.G.* // Sov. Astron. 1992. V.36. P.285.
12. *Kluzniak W., Ruderman M.* // Astrophys. J. 1998. V.508. P.L113.
13. *Bisnovatyi-Kogan G.S.* // Astron. Astrophys. Trans. 1993. V.3. P.287.
14. *Чугаев Н.Н.* // Письма в Астрон. журн. 1984. Т.10. С.210.
15. *Dorofeev O.F. et al.* // JETP Lett. 1984. V.40. P.159.
16. *Гвоздев А.А., Огнес И.С.* // Письма в ЖЭТФ. 1999. Т.69. С.337.
17. *Kusenko A., Segre G., Vilenkin A.* // Phys. Lett. 1998. V.B437. P.359.
18. *Hardy S.J., Melrose D.B.* // Astrophys. J. 1997. V.480. P.705.
19. *Lai D., Arras F.* // Phys. Rev. D. 1999. V.60. P.043001.
20. *Baiko D.A., Yakovlev D.G.* // Astron. Astrophys. 1999. V.342. P.192.
21. *Leinson L.B., Perez A.* // JHEP. 1998. N9809. P.20.
22. *Bhattacharya K., Pal P.B.* // Preprint hep-ph/9911498. 1999.
23. *Raffelt G., Scheckel D.* // Phys. Rev. 1995. V.D52. P.1780.
24. *Yamada S., Janka H.-T., Suzuki H.* // Astron. Astrophys. 1999. V.344. P.533.
25. *Lai D., Qian Y.Z.* // Astrophys. J. 1998. V.505. P.844.
26. *Kuznetsov A.V., Mikheev N.V.* // Mod. Phys. Lett. 1999. V.A14. P.2531.
27. *Popham R., Woosley S.E., Fryer C.* // Astrophys. J. 1999. V.518. P.356.
28. *Spruit H.C.* // Astron. Astrophys. 1999. V.349. P.189.

**В.М.Григорьев**  
Институт солнечно-земной физики СО РАН

## СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ СОЛНЕЧНОЙ ФИЗИКИ И ГЕЛИОСТЕРЕОСКОПИЧЕСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

### Как долго будет светить Солнце? Его эволюция

Часто задают вопрос: "Как долго будет светить Солнце?" Ответ представлен на рис. 1, который показывает изменение радиуса Солнца и потока солнечного излучения на Земле в зависимости от его возраста [1]. Пройдет ещё 5 млрд. лет, прежде чем все планеты земной группы окажутся внутри Солнца и условия существования жизни на Земле станут критическими.

Я успокоил вас столь далекой перспективой? Цивилизация должна найти пути охранить себя от катастроф экологического и социального характера и тогда, в результате познания Вселенной и развития космических технологий, сможет переселиться на планетные системы других звезд.

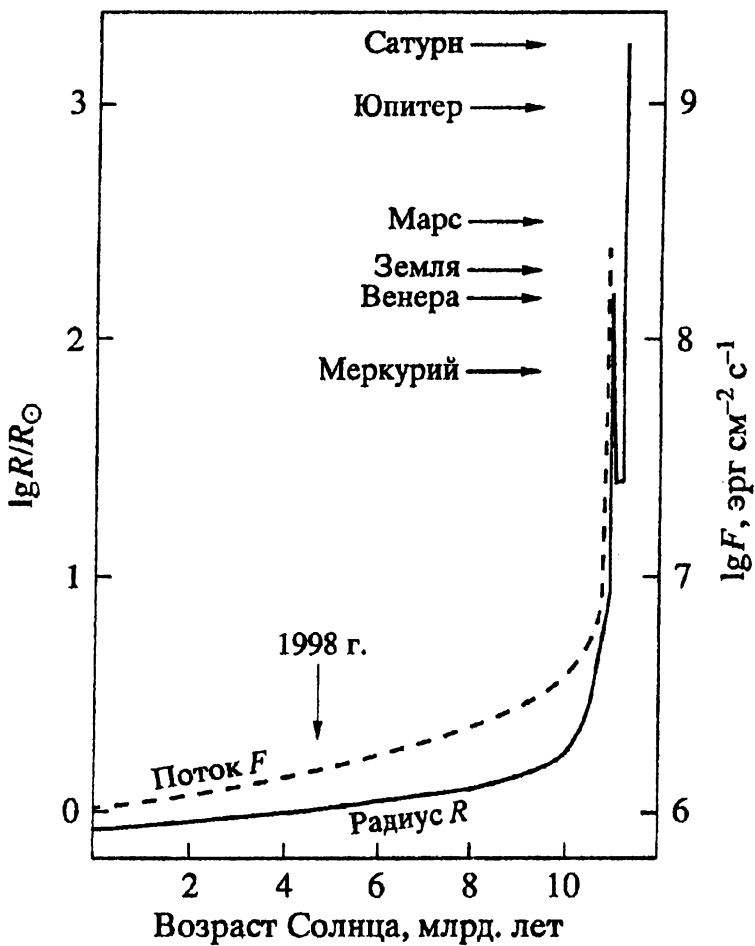


Рис. 1. Изменение радиуса Солнца и потока солнечного излучения на Земле в зависимости от его возраста

Основным источником энергии, излучаемой Солнцем и звездами, являются ядерные реакции, в результате которых из водорода образуется гелий. Когда значительная доля ядерного горючего (водорода) превратится в гелий, в центральной части Солнца темп энергосвечения уменьшится. Это приводит к уменьшению давления внутри ядра, и оно начинает сжиматься под действием гравитации. Но ядерные реакции протекают вокруг ядра в слое, еще богатом водородом. Внешние области Солнца расширяются, радиус его увеличивается в сотни раз, при этом поверхностная температура падает и Солнце превращается в красный гигант.

В сжимающемся ядре из-за выделения гравитационной энергии температура со временем повышается настолько, что "включается" реакция горения гелия, в результате которой образуются углерод и кислород.

Когда истощится гелиевый источник в ядре, гелий продолжает гореть в слое вокруг него. В центре находится плотное углеродно-кислородное ядро, окруженное слоями горения гелия и водорода. Энергосвечение при этом столь значительное, что лучистый перенос энергии оказывается неэффективным и во внешнем слое развивается конвекция. Конвекция проникает в атмосферу Солнца, в результате развивается мощный ветер и интенсивная потеря вещества. Из-за сильной потери массы обнажается горячее ядро, и Солнце переходит в фазу белого карлика. Его вещество очень плотное, масса около  $0,6 M_{\odot}$ , размеры сравнимы с размером Земли. В белом карлике почти нет других источников энергии, кроме тепловой энергии вещества, поэтому он постепенно остывает.

## Почему изучают Солнце ?

Солнце является типичной звездой нашей галактики, и поэтому его изучение с максимально возможной точностью имеет фундаментальное значение для астрофизики. Почти любое приложение физических закономерностей к космической материи проверяется и подтверждается наблюдениями Солнца.

Исследование процессов на Солнце является также ключевым аспектом в фундаментальных вопросах солнечно-земной физики и в прикладных проблемах диагностики и прогноза состояния околоземного космического пространства, магнитосферы и ионосферы Земли. Это направление исследований получило название "погоды в космосе".

## Система космической погоды

Дело в том, что космическая погода начинается на поверхности Солнца, источника излучения и энергичных частиц, влияющих на Землю.

Изменения исходящего от Солнца излучения непосредственно влияют на состояние верхней атмосферы и ионосферы через возбуждение и ионизацию атомов и молекул. Корпускулярные потоки, идущие от Солнца, включают в себя и энергичные частицы, и низкоэнергичную плазму, которые и составляют солнечный ветер. И частицы, и электромагнитные поля по мере движения от Солнца эволюционируют, особенно когда они образуют межпланетные ударные волны или взаимодействуют с межпланетными ударными волнами. Солнечный ветер дует от Солнца и сталкивается с Землей. Плазма и магнитное поле солнечного ветра взаимодействуют с геомагнитным полем и атмосферой Земли, образуя каплевидную область,

названную магнитосферой. Поверхность этой области называют магнитопаузой. Магнитопауза обычно находится на расстоянии около 10 земных радиусов ( $R_E$ ) от Земли в направлении на Солнце, хотя это расстояние может сильно меняться (от 5 до 15  $R_E$ ) в зависимости от динамического давления солнечного ветра. В антисолнечном направлении магнитосфера простирается до расстояний, лежащих за пределами лунной орбиты. Магнитопауза является барьером, предохраняющим магнитосферу от проникновения внутрь почти всей энергии, которую несет солнечный ветер. При нормальных условиях энергия, которая все же просачивается сквозь магнитосферу, сохраняется в виде частиц и полей внутри магнитосферы, но при некоторых условиях она импульсивно инжектируется в атмосферу Земли. Импульсная эжекция энергии называется магнитосферной суббурей. Она характеризуется развитием ярких и динамических полярных сияний и появлением интенсивных токов в ионосфере. В период суббури магнитосферное магнитное поле внезапно принимает другую форму, а после суббури имеется период восстановления, занимающий много часов.

Суббуря — это относительно кратковременный отклик магнитосферы на воздействие солнечного ветра. Более длительными, долго живущими (от нескольких дней до недель) являются геомагнитные бури, которые являются откликом воздействия более продолжительных потоков солнечного ветра, характеризующимся сильным направленным на юг межпланетным магнитным полем. Геомагнитные бури приводят к заметной энергизации частиц кольцевого тока, поясов квазизахваченных частиц-электронов, протонов и более тяжелых ионов, а также к заметным флуктуациям геомагнитного поля в низких географических широтах. Магнитосферные частицы высыпают в полярные шапки, нагревая нейтральную атмосферу (мезосферу и термосферу) и генерируя ионосферные возмущения. Суббури могут появляться и на фоне геомагнитных бурь. После того как солнечный ветер возвращается к невозмущенному состоянию, магнитосфере и ионосфере для восстановления требуется время от нескольких часов до суток.

Большинство магнитосферных процессов проявляет себя в изменениях параметров ионосферы и термосферы. Магнитосферные процессы образуют электрические токи, авроральные эмиссии, нагрев за счет трения, ионизацию и замирание радиосигналов. Все эти явления составляют элементы космической погоды в околоземном пространстве.

## Проблема солнечной переменности

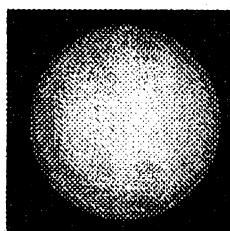
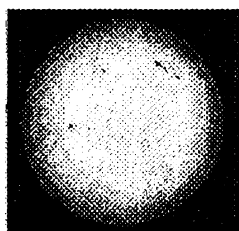
Если бы Солнце было спокойной звездой, то не было бы проблем "космической погоды". Но Солнце является переменной звездой. Переменность Солнца имеет разные временные масштабы: от вековых изменений до флуктуаций отдельных параметров на шкале времени — минуты и часы. Наиболее известной шкалой солнечной переменности является 11-летний цикл солнечной активности. Солнечная активность проявляется такими явлениями, как солнечные пятна, факелы, вспышки, корональные выбросы массы. Их количество и частота появления изменяются со временем. Это показано на рис. 2. Слева — изображения Солнца в период максимума активности, справа — в период минимума активности. В белом свете в максимуме активности увеличивается количество солнечных пятен, в свете линии  $H\alpha$  — спектральной линии излучения водорода, образующейся в верхней атмосфере Солнца — хромосфере, — появляются

# SUN'S IMAGES

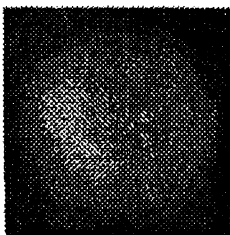
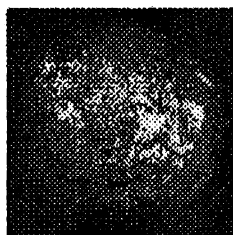
MAX

MIN

WHITE LIGHT



$H_{\alpha}$



X-RAYS

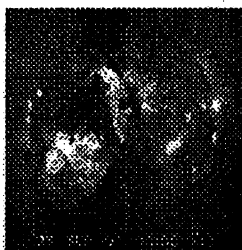


Рис. 2. Солнце в максимуме (слева) и минимуме (справа) солнечной активности

ся площадки увеличенной эмиссии, разделенные темными волокнами — облаками более холодной плазмы, висящими в окружающей горячей короне Солнца. Еще более сильные изменения видны в рентгеновских лучах, которые показывают структуру короны Солнца, где температура достигает миллиона градусов. Общий поток рентгеновского излучения от Солнца от минимума к максимуму активности увеличивается на порядок.

Рис. 3 представляет хорошо известную картину солнечной цикличности, отраженную в количестве солнечных пятен на видимой поверхности Солнца, которое определяется числом Вольфа  $W$ . Кроме 11-летней цикличности хорошо заметны и вековые изменения в деятельности Солнца.

На рис. 4 представлены результаты измерений светимости Солнца, т.е. полного потока излучения с поверхности Солнца на орбите Земли. Светимость Солнца также показывает изменения с периодом солнечной цикличности. Кратковременные понижения светимости связаны с прохождением солнечных пятен по диску Солнца.

Таким образом, Солнце является переменной звездой, и природа солнечной переменности является основной проблемой солнечной физики как с точки зрения фундаментального значения для астрофизики, так и для практических приложений в области прогноза и предупреждения об опасных явлениях в околоземном космическом пространстве и в атмосфере Земли.

### **Магнитные поля на Солнце — основной возмутитель спокойствия**

Известный астрофизик Юджин Паркер пишет: "Если бы во Вселенной действовали только ядерные и гравитационные силы, то общая картина космической эволюции характеризовалась бы постепенной диссипацией тепловой энергии, лишь иногда нарушаемой взрывными событиями. Существует, однако, возмутитель космического спокойствия — магнитное поле". Энергия, выделяющаяся внутри Солнца, вызывает конвективные и турбулентные движения в его внутренних слоях. Магнитные поля, увлекаемые движением проводящей жидкости, растягиваются и изгибаются, приобретая энергию. Конвективные и турбулентные потоки плазмы действуют подобно динамомашине, преобразуя механическую энергию в энергию магнитного поля.

На Солнце мы наблюдаем непрерывно изменяющуюся структуру магнитного поля на его поверхности. На рис. 5 — две магнитограммы Саянской обсерватории. Одна из них показывает структуру крупномасштабного магнитного поля в эпоху минимума солнечной активности, вторая — в эпоху максимума. Можно видеть, насколько более сложная структура магнитного поля в эпоху максимума и как усилилась величина напряженности магнитного поля. Полная величина магнитного потока Солнца в цикле солнечной активности меняется почти на порядок (рис. 6).

Как уже отмечалось, в основе механизма генерации магнитных полей лежат конвективные и турбулентные движения плазмы внутри Солнца. Сегодня установлено, что для действия динамо необходимо два условия: вращение и наличие достаточно глубокой конвективной зоны. Дифференциальное вращение в конвективной зоне, при котором экваториальные зоны вращаются быстрее, чем высокоширотные зоны вблизи полюсов Солнца, вытягивает полоидальное магнитное поле Солнца и наматывает



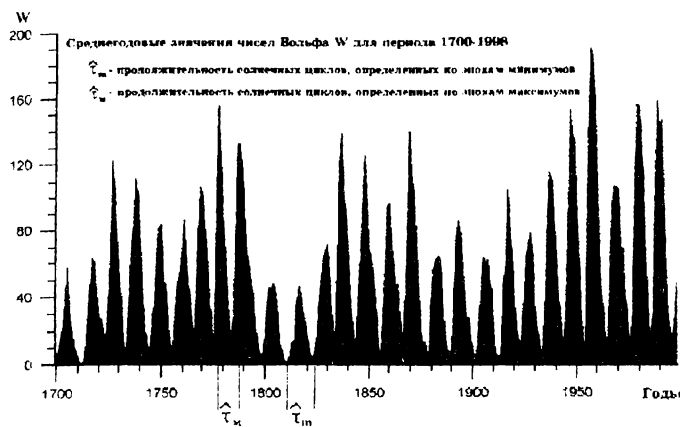


Рис. 3. Цикличность солнечной активности

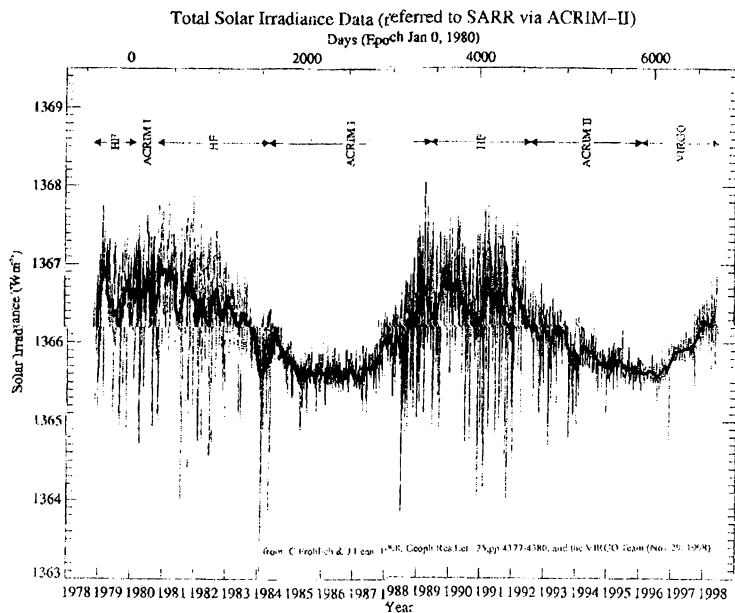
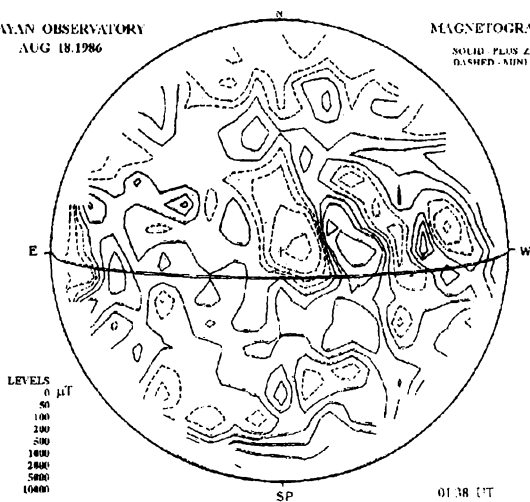


Рис. 4. Вариации светимости Солнца

SAYAN OBSERVATORY  
AUG 18, 1986

MAGNETOGRAM

SOLID - PLUS ZERO LEVEL  
DASHED - MINUS



SAYAN OBSERVATORY  
APR 22, 1990

MAGNETOGRAM

SOLID - PLUS ZERO LEVEL  
DASHED - MINUS

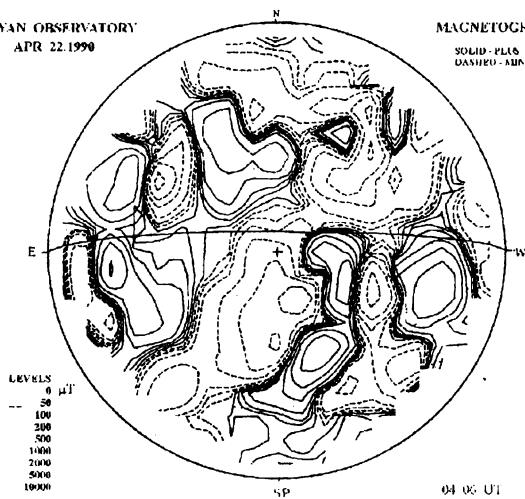


Рис. 5. Структура крупномасштабного поля Солнца в минимуме (вверху) и максимуме (внизу) активности

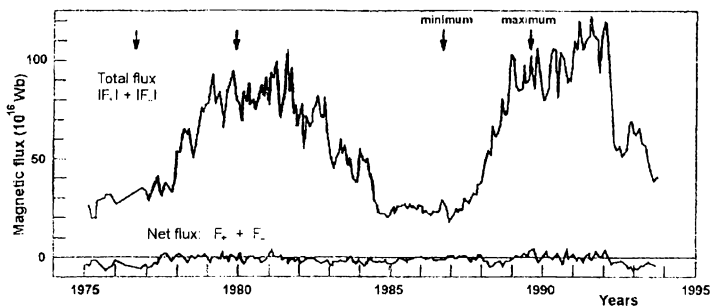


Рис. 6. Изменение магнитного поля Солнца в цикле активности

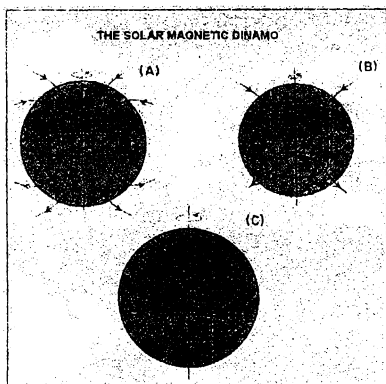


Рис. 7. Схема генерации магнитного поля Солнца в цикле активности

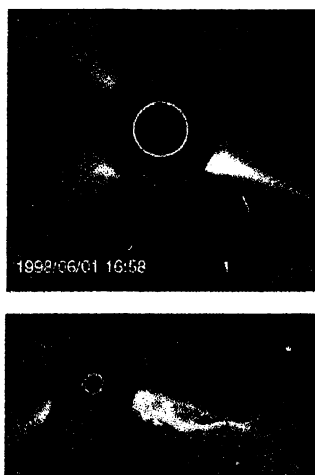


Рис. 8. Наблюдения на космической обсерватории SOHO выброса корональной массы

силовые линии магнитного поля вокруг Солнца. Таким образом, из полоидального магнитного поля образуется тороидальное магнитное поле, которое постепенно усиливается. Циклонические вихри в конвективной зоне регенерируют из тороидального поля полоидальное поле противоположного знака. Этот процесс изображен на рис. 7 и иллюстрирует в самых схематических чертах генерацию магнитного поля в цикле активности.

Усиленное тороидальное магнитное поле внутри конвективной зоны из-за неустойчивости, связанной с магнитной плавуцостью, прорывается к поверхности и образует группы солнечных пятен и комплекс явлений, составляющий понятие активной области.

Таким образом, вращение, конвективные движения, турбулентия западают свою энергию в магнитное поле вытягиванием и скручиванием силовых линий магнитного поля. Запасенная таким образом энергия магнитного поля рядом возможных механизмов диссипации греет хромосферу и корону, выбрасывает протуберанцы и горячее корональное вещество (рис. 8), генерирует солнечные вспышки и солнечный ветер. Энергия теряется из замкнутых магнитных областей излучением (особенно в УФ и мягкой рентгеновской области), выносом корональной массы эруптивными процессами и постоянным переносом массы из открытых магнитных структур в корональных дырах.

Хотя разработаны различные модели динамо, механизмы локального усиления магнитных полей, но сегодняшнее состояние проблемы хорошо отражает высказывание известного астрофизика Вайса (Weiss N.O.): "Процесс работает, но детали ошибочны".

Основные проблемы разработки деталей процесса связаны с тем, что еще нет подробных данных о том, как вращаются внутренние слои Солнца, какова структура движений вещества в конвективной оболочке Солнца, какова структура магнитного поля во внутренних слоях Солнца. Ответы на эти вопросы и составляют проблему солнечного магнетизма и его переменности, и решение проблемы непосредственно связано с проблемой внутреннего строения Солнца.

## Гелиосейсмология

Но как же получить информацию о внутреннем строении Солнца. Видимая поверхность, фотосфера, представляет собой слой толщиной лишь несколько сотен километров (менее одной тысячной солнечного радиуса), поэтому исследования фотосферы позволяют получить лишь косвенные данные о структуре и динамике Солнца. Новый путь к исследованию внутренних слоев Солнца открыла гелиосейсмология. Постоянные волновые движения, подобные сейсмическим волнам на Земле, сотрясают недра Солнца. Как геофизики изучают сейсмические волны, чтобы понять условия внутри Земли, так и солнечные физики используют колебания, наблюдаемые на поверхности Солнца, чтобы получить информацию о его внутренней структуре. В газообразной среде Солнца могут распространяться волны сжатия и разряжения — акустические волны — и внутренние гравитационные волны, возвращающей силой в которых является сила тяжести. Основное внимание уделяется акустическим волнам, поскольку они лучше наблюдаются. Распространение акустических волн внутри Солнца нельзя наблюдать непосредственно. Однако под воздействием волн, достигающих поверхности Солнца, наружный слой газа

начинает подниматься и опускаться. Это приводит к изменению частот спектральных линий в излучаемом свете и в изменениях температуры и яркости на поверхности.

Рис. 9 иллюстрирует распространение волн внутри Солнца. Отражение и преломление волн под поверхностью Солнца приводит к удержанию акустических волн внутри резонатора, образуемого поверхностью Солнца и внутренними слоями Солнца различной температуры и плотности. Волна, распространяющаяся из недр Солнца, отражается за счет резкого уменьшения плотности у солнечной поверхности. Отраженная волна, проникая внутрь Солнца, преломляется за счет увеличения скорости звука с глубиной. В результате фронт волны поворачивается и волна начинает двигаться к поверхности. Захваченные таким образом волны интерферируют сами с собой и создают резонансные моды, которые можно обнаружить по колебаниям газа на поверхности. Горизонтальная длина волны и период поверхностных колебаний зависят от периода волны, вызывающей резонанс, и глубины ее проникновения. Глубина проникновения, в свою очередь, зависит от ориентации волны в момент ее отражения. Как видно на рисунке, чем меньше угол между направлением распространения волны и направлением на центр, тем слабее преломляется волна и тем глубже она проникает. Волны, идущие под большими углами, преломляются сильнее и удерживаются в более мелком резонаторе. Анализ спектра акустических колебаний позволяет изучать внутреннюю структуру и динамику движений вещества внутри Солнца по непосредственным наблюдениям. Гелиосейсмология уже дала существенную информацию о внутренней структуре Солнца (вращении внутренних слоев, движении вещества в конвективной зоне), однако для эффективности этого метода необходимы более точные наблюдения. Чтобы разделить отдельные моды колебаний с очень близкими частотами, требуются непрерывные измерения длительностью несколько месяцев и лет. Лучшее всего эта задача решается с помощью космических аппаратов, размещенных в особых точках космического пространства, о которых будет сказано в конце лекции.

## **Физическая природа активных явлений и развитие трехмерных моделей**

Развитие физических механизмов различных форм солнечной активности — солнечных пятен, вспышек, протуберанцев, корональных выбросов плазмы, — развивающихся на временной шкале от нескольких минут до нескольких часов и дней, составляет конечную цель для решения проблем прогноза "погоды в космосе" и предупреждения о событиях в околоземном космическом пространстве и на Земле. Все эти формы активности имеют общий физический процесс, связанный с преобразованием энергии магнитного поля в энергию движения плазмы, в ускорение частиц высоких энергий, в излучение в УФ- и рентгеновском диапазоне спектра. Для ясного понимания физических процессов этих явлений и построения трехмерных моделей явлений солнечной активности крайне важно решение проблемы построения трехмерной структуры магнитных полей в солнечной атмосфере. Для этого существуют две возможности: 1) прямые измерения вектора магнитного поля на разных уровнях в солнечной атмосфере и 2) косвенные выводы о трехмерной структуре магнитного поля из анализа трехмерных структур протуберанцев, корональных структур и др.

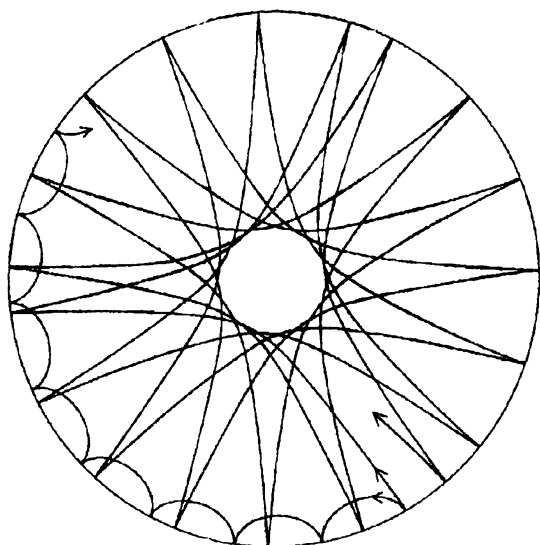


Рис. 9. Отражение и преломление волн под поверхностью Солнца, которые приводят к удержанию акустических волн внутри радиатора

Однако здесь мы оказываемся в роли героев книги Э. Эббота "Флатландия", которые живут в плоском мире, имеющем только два измерения. Рис. 10 показывает в какой ситуации мы оказались бы в этой стране — Флатландии. Мы не смогли бы отличить треугольники от отрезка прямой линии, пока не обошли бы их со всех сторон.

В подобной ситуации мы находимся при изучении трехмерных структур солнечной атмосферы. Дело в том, что все изображения Солнца в видимом свете, в УФ или рентгене представляют собой проекцию объемных структур на плоскость неба или картинную плоскость.

Наблюдения в ультрафиолетовом диапазоне и рентгене показали, что основным структурным элементом верхней атмосферы Солнца являются петли. В активных областях можно видеть системы петель разной высоты и часто пересекающие друг друга.

Имеется ряд работ по трехмерному моделированию петельных структур при предположении, что они оптически плотные и плазма внутри петли находится в гидростатическом равновесии [2,3]. В проекции на картинную плоскость такие модели дают пересекающиеся системы петель, очень похожие на наблюдаемые структуры. Можно видеть в этих модельных экспериментах, что в местах пересечения петель и в основании петель яркость увеличена. Эти увеличения яркости не носят физической причины, а являются чисто геометрическими. Хотя при анализе первых наблюдений делались ошибочные выводы о взаимодействии петель, о процессах магнитного пересоединения и т.д. Этот пример приведен для того, чтобы показать, насколько важно иметь экспериментальные возможности для стереоскопического видения структур солнечной атмосферы.

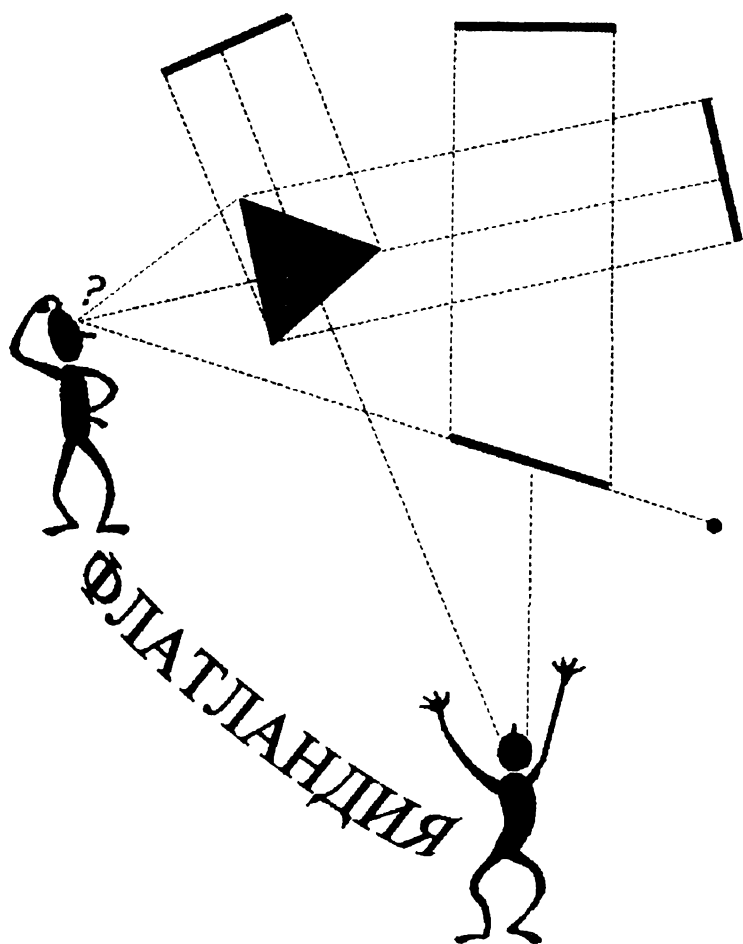


Рис. 10. Наблюдатель в двумерной стране — Флатландии

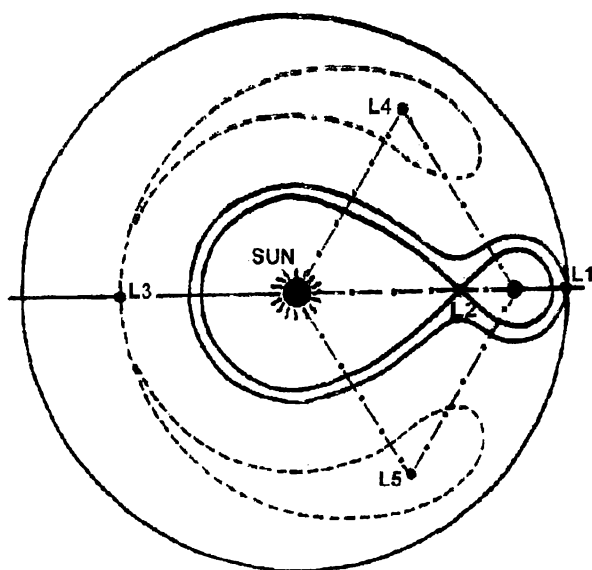


Рис. 11. Точки Лагранжа в системе Солнце — Земля

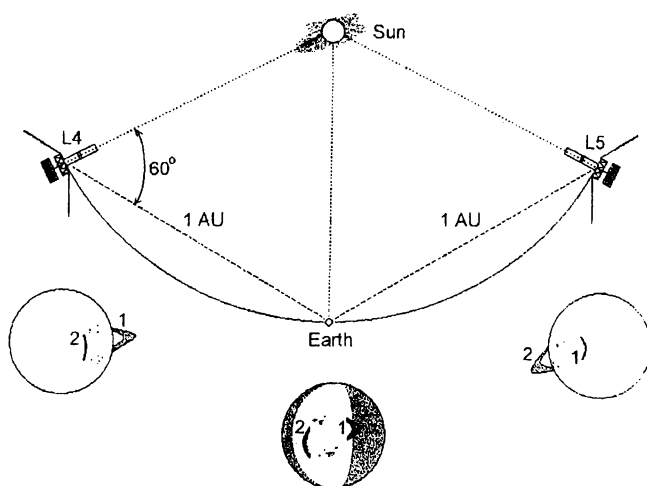
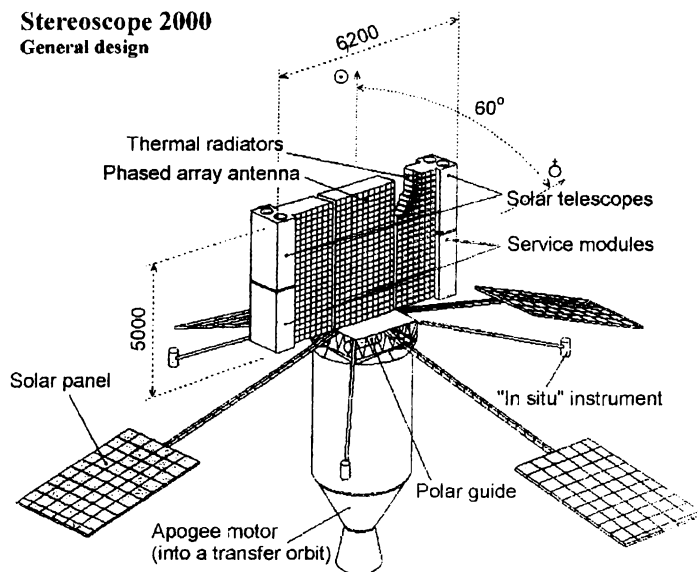


Рис. 12. Схема стереоскопического наблюдения Солнца



## Stereoscope 2000

### General design



### Major parameters of the STEREO SPACECRAFT

<u>Mass</u> -	total:	2000 kg
	scientific payload:	600-650 kg
<u>Power</u> -	total:	2000 W
	scientific payload:	1000 W
<u>Receiving/transmitting</u> -	antenna:	phased array, 5x5 m <sup>2</sup>
	frequency:	3.4/5.7 GHz
	mass:	150 kg
<u>Telemetry and tracking</u> -	3x70 m deep space antenna, about 8 h/day, FSU	
<u>Telemetry rate</u> -	200 / 2.5 Kbit/s	
<u>Attitude control</u> -	3-axis stabilization	

Рис. 13. Проектный облик космического аппарата "Стереоскоп"

Никогда ранее мы не видели объемное изображение Солнца, не видели систему тонких плазменных петель в солнечной короне, зарождение и развитие вспышек в трехмерном пространстве, движение эруптивных протуберанцев и корональных выбросов в объеме солнечной атмосферы и межпланетном пространстве. Оказывается, это возможно сделать в космическом эксперименте 21 века.

## Проект межпланетной солнечной стереоскопической обсерватории — Стереоскоп — XXI

Для наблюдений и исследований динамики процессов и явлений в солнечной атмосфере в трехмерном пространстве мы предложили в 1992 году космический стереоскопический эксперимент [4]. Идея состоит в том, что если получать изображения Солнца одновременно с двух направлений, то это даст возможность синтезировать объемное изображение солнечной атмосферы.

Где наиболее выгодно разместить космические аппараты с научной аппаратурой. В системе Солнце — Земля существуют так называемые точки Лагранжа или точки равновесия (рис. 11). Три точки находятся на линии Солнце — Земля и являются точками неустойчивого равновесия. Две точки  $L_4$  и  $L_5$  находятся на  $60^\circ$  впереди и позади Земли и равноудалены от Земли и Солнца. Лучше всего размещать космические аппараты в этих точках. Аппараты будут иметь стабильные орбиты, практически не будет необходимости корректировать орбиты, и будет сохраняться геометрия стереоскопического эксперимента.

За последние 5 лет подробно изучены детали эксперимента. Рис. 12 иллюстрирует схематически вид получаемых с обоих аппаратов изображений. Разработана схема вывода аппаратов на орбиту Земли впереди и позади нее на  $60^\circ$ . Совместно с ЦНИИ машиностроения и НПО "Прикладная механика" проработан проектный облик космического аппарата (рис. 13), определен комплекс научной аппаратуры [5].

Космический солнечный стереоскоп даст принципиально новые возможности наблюдения и откроет новые страницы физики Солнца и солнечно-земной физики.

### Список литературы

1. Боярчук А.А., Тутуков А.В., Шустов Б.М. Эволюция звезд // Вестн. РАН. 1998. Т.68, N11. С.1007.
2. Gary G.A. Rendering three-dimensional solar coronal structures // Solar Phys. 1997. V.174. P.241.
3. Gary G.A., Davis J.M., Moore R. On analysis of dual spacecraft stereoscopic observations to determine the three-dimensional morphology and plasma properties of solar coronal flux tubes // Solar Phys. 1998. V.183. P.45.
4. Grigoryev V.M. A space-born solar stereoscope experiment in solar physics // Solar Phys. 1993. V.148. P.389.
5. Chebotarev V., Grigoryev V., Konovalov V., Kosenko V., Papushev P., Uspensky G. The problem of Designing a Solar stereoscopic Observatory // Phys. Chem. Earth. 1997. V.22, N5. P.445.

## ОСНОВНЫЕ ТИПЫ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ

В лекции рассматриваются следующие типы неустойчивостей в межзвездной среде:

- неустойчивость Рэлея—Тейлора;
- неустойчивость Паркера;
- неустойчивость Кельвина—Гельмгольца;
- магниторотационная неустойчивость;
- гравитационная неустойчивость;
- различные типы тепловой неустойчивости.

Особое внимание уделяется гравитационной, тепловой и ионизационно-тепловой неустойчивости в замагниченных межзвездных облаках.

И.И.Зинченко  
Институт прикладной физики РАН

## МИЛЛИМЕТРОВАЯ И СУБМИЛЛИМЕТРОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ОБЛАСТЕЙ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ

### Что это такое?

В настоящее время установлено, что звезды образуются в сгущениях межзвездного вещества, называемых обычно молекулярными облаками, поскольку основной компонент межзвездной среды, водород, в этих объектах находится в основном в молекулярной форме, и, кроме того, они содержат большое количество разнообразных, иногда весьма сложных, молекул.

Молекулярные облака имеют иерархическую структуру. Протяженные области умеренной плотности, прослеживаемые в линиях легко возбуждаемых молекул, в первую очередь СО, содержат более плотные вкрапления или ядра, в которых, собственно, и развивается процесс звездообразования. Многие из них уже содержат молодые звезды. Ясно, что именно исследования этих ядер и позволяют понять как начальные условия этого процесса, так и его ход. Картина усложняется тем, что вновь образовавшиеся звезды, особенно звезды большой массы, оказывают значительное влияние на окружающую среду, меняя ее физические характеристики и химический состав.

Для понимания процесса формирования звезд и их влияния на окружающую среду необходимо изучение свойств плотных ядер. Детальные исследования нескольких таких объектов в областях образования массивных звезд дали богатую информацию об их структуре, физических параметрах и химическом составе, а также о влиянии находящихся в них

звезд на остальную часть облака. Однако, поскольку большинство исследований сконцентрировано на нескольких произвольно выбранных ядрах, остается неясным, применимы ли результаты ко всей популяции таких ядер в Галактике.

Плотные ядра в темных холодных облаках, где рождаются в основном звезды малой массы, исследовались более систематически. Но и здесь остается много проблем. Так, в процессе звездообразования должен происходить коллапс отдельных ядер. Однако до сих пор очень мало убедительных наблюдений коллапсирующих ядер. Поиск и исследование возможных кандидатов в такого рода объекты, очевидно, был и остается важной астрофизической задачей.

Основным средством исследования плотных межзвездных облаков являются наблюдения спектральных линий молекул и излучения пыли в непрерывном спектре на миллиметровых и субмиллиметровых волнах. Это определяется физическими условиями в данных объектах, которые делают указанный диапазон наиболее информативным.

Практически невозможно в коротком обзоре охватить все направления этих исследований, поэтому мы остановимся только на тех из них, которые представляются нам наиболее актуальными, хотя, конечно, этот выбор может быть субъективным. В основном они касаются изучения непосредственных окрестностей протозвезд и молодых звезд.

Одно из наиболее ярких явлений, являющееся, по-видимому, неотъемлемой и важной частью процесса звездообразования, — это высокоскоростные, обычно биполярные, выбросы газа. Подавляющее большинство исследованных молодых звезд на ранних стадиях эволюции демонстрируют такого рода активность. Как сейчас представляется, таким образом протозвезда избавляется от избыточного углового момента. Высокоскоростные выбросы приводят к образованию сильных ударных волн. На фронтах этих волн происходит сжатие и нагрев газа, разрушение смешанных с газом пылинок и пр. Значительно меняется и химический состав газа.

## Как это делается?

Исследования молекулярных облаков ведутся в основном на миллиметровых и субмиллиметровых волнах. Для приема этого излучения нужна антенна, оснащенная соответствующей приемной аппаратурой. Требования к тому и другому очень высоки. Обычный тип антенн в этом диапазоне — это парабола вращения. И среднеквадратичные отклонения поверхности от идеального параболоида не должны превышать  $\sim \lambda/20$ , что для волны 1 мм составляет  $\sim 50$  мкм. При этом для обеспечения требуемого углового разрешения ( $\sim \lambda/D$ ) размеры антенн  $D$  достигают нескольких десятков метров (обычно 10–30). Строительство такой антенны — это сложная и дорогостоящая техническая задача, особенно с учетом того, что для снижения влияния атмосферы строятся они, как правило, высоко в горах.

Поглощение водяным паром и кислородом воздуха ограничивает возможности наблюдений с поверхности земли так называемыми "окнами прозрачности" атмосферы. Довольно небольшое число мест в мире обеспечивают подходящие условия для субмиллиметровых обсерваторий (с учетом также наличия необходимой инфраструктуры и т.п.). Одно из лучших — это вершина Мауна Кеа на Гавайях (высота  $\sim 4200$  м). Спектр

прозрачности атмосферы в этом месте при очень низком содержании водяного пара показан на рис. 1. Видно, что даже при этих условиях наблюдения на частотах  $\gtrsim 500$  ГГц почти невозможны. Поэтому в настоящее время осуществляется ряд проектов по размещению субмиллиметровых телескопов в космосе.

Интенсивность тепловых линий от межзвездных облаков очень низка, и для выделения их на фоне шумов требуется накопление сигнала в течение долгого времени, иногда нескольких часов. Таким образом, важнейшим фактором является чувствительность приемника.

Чувствительность приемной системы определяется так называемой шумовой температурой. Снижение температуры шума системы в  $q$  раз уменьшает время наблюдений, требуемое для получения того же отношения сигнала к шуму, в  $q^2$  раз. Понятно, что разработка приемных систем с возможно более низким уровнем собственных шумов была и остается важнейшей технической задачей миллиметровой радиоастрономии. Естественной вехой на этом пути, к которой стремятся разработчики аппаратуры, являются шумы фона (атмосферные и т.п.) и антенны. Шум "идеального" приемника должен быть существенно ниже этого уровня.

Шум правильно построенной приемной системы определяется характеристиками ее входных устройств. К сожалению, на коротких миллиметровых и субмиллиметровых волнах пока нет усилителей с достаточно низким уровнем шума и основным типом приемника является супергетеродин со смесителем на входе. Именно характеристики смесителя, а также первых каскадов последующего усилителя промежуточной частоты и определяют величину шумов приемника.

Разработка малошумящих входных устройств миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн — это обширная и быстро развивающаяся область техники. Долгое время смесители создавались на основе диодов с барьером Шоттки, причем для снижения шумов они охлаждались до  $\sim 20$  К. В последние годы на частотах до  $\sim 700$  ГГц наилучшие результаты получены со смесителями на основе туннельных переходов сверхпроводник—изолятор—сверхпроводник (СИС). Их шумы уже вплотную приблизились к так называемому "квантовому пределу",  $\sim h\nu/k$ . Сверхпроводящий материал, используемый в этих смесителях, — это, как правило, ниобий (Ni), у которого ширина "энергетической щели" соответствует  $\sim 700$  ГГц. На более высоких частотах СИС смесители становятся неэффективными, и наиболее перспективными здесь представляются малоинерционные болометры на основе эффекта разогрева электронной компоненты в сверхпроводниках (НЕВ-смесители). Такие устройства уже демонстрируют рекордно низкие шумовые температуры до частот  $\sim 5$  ТГц. Рабочая температура сверхпроводниковых смесителей  $\lesssim 4.5$  К. Она может обеспечиваться заливными гелиевыми криостатами, но это не очень удобно для постоянно работающих приборов, поэтому чаще используются системы охлаждения замкнутого цикла либо комбинированные системы.

Еще одним способом повышения эффективности наблюдений протяженных источников является применение многолучевых систем. Однако при этом возникает множество дополнительных технических проблем, и добиться в каждом канале столь же низкой шумовой температуры, как в однолучевом приемнике, обычно не удается.

В мире сейчас эффективно функционирует значительное число радиотелескопов этих диапазонов, включая интерферометры. Имеются проекты строительства новых крупных инструментов, например, большого

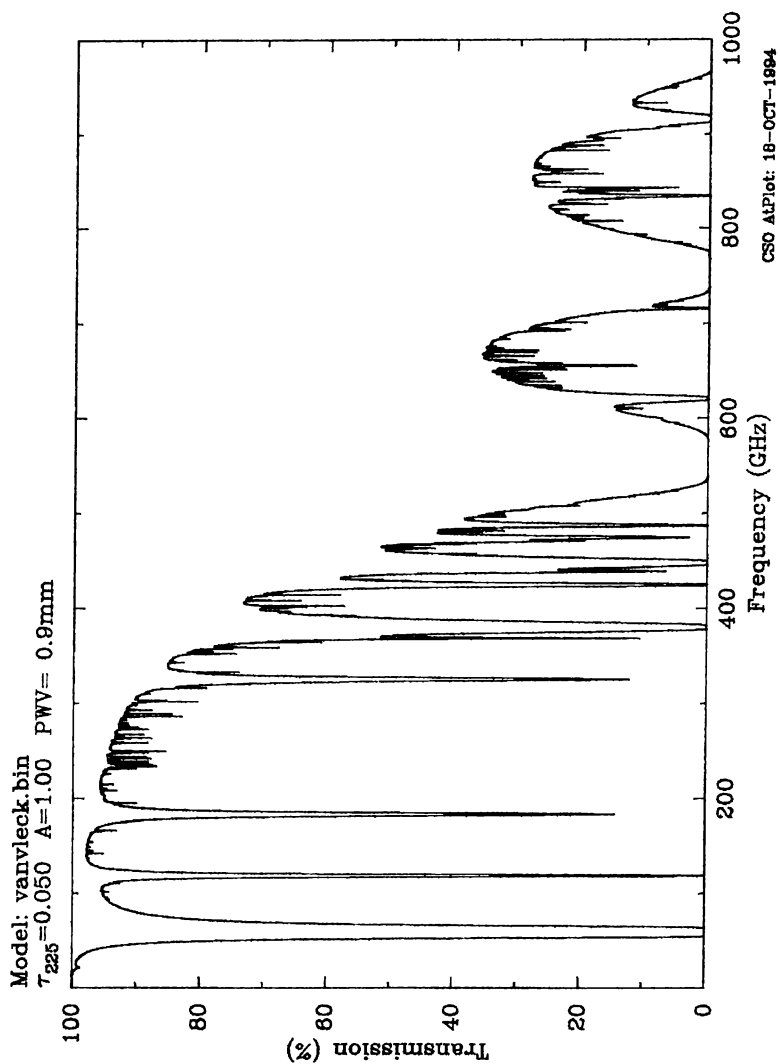


Рис. 1. Прозрачность земной атмосферы в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн на Мауна Кеа при содержании осажженного водяного пара 0.9 мм

миллиметрового телескопа (LMT) в Мексике, миллиметровых и субмиллиметровых антенных решеток (ALMA). Осуществляются и космические проекты (например, ODIN, SWAS, FIRST, "Субмиллиметр").

К сожалению, в России практически нет антенн, пригодных для работы на коротких миллиметровых и субмиллиметровых волнах. В пределах СНГ лучшая антенна для этой цели — РТ-22 КрАО. На ней и проводилась значительная часть описанных исследований. Приемная система на основе СИС смесителя создана в ИПФ РАН совместно с ИРЭ РАН и РИАН НАНУ. По основным параметрам она близка к зарубежным аналогам. Однако характеристики РТ-22 КрАО, построенного в 60-е годы, значительно уступают параметрам современных инструментов. Да и расположение его на уровне моря неблагоприятно для миллиметровых наблюдений. Поэтому большая часть представленных данных получена на радиотелескопах в Западной Европе и Чили.

Данные, получаемые в этих наблюдениях, представляют собой наборы спектров, иногда в одной точке источника, но чаще на разных позициях, что позволяет строить изображения (карты изофот) объектов. Причем это могут быть карты в отдельных спектральных каналах, карты интегральной интенсивности в линии, карты, показывающие вариации скорости и т.п. На рис. 2 представлен пример спектра излучения молекулярного облака в туманности Ориона на частоте  $\sim 215$  ГГц, полученного на 15-м радиотелескопе SEST в Чили. Видно множество спектральных деталей, многие из них пока не идентифицированы. На рис. 3 показаны примеры карт источников.

Карты источников, получаемые таким образом, представляют собой свертку истинного распределения с диаграммой направленности антенны. В тех случаях, когда исследуемые детали меньше или сравнимы с диаграммой направленности, часто применяются различные методы восстановления изображений. Один из наиболее мощных и популярных — это метод максимума энтропии. Он дает минимум необоснованных исходными данными деталей в восстановленном изображении. Следует, однако, помнить, что все эти методы относятся к классу некорректных задач и могут дать результаты, весьма далекие от искомых.

Путем анализа полученных спектров и карт источников можно определить содержание различных молекул, а также физические параметры объектов: размер, массу, плотность, температуру и т.п. Этот анализ основывается на расчетах возбуждения молекул в сочетании с решением уравнения переноса излучения. Имеется несколько ставших уже традиционными методов таких расчетов, базирующихся на определенных приближениях и численных методах. Их описание выходит за рамки данного обзора.

## **Плотный молекулярный газ в областях звездообразования**

Области звездообразования традиционно делятся на две категории: те, где образуются звезды малой массы, и те, где происходит рождение массивных звезд. Какие факторы определяют массу образующихся звезд, достоверно неизвестно, но, как предполагается, возможны значительные различия в механизмах формирования звезд малой и большой массы.

Майерс и соавторы (напр., [1]) провели цикл работ по исследованию плотных ядер в близлежащих темных туманностях, где образуются звезды малой массы. В результате были определены основные параметры

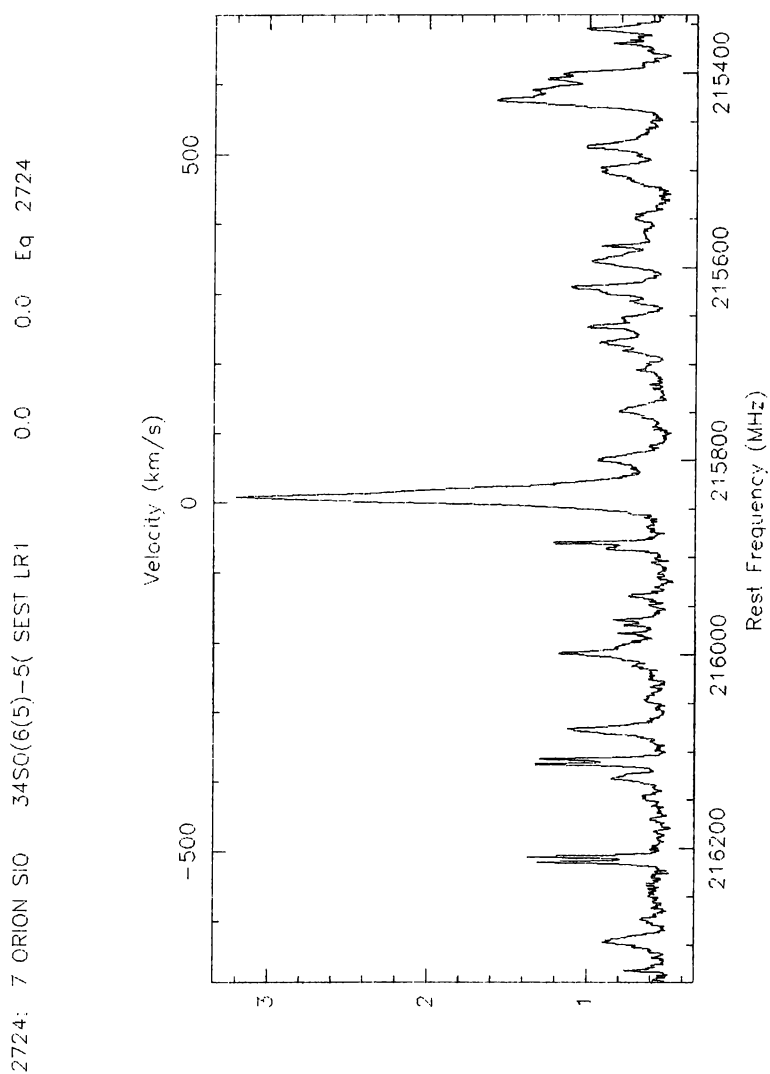


Рис. 2. Спектр излучения молекулярного облака в туманности Ориона (Orion KL) в окрестности линии  $^{34}\text{SO}$  на частоте  $\sim 215$  ГГц, измеренный на 15-м радиотелескопе SEST в Чили



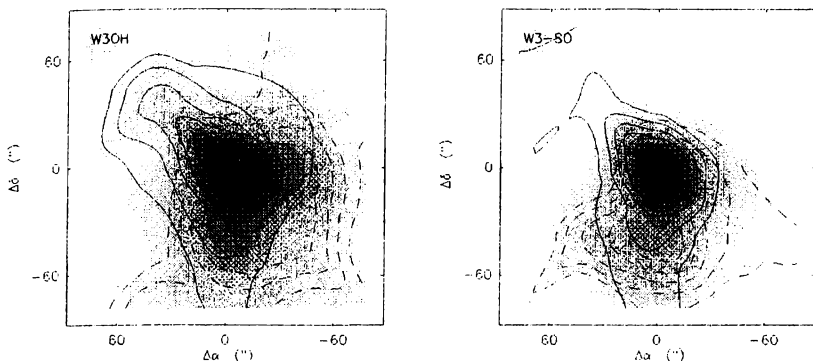


Рис. 3. Слева — карта изофот W3(OH) в линии CS  $J = 2 - 1$  (полутон). Сплошные и штриховые контуры соответствуют "синей" и "красной" частям спектра соответственно. Справа — то же в линии SO( $3_2 - 2_1$ ). Крестики — точечные ИК-источники IRAS. Треугольники — мазеры H<sub>2</sub>O

таких ядер, изучены корреляции между ними и пр.

Исследования плотных конденсаций в областях образования массивных звезд до недавнего времени были ограничены довольно небольшим числом наиболее заметных объектов, таких, как молекулярное облако Ориона. Ясно, что это не давало возможности судить об общих характеристиках таких ядер в Галактике.

Для систематического исследования необходимо прежде всего составить достаточно представительную выборку объектов, т.е. возникает задача поиска плотных конденсаций в областях образования массивных звезд. Признаками таких областей являются зоны H II, мощные ИК-источники, молекулярные мазеры, в первую очередь мазеры H<sub>2</sub>O. В последние годы были проведены обширные обзоры ИК-источников, мазеров и ультракомпактных зон H II в линиях молекул, являющихся индикаторами плотного газа, таких, как CS и NH<sub>3</sub> [2, 3, 4, 5, 6, 7, 8]. Эти обзоры создают основу для более детальных исследований. В то же время большая часть из них не дает возможности определять основные параметры ядер, так как за малым исключением они ограничены наблюдениями в одной точке и, следовательно, не дают информации о размерах, массе и т.п.

Группой сотрудников ИПФ РАН совместно с зарубежными коллегами также проведен поиск плотных ядер в областях образования массивных звезд. С этой целью выполнен обзор мазеров H<sub>2</sub>O в линии  $J = 2 - 1$  CS. В отличие от большинства упомянутых выше обзоров основная часть обнаруженных источников была прокартирована в этой линии. Кроме того, проведены наблюдения линий изотопа C<sup>34</sup>S и CO. Отдельные объекты наблюдались в нескольких переходах CS. На этой основе определены основные физические характеристики ядер. Обзор охватывает как северную, так и южную полусферы, т.е. как внешнюю, так и внутреннюю Галактику. Это дает возможность исследовать зависимость параметров ядер от положения в Галактике.

Оценка кинетической температуры часто делается по наблюдениям CO. Для плотных ядер этот подход, однако, вызывает сомнения, поскольку

ку из-за большой оптической толщии в линиях CO излучение собственно ядра экранируется менее плотной оболочкой, так что наблюдаемая интенсивность линий отвечает условиям в этой оболочке. Более надежную оценку температуры ядер можно получить из наблюдений аммиака и других молекул с метастабильными состояниями, возбуждаемых в плотном газе. Распределение населенностей этих метастабильных уровней контролируется столкновениями и отвечает кинетической температуре газа. Нами проведены наблюдения части исследовавшихся ядер в линиях (1,1) и (2,2) аммиака, на основе которых получены оценки их температуры и других параметров [9].

Сравнительно недавно нами выполнен обзор массивных ядер во многих переходах молекулы изоциановой кислоты (HNCO) на частотах от 22 до 460 ГГц [10]. Эта молекула возбуждается в наиболее плотных частях облаков и, кроме того, благодаря особенностям энергетической структуры, весьма чувствительна к излучению дальнего ИК-диапазона. Были зарегистрированы переходы с энергией возбуждения  $\sim 1300$  K.

В результате этих работ определены основные физические параметры ядер массивных облаков (рис. 4) [8, 11]: *размеры* — от  $\sim 0.5$  до  $\sim 5$  пк, *распределение по размерам* ( $L$ ) резко спадает при  $L \gtrsim 1.5$  пк; *масса* — от  $\sim 300$  до  $\sim 30000 M_{\odot}$ , *спектр масс ядер* для  $M \gtrsim 1000 M_{\odot}$  аппроксимируется степенной зависимостью  $dN/dM \propto M^{-\alpha}$ , где  $\alpha \approx 1.6$ ; *средняя концентрация водорода* составляет  $\bar{n} \sim 10^3 - 10^5 \text{ см}^{-3}$ , в то же время для ядер характерны значительные, до нескольких порядков величины, неоднородности плотности; *кинетическая температура*  $T_{\text{kin}} \approx 10 - 50$  K; *дисперсия скоростей* значительно выше тепловой, ширины линий составляют от  $\sim 1.5$  до  $\sim 10$  км/с; *степень ионизации*  $X_e \lesssim 10^{-6} - 10^{-7}$ . Найдено, что в среднем исследуемые ядра близки к вириальному равновесию.

Показано, что средняя плотность ядер убывает с удалением от центра Галактики [8]. В интервале галактоцентрических расстояний  $R = 7 - 15$  кпк  $\bar{n} \propto \exp(-R/2.8 \pm 0.7 \text{ кпк})$ . Доля облаков с заметным излучением HCN также при этом уменьшается. Имеется тенденция к увеличению размера с ростом  $R$ . Масса и дисперсия скоростей практически не меняются в указанном интервале галактоцентрических расстояний.

Найдены следующие зависимости между дисперсией скоростей, средней плотностью, массой и размером [12]:  $\Delta V \propto L^{0.17 \pm 0.08}$ ,  $\bar{n} \propto L^{-1.6 \pm 0.2}$ ,  $M \propto L^{1.4 \pm 0.2}$  (два последних соотношения не являются независимыми). Установлено, что дисперсия скоростей и средняя плотность газа в ядрах, связанных с областями образования массивных звезд, в несколько раз выше, чем в менее плотных облаках CO и ядрах темных туманностей.

## Высокоскоростные молекулярные потоки

Высокоскоростные, как правило биполярные, истечения газа от молодых звезд были обнаружены около 10 лет назад. Дальнейшие исследования показали, что, вероятно, это явление является неотъемлемой и существенной фазой процесса образования звезд как малой, так и большой массы. Скорее всего, именно таким образом из системы уносится избыточный угловой момент, без чего коллапс протозвездного облака был бы невозможен.

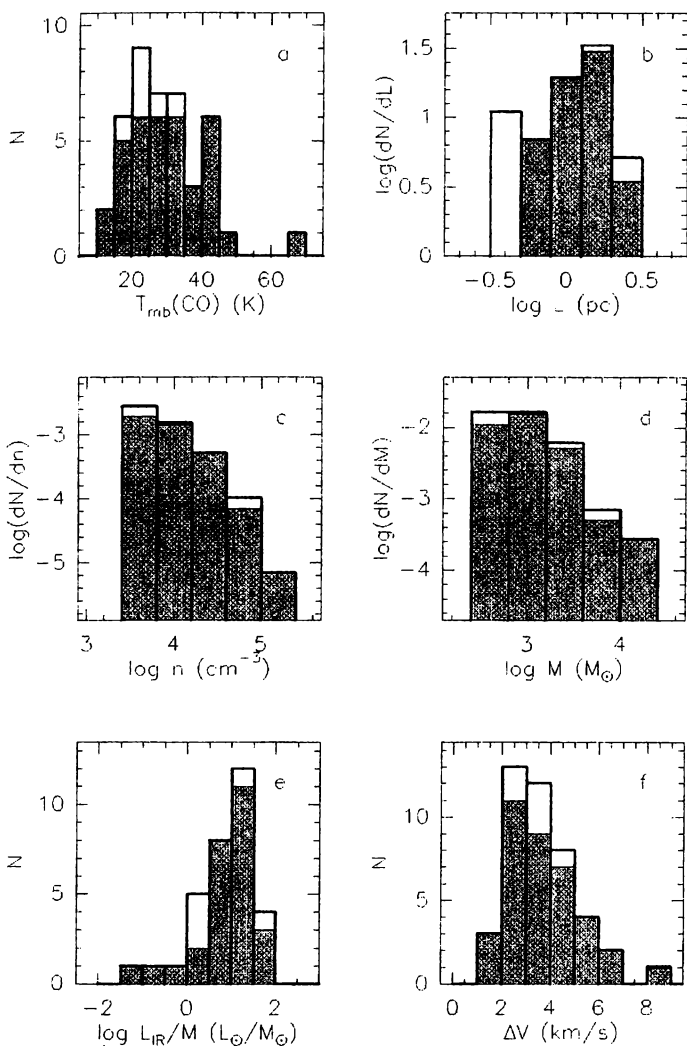


Рис. 4. Гистограммы распределений яркостной температуры CO (a), размера (b), средней концентрации газа (c), массы (d), отношения ИК-светимости к массе (e) и средней ширины линий CS для ядер массивных облаков в интервалах расстояний от Солнца 1–4 кпк (заштриховано) и < 5 кпк (сплошные линии) по данным наблюдений на радиотелескопах SEST и OSO

Биполярные истечения — это весьма масштабное явление. Протяженность потоков газа достигает  $\sim 10$  пк, скорость  $\sim 100$  км/с, масса — десятки и сотни масс Солнца. При этом механизм их образования до сих пор не вполне ясен. Обсуждаются два основных варианта: (1) коллимация изначально изотропного звездного ветра окружающим звездой плотным облаком с анизотропным распределением плотности и (2) увлечение молекулярного газа высоконаправленными выбросами ионизованного газа, формируемыми магнитогидродинамическими процессами в аккреционном диске вблизи молодой звезды.

Наблюдения биполярных потоков до сих пор проводились в основном в линиях СО. Однако для исследования структуры и механизмов образования потоков необходимы наблюдения и других молекул, в частности тех, концентрация которых многократно возрастает в результате прохождения ударных волн (SiO, SO и др.).

Недавно нами выполнены обзоры плотных ядер в линиях SiO и SO. Некоторые из них были прокартированы в этих линиях. Результаты лучше согласуются с моделью увлечения молекулярного газа высоконаправленными выбросами, но требуются дополнительные исследования. В качестве примера на рис. 5 приведены спектры излучения некоторых молекул в направлении мощного ИК-источника IRAS 12326-6245, ассоциирующегося с массивным биполярным потоком [13]. Они показывают, в частности, как по-разному меняется содержание разных молекул под действием ударной волны. Если относительная концентрация SO в высокоскоростном газе существенно возрастает (о чем свидетельствуют сильные "крылья" линии), то CS в этой компоненте практически отсутствует. На рис. 6 представлены оценки массы, механического импульса и кинетической энергии потока в зависимости от скорости. По своим характеристикам это один из наиболее выдающихся объектов такого рода (скорость потери массы  $\dot{M} \sim 0.02 M_{\odot}/\text{год}$ , механическая светимость  $L \sim 100 L_{\odot}$ ).

### Список литературы

1. *Myers P.C.* Molecular cloud cores // *Protostars and Planets II* / eds. D.C.Black, M.S.Matthewes. Univ. Arizona Press, 1985.
2. *Anglada G., Estalella R., Pastor J.* A CS and NH<sub>3</sub> survey of regions with H<sub>2</sub>O maser emission // *Astrophys. J.* 1996. V.463. P.205.
3. *Bronfman L., Nyman L.-Å., May J.* A CS(2-1) survey of IRAS point sources with color characteristics of ultra-compact H II regions // *Astron. Astrophys. Suppl.* 1996. V.115. P.81.
4. *Juvela M.* Studies of dense molecular cores in regions of massive star formation. IV. Multitransition CS-study towards southern H<sub>2</sub>O masers in the longitude range  $l = 308^{\circ} - 360^{\circ}$  // *Astron. Astrophys. Suppl.* 1996. V.118. P.191.
5. *Plume R., Jaffe D.T., Evans II N.J.* A survey of CS  $J = 7 - 6$  in regions of massive star formation // *Astrophys. J. Suppl.* 1992 V.78. P.505.
6. *Plume R., et al.* Dense gas and star formation: characteristics of cloud cores associated with water masers // *Astrophys. J.* 1997. V.476. P.730.
7. *Zinchenko I., Mattila K., Toriseva M.* Studies of dense molecular cores in regions of massive star formation. II. CS  $J = 2 - 1$  survey of southern H<sub>2</sub>O masers in the longitude range  $l = 260^{\circ} - 310^{\circ}$  // *Astron. Astrophys. Suppl.* 1995. V.111. P.95.
8. *Zinchenko I., Pirogov L., Toriseva M.* Studies of dense molecular cores in regions of massive star formation. VII. Core properties on the galactic scale // *Astron. Astrophys. Suppl.* 1998. V.133. P.337.

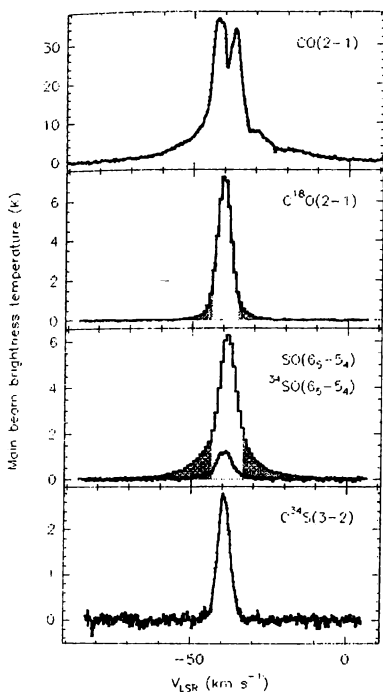


Рис. 5. Спектры CO(2-1), C<sup>18</sup>O(2-1), SO(6<sub>5</sub> - 5<sub>4</sub>), <sup>34</sup>SO(6<sub>5</sub> - 5<sub>4</sub>) и C<sup>34</sup>S(3-2) в направлении пика молекулярного излучения в IRAS 12326-6245. Затененные области показывают части спектров C<sup>18</sup>O и SO, использовавшиеся для оценок параметров биполярного потока. Для C<sup>18</sup>O(2-1) и C<sup>34</sup>S(3-2) приведены однокомпонентные гауссовы аппроксимации

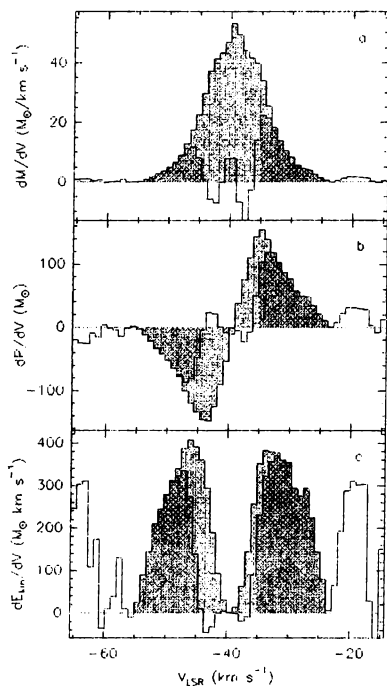


Рис. 6. Масса, механический импульс и кинетическая энергия на единичный интервал скорости в зависимости от лучевой скорости

9. *Zinchenko I., Henning Th., Schreyer K.* Studies of dense molecular cores in regions of massive star formation. V. Structure and kinematics of dense cores from ammonia observations // *Astron. Astrophys. Suppl.* 1997. V.124. P.385.
10. *Zinchenko I., Henkel C., Mao R.Q.* HNC in massive galactic dense cores // *Astron. Astrophys.* 2000. V.361. P.1079.
11. *Zinchenko I.* Studies of dense molecular cores in regions of massive star formation. III. Statistics of the core parameters // *Astron. Astrophys.* 1995. V.303. P.554.
12. *Зинченко И.И.* Корреляции между параметрами массивных ядер межзвездных молекулярных облаков // *Письма в Астрон. журн.* 2000. Т.26. С.933.
13. *Henning Th., Lapinov A., Schreyer K., Stecklum B., Zinchenko I.* IRAS 12326-6245: Luminous very young stellar objects with a massive molecular outflow // *Astron. Astrophys.* 2001. (In press.)

**Г.Р.Кастель**  
Институт прикладной астрономии РАН

## ТРАНСНЕПТУНОВЫЕ ОБЪЕКТЫ

### Немного истории

В 1772 году было опубликовано правило (не закон!) Тициуса—Боде, согласно которому средние расстояния больших планет от Солнца, выраженные в астрономических единицах, определяются эмпирической формулой

$$a_k = 0.4 + 0.3 \cdot 2^k,$$

где  $k = -\infty, 0, 1, 2, \dots$

В то время было известно 6 больших планет (седьмая, Уран, была открыта Гершелем в 1781 году), но между орбитами Марса и Юпитера оказалось слишком большое свободное пространство, в котором по правилу Тициуса—Боде на среднем расстоянии 2.8 а.е. (при  $k = 3$ ) должна была существовать еще одна планета (табл. 1) [1].

Большой планеты на этом расстоянии не оказалось. А в первую ночь XIX столетия, в ночь на 1 января 1801 года Джузеппе Пиацци в Палермо открыл первую малую планету, положившую начало поясу астероидов. В дальнейшем этот пояс стали называть главным. Среднее арифметическое больших полуосей нумерованных астероидов совпадает с числом в табл. 1 при  $k = 3$ .

Открытия малых планет сначала были единичными и редкими, но по мере уточнения звездных карт и каталогов, совершенствования наблюдательной и вычислительной техники их становилось больше.

В настоящее время (на декабрь 2000 года) известно 19910 нумерованных малых планет и 87940 нenumерованных, для которых определены орбиты.

Особый интерес в последние годы вызывают так называемые транснептуновые объекты.

Таблица 1. Сопоставление средних расстояний больших планет от Солнца с правилом Тициуса—Боде

Планета	$k$	$a$	$a_k$
Меркурий	$-\infty$	0.39	0.4
Венера	0	0.72	0.7
Земля	1	1.00	1.0
Марс	2	1.52	1.6
	3	—	2.8
Юпитер	4	5.20	5.2
Сатурн	5	9.59	10.0
Уран	6	19.16	19.6
Нептун	7	29.98	38.8
Плутон	8	39.26	77.2

## Орбитальные характеристики

К. Эджворт (K. Edgeworth) в 1949 году и Г. Койпер (G. Kuiper) в 1951 году высказали предположение о существовании популяции небесных тел за орбитой Нептуна. Это предположение блестяще подтвердилось открытием астероида 1992 QB1 ( $a = 44$  а.е.,  $e = 0.08$ ,  $i = 2^\circ$ , диаметр  $\sim 200$  км), первого в новом, внешнем поясе астероидов [2].

На декабрь 2000 г. открыто 388 объектов этого пояса. Новая популяция получила название ЕКВ (Edgeworth-Kuiper Belt) — пояс Эджворта-Койпера. Объекты этого пояса называют также *TNOs* — транснептуновые объекты.

На основе статистики открытий прогнозируется существование  $\sim 100000$  транснептуновых объектов с диаметром более 100 км, которые движутся в области 30–50 а.е.

Параметры орбит открытых астероидов позволяют разделить их на 3 динамических класса (табл. 2):

Таблица 2. Характеристики трех динамических классов

Объект	$e$	$i(^{\circ})$	$a$ (а.е.)	%
1992 QB1	0.072	2.2	44.1	
cubewanos	0.000–0.215	0.2–5.7	41.2–47.4	$\sim 70$
Плутон	0.244	17.2	39.2	
plutinos	0.034–0.336	0.4–28.2	38.1–41.5	$\sim 20$
1996 TL66	0.59	24	85	
	0.34–0.69	17–30	51–120	$< 10$

- 1) “cubewano” (прототип — 1992 QB1) — самый многочисленный класс классические транснептуновые объекты, орбиты которых имеют умеренные эксцентриситеты  $e$  и в основном небольшие наклоны  $i$ , хотя наклоны орбит некоторых астероидов достигают  $30^\circ$ ;

- 2) "plutino" — объекты, движущиеся в соизмеримости (или резонансе)  $2/3$  с Нептуном (подобно Плутону), то есть объект совершает в своем движении вокруг Солнца 2 оборота, а Нептун за это же время совершает 3 оборота;
- 3) объекты с большими значениями  $e$  и  $i$ .

Последний класс был выделен после открытия астероида 1996 TL66 ( $a = 85$  а.е.,  $e = 0.59$ ,  $i = 24^\circ$ ).

Менее 1% составляют объекты, большие полуоси орбит которых имеют значения от 32 до 38°.

Если внутренний край ЕКВ определен орбитой Нептуна, то его внешний край неизвестен. Открытие 1996 TL66 свидетельствует о том, что ЕКВ может простирается намного дальше области 30–50 а.е. Предполагается существование более 6000 объектов, имеющих орбиты, подобные 1996 TL66.

Открыты 3 объекта с явно кометными орбитами — их эксцентриситеты больше 0.9.

Обнаружено 5 астероидов, движущихся в резонансе с Нептуном  $1/2$ , 1 астероид движется в резонансе  $3/4$ , 2 астероида — в резонансе  $3/5$ .

## Динамическая структура ЕКВ

Динамическая структура пояса астероидов определяется средним движением и вековыми резонансами. Резонансы разделяют часть фазового пространства, соответствующего поясу астероидов, на отдельные динамически отличные зоны. Они действуют на движение соседних астероидов, создают люки в распределении элементов орбит и т.д. Поэтому знание расположения резонансов важно для знания динамической структуры пояса астероидов.

Первые попытки характеризовать резонансную динамику среднего движения были предприняты А. Морбиделли и Ф. Томасом [3]. Границы резонансов они вычисляли как сепаратрисы осредненной плоской круговой задачи трех тел: Солнце — Нептун — частица. Рис. 1 воспроизводит результаты этих вычислений. Резонансы  $n/m$  с Нептуном обозначены через  $Nn/m$ , резонансы с Ураном —  $Un/m$ . Вертикальная линия указывает положение каждого резонанса, а кривые по обе стороны от нее определяют его ширину. Непрерывные линии относятся к резонансам с Нептуном, пунктирные — с Ураном. Две кривые, обозначенные более жирным шрифтом, определяют орбиты, пересекающие орбиты Нептуна и Урана, с перигельными расстояниями соответственно 30.11 и 19.22 а.е. Точечная кривая соответствует перигельному расстоянию  $q = 35$  а.е., при котором в процессе численного интегрирования становятся ощутимыми дестабилизирующие эффекты от далеких сближений с Нептуном. Объекты, находящиеся внутри области резонанса с Нептуном, при любых значениях их перигельных расстояний не имеют тесных сближений с планетой. Однако резонансы с Нептуном не препятствуют тесным сближениям с Ураном. Так, вычисления Галлардо и Ферраз—Мелло показали, что вследствие возмущений от Урана резонанс  $2/3$  с Нептуном становится неустойчивым при  $q = 25.5$  а.е. и  $e = 0.36$ .

Резонансы в основном имеют место во внутренней части ЕКВ. При  $a > 45$  а.е. их меньше, и они являются более узкими при малых  $e$ .



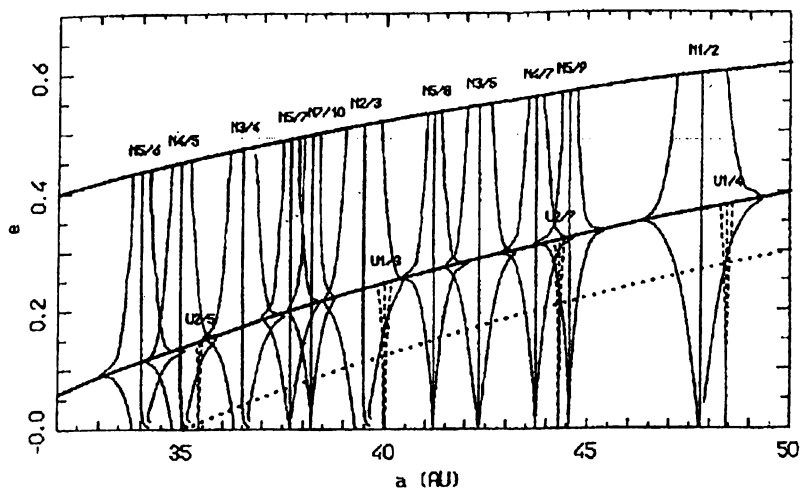


Рис. 1. Положение и ширина резонансов с Нептуном и Ураном в поясе Эджворта-Койпера для больших полуосей от 32 до 50 а.е.

Более полные численные исследования динамической структуры выполнил Дункан с соавторами. На интервале в 4 млрд лет ими была прослежена эволюция нескольких тысяч фиктивных частиц. Рис. 2 показывает динамическое время жизни частицы (время, прошедшее до первого сближения с Нептуном в пределах трех радиусов сферы Хилла) в зависимости от начальных значений  $a$  и  $e$  при  $i = 1^\circ$ . Рисунок характеризует главные динамические свойства:

- кривая, соответствующая перигелию  $q = 35$  а.е., делит, по существу, плоскость  $a, e$  на две части — часть, характеризующую временем жизни в 4 млрд лет, и часть, движение в которой неустойчиво на гораздо более коротких интервалах времени;
- выше кривой  $q = 35$  а.е. существуют только орбиты с большими временами жизни, связанные с резонансами 1-го порядка;
- ниже кривой  $q = 35$  а.е. главными неустойчивыми областями (где даже частицы на начальных круговых орбитах имеют короткое динамическое время жизни) являются области между 35–36 и 40–42 а.е., в которых находятся перигелийные вековые резонансы  $\nu_7$  и  $\nu_8$ , относящиеся к Урану и Нептуну.

Заметим, что ЕКВ оказывается разделенным в основном на две части: внутренний пояс с  $a < 40$  а.е., где устойчивые орбиты связаны с резонансами 1-го порядка (за исключением области квазикруговых орбит между 36 и 39 а.е.), и внешний пояс (или классический пояс,  $a > 42$  а.е.), где устойчивые орбиты являются в основном нерезонансными. Такая структура ЕКВ напоминает структуру главного пояса астероидов.

Рис. 2 показывает также существование орбит, которые приближаются к орбите Нептуна только спустя миллиарды лет эволюции. Это может

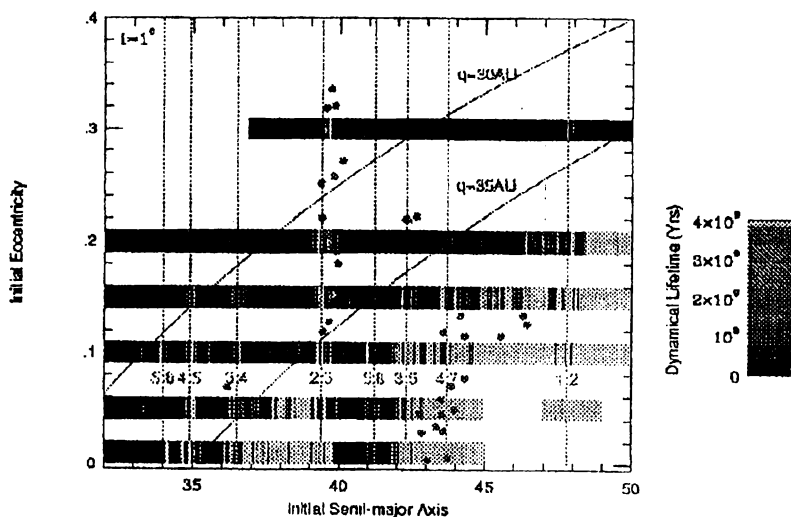


Рис. 2. Динамическое время жизни пробных частиц как функция начальных значений больших полуосей и эксцентриситетов их орбит. Начальное значение наклона принято равным  $1^\circ$ . Точки обозначают положения объектов ЕКВ, наблюдавшихся более чем в одной оппозиции

оказаться важным для понимания происхождения комет семейства Юпитера.

Открытия новых транснептуновых объектов пополняют наши знания о динамической структуре пояса Эджворта—Койпера и будут способствовать воссозданию более реальной картины происхождения этого внешнего пояса астероидов.

### Физикохимические характеристики

Несмотря на быстрый рост открытий транснептуновых объектов информация об их физикохимических характеристиках невелика. Это очень слабые объекты (вид. зв. вел. 23–25 и слабее), поэтому наблюдать их трудно. Размеры их варьируются в пределах от  $\sim 6$  до  $\sim 500$  км. Исключение составляет открытый 28 ноября 2000 года астероид 2000 WR106 его диаметр оценивается в пределах 750–1000 км [4]. Это самый крупный из открытых транснептуновых объектов. Больше только Плутон, и система Плутон—Харон может рассматриваться как самый большой член ЕКВ.

Фотометрические наблюдения астероида 2000 WR106 позволили сделать вывод о том, что его поверхность в среднем в восемь раз темнее, чем поверхность Плутона.

По спектру астероида 1996 TO66 впервые в ЕКВ обнаружено присутствие водяного льда на поверхности астероида [5].

У астероида 1994 VK8 определено изменение яркости на  $0^m.5$ . Это

может свидетельствовать либо о существенной несферичности планеты, либо о неоднородности ее поверхности [6].

Спектрофотометрические наблюдения [7] показали различие спектров, и на этом основании немногие наблюдавшиеся астероиды разделены на 2 группы: одна имеет спектры, похожие на спектры темных астероидов типов C и D; другая имеет красные спектры. Спектр астероида 1993 SC содержит полосы поглощения, близкие к найденным у Плутона или Тритона, что подтверждает присутствие льдов углеводородов таких, как  $\text{CH}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_6$ ,  $\text{C}_2\text{H}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2$  и более сложных [8]. Был получен спектр и астероида 1996 TL66, — он почти плоский и очень похож на спектр кентавра Хирон. Различия в спектрах отражают различия в составе поверхностей астероидов. Мы не знаем природы этих различий: или это "генетически" разные характеристики строения, или результат столкновений тел, обнажающих внутренние слои, и/или результат взаимодействия космических частиц с веществом поверхности.

## Заключение

Изучение транснептуновых объектов имеет важное значение для космогонии Солнечной системы. Эти тела, видимо, как остатки первоначальной аккреционной фазы Солнечной туманности могут содержать исходный и наименее подвергшийся трансформациям материал, доступный непосредственному исследованию.

## Список литературы

1. Чеботарев Г.А., Шор В.А. Структура пояса астероидов // Тр. ИТА АН СССР. 1976. Вып.15. С.60–90.
2. Luu J.X. et al. A new dynamical class in the outer Solar System // Bull. Am. Astron. Soc. 1997. V.29. P.1020.
3. Morbidelli A. An overview on the Kuiper Belt and on the origin of Jupiter-Family Comets // Celest. Mech. and Dyn. Astron. 1999. V.72, N1–2. P.129–156.
4. 2000 WR106 // IAUC N7554. 2001 January 2.
5. Brown R.H. et al. Water ice on Kuiper Belt object 1996 TO66. Astrophys. J. Lett. 1999. V.519. N1. P.L101–L104.
6. Collander-Brown S.J. et al. Light curves of the trans-Neptunian objects 1996 TP66 and 1994 VK8 // Mon. Not. RAS. 1999. V.308. N2. P.588–592.
7. Barucci M.A. et al. Spectrophotometric Observations of Edgeworth-Kuiper Belt Objects // Icarus. 1999. V.142, N2. P.476–481.
8. Davies J.K., McBride N., Green S.F. Optical and infrared photometry of Kuiper-Belt object 1993 SC // Icarus. 1997. V.125, N1. P.61–66.

## ОРБИТЫ В ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМАХ

### Введение

Динамика любой звездной системы (галактики, звездного скопления или кратной звезды) описывается множеством орбит компонентов. Если в звездной системе преобладают орбиты с уходами, то система неустойчива — она распадается на отдельные подсистемы. Например, неустойчивая тройная система распадается на двойную систему и уходящую от нее по гиперболической орбите одиночную звезду. Если в звездной системе уходы невозможны, то система устойчива. Все расстояния между звездами остаются ограниченными на бесконечном интервале времени.

Важную роль в динамике звездной системы играют периодические орбиты. Если начальные условия находятся в окрестности устойчивой периодической орбиты (устойчивого резонанса), то звездная система будет устойчива — движения звезд остаются ограниченными. Если начальные условия находятся в окрестности неустойчивой периодической орбиты (неустойчивый резонанс), то система эволюционирует сложным непредсказуемым путем. В окрестности неустойчивых резонансов зарождается детерминированный хаос (см., например, [7, 6]).

При исследовании динамики звездных систем определенного типа (например, кратных звезд) важно провести классификацию орбит и оценить долю орбит с уходами и долю устойчивых орбит.

В докладе будут рассмотрены звездные системы двух типов. Во-первых, это галактики, состоящие из  $\sim 10^7 \div 10^{12}$  звезд, где орбиты звезд определяются регулярным полем системы. Во-вторых, это тройные звезды, в которых максимальный вклад вносят иррегулярные силы.

Обе эти задачи сводятся к исследованию динамических систем с небольшим числом степеней свободы, что, в свою очередь, представляет интерес не только для астрономии, но и для физики, и для математики, и для других областей науки.

### Орбиты звезд в галактических моделях

Многие галактики в первом приближении можно считать ротационно-симметричными, то есть обладающими осью симметрии и ортогональной ей плоскостью симметрии. В ротационно-симметричной системе потенциал регулярного поля зависит только от двух координат — расстояния  $R$  от оси симметрии и расстояния  $z$  от плоскости симметрии:  $\Phi(R, z)$ . В такой системе существуют два интеграла движения: интеграл энергии  $I$  и интеграл площадей  $J$ .

Используя интеграл площадей  $J$ , мы сводим задачу к двумерной. Движение рассматривается в сопутствующей (меридиональной) плоскости в поле эффективного (приведенного) потенциала

$$U(R, z) = \Phi(R, z) - \frac{J^2}{2R^2}. \quad (1)$$

Сопутствующая плоскость вращается вместе со звездой вокруг оси симметрии. Уравнения движения частицы в этой плоскости имеют вид

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = \frac{\partial U}{\partial R}, \quad \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{\partial U}{\partial z}. \quad (2)$$

Звезда в сопутствующей плоскости  $(R, z)$  может двигаться в пределах области возможных движений, где

$$h = U(R, z) + I \geq 0. \quad (3)$$

Из уравнений движения (2) можно получить уравнение для кривизны траектории

$$\frac{df}{dl} = \frac{1}{2h} \frac{\partial U}{\partial n}. \quad (4)$$

Здесь  $f$  — угол между касательной к траектории и осью  $R$ ;  $l$  и  $n$  — направления вдоль касательной и нормали к траектории.

Угол  $f$  описывает поле скоростей (поле направлений), создаваемое витками траектории в сопутствующей плоскости. Возможно описание свойств движения звезды в поле эффективного потенциала с помощью поля направлений (см. обзор Агекяна [1]).

В частности, было установлено, что в точках касания траекторией контура орбиты или контура складки поля направлений выполняется равенство

$$\frac{\partial f}{\partial n} = \pm \infty. \quad (5)$$

Это равенство позволяет наносить точки контуров орбиты и складок при движении вдоль траектории.

Рассмотрим поведение поля скоростей в окрестности неустойчивой периодической орбиты на примере известной модели Энона-Хейлеса [14] с приведенным потенциалом

$$U(R, z) = -\frac{1}{2}(R^2 + z^2) - Rz^2 + \frac{1}{3}R^3. \quad (6)$$

В этом потенциале известно много периодических орбит. Рассмотрим одну из них — неустойчивую центральную периодическую орбиту при  $I \approx 0.09$  с начальными условиями

$$R_0 = -0.15, \quad z_0 = 0, \quad f_0 = \frac{\pi}{2}. \quad (7)$$

На рис. 1 показана эволюция поля скоростей по мере приближения к неустойчивой периодической орбите при увеличении интеграла энергии. При малых значениях  $I$  орбита является оболочкообразной и не имеет складок. Затем появляются три складки, которые постепенно разрастаются и перекрываются. Далее на серединах контуров складок первого порядка появляются складки второго порядка, которые постепенно увеличиваются и вытягиваются вдоль контуров складок первого порядка. На углах складок второго порядка образуются складки третьего порядка (рис. 2).

Что происходит при дальнейшем приближении к неустойчивой периодической орбите, пока остается неясным. Численное моделирование

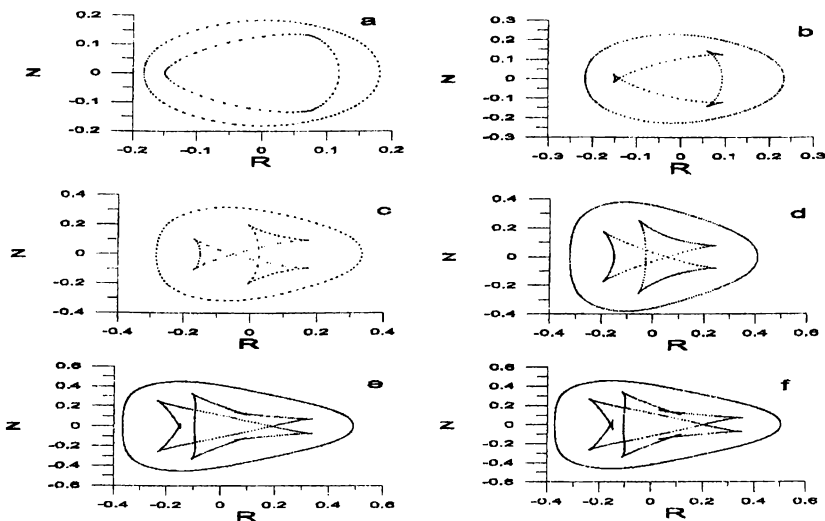


Рис. 1. Эволюция структуры поля скоростей при изменении интеграла энергии: а)  $I = 0.026$ , б)  $I = 0.033$ , в)  $I = 0.051$ , д)  $I = 0.066$ , е)  $I = 0.086$ , ф)  $I = 0.089$

показывает разрушение "складчатой" структуры и наступление стохастичности. Однако такой результат может быть обусловлен ошибками численного интегрирования.

После перехода через неустойчивый резонанс поле направлений восстанавливает регулярную форму. В зонах с большим числом неустойчивых периодических орбит поведение поля скоростей кажется стохастическим, однако в переходных зонах могут присутствовать элементы регулярности.

Теперь рассмотрим орбиты звезд в более реалистичных моделях, представляющих регулярное поле Галактики. На рис. 3 изображена орбита Солнца — типичной звезды галактического диска — в сопутствующей плоскости. Витки траектории заполняют ящик. В трехмерном пространстве орбита заполняет тор (бублик). Большинство звезд диска Галактики имеют ящикообразные орбиты. Исключение составляют траектории, попадающие в окрестности устойчивых периодических орбит (устойчивых резонансов). Тогда орбита является трубкообразной (рис. 4). Звезды гало могут иметь более экзотические орбиты (рис. 5).

Представляет интерес рассмотреть распределения элементов орбит звезд окрестности Солнца, поскольку эти распределения могут дать полезную информацию о процессе звездообразования в диске Галактики. Будем характеризовать орбиту каждой звезды двумя параметрами:

- эксцентриситет

$$e = \frac{R_a - R_p}{R_a + R_p}; \quad (8)$$

- относительное максимальное удаление от плоскости симметрии

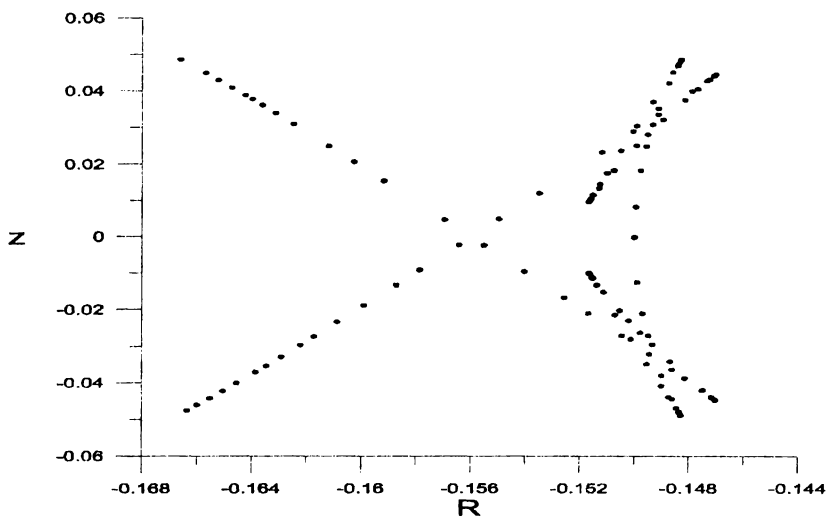


Рис. 2. Складка третьего порядка

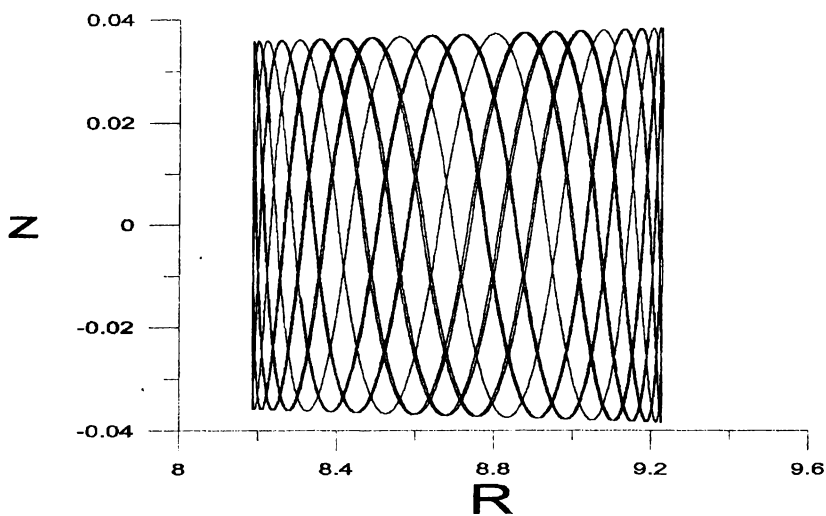


Рис. 3. Орбита Солнца в Галактике

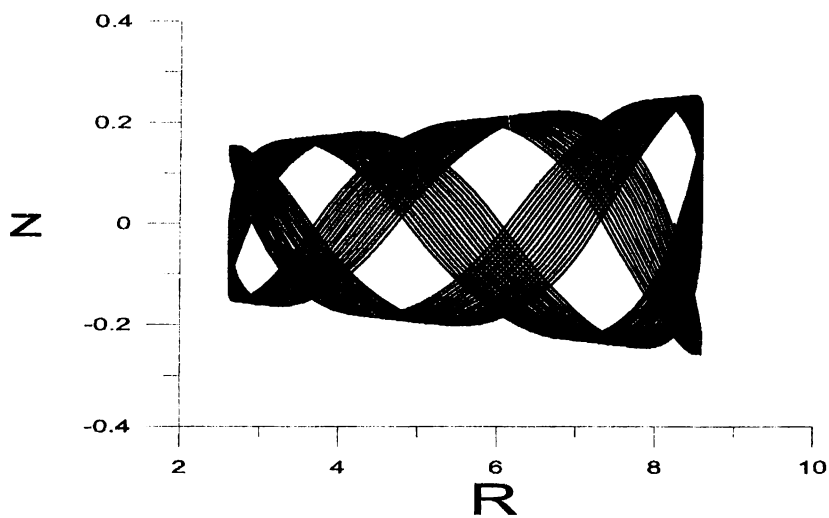


Рис. 4. Трубнообразная орбита звезды *GJ 1252*

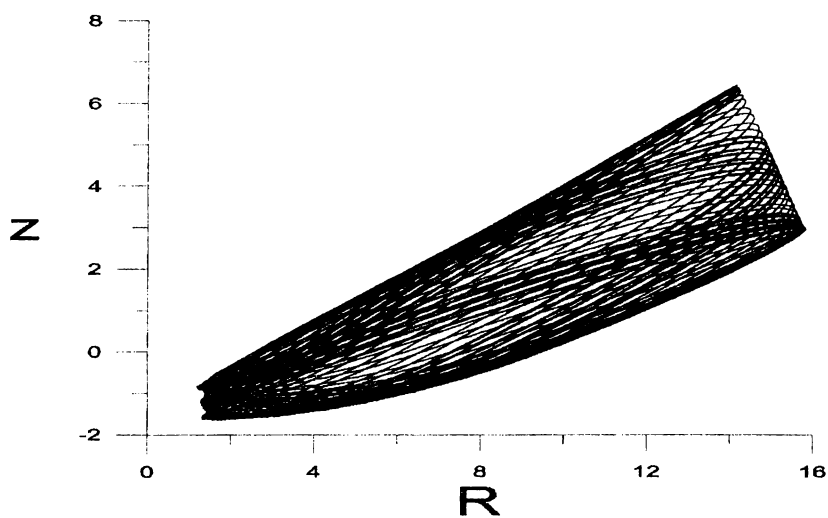


Рис. 5. Орбита типа "банан" или "бумеранг" звезды *GJ 1104*



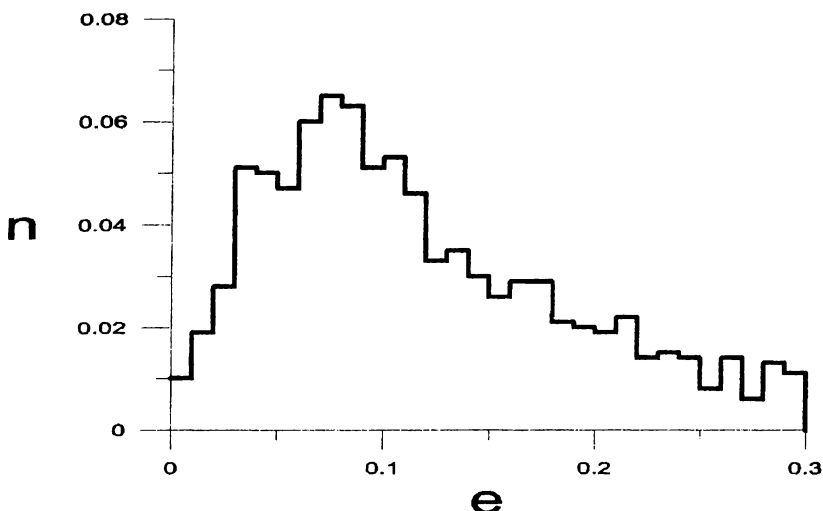


Рис. 6. Распределение эксцентриситетов орбит близких звезд в Галактике

$$h = \frac{2|z|_{\max}}{R_a + R_p} . \quad (9)$$

Здесь  $R_a$  и  $R_p$  — максимальное и минимальное удаления звезды от оси симметрии;  $|z|_{\max}$  — максимальное удаление от плоскости симметрии.

На рис. 6 и 7 представлены распределения  $f(e)$  и  $f(h)$ , построенные по данным о звездах окрестности Солнца радиусом 25 парсек из каталога Глизе и Ярайса [4]. Распределения несимметричны: большинство орбит близки к круговым и сильно сплюснуты к плоскости Галактики. Это орбиты звезд диска. Заметим однако, что распределения убывают при  $e \rightarrow 0$  и  $h \rightarrow 0$ . Этот факт может говорить о некотором спаде процесса звездообразования в современную эпоху, поскольку формирование звезд идет в облаках, движущихся в Галактике по орбитам, близким к круговым, и происходит "разогрев" диска за счет сближений звезд с облаками газа. Или просто Солнце сейчас находится вдали от областей активного звездообразования.

На распределениях  $f(e)$  и  $f(h)$  заметны вторичные максимумы, которые могут свидетельствовать о наличии периодов повышенного темпа звездообразования в диске Галактики. Однако эти максимумы не являются статистически значимыми, поэтому делать какие-либо выводы о наличии нескольких периодов усиленного звездообразования в диске Галактики по этим данным пока преждевременно.

Исследуя орбиты близких звезд относительной солнечной орбиты, мы можем найти звезды, которые могли испытать в прошлом или, возможно, испытают в будущем сближение с Солнечной системой в пределах внешнего облака Оорта, то есть с минимальным расстоянием  $r_{\min}$  от Солнца менее  $2 \cdot 10^5$  астрономических единиц.

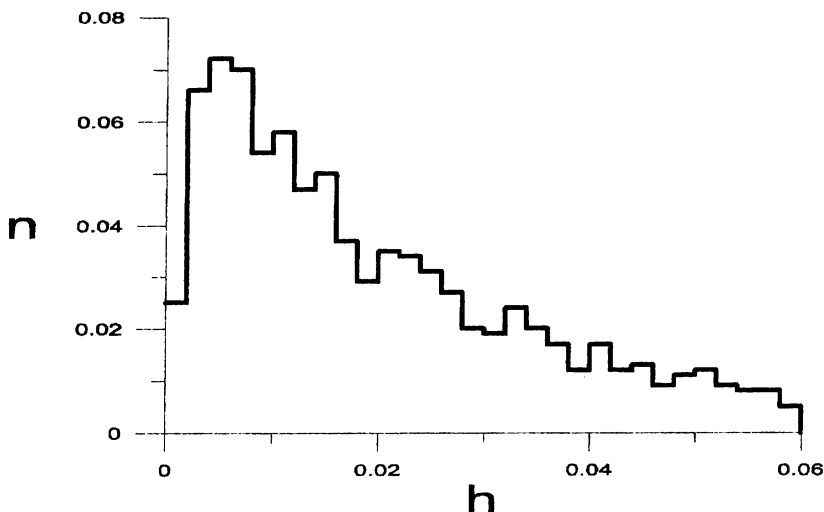


Рис. 7. Распределение относительных полутолщин орбит

Данные о таких звездах представлены в таблице. В таблице приведены номер звезды по каталогу Глизе и Ярайса [4], название звезды, ее спектральный тип, масса, минимальное расстояние между Солнцем и звездой, момент времени сближения по отношению к современной эпохе. Заметим, что из семи приведенных звезд шесть испытают сближение с Солнечной системой в будущем и лишь одна звезда — в прошлом (около 500000 лет тому назад). Интересно, что четыре сближения произойдут в течение ближайших 50000 лет.

Эти сближения могут вызвать обильные кометные ливни из внешней части облака Оорта в пределы планетной системы, что, в свою очередь, увеличивает вероятность столкновения с кометным ядром. Таким образом, кометные ливни могут приводить к экологическим катастрофам и массовым вымираниям организмов.

Еще один возможный фактор, приводящий к кометным ливням, — прохождение Солнечной системы через плоскость Галактики, где наблюдается повышенная концентрация молекулярных облаков. Воздействие молекулярных облаков на Солнечную систему может быть многогранным:

- 1) гравитационное возмущение на внешнюю часть облака Оорта;
- 2) насыщение дополнительной пылевой материей Солнечной системы;
- 3) дополнительный приток кометных ядер.

Подтверждение роли прохождений Солнца через галактическую плоскость в эволюции Земли — квазипериодичность массовых вымираний организмов и интенсивности импактных событий в истории Земли. Период около 30 миллионов лет сопоставим со средним интервалом времени между последовательными пересечениями галактической плоскости. Кстати,

## Звезды, сближающиеся с Солнцем

Номер	Название	$Sp$	Масса, $M_{\odot}$	$r_{min}$ , а.е.	$t_{min}$ , годы
82	GJ 2005	$M5.5$	0.18	154000	33000
1844	Gliese 445	$sdM4$	0.27	197000	44000
1973	Gliese 474	$K0III$	4.0	54000	427000
2317	$\alpha$ Cen AB	$G2V + K05$	1.8	186000	27000
2891	Gliese 710	$dM1$	0.42	69000	1360000
3706	—	$G2V$	1.0	112000	-517000
3742	Gliese 905	$dM6e$	0.40	195000	36000

последнее прохождение имело место около 3 миллионов лет назад, а последнее массовое вымирание — около 11 миллионов лет назад.

Заметим, что три наиболее интенсивные вымирания (в том числе и вымирание динозавров около 65 миллионов лет назад) имели место вблизи апоцентра солнечной орбиты в Галактике (рис. 8). Недавно в этой области было обнаружено кольцо повышенной плотности молекулярного и атомарного водорода [9]. Возможно, вымирания были вызваны сближениями Солнечной системы с облаками из этого кольца.

## Орбиты звезд в тройных системах

Перейдем теперь к рассмотрению орбит в тройных системах. Общая задача трех тел — классическая задача аналитической механики, небесной механики и звездной динамики (см., например, монографии [5, 8, 2]). Она находит применение при изучении динамики тройных звезд и триплетов галактик.

Представляет интерес изучение возможных типов движений тройных систем. Для тройных систем с положительной полной энергией ( $E > 0$ ) основные типы движений: пролет, обмен (перезарядка), захват (рекомбинация) и разрушение двойной (ионизация). Пролеты не меняют состояние системы — одиночные тела и двойные системы сохраняются при  $t \rightarrow \pm\infty$ . При обмене происходит замена одного из компонентов двойной системы на одиночное тело. Двойную систему  $t \rightarrow \pm\infty$  составляют разные тела. В результате захвата при сближении трех одиночных звезд образуется двойная система, а третий компонент уходит от нее по гиперболической орбите. Из обратимости движений во времени сразу следует возможность разрушения двойной при сближении ее с одиночной звездой.

Для тройных систем с отрицательной полной энергией ( $E < 0$ ) наряду с пролетами, обменами и захватами возможны и другие типы движений: ограниченные движения, периодические орбиты, осциллирующие движения. Уход одного из тел из тройной системы может произойти в результате длительного и сложного взаимодействия всех трех тел. Пример эволюции распадающейся тройной системы длительной эволюцией показан на рис. 9. В ходе эволюции происходят сближения и выбросы тел. Распад тройной системы происходит в результате тесного тройного сближения тел.

Наряду с неустойчивыми тройными системами существуют тройные

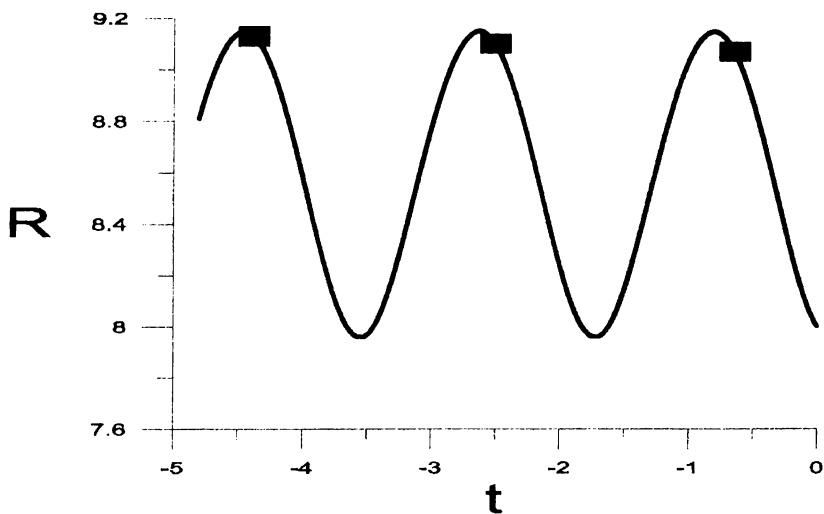


Рис. 8. Зависимость расстояния от Солнца до центра Галактики от времени (сотни миллионов лет) и эпохи массовых вымираний (квадратики)

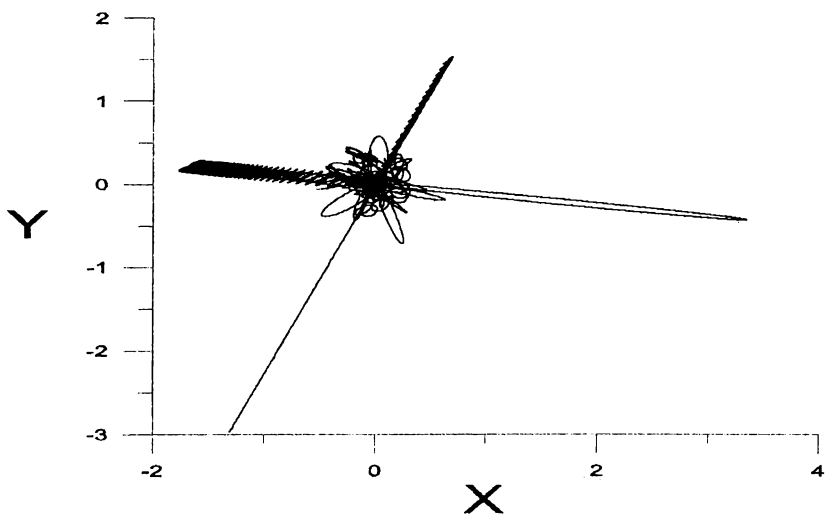


Рис. 9. Пример распадающейся тройной системы с телами равных масс

системы с ограниченными движениями. Их можно разделить на два типа:

- 1) иерархические системы;
- 2) неиерархические системы в окрестности устойчивых периодических орбит.

Движения в иерархической тройной системе можно представить как суперпозицию двух возмущенных кеплеровских движений. В литературе известны критерии устойчивости таких систем (см., например, книгу [5]). Для устойчивости по Хиллу (невозможности обмена компонентами) достаточно, чтобы в тройной системе выполнялось условие

$$S = L^2|E| > S_{cr} , \quad (10)$$

где  $L$  и  $E$  — угловой момент и полная энергия тройной системы;  $S_{cr}$  — критическое значение параметра устойчивости  $S$ , соответствующее эйлерову решению задачи трех тел. Величина

$$S_{cr} = G^2 \bar{m}^5 s_{cr} , \quad (11)$$

где  $G$  — постоянная тяготения,  $\bar{m}$  — средняя масса тел в тройной системе. Безразмерный параметр  $s_{cr}$  зависит только от отношения масс тел. В случае равных масс

$$s_{cr} = 25/4 . \quad (12)$$

Однако устойчивость по Хиллу не гарантирует устойчивости по Лагранжу (ограниченности движений). Уход удаленного компонента из тройной системы без предшествующего обмена в принципе возможен всегда [11].

В то же время наблюдается значительное число иерархических тройных звезд, которые устойчивы на космогонических временах [10]. Это означает, что принципиальная возможность распада иерархической тройной системы еще не говорит о том, что распад обязательно произойдет. По-видимому, для ухода удаленного компонента без обмена необходимо выполнение каких-то специальных условий, например резонансной "подкачки" энергии удаленного тела за счет увеличения тесноты внутренней двойной. Этот вопрос требует дополнительного исследования.

Перейдем теперь к рассмотрению устойчивых неиерархических тройных систем, порождаемых устойчивыми резонансами. Один из наиболее известных случаев — устойчивые орбиты в окрестности треугольного решения Лагранжа. В Солнечной системе это группы астероидов Греков и Троянцев в окрестностях треугольных точек либрации системы Солнце-Юпитер. Однако для устойчивости таких систем необходимо большое различие масс компонентов:

$$\frac{m_1 m_2 + m_1 m_3 + m_2 m_3}{(m_1 + m_2 + m_3)^2} < \frac{1}{27} , \quad (13)$$

поэтому в звездных системах с компонентами сравнимых масс такие устойчивые орбиты не реализуются.

Периодические орбиты были найдены в двух частных случаях общей задачи трех тел:

- 1) прямолинейная задача;
- 2) равнобедренная задача.

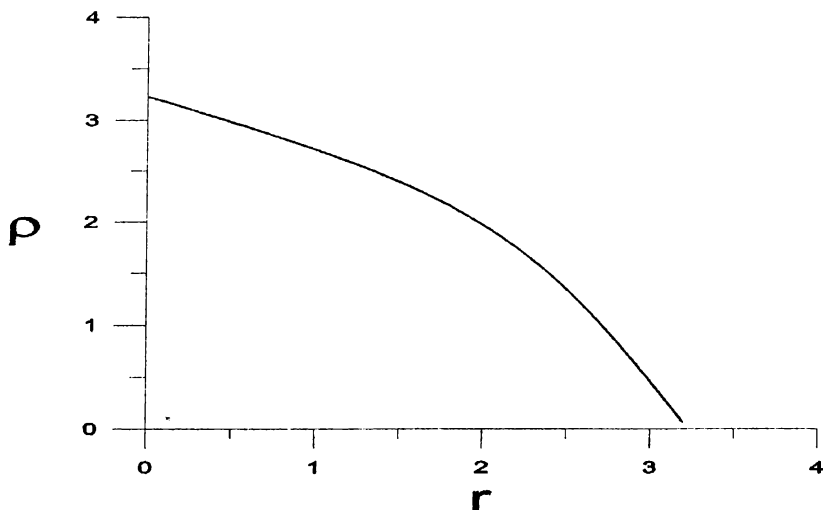


Рис. 10. Устойчивая периодическая орбита Шубарта в прямолинейной задаче трех тел равных масс

В первом случае это центральная периодическая орбита Шубарта [13]. Она изображена на рис. 10 для случая равных масс в координатах  $(r, \rho)$ , где  $r$  и  $\rho$  — расстояния от центрального тела до правого и левого тел соответственно. Во втором случае также имеется центральная периодическая орбита [3]. Она представлена на рис. 11 для случая равных масс в координатах  $(r, R)$ , где  $r$  — расстояние между крайними телами и  $R$  — удаление центрального тела от центра масс крайних тел.

При задании начальных условий в окрестности устойчивой периодической орбиты движения остаются ограниченными, то есть имеет место устойчивость по Лагранжу, хотя система является неиерархической. Для примера на рис. 12 показана область начальных условий, соответствующих устойчивым орбитам, в плоской равнобедренной задаче трех тел равных масс. Для задания начальных условий использовались два параметра:

— вириальный коэффициент

$$k = \frac{T}{U}, \quad (14)$$

где  $T$  и  $U$  — начальные кинетическая и потенциальная энергии тройной системы;

— отношение начальных скоростей

$$\mu = \frac{\dot{r}_0}{\sqrt{\dot{r}_0^2 + \dot{R}_0^2}}. \quad (15)$$

Эта область имеет форму полумесяца. Центральной периодической орбите соответствуют начальные условия

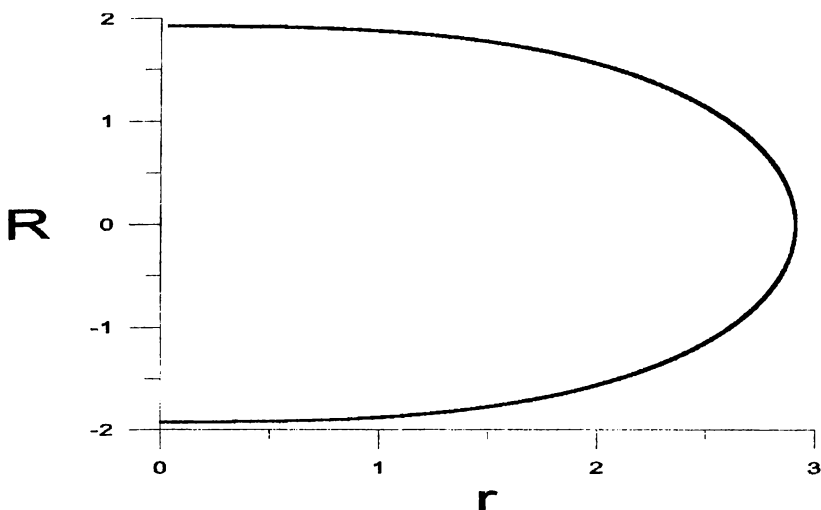


Рис. 11. Устойчивая центральная периодическая орбита в плоской равнобедренной задаче трех тел равных масс

$$(k, \mu) = (0.418, 0) . \quad (16)$$

Заметим, что устойчивость сохраняется и при небольших отклонениях от прямолинейности или равнобедренности. Пример такой устойчивой орбиты типа "цепочка" показан на рис. 13. В этой системе, как и в прямолинейной задаче, центральное тело совершает колебания между двумя крайними телами.

Более экзотический пример показан на рис. 14. Здесь происходят сближения всех трех пар тел. Область орбиты заполняет тор (бублик). Движения синхронизованы так, что не происходит тесных тройных сближений: когда происходит сближение одной из пар тел, третье тело находится в апоцентре своей орбиты.

Заметим, что одну оригинальную периодическую орбиту в общей задаче трех тел равных масс обнаружили недавно Шансине и Монтгомери [12]. В этой системе три тела движутся друг за другом вдоль "восьмерки" (рис. 15). Их движения синхронизованы таким образом, что не происходит тройных сближений и тесных двойных сближений. Небольшие вариации начальных условий или масс тел приводят к прецессии орбит (рис. 16), однако устойчивость системы по Лагранжу при этом сохраняется.

Все приведенные выше примеры устойчивых неиерархических тройных систем свидетельствуют о том, что в мире тройных звезд наряду с устойчивыми иерархическими системами могут быть и устойчивые неиерархические системы. Они могут сформироваться как при определенном выборе начальных условий, так и в результате распада систем большей кратности.

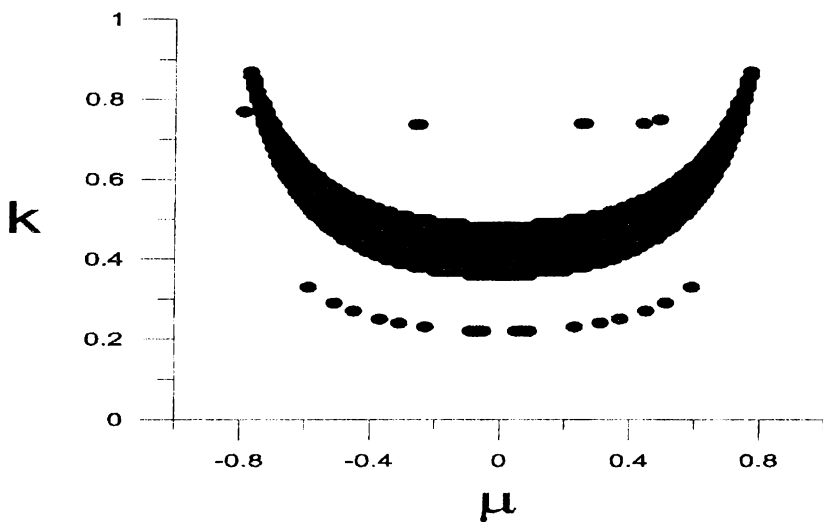


Рис. 12. Область начальных условий, соответствующих устойчивым орбитам

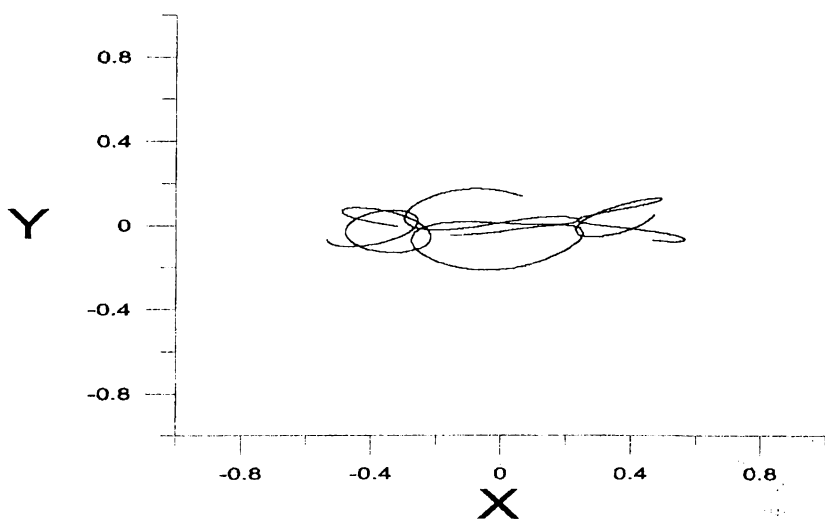


Рис. 13. Устойчивая орбита типа "цепочка" в плоской задаче трех тел равных масс



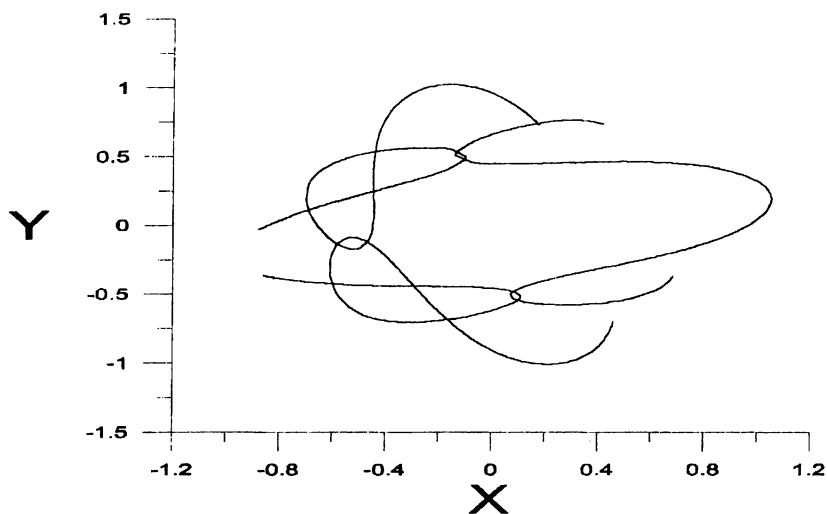


Рис. 14. Устойчивая орбита типа "бублик" в пространственной задаче трех тел равных масс (проекция на плоскость  $XY$ )

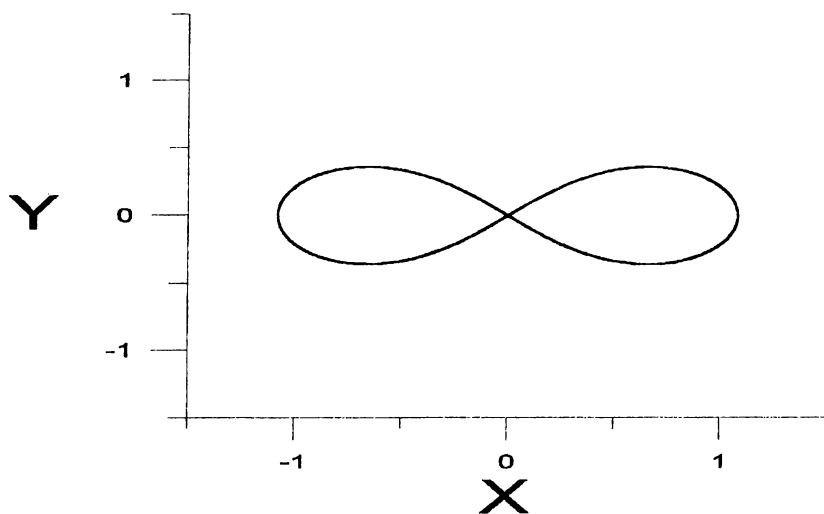


Рис. 15. Устойчивая орбита типа "восьмерка" в плоской задаче трех тел равных масс

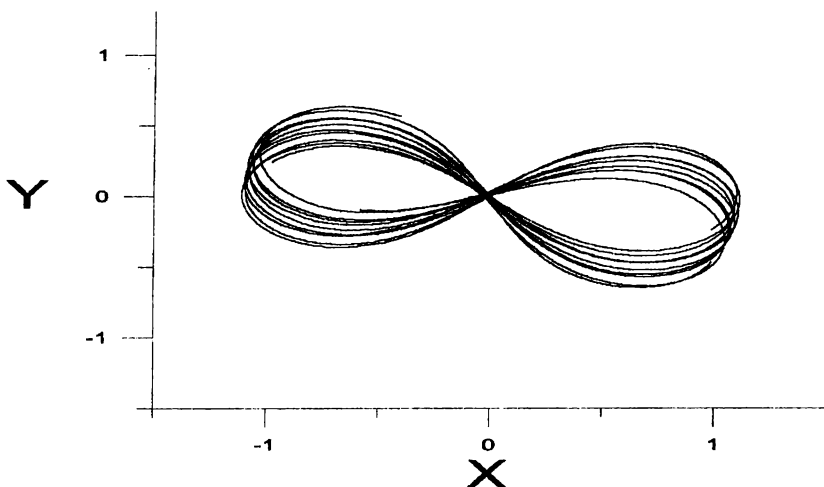


Рис. 16. Прецессия орбит типа "восьмерка" при небольшом изменении начальных условий

## Заключение

В настоящем докладе рассмотрены динамические системы двух видов:

— движения звезд в регулярных полях галактик, обладающих ротационной симметрией;

— движения компонентов в тройных звездах.

В обоих случаях важную роль играют периодические орбиты. Неустойчивые периодические орбиты порождают стохастичность орбит — резкое усложнение поля скоростей. Устойчивые периодические орбиты концентрируют вокруг себя области регулярных движений. Они могут быть причиной звездных потоков в поле Галактики и устойчивых иерархических тройных звезд.

## Список литературы

1. Agekian T.A. // Structure and Evolution of Stellar Systems / ed. Agekian T.A., Mülläri A.A., Orlov V.V. St. Petersburg: St. Petersburg Univ. Press, 1997. P.5.
2. Boccaletti D., Pucacco G. Theory of orbits. Volume 1: Integrable systems and non-perturbative methods. AA Libr. B., 1996.
3. Broucke R. // Astron. Astroph. 1979. V.73. P.303.
4. Gliese W., Jahreiss H. Catalogue of Nearby Stars. Unpublished, 1991.
5. Голубев В.Г., Гребеников Е.А. Проблема трех тел в небесной механике. М., 1985.
6. Заславский Г.М., Сагдеев Р.З. Введение в нелинейную физику: от маятника до турбулентности и хаоса. М., 1988.
7. Лигтенберг Л.Л., Либман П. Регулярная и стохастическая динамика. М., 1984.

8. *Marchal C.* The 'Three-Body Problem. Amsterdam, 1990.
9. *Olling R.P., Merrifield M.R.* // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1998. V.297. P.943.
10. *Орлов В.В., Петрова А.В.* // *Письма в Астрон. журн.* 2000. Т.26. С.301.
11. *Szebehely V., Zare K.* // *Astron. Astroph.* 1977. V.58. P.145.
12. *Chencinier A., Montgomery R.* // *Ann. Math.* 2001. (In Press).
13. *Schubart J.* // *Astron. Nachr.* 1956. V.283. P.17.
14. *Hénon M., Heiles C.* // *Astron. J.* 1964. V.69. P.73.

**М.Е.Прохоров**  
ГАИШ МГУ

## ЧТО БУДЕТ ОТКРЫТО ГРАВИТАЦИОННЫМИ АНТЕННАМИ В 2003–2005 ГОДАХ?

Сегодня мы стоим на грани новой эпохи в астрономии и астрофизике — буквально на наших глазах открывается окно в новый мир, в котором мы будем наблюдать не электромагнитное, а гравитационное излучение. Но обо всем по порядку.

### Введение: Что такое гравитационные волны

Все тела обладают массой и испытывают силы взаимного притяжения. Если два тела находятся рядом друг с другом, то они притягиваются по хорошо известной формуле Ньютона

$$\vec{F} = -G \frac{M_1 M_2}{r^2} \frac{\vec{r}}{r} \quad (1)$$

при условии, что тела сферически симметричны. Кроме притяжения, тела деформируются под действием приливных сил. Эти силы имеют чисто гравитационную природу и связаны с тем, что некоторые точки расположены ближе к тяготеющему соседнему телу, а некоторые — дальше от него. Поле приливных сил имеет квадрупольный характер — тело вытягивается вдоль направления на возмущающего его соседа и сжимается в двух поперечных направлениях. Такая картина хорошо известна, ею объясняются морские приливы и т.д. и т.п. Но подобная картина имеет место в статическом случае. А что происходит, если тела перемещаются или вращаются? Вблизи них не меняется практически ничего, просто распределение тел и создаваемое ими гравитационное поле медленно меняются со временем, вследствие чего изменяются и приливные возмущения. Однако на достаточном расстоянии от рассматриваемой нами системы тел картина становится другой — скорости "твердотельного" движения гравитационных полей становятся сравнимыми со скоростью света. То, что я здесь описал, — хорошо известное в электродинамике разделение на ближнюю и дальнюю (волновую) зоны. В первой вполне можно ограничиться описанием через статическое поле, а во второй присутствует электромагнитное излучение. Аналогия очень хороша (вообще между

гравитацией и электростатикой, гравитационными и электромагнитными полями и волнами очень много подобного), и в дальней зоне системы движущихся тяготеющих тел действительно возникает гравитационная волна.

Рассмотрим, как такая волна действует на тела. Для этого придется сказать, чем гравитационная волна отличается от электромагнитной. Таких, важных для нас, отличий, два: во-первых, все тяготеющие тела обладают зарядом одного знака, более того, отношение "гравитационного заряда" к массе тела одно и то же для всех тел во Вселенной (последнее утверждение вы, наверняка, встречали в эквивалентной форме, например, как "равенство гравитационной и инертной масс" или "в гравитационном поле все тела ускоряются одинаково"). Это значит, что невозможно зарегистрировать наличие гравитационной волны, обладая только одним телом. Во-вторых, гравитационная волна создает в пространстве квадрупольное поле возмущений, а не дипольное, как в случае электромагнитной волны.

Для того чтобы зарегистрировать гравитационную волну, потребуется по крайней мере два тела, удаленных друг от друга на некоторое расстояние. Они могут быть свободными или связанными друг с другом с помощью упругой "пружины". При прохождении гравитационной волны расстояние между телами будет меняться, что можно измерить с помощью достаточно жесткой линейки (расстояние между концами которой определяется атомарными и молекулярными силами), а в случае упруго-связанных тел это можно делать и по натяжению пружины. Величина  $h$ , называемая безразмерной амплитудой гравитационной волны, связана с изменением расстояния между свободными телами следующим простым соотношением:

$$h = \max \left| \frac{\Delta \ell}{\ell} \right|.$$

Эта величина действительно является амплитудой гравитационной волны, она падает обратно пропорционально расстоянию от излучающей системы, а уносимая гравитационными волнами энергия пропорциональна  $h^2$ . Гравитационная волна поперечная, т.е. вызываемые ею возмущения лежат в плоскости, перпендикулярной направлению ее распространения. А сами возмущения имеют квадрупольный характер, то есть в любых двух перпендикулярных направлениях (в плоскости, нормальной к направлению распространения волны) возмущения имеют одинаковую относительную величину, но противоположные знаки.

Для того чтобы излучать гравитационные волны, распределение масс в системе или ее движение должны быть неосесимметричными. Три наиболее характерных астрофизических примера можно привести сразу же: асимметричный взрыв сверхновой, двойные звезды (особенно сливающиеся нейтронные звезды и черные дыры) и быстро вращающиеся нейтронные звезды, форма которых по каким-то причинам отличается от осесимметричной. Более подробные астрофизические источники гравитационного излучения будут рассмотрены ниже. Качественно оценить амплитуду гравитационной волны можно по следующей формуле:

$$h \sim \frac{r_g}{r} \left( \frac{v}{c} \right)^2, \quad (2)$$

где  $r_g \equiv 2GM/c^2 \simeq 3 \text{ км} (M/M_\odot)$  — гравитационный радиус объекта;  $r$  — расстояние до него;  $v$  — характерные скорости движения излучающих

тел, а  $c$  — скорость света. Уже из этой оценки видно, что при звездной массе излучающего тела, расположенного вблизи центра Галактики, величина  $h$  не может превышать  $10^{-16}$ , а учитывая то, что обычно  $v \ll c$ , скорее,  $10^{-20}$ . Точная формула для двойной системы с массами компонент  $M_1$  и  $M_2$ , обращающихся друг вокруг друга по круговой орбите с периодом обращения  $P$ , выглядит так:

$$h = \left(\frac{32}{5}\right)^{1/2} \frac{G^{5/3}}{c^4} \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^{1/3}} \frac{1}{r} (\pi f_{\text{GW}})^{2/3} \simeq \\ \simeq 4 \cdot 10^{-23} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{5/3} \left(\frac{r}{10 \text{ кпс}}\right)^{-1} \left(\frac{P}{1 \text{ ч}}\right)^{-2/3}, \quad (3)$$

здесь  $f_{\text{GW}}$  — частота излучаемой гравитационной волны, равная для двойной системы с круговой орбитой удвоенной орбитальной частоте  $f_{\text{GW}} = 2/P$ .

### Современный статус гравитационно-волновых антенн

В настоящее время работает несколько твердотельных антенн: некоторые — при комнатной температуре, другие — при низких температурах. Твердотельные детекторы могут регистрировать сигналы с амплитудой  $h \sim 10^{-20}$  в полосе частот 10–20 Гц вокруг центральной частоты близкой к 1 кГц. Асимметричные вспышки сверхновых в нашей Галактике являются наилучшими потенциальными источниками для этих детекторов. С помощью них можно также наблюдать непрерывное периодическое излучение от быстровращающихся нейтронных звезд, если частота попадает в полосу чувствительности.

Интерферометрические детекторы, которые в настоящее время строятся, увеличат нашу способность наблюдать гравитационные волны. В Японии (Токио) уже построен 300-м детектор TAMA. Он находится в стадии тестирования и уже провел первый непрерывный сеанс наблюдений длительностью немного менее 200 часов. Строительство других детекторов приближается к заключительной стадии: британо-германская группа достраивает 600-м интерферометр (GEO) в Германии около Ганновера, франко-итальянская группа строит 3-км детектор VIRGO в Италии вблизи Пизы, а американцы строят две 4-км антенны (LIGO) — одну в Ливингстоне, другую в Хэнфорде в США. Эти детекторы начнут получать данные между 2001 и 2003 годом. Наибольшие из этих детекторов, LIGO и VIRGO, вероятно, будут в дальнейшем (2005 год) усовершенствованы на порядок величины по чувствительности с лучшим покрытием низких частот. Эти наземные интерферометры в конечном счете будут иметь достаточную чувствительность для наблюдения источников в диапазоне частот от 10 Гц до нескольких кГц. Кроме строительства этих наземных антенн, есть проект вывести интерферометр в космос к концу этого десятилетия. Космическая лазерная интерферометрическая антенна (LISA) будет состоять из трех свободных спутников, образующих равносторонний треугольник со стороной 5 млн. км на гелиоцентрической орбите с отставанием от положения Земли на  $20^\circ$ . Антенна LISA будет чувствительна к низкочастотным гравитационным волнам в интервале  $10^{-4}$ – $10^{-1}$  Гц.

## Астрофизические источники гравитационных волн

Астрофизические источники нужно разделить на две группы — источники, излучение которых можно отделить от излучения им подобных, и источники, сливающиеся в неразрешаемый гравитационно-волновой фон (шум). Из первой группы выделяются строго или хотя бы частично периодические источники и всплески (импульсы), не обладающие периодической внутренней структурой. Такое разделение обосновано с экспериментальной точки зрения, поскольку к каждой из трех групп источников надо применять свои методы регистрации сигнала и его последующей обработки.

### Сливающиеся нейтронные звезды и черные дыры

Что мы знаем о компактных двойных звездах и частоте их слияния на основе *наблюдательных* данных? Более тысячи одиночных нейтронных звезд (NS) наблюдаются сегодня как радиопульсары (новые постоянно добавляемые данные в <http://puppsr.princeton.edu>). Кроме того, около 30 NS проявляют себя как рентгеновские пульсары, а еще более 100 — как вспыхивающие и транзитные рентгеновские источники. Эти NS входят в двойные системы с невырожденными компаньонами, т.е. их компаньоны являются нормальными звездами, а не нейтронными звездами или черными дырами. Известны только шесть NS в двойных системах с другой NS в качестве вторичного компонента. Все шесть систем являются двойными радиопульсарами. Некоторые параметры этих систем приведены в табл. 1. Орбитальные периоды даны в днях, а массы — в солнечных массах  $M_{\odot}$ . Три из этих систем (а именно B1913+16, B1534+12 и B2127+11c) достаточно тесные, чтобы слиться из-за испускания гравитационных волн за время, меньшее Хаббловского  $t_H$ . Мы называем двойные системы сливающимися, если ожидаемое время до момента их слияния  $t_{coal}$  короче, чем Хаббловское время  $t_H$ . Для численных оценок мы использовали значение  $t_H \simeq 12 \times 10^9$  лет.

О черных дырах (ВН) известно намного меньше. Десяток кандидатов в ВН входят в состав двойных систем с невырожденными компонентами. Они известны как постоянные рентгеновские источники (подобные Cyg X-1) или как рентгеновские (в большинстве — как рентгеновские новые, см. обзор [4]). Ни одной одиночной ВН или ВН в паре с радиопульсаром или другой ВН до сих пор не найдено. Параметры кандидатов в ВН в двойных системах приведены в табл. 2. Отметим, что согласно этим данным, средняя масса ВН  $M_{ВН} \simeq 8.5 M_{\odot}$ , т.е. заметно выше, чем типичная масса NS, составляющая  $M_{NS} \simeq 1.4 M_{\odot}$ . (Конечно, здесь мы подразумеваем черные дыры в астрофизическом смысле, т.е. как очень компактные гравитирующие объекты определенной массы. Наличие или отсутствие горизонта событий для нашей дискуссии не важны.) Современный обзор данных по определению масс NS приведен в [19].

В настоящее время существуют две группы оценок частоты слияния NS. Оценки первой группы выведены напрямую из наблюдательных данных (табл. 3), оценки во второй группы следуют из теории эволюции двойных звезд (табл. 4). Мы будем рассматривать группы по очереди.

Первая группа оценок основана на данных о трех радиопульсарах, которые должны слиться за время, меньшее Хаббловского (табл. 1). В

Таблица 1. Двойные PSR в парах с NS (данные из [13])

PSR	$P_b(d)$	$e$	$M_1 + M_2$	$M_1$	$M_2$	$t_{coales, лет}$
J1518+4904	8.634	0.249	2.62	...	...	$\geq 3.6 \cdot 10^{12}$
B1913+16 <sup>1</sup>	0.323	0.617	2.8284	1.44	1.39	$1.0 \cdot 10^8$
B1534+12 <sup>1</sup>	0.420	0.274	2.6784	1.34	1.34	$1.0 \cdot 10^9$
B2127+11c <sup>1,2</sup>	0.335	0.681	2.712	1.35	1.36	$8.0 \cdot 10^7$
B2303+46	12.340	0.658	2.60	...	...	$\geq 1.6 \cdot 10^{12}$
B1820-11 <sup>3</sup>	357.762	0.795				$> 2.4 \cdot 10^{15}$

<sup>1</sup> Сливающиеся двойные пульсары.

<sup>2</sup> Двойной пульсар в шаровом скоплении.

<sup>3</sup> Вторичный компаньон может не быть NS.

Таблица 2. Кандидаты в черные дыры [4]

Системы	Спектральный класс	$P_{orb}, d$	$f_v(m), M_\odot$	$m_x, M_\odot$	$m_v, M_\odot$
Cyg X-1	O9,7 Iab	5.6	0.23	7-18	20-30
LMC X-3	B(3-6)II-III	1.7	2.3	7-11	3-6
LMC X-1	O(7-9)III	4.2	0.14	4-10	18-25
A0620-00	K(5-7)V	0.3	3.1	5-17	$\sim 0.7$
GS2023+338	K0IV	6.5	6.3	10-15	0.5-1.0
GSR1121-68	K(3-5)V	0.4	3.01	9-16	0.7-0.8
GS2000+25	K(3-7)V	0.3	5.0	5.3-8.2	$\sim 0.7$
GRO J0422+32	M(0-4)V	0.2	0.9	2.5-5.0	$\sim 0.4$
GRO J1655-40	F5IV	2.6	3.2	4-6	$\sim 2.3$
XN Oph 1977	K3	0.7	4.0	5-7	$\sim 0.8$
Cyg X-3 ?					
Среднее значение массы BH				$\sim 8.5 M_\odot$	

Таблица 3. Наблюдательные оценки частоты слияния двойных NS

Автор(ы)	Частота слияний (лет <sup>-1</sup> )
Phinney 1991	$1/10^6$
Narayan et al 1991	$1/10^6$
Curran, Lorimer 1995	$3/10^6$
van den Heuvel, Lorimer 1996	$8/10^6$
"Bailes limit" 1996	$< 1/10^5$
Arzoumanian et al. 1999	$< 1/10^4$

этих оценках используется следующая аргументация: среднее время слияния этих пульсаров приблизительно равно  $3 \times 10^8$  лет. Поэтому частота слияния таких пульсаров будет около одного события за 100 миллионов лет. Так как мы наблюдаем только около 1% объема Галактики, *нижний* предел частоты слияния двойных NS составит одно событие в миллион лет. Впервые такая оценка была сделана, когда были открыты только два из трех известных сегодня сливающихся пульсаров. Учítывая пространственное распределение пульсаров в Галактике и тот факт, что типичные радиопульсары выключаются задолго до слияния, нижний предел частоты слияния нейтронных звезд может быть увеличен по крайней мере почти на порядок величины, до  $\sim 10^{-5}$  в год.

Другая оценка интересующей нас величины, так называемый "предел Бэйлиса", была получена независимым образом. Было замечено, что свойства радиопульсаров в трех сливающихся двойных системах (в первую очередь магнитные поля на их поверхности) существенно отличаются от свойств обычных одиночных пульсаров. Поскольку общее число последних достигает примерно 1000, то был сделан вывод, что сливающиеся двойные системы с пульсарами, близкими по свойствам к одиночным, образуются по крайней мере в 1000 раз реже, чем рождаются одиночные радиопульсары. Взяв темп рождения одиночных пульсаров из наблюдательных данных, Бэйлис смог найти верхний предел частоты рождения двойных нейтронных звезд: (частота рождения одиночных пульсаров)  $\times$  (число пульсаров с обычными свойствами среди двойных радиопульсаров) =  $(1/60 \text{ лет}) \times (1/1000) \simeq 2 \times 10^{-5} \text{ лет}^{-1}$ .

Заметим, однако, что обе оценки — и основанная на сливающихся двойных радиопульсарах, и связанная с пределом Бэйлиса — подвержены эффектам селекции. Они зависят от расстояний до пульсаров (которое в некоторых случаях известно с точностью до фактора 2), от характеристического возраста пульсаров (известного с точностью до порядка величины) и от различия свойств одиночных и двойных пульсаров. То есть из наблюдений нельзя получить абсолютно надежную оценку частоты слияния двойных NS. В самом деле, последняя оценка предела Бэйлиса с учетом современного количества пульсаров, исправленного за меньшую чувствительность при поиске пульсаров с короткими орбитальными периодами, дает следующий верхний предел частоты слияния двойных NS в Галактике:  $10^{-4} \text{ лет}^{-1}$ . Альтернативный вывод верхнего предела, основанный на эмпирической частоте рождения пульсаров и теоретическом понимании процессов образования двойных NS, дал несколько событий за  $10^5$  лет. При получении данной оценки было ясно показано, что (1) существует устойчивая тенденция к *росту* эмпирического верхнего предела частоты слияния двойных NS, (2) различные селекционные эффекты, общие для всех пульсарных обзоров, и отсутствие детальных знаний о свойствах галактической популяции радиопульсаров не позволяют нам получить полностью надежные оценки.

### Популяционный синтез сливающихся двойных NS и BH

Теперь мы вернемся к оценкам, частично основанным на теоретических аргументах. Частота слияний двойных компактных звезд была рассчитана различными независимыми исследовательскими группами, в основном с помощью метода популяционного синтеза (см. табл. 4). Достоверность этих результатов зависит от того, насколько правильно кон-



Таблица 4. Теоретические оценки частоты слияния двойных NS

Автор(ы)	Частота слияний (лет <sup>-1</sup> )
Clark et al 1979	$1/10^4 \text{--} 1/10^6$
Lipunov et al 1987	$1/10^4$
Hills et al 1990	$1/10^4$
Tutukov, Yungelson 1993	$3/10^4 \text{--} 1/10^4$
Lipunov et al 1995	$< 3/10^4$
Portegies Zwart, Spreeuw 1996	$3/10^5$
Lipunov et al 1996	$3/10^4 \text{--} 3/10^5$
Portegies Zwart, Yungelson 1998	$\sim 1/10^4 \text{--} 3/10^5$
Bethe, Brown 1999	$\sim 1/10^4$

кретный сценарий эволюции двойных систем воспроизводит различные свойства реально наблюдаемых популяций. Обнадешивает тот факт, что независимые вычисления различных групп дают похожие результаты.

Теоретические оценки частоты слияний двойных NS систематически выше, чем наблюдательные в среднем на порядок величины. Это не означает, что данные оценки конфликтуют друг с другом. Главная причина расхождения в том, что по наблюдательным данным оценивается частота слияния двойных NS, по крайней мере одна из компонент которых является радиопульсаром. Присутствие пульсара в такой двойной системе, конечно, не является *необходимым* для того, чтобы эта система была интересной с точки зрения гравитационно-волновой астрономии. Например, нейтронные звезды могут рождаться со слабым магнитным полем и/или с медленным вращением и из-за этого могут никогда не проявлять себя как радиопульсары. Теоретические расчеты обеспечивают более широкий диапазон оценок потому, что они зависят от нескольких эволюционных параметров, которые плохо известны. Однако популяционный синтез оказывается единственным методом, позволяющим оценивать частоты слияния до сих пор не наблюдавшихся компактных двойных, состоящих из двух ВН или ВН и NS. Такие системы очень важны для гравитационной астрономии. Ниже мы рассмотрим результаты популяционного синтеза для всех возможных пар: NS+NS, NS+ВН и ВН+ВН.

### Основы популяционного синтеза

Частоты слияний различных типов компактных двойных звезд рассчитываются с помощью современной теории эволюции звезд (см., например, [21] и ссылки). Полное описание метода можно найти в [8].

Двойные звезды образуются с различными начальными массами, полуосями, эксцентриситетами и т.д. Эти начальные параметры берутся из определенных законов распределения. Кроме того, есть и другие физические параметры, важные для эволюции двойных, такие, как эффективность уноса углового момента на стадии с общей оболочкой  $\alpha_{CE}$  или распределение дополнительной скорости  $f(\vec{w})$ , приобретаемой молодыми нейтронными звездами при рождении. Таким образом, для того, чтобы рассчитать ожидаемый темп слияний двойных звезд, необходимо получить число двойных, образовавшихся во всех соответствующих областях пространства параметров и затем их просуммировать. Некоторые распределения могут быть более или менее аккуратно получены из астрономи-

ческих наблюдений. Это относится к функции распределения начальных масс звезд и полуосей орбит. Другие распределения основываются на теоретических предположениях. Мы произвели эволюционные расчеты, используя "Машину Сценариев" — монте-карло-версию метода популяционного синтеза (см. [8] в качестве обзора). В типичном численном эксперименте производится расчет  $\sim 10^6$  эволюционных треков двойных систем с различными начальными параметрами. Подобный подход к исследованию эволюции двойных использовался и другими группами (например, [16]) и получил название метода "популяционного синтеза".

### Начальные параметры двойных

В качестве начальных компонент двойных систем берутся звезды главной последовательности нулевого возраста. Начальными параметрами, которые определяют последующую эволюцию двойных, являются: масса первичной компоненты  $M_1$ , отношение масс в системе  $q = M_2/M_1 < 1$  и полуось орбиты  $a$ . Начальный эксцентриситет у достаточно тесных двойных, из которых развиваются сливающиеся NS или BH, мы полагали равным нулю. Это предположение вполне оправданно, поскольку приливное взаимодействие компонент в таких системах эффективно циркуляризует их орбиты.

Распределение двойных по начальным полуосям орбит получено из наблюдений:

$$f(\log a) = \text{const для таких } a, \text{ что}$$

$$\max \{10 R_\odot, \text{полость Роша } (M_1)\} < a < 10^7 R_\odot. \quad (4)$$

Мы предполагали, что распределение масс первичных (более массивных) компонент подчиняется закону Солпитера, полученному для одиночных звезд главной последовательности в окрестности Солнца:

$$f\left(\frac{M_1}{M_\odot}\right) = \left(\frac{M_1}{M_\odot}\right)^{-2.35} \quad (5)$$

Наблюдаемый темп звездообразования в галактическом диске связан с этим распределением следующим образом:

$$\frac{dN}{dM_1 dt} = 0.9 \text{ лет}^{-1} f\left(\frac{M_1}{M_\odot}\right), \quad 0.1 M_\odot < M_1 < 120 M_\odot. \quad (6)$$

Если считать, что 50% общего числа звезд в Галактике входят в состав двойных систем, то данное распределение предсказывает рождение одной массивной звезды (с массой  $M_1 > 10M_\odot$ , такие звезды порождают компактные остатки) в двойной системе примерно каждые 60 лет. Эта оценка совпадает с частотой рождения, выведенной из наблюдений двойных звезд.

Начальное отношение масс в двойной системе  $q$  очень существенно для ее последующей эволюции потому, что оно определяет ход первого обмена массами между компонентами. Начальное распределение по  $q$  не может быть надежно выведено из-за различных эффектов селекции. Обычно используется нулевое предположение, согласно которому распределение отношений масс имеет плоскую форму, т.е. двойные с высоким

отношением масс образуются столь же часто, как и системы с примерно равными массами:

$$\frac{dN}{dq} = \text{const}, \quad q \equiv M_2/M_1 < 1. \quad (7)$$

В расчетах, представленных ниже, мы использовали именно это предположение.

### Дополнительная скорость нейтронных звезд

В ходе эволюции массивных двойных звезд могут образовываться одна или две нейтронные звезды. Наиболее важным параметром, влияющим на возможный темп их слияний, является дополнительная скорость  $w$ , приобретаемая нейтронной звездой при рождении в результате вспышки сверхновой. Существует достаточное количество наблюдательных указаний на наличие такой скорости. Влияние дополнительной скорости  $\sim 100$  км/с объясняет прецессию орбиты двойного пульсара PSR J0045-7319. Указанием на наличие дополнительной скорости является наклоненный относительно орбитальной плоскости диск вокруг Ве звезды SS 2883 — оптического компонента двойного пульсара PSR B1259-63. Еще одно прямое указание на наличие дополнительной скорости вытекает из наблюдения геодезической прецессии в знаменитом двойном пульсаре PSR 1913+16. Все эти наблюдения указывают, что для создания наблюдаемой несоосности между орбитальным угловым моментом и осью вращения нейтронной звезды необходима компонента дополнительной скорости, перпендикулярная орбитальной плоскости. Ненулевая дополнительная скорость также нужна для объяснения наблюдаемых свойств распределения пульсаров по скоростям.

Скорее всего, происхождение дополнительной скорости связано с асимметрией взрыва сверхновой. Астрофизические указания на существование большой дополнительной скорости собраны в [18]. Однако, какой именно физический механизм отвечает за дополнительную скорость, все еще не ясно. Для малых и умеренных дополнительных скоростей (менее 100 км/с) многообещающими являются механизмы, связанные асимметричным испусканием нейтрино в сильных магнитных полях нейтронных звезд.

Пространственные скорости нейтронных звезд обычно выводятся из прямых наблюдений собственных движений одиночных радиопулсаров [10] или, с большей неопределенностью, из наблюдаемого смещения положения молодых пульсаров относительно центров связанных с ними остатков сверхновых (например, [5]). Оба метода, однако, определяют только трансверсальную компоненту скорости. Кроме того, нельзя забывать о существующей неопределенности расстояний до пульсаров, которая влияет на определяемую дополнительную скорость. В среднем неопределенность шкалы расстояний составляет  $\sim 30\%$ , а в отдельных случаях может достигать 2 раз. Вообще, наблюдаемое распределение трансверсальных скоростей пульсаров обладает следующими свойствами: 1) высоким средним значением ( $\sim 200$ – $350$  км/с) и 2) широкой формой с высокоскоростным хвостом, тянущимся до 1500 км/с.

Получить исходное распределение дополнительных скоростей по этим данным достаточно трудная проблема. Если бы все пульсары, которые сегодня являются одиночными, произошли из одиночных массивных

звезд, то распределение их скоростей точно отражало бы начальное распределение дополнительных скоростей, поскольку одиночные массивные звезды обладают очень малыми пространственными скоростями (порядка 10 км/с). Однако когда взрыв сверхновой происходит в двойной системе, которая в результате него может распасться, нейтронная звезда может дополнительно приобрести существенную пространственную скорость, равную орбитальной скорости предсверхновой, даже при отсутствии дополнительной скорости, вызванной асимметрией взрыва. Если же ненулевая дополнительная скорость присутствует, то решить аналитически обратную задачу нахождения распределения дополнительной скорости по известному наблюдаемому распределению скоростей пульсаров становится практически невозможно.

Таким образом, единственный способ проверить само предположение о ненулевой дополнительной скорости — это задать теоретическое распределение дополнительных скоростей, численно рассчитать вытекающее из него распределение пульсарных скоростей и сравнить результат с наблюдениями. Это обычно осуществляется с помощью монте-карло-моделирования эволюции двойных. Пока нет согласия в вопросе о виде распределения дополнительной скорости. Чаще всего используют максвелловское распределение для  $w = |\vec{w}|$

$$f_m(w) \propto w^2 \exp(-w^2/w_0^2) \quad (8)$$

с  $w_0 \simeq 200$  км/с. Нами был предложен другой вид распределения, который хорошо описывает двумерное распределение скоростей пульсаров, найденное Лайном и Лоримером [10]. В отличие от максвелловского, это распределение имеет степенные асимптотики:

$$f_{LL}(|\vec{w}|) \propto \frac{(|\vec{w}|/w_0)^{0.19}}{(1 + (|\vec{w}|/w_0)^{6.72})^{0.5}}, \quad (9)$$

где  $w_0 \approx 400$  км/с. В наших расчетах, описанных ниже, мы использовали последнюю форму распределения, при этом  $w_0$  считалось свободным параметром.

### Образование и слияние двойных нейтронных звезд

Мы интересуемся эволюционными треками, которые приводят к образованию пар сливающихся NS. В литературе можно найти детальное исследование путей эволюции, которые порождают сливающиеся двойные NS. Обычно эволюционный анализ проводится в следующей последовательности: начинают с наблюдаемых параметров двойной NS, затем из них пытаются вывести параметры предсверхновой, а из них — начальные массы и орбиту системы. В противоположность этому монте-карло-популяционный синтез, который мы применяем, рассчитывает эволюцию пробных двойных, добиваясь подходящих результатов изменением начальных параметров внутри их распределений. Один типичный рассчитанный трек изображен на рис. 1, ниже мы детально его рассмотрим.

Тесные двойные NS образуются из двух достаточно массивных звезд главной последовательности, разделенных расстоянием порядка 100 радиусов Солнца (1-я строка на рис. 1). Для того чтобы в ходе эволюции образовалась NS, начальная масса звезды должна быть изначально больше  $\approx 10M_\odot$  или, учитывая возможные процессы переноса массы в тесных

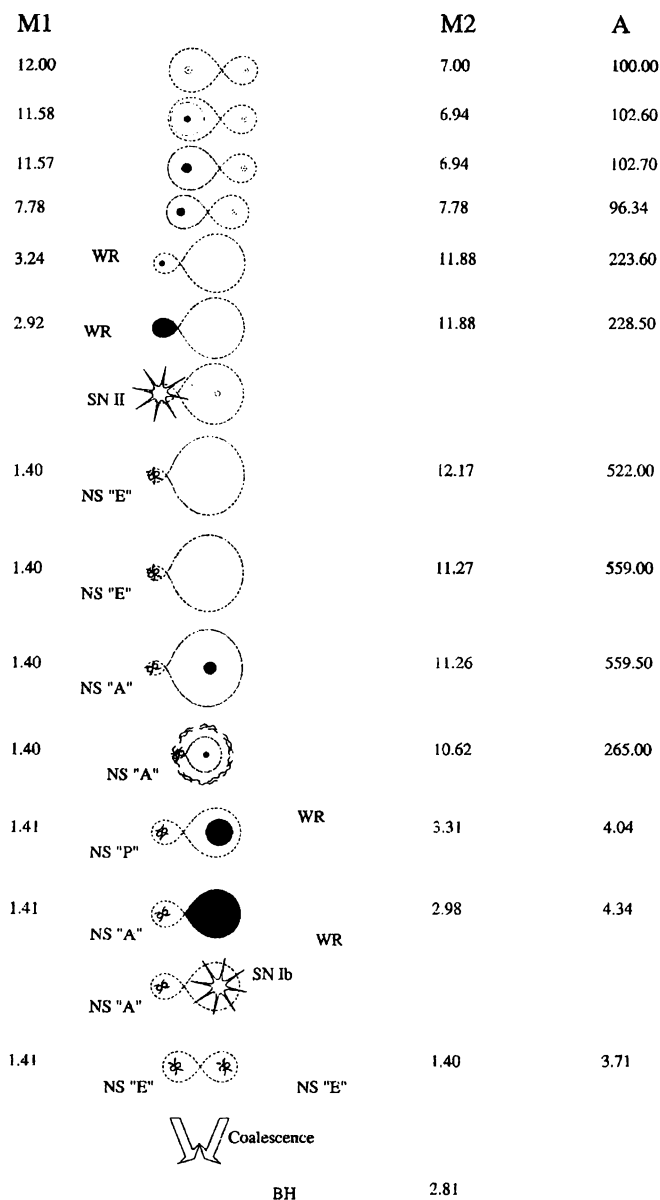


Рис. 1. Эволюционный трек массивной двойной системы, приводящий к образованию и слиянию двух NS

двойных, достичь массы  $\approx 10M_{\odot}$  на стадии ядерного горения. Чем больше масса звезды, тем быстрее она эволюционирует. Для звезд главной последовательности время горения водорода в ядре пропорционально  $t_{nucl} \propto M^{-2}$ . После выгорания водорода в центральных областях звезды там образуется плотное гелиевое ядро с массой  $M_{He} \sim 0.1(M/M_{\odot})^{1.4}$ . Примерно в это время звезда покидает главную последовательность. Внешняя оболочка звезды расширяется, и она переходит в область красных гигантов на диаграмме Герцшпрунга—Рассела. На некоторой стадии эволюции звезда заполняет свою полость Роша (3-я строка на рис. 1). Водородная оболочка начинает перетекать на вторую, менее массивную звезду, которая все еще находится на главной последовательности. Первичная звезда будет непрерывно терять водородную оболочку до тех пор, пока не оголится гелиевое ядро. Ядро может наблюдаться как горячая компактная гелиевая звезда или, для более массивных звезд, как звезда Вольфа—Райе с интенсивным звездным ветром (5-я строка).

Масса первичной звезды уменьшается, а второй — растет, на этой стадии обмен масс происходит квазиконсервативно. У не слишком массивных ( $M < 20M_{\odot}$ ) звезд главной последовательности нет сильного звездного ветра, который мог бы унести достаточное количество вещества из системы. Вторичная компонента приобретает большой угловой момент, приходящий вместе с падающим веществом, так что ее внешние слои раскручиваются до высоких угловых скоростей, близких к предельной (орбитальной кеплеровской) величине. Такие массивные быстровращающиеся звезды наблюдаются как Ве-звезды. В ходе консервативного обмена масс большая полюсь орбиты сначала убывает, достигает минимума, когда массы компонент двойной становятся равными друг другу, а затем возрастает. Такое поведение диктуется законом сохранения углового момента. После завершения стадии консервативного обмена масс изначально более массивная компонента становится менее массивной, чем ее компаньон. Параметр  $q = M_2/M_1$  становится большим единицы. За короткое время, обычно около 10% от времени горения водорода, ядерная эволюция гелиевой звезды завершается и, если ее масса превышает  $2-3M_{\odot}$ , то происходит взрыв сверхновой 2-го типа с коллапсом ядра, после которого остается нейтронная звезда.

Даже при асимметричных взрывах сверхновых большинство таких двойных не распадается. Это происходит из-за того, что отношение масс предсверхновой двойной системы  $q = M_2/M_1$  в общем случае оказывается велико  $q \approx 3-5$ . После первого взрыва SN двойная система состоит из Ве-звезды и NS на эллиптической орбите (8-я строка).

Ве-звезды обладают очень быстро вращающейся оболочкой, но в остальных аспектах они не отличаются от обычных звезд главной последовательности. После завершения горения водорода в ядре Ве-звезды она начинает расширяться, пока не станет заполнять свою полость Роша при прохождении периастра эллиптической орбиты (10-я строка). Начинается второй эпизод обмена масс, который проходит в тепловой шкале Ве-звезды, с типичным темпом порядка  $10^{-6}M_{\odot}/\text{год}$ . Однако этот обмен массой качественно отличается от первого, поскольку масса переносится на компактную звезду. Когда темп аккреции превышает величину, при которой энерговыделение вблизи поверхности NS становится больше эддингтоновского предела светимости ( $\sim 10^{-8}M_{\odot}/\text{год}$ ), NS не сможет принять все падающее вещество. Начинается так называемая стадия с общей оболочкой (11-я строка), в ходе которой нейтронная звезда нахо-

дится в достаточно плотных внешних слоях звезды-компаньона. Численные гидродинамические расчеты показывают, что динамическое трение нейтронной звезды эффективно передает ее орбитальный угловой момент общей оболочке, которая рассеивается за очень короткое время (типично за  $10^3$ – $10^4$  лет). Большая полуось двойной системы сильно уменьшается. В результате этих процессов формируется тесная двойная система, состоящая из NS и WR-звезды (12-я строка). Другой возможный исход — погружение NS в соседнего красного гиганта (образуется так называемый объект Торна—Житковой; на рисунке не показан).

Через короткое время ( $< 10^5$  лет) звезда WK взрывается как сверхновая типа Ib и порождает вторую нейтронную звезду. В результате второго взрыва системы распадаются гораздо чаще, чем в результате первого, поскольку в этот раз взрывается более массивная, чем ее компаньон, звезда. Нераспавшиеся системы образуют тесные высокоэксцентричные двойные NS, похожие на двойной пульсар PSR 1913+16. Орбитальные параметры в дальнейшем изменяются только вследствие излучения гравитационных волн. Если эти системы достаточно тесные, их время слияния меньше  $t_H$ .

#### Воздействие дополнительной скорости на темп слияния компактных двойных систем

Здесь мы будем рассматривать двойные системы, которые не распались при формировании компактных объектов. Наибольшее сближение звезд происходит в периастре, при этом расстоянии между ними равно  $a_p = a_f(1 - e)$ . В отсутствие дополнительной скорости  $a_p = a_i$ . Важность случая  $w \neq 0$  заключается в том, что, хотя дополнительная скорость может увеличить или уменьшить полуось орбиты, расстояние в периастре всегда станет меньше:  $a_p < a_i$ . Это соотношение явно следует из того, что при ненулевой проекции  $w$  на линию, соединяющую центры звезд, новая орбита будет пересекать старую. Уменьшение расстояния в периастре играет важную роль в последующей эволюции двойной, которая к этому моменту состоит из новорожденной компактной звезды и ее компаньона.

Рассмотрим сначала в качестве компаньона нормальную звезду. Поскольку дополнительная скорость сокращает расстояние в периастре по сравнению со случаем без нее, то нормальная звезда начнет раньше заполнять свою полость Роша при проходе через периастр. После приливной циркуляризации орбиты будет сформирована более тесная двойная. Соответственно последующая стадия с общей оболочкой сделает эту двойную более тесной, чем она могла бы стать при нулевой дополнительной скорости. Как результат, двойная в конечном состоянии (т.е. состоящая из двух компактных объектов) будет сливаться под действием гравитационного излучения за более короткое время. Другими словами, некоторые двойные, которые были слишком широкими, чтобы слиться за  $t_H$ , становятся обнаруживаемыми источниками гравволн под действием умеренной по величине дополнительной скорости. Если же компаньон уже является компактной звездой, орбитальная эволюция вызывается исключительно гравитационным излучением. Если дополнительная скорость не столь велика, чтобы сделать результирующую полуось  $a_f$  очень большой, двойные также будут сливаться за время, меньшее, чем при эволюции без дополнительной скорости.

Данное качественное рассмотрение объясняет результаты численного

моделирования большого числа пробных систем. Нас интересует результат, усредненный по большому числу систем с разными начальными параметрами. Эти результаты приведены ниже. Как и ожидалось, умеренная дополнительная скорость в среднем увеличивает темп слияний компактных звезд.

### Темпы слияния компактных двойных

Теперь мы можем представить результаты наших численных вычислений темпа слияния компактных двойных в типичной галактике (подробнее см., [9]). Полная масса галактики полагалась равной  $10^{11} M_{\odot}$ . Мы приняли постоянный темп звездообразования, определяемый формулой (6). Считается, что это соотношение (6) хорошо отражает ситуацию в галактике, подобной Млечному Пути.

Расчеты частот слияния NS+NS, BH+NS и BH+BH проводились для дискретных значений  $w_0$ , но результирующие точки соединены гладкими кривыми. Были взяты следующие параметры образования BH:  $M_{*} = 15\text{--}50 M_{\odot}$  и  $k_{BH} = 0.25$ . Рассматривались оба возможных сценария — со слабой и сильной потерей массы звездным ветром. Широкий диапазон значений  $M_{*}$  и неопределенности в задании звездного ветра дали вклад в заметный разброс результатов для BH+NS и BH+BH систем. Двойные NS+NS возникают из относительно менее массивных систем, поэтому они не столь чувствительны к неопределенностям описания звездного ветра. Из расчетов следует, что темп слияний NS+NS лежит в диапазоне от  $\sim 3 \times 10^{-4}$  до  $\sim 3 \times 10^{-5}$  событий в год. Темп слияний BH+NS и NS+NS в 10–100 раз ниже. Для предельного случая нулевой дополнительной скорости ( $w_0 = 0$ ) наши частоты согласуются с независимыми оценками Тутукова и Юнгельсона [20]. В этом же пределе ( $w_0 = 0$ ) наша оценка для слияний NS+BH двойных ( $\sim 10^{-6}$  в год) ниже, чем оценка Bethe и Brown [2], которые получили величину  $\sim 2 \times 10^{-5}$  событий в год. Однако мы думаем, что их оценка получена на основе несколько упрощенной картины эволюции двойных.

Как и ожидалось, частоты слияний BH+NS и BH+BH имеют тенденцию возрастать при увеличении дополнительной скорости вблизи нуля. На графике видно, как растут кривые для NS+BH и BH+BH при малых и умеренных величинах  $w_0$  (до  $w_0 \sim 100$  км/с). Для больших значений  $w_0$  дополнительная скорость преимущественно разрушает двойные системы, по этой причине кривые начинают загигаться вниз. Вообще говоря, темп для NS+NS-систем также должен возрастать при малом увеличении  $w_0$  от нуля. Однако массы NS малы по сравнению с BH, поэтому возрастание темпа происходит при слишком малых  $w_0$ , не разрешаемых на рисунке. Для больших значений  $w_0$  дополнительная скорость в основном разрушает двойные и кривая NS+NS идет вниз. Значение  $w_0$ , согласующееся с наблюдениями радиопульсаров, лежит в интервале  $w_0 = 200\text{--}400$  км/с.

Во всем широком диапазоне использованных параметров, несмотря на все оставшиеся неопределенности, результаты эволюционных расчетов показывают, что число сливающихся BH+BH пар всего лишь в 10–100 раз меньше, чем число слияний NS+NS. Это отношение можно легко объяснить, обратившись к начальным условиям образования двойных звезд. Аргументация выглядит следующим образом. Рассмотрим NS с массой  $1.4 M_{\odot}$  (это типичная масса, хорошо подтвержденная существующими наблюдениями) и BH с массой  $8.5 M_{\odot}$  (среднее значение массы кандидатов



в ВН из табл. 2). Предположим, что нижний предел массы звезды, порождающей NS, приблизительно равен  $M(NS) \approx 10M_\odot$ , а для порога образования ВН возьмем максимальную из приводившихся выше оценок:  $M(BH) > M_{cr} = 80M_\odot$ . Интегрируя Салпитеровскую функцию распределения начальных масс звезд, образующихся в Галактике [см. уравнение (5)]

$$\frac{dN}{dtdM} \simeq 1M_\odot/\text{год} (M/M_\odot)^{-2.35},$$

и учитывая нижний (более существенный) предел интегрирования, находим

$$\frac{N(M > 80M_\odot)}{N(M > 10M_\odot)} = \left( \frac{80M_\odot}{10M_\odot} \right)^{-1.35} \simeq 0.06.$$

Это соотношение должно выполняться и для двойных звезд. Разумно ожидать, что отношение темпов слияния, несмотря на различия и большую сложность эволюции двойных, также будет описываться примерно той же величиной:

$$\frac{\mathcal{R}_{BH}}{\mathcal{R}_{NS}} = \left( \frac{80M_\odot}{10M_\odot} \right)^{-1.35} \simeq 0.06. \quad (10)$$

Эта грубая оценка приблизительно согласуется с результатами детальных эволюционных расчетов, приведенных выше.

Полученный для одиночной галактики темп слияний  $\mathcal{R}_G$  может быть экстраполирован на больший объем. Для успешного детектирования гравитационных волн важно знать частоту событий с расстояний, достижимых на инструментах LIGO, VIRO, GEO-600. Это большие расстояния, достигающие и даже превышающие 100 Мпк. Для столь большого объема можно считать, что галактики распределены однородно, и в то же время еще можно пренебрегать эффектами изменения темпа звездообразования на космологических временах и т.д. Для оценки средней плотности галактик в больших объемах существует несколько подходов. Можно использовать светимость галактик в  $\text{Мпк}^3$ . Иначе: можно положиться на оценку плотности барионов, связанных в звездах. Плотность барионов  $\rho_b$  часто выражают в терминах безразмерного параметра  $\Omega_b \equiv \rho_b/\rho_{cr}$ , где  $H_0$  — современное значение постоянной Хаббла, а  $\rho_{cr} = 3H_0^2/8\pi G$  — критическая плотность. Тогда можно связать галактическую частоту событий  $\mathcal{R}_G$  (приходящуюся на  $10^{11}M_\odot$  звезд) с объемным темпом  $\mathcal{R}_V$  на  $1\text{Мпк}^3$ :

$$\mathcal{R}_V = 3 \times 10^{-3} \mathcal{R}_G \frac{\epsilon}{0.5} \frac{\Omega_b h_{70}^2}{0.0045} \text{Мпк}^{-3}, \quad (11)$$

здесь  $\epsilon$  — доля двойных звезд и  $h_{70} = H_0/(70 \text{ км/с Мпк})$ . Имеющиеся астрономические измерения общего запаса барионов дают  $\Omega_b \approx 0.0015h_{70}^{-1}$  в дисках галактик и  $\Omega_b \approx 0.003h_{70}^{-1}$  — в балджах спиральных и в эллиптических галактиках. С другой стороны, оценки  $\Omega_b$ , основанные на первичном нуклеосинтезе, дают  $\Omega_b h^2 = 0.016$ , хотя это число может быть и в 2 раза меньшим. Формула (11) может быть переписана как

$$\mathcal{R}_V = 0.1 \mathcal{R}_G \frac{\epsilon}{0.5} \frac{\Omega_b h^2}{0.016} \left( \frac{r}{1 \text{ Мпк}} \right)^3. \quad (12)$$

При сравнении результатов численного моделирования, описанного ниже, с качественными оценками мы опирались на соотношение

$$\mathcal{R}_V = 0.1 \mathcal{R}_G \left( \frac{r}{1 \text{ Мпк}} \right)^3 \quad (13)$$

Эта оценка  $\mathcal{R}_V$  основана на величине  $\mathcal{R}_G$  для спиральных галактик. Звездообразование в эллиптических галактиках больше похоже на короткий эпизод, чем на непрерывный процесс, описываемый соотношением (6). Темп слияний в эллиптических галактиках также может быть рассчитан. Однако их вклад в суммарный темп слияний на обсуждаемых расстояниях не превосходит 10–20%.

## Темп регистрации

Найдя темпы слияний  $\mathcal{R}_V$  для двойных различной природы, мы можем оценить частоты регистрации этих событий в данном детекторе гравитационных волн. Так как двойные, включающие черные дыры, имеют лучшее отношение сигнала к шуму, чем двойные нейтронные звезды, то, несмотря на их меньшее количество, пары BH+BH и BH+NS будут наблюдаться чаще, чем пары NS+NS. В первом подразделе мы выводим темпы регистрации, основанные на обсуждавшейся выше величине  $\mathcal{R}_G$ . Во втором подразделе мы обсуждаем возможные изменения в наших выводах в связи с недавним сценарием для эволюции очень массивных звезд [22]. Поскольку предложенный сценарий может повлиять только на частоту детектирования BH+BH, то мы рассматриваем только эти системы и указываем на важную роль дополнительной скорости.

### Темп регистрации: обычная картина

Темп слияния NS+NS выше темпов NS+BH и BH+BH. Однако массы BH заметно больше, чем у NS. Двойная, в которую входят одна или две черные дыры, производит гравитационные волны значительно большей амплитуды, чем система NS+NS. При заданной чувствительности детектора (заданном отношении сигнал/шум,  $S/N$ ) такие двойные могут быть видны с больших расстояний, чем системы NS+NS. Следовательно, объем, в котором регистрируются подобные яркие двойные, намного больше, чем объем регистрации относительно слабых двойных. Темп регистрации на конкретном детекторе зависит от сочетания двух факторов: частоты слияния (пространственной плотности источников) и отклика детектора на источник того или иного типа.

Сливающиеся двойные испускают гравитационно-волновой сигнал с хорошо известной временной структурой (waveform). Это позволяет использовать технику оптимальной фильтрации. Отношение сигнала к шуму  $S/N$  зависит в основном от chirp-массы двойной системы  $\mathcal{M} = (M_1 + M_2)^{-1/5} (M_1 M_2)^{3/5}$  и от расстояния  $r$  до нее. Здесь мы будем использовать ее упрощенную версию, которая достаточна для наших целей:

$$\frac{S}{N} = 3^{-1/2} \pi^{-2/3} \frac{G^{5/6}}{c^{3/2}} \frac{\mathcal{M}^{5/6}}{r} f^{-1/6} / h_{\text{rms}}(f). \quad (14)$$

При фиксированном уровне  $S/N$ , детектируемый объем пространства пропорционален  $r^3$  и, следовательно, пропорционален  $\mathcal{M}^{5/2}$ . Темп регистра-

ции  $\mathcal{D}$  двойных данного класса равен произведению удельного темпа сли-  
яний  $\mathcal{R}_V$  на доступный детектору объем для данного типа систем, про-  
порциональный  $\propto M^{5/2}$ .

Начнем с качественного обсуждения ожидаемого отношения

$$\frac{\mathcal{D}_{BH}}{\mathcal{D}_{NS}} = \frac{\mathcal{R}_{BH}}{\mathcal{R}_{NS}} \left( \frac{M_{BH}}{M_{NS}} \right)^{5/2}, \quad (15)$$

где  $\mathcal{D}_{BH}$  и  $\mathcal{D}_{NS}$  относятся соответственно к BH+BH и NS+NS парам. Мы  
обсуждаем отношение темпов регистрации, а не их абсолютные значения.  
Получение абсолютных значений требует детальных эволюционных рас-  
четов, которые будут описаны дальше. В качестве грубой оценки для  
 $\mathcal{R}_{BH}/\mathcal{R}_{NS}$  можно взять формулу (10). Тогда из уравнения (15) вытекает  
следующий замечательный результат:

$$\frac{\mathcal{D}_{BH}}{\mathcal{D}_{NS}} = \left( \frac{80M_{\odot}}{10M_{\odot}} \right)^{-1.35} \left( \frac{8.5M_{\odot}}{1.40M_{\odot}} \right)^{15/6} \simeq 5.5. \quad (16)$$

Это отношение будет даже больше, чем 5.5, если взять  $M_{cr} < 80M_{\odot}$ ,  
как обычно и полагают. Таким образом, темп регистрации сли-  
яний BH должен быть выше, чем для сливающихся NS. Эта оценка, конечно, очень  
груба, но она служит указанием на результат, который можно ожидать  
от детальных расчетов.

При перечисленных условиях можно ожидать несколько сли-  
яний NS+NS за 1–3 года наблюдений при отношении сигнала к шуму  $S/N = 1$ . Эти  
системы будут расположены, грубо, на расстоянии 100 Мпк. Отношение  
 $S/N$  выше для более близких систем, но частота таких событий ниже.  
Для более далеких систем частота событий растет, но  $S/N$  становится  
меньшим 1. Таким образом, маловероятно, что сли-  
яния NS+NS будут зарегистрированы инструментами 1-го поколения.

Ситуация значительно лучше для систем, включающих черные ды-  
ры. Полный темп регистрации для всех двойных, включая BH+BH и  
BH+NS, может быть на 2–3 порядка величины выше, чем темп регистра-  
ции NS+NS систем, в основном за счет массивных двойных с BH. Это  
верно, за исключением малых  $k_{BH}$  ( $k_{BH} < 0.4$ ). Если же мы выберем  
“наиболее вероятную” область рассмотренных параметров, в которой ре-  
зультаты расчетов оказываются в согласии с верхним пределом числа  
двойных пульсаров в парах с BH (менее 1 на 700 одиночных радиопульса-  
ров) и с числом массивных кандидатов в BH, подобным системе Cyg X–1  
(от 1 до 10 на Галактику). Внутри этого региона ожидается примерно  
100 регистраций в год (на уровне  $S/N = 1$ ), большинство которых — от  
сливающихся BH. Средняя полная масса BH+BH системы в указанной  
области составляет  $M = 30M_{\odot}$ . Упрощенная формула (14) переоценива-  
ет  $S/N$  от пар с массой выше  $30M_{\odot}$ , однако такая коррекция для более  
массивных систем, вероятно, не изменит существенно полученный здесь  
темп регистрации.

Для надежного обнаружения отношение  $S/N$  должно быть по крайней  
мере 2 в каждом детекторе сети из 4 или более инструментов. При этом  
рассчитанный темп детектирования уменьшится соответственно на фак-  
тор  $(S/N)^3 = 8$  из-за того, что  $S/N \propto 1/r$  и  $\mathcal{D} \propto r^3 \propto (S/N)^{-3}$ . В этой  
ситуации ожидаемая частота детектирования пар BH+BH будет мень-  
ше 10 событий в год. Отношение  $S/N$  для одного и того же источника  
будет несколько различаться для трех наземных инструментов: LIGO,

VIRGO и GEO. Для пары с  $M = 30M_{\odot}$  на расстоянии  $r = 100$  Мпк отношение  $S/N$  грубо равно 4. (Возможности VIRGO лучше, чем у других инструментов, поскольку VIRGO более чувствительна на низких частотах и может наблюдать сливающуюся двойную большее число циклов.) Если же мы удовлетворимся значением  $S/N = 2$ , то доступный радиус возрастет до  $r = 200$  Мпк и рассчитанный темп детектирования (несколько событий в год) будет находиться в согласии с соотношением (13), если принять для частоты слияния черных дыр в галактике разумное значение  $R_G = 3 \times 10^{-6}$  и  $r = 200$  Мпк.

Таким образом, с учетом всех оставшихся неопределенностей мы заключаем, что инструменты первой очереди скорее всего будут регистрировать за год 2–3 сливающиеся компактные двойные с суммарной массой около  $30M_{\odot}$  при отношении  $S/N$  около 2–3.

### Нестандартные сценарии и влияние дополнительной скорости на частоту детектирования слияний ВН+ВН

Некоторые недавние эволюционные расчеты [22] предполагают, что первичная звезда с массой  $M_1 > 40M_{\odot}$  *никогда не заполняет* свою полость Роша и компоненты двойной эволюционируют подобно одиночным звездам. В результате образующиеся двойные ВН системы будут слишком широкими, чтобы успеть слиться за  $t_H$ . В принципе, этот эффект может изменить выводы относительно частоты слияния двойных ВН. Хотя мы думаем, что сценарий [22] столкнется с наблюдательными трудностями, поскольку он будет предсказывать слишком мало двойных, состоящих из ВН и массивной голубой звезды (системы типа Cyg X-1), мы рассмотрели его для того, чтобы детально понять возможную судьбу двойных ВН. Мы показываем, что дополнительная скорость, приобретаемая ВН при рождении, увеличивает эксцентриситет орбиты двойной, уменьшает время ее слияния и позволяет сохранить темп регистрации событий примерно на том же уровне. Кроме того, дополнительная скорость приводит к интересным изменениям в относительной ориентации спинов черных дыр относительно друг друга и относительно орбитального углового момента.

Мы взяли предложенный сценарий [22] и провели по нему популяционный синтез, меняя дополнительную скорость. Был получен темп слияния двойных ВН в модельной галактике с массой  $10^{11}M_{\odot}$  (в предположении, что все звезды двойные) с постоянным темпом звездообразования. Для простоты распределение дополнительной скорости бралось в виде дельта-функции. Более сложные распределения не изменяют существенно полученных результатов и не будут комментироваться здесь. Темп слияния и темп регистрации быстро возрастают с увеличением дополнительной скорости. Обе эти величины достигают максимума ( $R \sim 2.5 \times 10^{-5}$  лет $^{-1}$  и  $\mathcal{D} \sim 20$  событий в год) при  $w \simeq 120$  км/с, после чего быстро убывают.

Очевидно, что дополнительная скорость, получаемая новорожденной черной дырой, делает эксцентриситет орбиты нераспавшейся двойной более высоким. Очень важно подчеркнуть, что при этом некоторая часть двойных ВН сохраняет свой высокий эксцентриситет до поздних стадий сближения. Это отразится на форме испускаемого гравитационного сигнала и должно быть учтено при построении фильтров.

Асимметричные взрывы, сопровождаемые дополнительной скоростью, изменяют пространственную ориентацию орбитального углового момен-

та. С другой стороны, направления осей вращения звезд остаются неизменными (если только взрыв не происходит нецентрально). В результате устанавливается некоторое распределение углов  $J$  между осями вращения звезд и орбитальным угловым моментом. Интересно, что даже для малой дополнительной скорости в несколько десятков км/с ощутимая доля (30–50%) сливающихся двойных ВН будет иметь  $\cos J < 0$ . Это означает, что в таких двойных вектор орбитального углового момента ориентирован почти противоположно спинам черных дыр. Это еще одно проявление дополнительной скорости, которое можно проверить наблюдениями.

В заключении данного раздела еще раз подчеркнем, что слияния двойных черных дыр остаются наиболее вероятным источником, который может быть зарегистрирован первым сетью наземных лазерных интерферометров первого поколения.

## Вспыхивающие и периодические источники гравитационных волн

### Вспышки сверхновых

Вспышки сверхновых типа II сопровождаются интенсивным выбросом вещества со скоростями порядка 0.001c и образованием компактного остатка — нейтронной звезды или черной дыры. В этом событии выделяется разность энергий связи предсверхновой и образовавшейся компактной звезды, равная, если пренебречь первым членом,

$$|E| \sim 3 \times 10^{53} \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right)^2 \left( \frac{R}{10 \text{ км}} \right)^{-1} \text{ эрг.} \quad (17)$$

99% этой энергии уносится потоком нейтрино, примерно 1% переходит в кинетическую энергию выброшенного вещества, а около  $10^{-4}$  общей энергии испускается в виде электромагнитного излучения. В зависимости от асимметрии коллапса некоторая доля энергии будет излучена в виде гравитационных волн; при сферически-симметричном коллапсе, конечно, не может быть никакого гравитационного излучения. Согласно численному моделированию (см. обзор [11]), можно ожидать, что до  $10^{-7}$  общей энергии может быть испущено в виде гравитационных волн. Вместе с неопределенностью частоты самих событий это дает не слишком обнадеживающий прогноз обнаружения таких всплесков на инструментах первой очереди. Коллапс звезды в черную дыру также не слишком хорошо подходит для обнаружения на резонансных детекторах или вступающих в строй интерферометрах [15]. Однако второе поколение интерферометров будет способно увидеть сверхновую на расстоянии скопления Virgo, которое содержит примерно 200 ярких галактик и по крайней мере вдвое больше слабых галактик. Кроме того, есть еще несколько не столь крупных скоплений, расположенных ближе указанного расстояния, а также большое число галактик поля. Для инструментов второго поколения частота регистрации всплесков сверхновых может достигать десяти событий в год. Такие наблюдения, несомненно, представляли бы большой интерес и могли бы пролить свет на до сих пор не понятые процессы, происходящие при коллапсе звезды в компактный объект.

Асимметричный коллапс генерирует гравитационные волны, но не обязательно изменяет импульс взорвавшейся звезды. Однако, как мы отмечали выше, наблюдения одиночных и двойных радиопульсаров требуют присутствия существенного дополнительного импульса, приобретаемого нейтронной звездой при рождении. Дополнительная скорость достигает 200–400 км/с. Это указывает на то, что при неосесимметричном взрыве нейтронная звезда приобретает и дополнительный импульс. Возможная причина асимметрии взрыва может быть связана с асимметрией излучения нейтрино во время коллапса. Используя наблюдаемые величины дополнительной скорости, можно определить степень асимметрии взрыва и рассчитать амплитуду излучаемых гравитационных волн. Назин и Постнов [12] получили, что средняя энергия, уносимая вспышкой гравитационных волн, может достигать величины  $E_{GW} = 5 \times 10^{-6} M_{\odot} c^2$ . Однако полученная оценка мощности излучения от асимметричных взрывов сверхновых слишком мала, чтобы считать их реалистичными источниками для первого обнаружения.

### Возникновение bar-моды и конвективная неустойчивость

Некоторое количество гравитационных волн может быть излучено в течение двух особых стадий коллапса: (1) деформация звезды в бар и (2) конвективная неустойчивость, возникающая в ядре новорожденной нейтронной звезды.

Если ядро предсверхновой вращается достаточно быстро, то оно может превратиться в плоский диск до достижения им ядерной плотности. Такое уплощенное ядро подвержено действию неустойчивостей, превращающих его в бароподобную конфигурацию, вращающуюся вокруг своей поперечной оси. Некоторые из этих неустойчивостей могут даже разорвать ядро на две или большее число частей, которые будут обращаться друг вокруг друга. Оба пути приводят к эффективной потере энергии в форме гравитационных волн. Гравитационные волны могут унести до  $10^{-3} M_{\odot} c^2$  за несколько миллисекунд. Используя это значение, мы видим, что детекторы LIGO и VIRGO могут зарегистрировать такое событие с расстояния до 50 Мпк или примерно с 5–10 Мпк, если волны генерируются на частоте 1 кГц. GEO может регистрировать подобные сигналы на частотах около 200 Гц.

Конвективная неустойчивость в ядре звезды, которая сохраняется около секунды после окончания коллапса, будет порождать гравитационное излучение. Амплитуда таких гравитационных волн с расстояния 100 кпк будет составлять  $h \sim 10^{-23}$ , а ее максимум будет расположен вблизи 100 Гц. За время существования неустойчивости произойдет порядка 100 циклов, что может увеличить регистрируемую амплитуду до примерно  $10^{-22}$  при условии что мы знаем форму сигнала. Но даже при этом он остается все еще слишком слабым для уверенной регистрации с расстояний, превышающих 10 кпк.

### Амплитуда гравитационных волн от вращающихся асимметричных нейтронных звезд

Если  $I_{zz}$  — момент инерции относительно оси вращения нейтронной звезды, излучающей гравитационные волны с частотой  $f$ , то амплитуда

этих волн на расстоянии  $r$  будет равна

$$h = 3 \times 10^{-27} \left( \frac{10 \text{ кпк}}{r} \right) \left( \frac{I_{zz}}{10^{45} \text{ г см}^2} \right) \left( \frac{f}{200 \text{ Гц}} \right)^2 \left( \frac{\epsilon}{10^{-6}} \right), \quad (18)$$

где  $\epsilon$  — эллиптичность звезды. В простой модели, где экваториальное сечение звезды имеет форму эллипса с большой полуосью  $a_1$  и малой полуосью  $a_2$ , этот параметр равен  $\epsilon \equiv 1 - a_2/a_1$ . Величина эллиптичности неизвестна, но можно получить ее верхний предел полагая, что наблюдаемое торможение пульсаров  $\dot{P}$  целиком вызвано гравитационным излучением, т.е. потери их энергии вращения  $E = I\Omega^2/2$  в точности равны светимости в гравволнах. Тогда эллиптичность так выражается через темп замедления пульсаров:

$$\epsilon = 5.7 \times 10^{-6} \left( \frac{P}{10^{-2} \text{ с}} \right)^{3/2} \left( \frac{\dot{P}}{10^{-15}} \right)^{1/2} \quad (19)$$

С помощью этой формулы можно получить верхний предел на  $\epsilon$ , используя известные значения  $P$  и  $\dot{P}$ . Применяя эту оценку к пульсару в Крабовидной туманности, можно найти, что для него  $\epsilon \leq 7 \times 10^{-4}$  и амплитуда сигнала  $h \leq 10^{-24}$ . Отсюда можно сделать вывод, что если торможение пульсара в Крабе полностью вызвано гравитационным излучением, то амплитуда  $h$  достаточно велика, чтобы ее можно было зарегистрировать детектором GEO в течение 1 года непрерывных наблюдений. Вряд ли эллиптичность  $\epsilon$  столь велика. Однако интерферометрам второго поколения могут позволить обнаружение сигнала, даже если  $\epsilon$  пульсара в Крабе составляет 1/10 или 1/100 от максимально возможного значения.

В следующих двух параграфах мы обсудим новые достижения в релятивистской астрофизике, которые предлагают своих потенциальных кандидатов на роль источников гравволн, которые будут открыты первыми.

### Релятивистские неустойчивости в молодых нейтронных звездах

Чандрасекар [3] и Фридман и Шутс [6] открыли неустойчивость (теперь называемую CFS-неустойчивостью) фундаментальной моды колебаний нейтронных звезд ( $f$ -мода). Неустойчивость возникает в результате испускания гравитационных волн. Мода становится неустойчивой, когда скорость вращения нейтронной звезды превышает критическую и быстро нарастает, а не затухает в процессе излучения гравитационных волн.

Физическая причина данной неустойчивости может быть объяснена следующим образом. Представим себе, что в невращающейся звезде возбуждено квадрупольное возмущение плотности, приводящее к неоднородному распределению массы. Неоднородность будет перемещаться по поверхности звезды, и эта динамическая асимметрия заставит звезду излучать гравитационные волны. Через некоторое время вся энергия возбуждения будет излучена и мода затухнет. А теперь рассмотрим вращающуюся нейтронную звезду, в которой возбуждены моды, движущиеся по и против направления ее вращения. Эти моды имеют определенную скорость движения узора по поверхности звезды. При медленном вращении звезды обе эти моды будут затухать со временем из-за излучения гравволн. Но когда вращение звезды превысит некоторую критическую

скорость, то для удаленного инерциального наблюдателя обе моды окажутся движущимися в направлении вращения звезды. Поэтому мода, движущаяся относительно звезды в направлении, противоположном ее вращению, будет испускать положительный угловой момент, что вызовет увеличение связанного с этой модой углового момента и возрастание ее амплитуды. Другими словами, мода, движущаяся против вращения относительно звезды, но выглядящая перемещающейся в том же направлении, что и вращение звезды для инерциального наблюдателя, может испускать только отрицательный собственный угловой момент, что приводит к росту ее углового момента. Энергия, необходимая для данного увеличения, черпается из вращения нейтронной звезды. Таким образом, хотя мода, движущаяся по вращению относительно звезды, будет затухать, противоположная мода растет по амплитуде и производит все больше и больше гравитационного излучения. Так продолжается до тех пор, пока растущая мода не отберет у звезды достаточное количество момента вращения, чтобы сделать движение этой моды направленным противоположно вращению не только относительно звезды, но и в системе инерциального наблюдателя.

Известно, что CFS-неустойчивость не работает в присутствии вязкости, следовательно она не существенна для старых нейтронных звезд. Однако новорожденные нейтронные звезды должны быть очень горячими и в них вязкие силы могут быть незначительными. Недавно Andersson [1] открыл другой класс неустойчивостей в так называемых  $r$ -модах, которые, в отличие от CFS-мод, обладают не массовым, а токовым квадрупольным моментом и являются неустойчивыми при любой скорости вращения, но могут быть важны только для молодых нейтронных звезд. Некоторые авторы считают, что  $r$ -моды ответственны за предельную скорость вращения молодых нейтронных звезд. Owen и др. [14] рассчитали эффективность, с которой эти моды извлекают энергию вращения звезд, и ожидаемую амплитуду гравитационных волн как от изолированных одиночных звезд, так и от ансамбля таких звезд, удаленных на космологические расстояния. Они пришли к заключению, что второе поколение гравитационных интерферометрических антенн будет способно выделить этот фон по корреляции с сигналами близкорасположенных твердотельных детекторов. Подобные наблюдения могут дать нам независимую информацию о распределении галактик во Вселенной на больших красных смещениях, а также об истории образования звезд, через наблюдения  $r$ -мод возникающих при образовании нейтронных звезд и пульсаров.

### Нейтронные звезды в рентгеновских двойных

В последние годы наблюдения рентгеновских двойных со спутника RXTE обнаружили высокочастотные (килогерцовые) квазипериодические осцилляции (QPO) в спектре мощности рентгеновского излучения. Высказывается предположение, что эти QPO возникают в результате бияния двух частот, одна из которых есть частота вращения нейтронной звезды. Согласно этой модели частоты вращения нейтронных звезд лежат в узком интервале 250–350 Гц, т.е. с точностью 20% равны 300 Гц. Нейтронные звезды могут рождаться быстровращающимися (несколько сот герц), но быстро тормозятся до умеренных частот (десятки герц). В двойных системах, когда компаньон становится красным гигантом, нейтронная звезда аккрецирует массу и угловой момент. Даже при очень



низком темпе ( $\dot{M} \sim 10^{-10} M_{\odot}/\text{год}$ ) аккреция может ускорить вращение нейтронной звезды и заметно нагреть ее кору. Действительно, миллисекундные пульсары считаются старыми нейтронными звездами, раскрученными аккрецией в двойных системах. Непонятно, почему частоты вращения всех нейтронных звезд в двойных лежат в таком узком интервале. Отсутствие эффективных процессов оттока тепла делает возможным возникновение в аккрецирующей нейтронной звезде температурного градиента. Если предположить, что распределение температуры имеет крупномасштабную асимметрию, то из-за чувствительного к температуре электронного захвата в глубине коры может возникнуть квадрупольное возмущение в распределении массы ( $\sim 10^{-7} MR^2$ ), необходимое для излучения в виде гравитационных волн аккрецируемого углового момента. Это приводит к ограничению частоты вращения звезды. Такой механизм действует только во время аккреции и быстро выключается по ее окончании. Если эта идея верна, то частота гравитационного излучения заранее известна, поскольку мы знаем частоты вращения пульсаров из рентгеновских наблюдений. Ожидаемая амплитуда гравитационных волн будет равна  $h \sim (0.5-3) \times 10^{-26}$  при большом числе источников. Тогда LIGO, VIRGO и GEO600, применяя дополнительную технику повышения чувствительности (технику возвращения лазерного света), смогли бы зарегистрировать наиболее сильный из этих источников, Sco X-1, при отношении сигнал/шум порядка 5 после нескольких лет накопления.

## Астрофизический стохастический фон гравитационных волн

В центре нашего внимания находятся сливающиеся двойные компактные системы. Детектор будет следить за гравитационно-волновым сигналом такой системы, пока изменяющаяся частота сигнала перемещается внутри окна чувствительности детектора. Обнаружение источника гравитационных волн ограничивается инструментальными шумами, а также возможным гравитационно-волновым шумом от других источников. Если большая популяция астрофизических источников испускает перекрывающиеся гравитационные волны, то результирующий сигнал будет восприниматься детектором как гравитационно-волновой шум. В принципе, этот шум может превышать инструментальный.

### Неразрешенные источники в нашей Галактике

Большой набор независимых источников порождает сигналы, чьи интенсивности складываются. Рассмотрим  $N$  идентичных источников, расположенных на примерно одинаковом расстоянии  $r$  от наблюдателя. Результирующее поле гравитационных волн характеризуется среднеквадратичной амплитудой  $h_N$

$$h_N = h_1 \sqrt{N}, \quad (20)$$

где  $h_1$  — средняя амплитуда одиночного источника. Мы будем интересоваться узким интервалом частот от  $f$  до  $f + \Delta f$ . Источники излучения постепенно меняют свою частоту и пересекают интересующее нас окно. Пересечение окна может происходить либо от низких частот в сторону высоких, как в случае сливающихся двойных, либо в противоположном направлении, как у вращающихся нейтронных звезд. Для того чтобы

найти  $h_N$ , нам необходимо знать число излучающих систем  $N(f, \Delta f)$  в обсуждаемом частотном интервале. Обозначим символом  $\mathcal{R}$  темп, с которым источники появляются в окне. Источник присутствует в окне в течение времени  $\Delta t$ , где  $\Delta t = \Delta f / \dot{f}$ . Таким образом,

$$N(f, \Delta f) = \mathcal{R} \Delta t = \mathcal{R} \frac{\Delta f}{\dot{f}}, \quad (21)$$

и

$$h_N = h_1 \sqrt{\mathcal{R} \frac{\Delta f}{\dot{f}}}. \quad (22)$$

Если частота изменяется только под действием гравитационных волн, то величина  $\dot{f}$  определяется потерями на излучение гравитационных волн. К таким объектам относятся двойные системы. Противоположным является случай, когда величина  $\dot{f}$  определяется электромагнитными потерями. Такая ситуация имеет место для сильнозамагниченных нейтронных звезд, у которых  $\dot{f}$  определяется электромагнитными, а не гравитационными потерями. Темп появления источников  $\mathcal{R}$  данной популяции в окне  $\Delta f$  равен частоте рождения или частоте слияния источников как таковой. Это рассуждение верно, если число источников в окне остается постоянным за время прохождения одного из них через окно, что мы и предполагаем.

Для источников, эволюционирующих только под действием гравитационного излучения, формула (22) может быть выражена через энергию, излучаемую одной системой, и темп  $\mathcal{R}$ . Для этого надо выразить  $h_1^2$  через  $dE/dt$ , приняв при этом во внимание соотношение  $dE/dt = (dE/df)\dot{f}$ . Тогда уравнение (22) принимает вид

$$h_N^2 = \frac{G}{c^3} \frac{\mathcal{R}}{r^2 (\pi f)^2} \frac{dE}{df} \Delta f. \quad (23)$$

Обычно энергия, излучаемая системой, степенным образом зависит от частоты  $f$ :  $E(f) \sim f^\alpha$ . Например, для случая двойной системы с круговой орбитой можно получить

$$E(f) = \frac{G^{2/3}}{2} \mathcal{M}^{5/3} (\pi f)^{2/3}, \quad (24)$$

где  $\mathcal{M}$  — chirp-масса. Таким образом, в случае двойных систем  $\alpha = 2/3$ . Для неосесимметричных вращающихся звезд  $E(f) \sim f^2$  так, что  $\alpha = 2$ . Таким образом, уравнение (23) можно записать в универсальном виде:

$$h_N^2 = \frac{G}{c^3} \frac{\mathcal{R}}{r^2 (\pi f)^2} \alpha E(f) \frac{\Delta f}{f}. \quad (25)$$

Рассчитанная величина  $h_N^2 / \Delta f$  есть среднеквадратичная амплитуда шума  $h_f^2$  (с размерностью  $\text{Гц}^{-1}$ ), которая используется в выражении

$$\langle h^2 \rangle = \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} h_f^2 df. \quad (26)$$

Теперь мы можем сравнить эту величину с зависящим от частоты инструментальным шумом. Мы будем работать с безразмерной спектральной амплитудой

$$h_N(f) \equiv h_N \sqrt{\frac{f}{\Delta f}} = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{G\alpha E(f)\mathcal{R}}{c^3(\pi f)^2}}. \quad (27)$$

Очевидно, что независимые источники формируют стохастический фон, если их число  $N(f, \Delta f)$  много больше 1. Источники становятся разрешимыми, если их число порядка 1. Для набора эволюционирующих источников можно найти предельную частоту  $f_{\text{lim}}$ , на которой это происходит. При заданных  $\Delta f$  и  $\mathcal{R}$  с помощью конкретной зависимости  $f(f)$  (определяемой действием сил реакции гравитационного излучения или другими причинами) можно найти  $f_{\text{lim}}$  из условия

$$\mathcal{R} \frac{\Delta f}{f} = 1. \quad (28)$$

Для ансамбля двойных звезд можно получить

$$f_{\text{lim}} \approx (1.2 \times 10^{-3} \text{ Гц}) \mathcal{R}_{300}^{3/11} \left( \frac{\Delta f}{3 \times 10^{-8} \text{ Гц}} \right)^{3/11} \left( \frac{\mathcal{M}}{0.52 M_{\odot}} \right)^{-5/11} \quad (29)$$

Темп появления (слияния)  $\mathcal{R}_{300}$  взят для двойных белых карликов, которые, как считается, сливаются в нашей Галактике раз в 300 лет. Chirp-масса нормирована на  $0.52 M_{\odot}$ , что соответствует слиянию двух СО белых карликов с массами  $0.6 M_{\odot}$ .

### Шумы от старых нейтронных звезд на частотах наземных интерферометров

Вращающиеся нейтронные звезды, как источники гравитационных волн, могут быть грубо разделены на две группы. Одна состоит из старых нейтронных звезд с относительно слабыми магнитными полями и малыми электромагнитными потерями. Частота их вращения медленно убывает из-за испускания гравитационных волн. В другую группу входят молодые сильно замагниченные нейтронные звезды. Их частота вращения убывает гораздо быстрее из-за электромагнитных потерь. Ход эволюции их частот таков, что члены обеих групп пересекают окно чувствительности наземных интерферометров в направлении убывания частоты от  $10^3$  до 10 Гц. Число источников, одновременно излучающих в заданном интервале частот, пропорционально частоте рождения нейтронных звезд  $\mathcal{R}$  данной группы и обратно пропорционально средней скорости  $\dot{f}$  движения объектов через окно. Мы начнем со старых нейтронных звезд, а затем обсудим молодые нейтронные звезды.

Эволюция частоты вращения старых деформированных нейтронных звезд определяется гравитационными волнами. Формула для  $\dot{f}$  имеет следующий вид:

$$\dot{f} = \frac{32\pi^4 G}{c^5} I \epsilon^2 f^5, \quad (30)$$

где  $I$  — момент инерции звезды, а  $\epsilon$  — эллиптичность (параметр деформации). Частота рождения  $\mathcal{R}$  нейтронных звезд этой популяции может быть

оценена через наблюдаемую долю миллисекундных пульсаров (которые также являются старыми нейтронными звездами со слабым магнитным полем, чье вращение было ускорено аккрецией в двойных системах) по отношению к обычным радиопулсарам:  $N_{ms}/N_{PSR} \approx 20/2000 = 1/100$ . Напомним, что время жизни миллисекундных пульсаров примерно равно  $t_{ms} = 10^8$  лет, обычных радиопулсаров —  $t_{PSR} = 10^6$  лет, а частота рождения последних равна 1 за 30 лет (т.е. равна частоте вспышек сверхновых типа II с коллапсом ядра). Приведенные значения позволяют оценить частоту образования миллисекундных пульсаров:

$$\mathcal{R}_{ms} = \mathcal{R}_{PSR} \frac{N_{ms}}{N_{PSR}} \frac{t_{PSR}}{t_{ms}} \approx 3 \times 10^{-6} \text{ лет}^{-1}.$$

Эта оценка находится в согласии с результатами, выведенными из наблюдаемой пространственной плотности миллисекундных пульсаров.

Из уравнения (28) можно получить предельную частоту:

$$f_{\text{lim}} \approx 53 \text{ Гц} \left( \frac{\mathcal{R}}{3 \times 10^5 \text{ лет}} \right)^{1/5} \left( \frac{\Delta f}{3 \times 10^{-8} \text{ Гц}} \right) \left( \frac{I}{10^{45} \text{ г см}^2} \right)^{-1/5} \times \\ \times \left( \frac{\epsilon}{10^{-9}} \right)^{-2/5}. \quad (31)$$

Таким образом, на частотах ниже 53 Гц популяция старых нейтронных звезд может порождать стохастический фон. Беря  $E(f) = \pi^2 I f^2 / 2$ , можно из уравнения (27) получить

$$h_N(f) = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{G}{c^3}} I \mathcal{R} \approx \\ \approx 2 \times 10^{-26} \left( \frac{10 \text{ кпк}}{r} \right) \left( \frac{\mathcal{R}}{3 \times 10^5 \text{ лет}} \right)^{1/2} \left( \frac{I}{10^{45} \text{ г см}^2} \right)^{1/2}. \quad (32)$$

Интересно, что эта величина не зависит от параметра деформации  $\epsilon$ , если только он не равен нулю. Величины  $h_1^2$  и  $\dot{f}$  пропорциональны  $\epsilon^2$  и взаимно сокращаются в выражении для  $h_N^2$ . Величина  $h_N(f)$  также не зависит от частоты  $f$ . Численно уровень  $h_N(f)$  много меньше, чем инструментальный шум как у начальных, так и улучшенных интерферометров. Значение  $h_N(f)$  может быть увеличено на два порядка величины, и гравитационно-волновой шум от старых нейтронных звезд достигнет границы обнаружимости только при постулировании существенно большего (и, как мы считаем, не реального) темпа образования старых нейтронных звезд  $\mathcal{R}$ .

На частотах, выше предельной частоты (31), источники можно разрешить за 1 год непрерывных наблюдений. Однако для того, чтобы следить за отдельной нейтронной звездой, необходимо знать ее положение на небе с высокой точностью, чтобы устранить влияние доплеровской модуляции, возникающей из-за движения Земли вокруг Солнца.

Молодые нейтронные звезды отличаются от старых тем, что их электромагнитные потери

$$\dot{E}_{em} = \frac{2\pi^4}{3c^3} \mu^2 f^4, \quad (33)$$

где  $\mu$  — магнитный дипольный момент нейтронной звезды, существенно больше гравитационно-волновых

$$\dot{E}_{gw} = \frac{32\pi^6 G}{c^5} I^2 \epsilon^2 f^6. \quad (34)$$

Отношение  $x = \dot{E}_{em} / \dot{E}_{gw}$  равно

$$x \approx 4 \times 10^3 (\mu_{30})^2 (\epsilon_{-6})^{-2} (I_{45})^{-2} \left( \frac{100 \text{ Гц}}{f} \right)^2, \quad (35)$$

здесь  $\mu_{30} = \mu / (10^{30} \text{ Гс см}^3)$ ;  $\epsilon_{-6} = \epsilon / 10^{-6}$  и  $I_{45} = I / 10^{45} \text{ г см}^2$ . Для типичных параметров молодых нейтронных звезд имеем  $x \gg 1$ . Отношение  $x$  становится сравнимым с 1 только для относительно слабых магнитных полей, когда магнитный момент  $\mu$  удовлетворяет условию  $\mu < 1.5 \times 10^{26} (\text{Гс см}^3) \epsilon_{-6} (f / 100 \text{ Гц})$ . Изменение частоты  $f$  определяется электромагнитными потерями

$$\dot{f} = \frac{2\pi^2}{3c^3} \frac{\mu^2 f^3}{I}. \quad (36)$$

Для  $f_{\text{lim}}$  получается соотношение

$$f_{\text{lim}} = 0.5 \text{ Гц} (\mathcal{R}_{30})^{1/3} \left( \frac{\Delta f}{3 \times 10^{-8} \text{ Гц}} \right)^{1/3} (\mu_{30})^{-2/3} (I_{45})^{1/3}. \quad (37)$$

Средняя амплитуда  $h_1$  от одной нейтронной звезды равна

$$h_1 = \frac{G\pi^2 \sqrt{32}}{c^4} \frac{1}{r} I f^2 \epsilon. \quad (38)$$

Тогда  $h_N(f)$  находится из уравнения (22) с помощью (36):

$$\begin{aligned} h_N(f) &= \frac{4\sqrt{3}\pi G}{c^{5/2}} \frac{1}{r} I^{3/2} \mathcal{R}^{1/2} \epsilon \mu^{-1} f \approx \\ &\approx 3 \times 10^{-26} \left( \frac{10 \text{ кпк}}{r} \right) \mathcal{R}_{30}^{1/2} I_{45}^{3/2} \epsilon_{-6} \mu_{30}^{-1} f / 100 \text{ Гц}. \end{aligned} \quad (39)$$

Таким образом, гравитационно-волновой шум от молодых нейтронных звезд имеет тот же самый уровень, что и фон от старых нейтронных звезд. Частота появления молодых нейтронных звезд много выше, чем старых, но они пересекают окно чувствительности намного быстрее, так что в нем не оказывается достаточного количества источников, чтобы создать сильный шум. Мы заключаем, что обе популяции нейтронных звезд не представляют какой-либо опасности для чувствительности наземных инструментов первого или второго поколения. Важно также отметить, что рассчитанный уровень шума лежит ниже ожидаемого фона реликтовых гравитационных волн (потенциальный источник важнейшей информации о ранних стадиях эволюции Вселенной, который в данной заметке обсуждаться не будет).

## Шум от галактических двойных белых карликов внутри диапазона частот LISA

Диапазон частот LISA,  $10^{-4}$ – $10^{-1}$  Гц может быть загрязнен гравитационно-волновым шумом от сливающихся двойных белых карликов (WD) и нейтронных звезд (NS). Темп появления объектов  $\mathcal{R}$  обеих популяций в окне чувствительности численно равен темпу их слияний. Двойные WD гораздо более многочисленны, чем двойные NS, и темп слияний у объектов первой популяции также существенно выше, чем у второй. Двойные WD сливаются примерно 1 раз в 300 лет, в то время как двойные NS — 1 раз каждые 10000 лет. В то же время их chirp-массы ( $\mathcal{M} \approx 0.52M_\odot$  для двойных WD и  $\mathcal{M} \approx 1.22M_\odot$  для двойных NS) не слишком сильно различаются. Отсюда видно, что шум от WD более важен, чем от NS, и мы будем рассматривать только его.

Для набора источников, состоящего из двойных звезд, можно получить следующее соотношение:

$$h_N(f) = \frac{G^{5/6}}{\sqrt{3}\pi^{2/3}c^{3/2}} \frac{1}{r} \mathcal{R}^{1/2} \mathcal{M}^{5/6} f^{-2/3} =$$

$$= 10^{-20} \left( \frac{10 \text{ кпк}}{r} \right) \left( \frac{\mathcal{R}}{300 \text{ лет}} \right)^{1/2} \left( \frac{f}{10^{-3} \text{ Гц}} \right)^{-2/3} \left( \frac{\mathcal{M}}{0.52M_\odot} \right)^{5/6} \quad (40)$$

Грубо, это результат одновременного действия  $\approx 10^6$  двойных в интервале частот  $\Delta f = f = 10^{-3}$  Гц со средней амплитудой

$$h_1 = \frac{\sqrt{32}\pi^2 G^{5/3}}{\sqrt{5}c^4} \frac{1}{r} \mathcal{M}^{5/3} f^{2/3} =$$

$$= 2.5 \times 10^{-23} \left( \frac{10 \text{ кпк}}{r} \right) \left( \frac{\mathcal{M}}{0.52M_\odot} \right)^{5/3} \left( \frac{f}{10^{-3} \text{ Гц}} \right)^{2/3} \quad (41)$$

Необходимо заметить, что формула (40) дает оценку амплитуды, усредненную по всему небу, в то время как реальный фон сильно сконцентрирован в направлении плоскости Галактики. Отклик космического интерферометра будет модулироваться из-за его поворотов в ходе орбитального движения. В принципе, эта модуляция галактического фона может быть использована для его отделения от фонов космологического происхождения.

В формуле (40) величина  $\mathcal{R}$  содержит в себе все астрофизические неопределенности эволюции двойных WD. На частотах, выше чем  $3 \times 10^{-4}$  Гц, эволюция большей части двойных белых карликов полностью определяется излучением гравитационных волн. Поэтому на интересующих нас частотах гравитационно-волновой шум зависит только от темпа слияния двойных WD в Галактике и не зависит от сложной эволюции двойных систем на более низких частотах. Темп слияний тесных двойных WD известен с точностью до фактора 2–3. Один из способов оценить  $\mathcal{R}$  основывается на поиске близких двойных WD. Последние исследования обнаружили большее число таких систем, чем полагали ранее. Однако статистика таких галактических двойных систем остается очень малой. Если слияния двойных WD ассоциируются со взрывами сверхновых типа Ia, то темп их слияний может быть оценен с помощью существенно более

## Чувствительность LISA

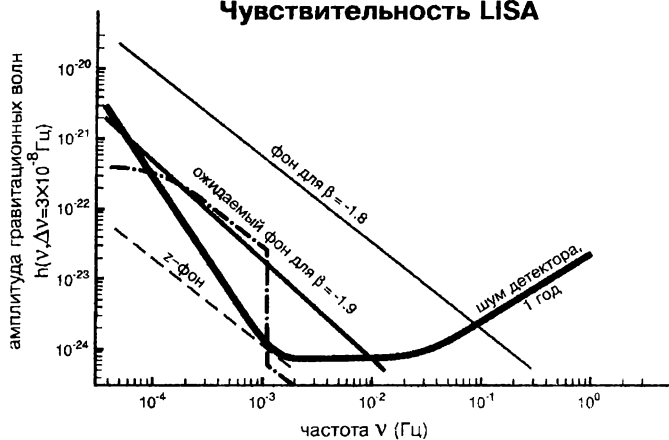


Рис. 2. Ожидаемый спектр с  $\beta = -1.9$  и другие возможные спектры в сравнении с чувствительностью LISA

представительной статистики сверхновых. Сливающиеся CO–CO двойные белые карлики остаются наиболее правдоподобными кандидатами, ответственными за феномен SN Ia. Частота вспышек SN Ia в Галактике оценивается как  $4 \times 10^{-3}$  в год, что близко к рассчитанной частоте слияний CO–CO ( $\sim (1-3) \times 10^{-3}$ ). Слияния He–CO и He–He пар WD (также возможные прогениторы SN Ia) происходят примерно в 10 раз чаще, чем CO–CO WD. Поскольку взрывы SN Ia могут инициироваться также и другими механизмами, то мы заключаем, что наблюдаемая частота вспышек SN Ia является верхним пределом темпа слияния двойных WD, вне зависимости от особенностей их эволюции.

На рис. 2 показана кривая чувствительности LISA (сплошная толстая линия) как функция частоты, рассчитанная для узких интервалов частот (бинов)  $\Delta f = 3 \times 10^{-8}$  Гц, что соответствует 1 году наблюдений. Предел, определяемый двойными звездами, показан штрих-пунктирной линией. На частотах ниже  $\sim 4 \times 10^{-4}$  Гц гравитационно-волновой фон от двойных порождается не только сливающимися белыми карликами, но также и другими двойными. В этой части рисунка мы основываемся на численных расчетах [7, 17]. На предельной частоте  $\sim 10^{-3}$  Гц индивидуальные двойные WD становятся разрешимы за 1 год наблюдений, и фон от двойных систем опускается ниже уровня чувствительности LISA. Однако он продолжается как шум, производимый изотропно распределенными внегалактическими двойными (см. раздел). На рис. 2 также показан ожидаемый фон реликтовых гравитационных волн. Помня, что реальный фон, вызванный слиянием галактических WD, может быть ниже, чем изображенный на рисунке и в любом случае он будет зависеть от направления, мы делаем вывод, что в интервале частот  $\sim 10^{-3} - 10^{-1}$  Гц не может быть никакого фона гравитационных волн галактической природы превышающего кривую чувствительности LISA, рассчитанную для интервалов ча-

стоты  $\Delta f = 3 \times 10^{-8}$  Гц. Если LISA обнаружит гравитационно-волновой фон на этих частотах, то он должен иметь космологическое происхождение. Несмотря на то, что ограничения на низкочастотную часть помех от двойных систем более модельно зависимы (они определяются реальным числом двойных звезд в Галактике, их пространственным распределением и деталями эволюции), рассчитанный шум от них уходит под кривую чувствительности LISA на частотах ниже  $\sim 10^{-4}$  Гц. Это оставляет открытым для поиска космологических фонов также некоторую низкочастотную часть окна чувствительности LISA в дополнение к уже обсужденному выше интервалу  $\sim 10^{-3}$ – $10^{-1}$  Гц.

### Гравитационно-волновой шум от внегалактических двойных

Простые оценки показывают, что ожидаемый изотропный внегалактический фон будет на полтора порядка величины слабее усредненного по небу фона галактических двойных. Рассмотрим объем пространства радиусом  $r = 300$  Мпк. Это большой объем, в котором, однако, все еще можно пренебрегать кривизной пространства и космологической временной эволюцией темпа звездообразования. Согласно уравнению (13), частота событий в этом объеме  $\mathcal{R}_V$  связана с частотой событий в отдельной галактике  $\mathcal{R}_G$  соотношением  $\mathcal{R}_V = 3 \times 10^6 \mathcal{R}_G$ . Формула (27), записанная для внегалактических источников, будет содержать  $\mathcal{R}_V$  вместо галактического темпа событий  $\mathcal{R}$  и  $r = 300$  Мпк вместо типичного галактического расстояния  $r = 10$  кпк. Комбинируя эти числа, находим соотношение между галактической  $h_N(f)$  и внегалактической  $h_N(f)^{eg}$  амплитудами:

$$h_N(f)^{eg} \approx 5 \times 10^{-2} h_N(f). \quad (42)$$

Таким образом, ожидается, что амплитуда шума от внегалактических двойных будет в 20 раз меньше амплитуды от двойных систем из нашей Галактики.

Более сложные расчеты принимают во внимание заметно больший темп звездообразования на больших красных смещениях. Согласно этим работам неразрешенные внегалактические двойные могут давать до 10% среднего галактического фона. Это все еще меньше проектной чувствительности LISA, так что нет угрозы появления помех. Вклад неразрешенных внегалактических двойных показан на рис. 2 справа от частоты  $\approx 10^{-3}$  Гц, где галактические двойные становятся разрешимыми и их вклад в фон резко падает. Дополнительной отличительной особенностью гравитационно-волнового фона источников из удаленных галактик является специфическая угловая анизотропия излучения, связанная с неоднородностью распределения галактик по небу.

### Заключение

Сеть наземных интерферометров первого поколения может регистрировать несколько слияний двойных черных дыр в год при отношении сигнала к шуму около 3. Этим же инструментам будет доступна регистрация сливающихся нейтронных звезд, но эти события будут происходить по крайней мере в несколько раз реже.



Вторым в очереди возможных открытий стоят одиночные нейтронные звезды с отклонениями от осевой симметрии. Регистрация этих источников требует накопления сигнала в течение по крайней мере нескольких месяцев. Здесь, однако, встает проблема удаления из зарегистрированного сигнала доплеровской модуляции, вызванной движением Земли по орбите. При отсутствии информации о положении источника на небе такая процедура требует очень больших вычислительных мощностей.

Космический интерферометр LISA будет легко (с большим отношением  $S/N$ ) регистрировать фон от двойных галактических белых карликов и отдельные сливающиеся системы такого типа. Кроме того, есть вероятность, что на краях диапазона чувствительности (в интервалах частот  $10^{-4}$ – $10^{-3}$  Гц и  $3 \cdot 10^{-2}$ – $10^{-1}$  Гц) можно будет наблюдать и фон реликтовых гравитационных волн.

### Список литературы

1. *Andersson N.* // *Ap.J.* 1998. V.502. P.708.
2. *Bethe H.A., Brown G.E.* // *Ap.J.* 1999. V.517. P.318.
3. *Chandrasekhar S.* // *Phys. Rev. Lett.* 1970. V.24. P.611.
4. *Черепашук А.М.* // *УФН* 1996. Т.39. С.759.
5. *Frail D.A., Goss W.M., Whiteoak J.B.Z.* // *Ap.J.* 1994. V.437. P.781.
6. *Friedman J.L., Schutz B.F.* // *Ap.J.* 1978. V.222. P.281.
7. *Lipunov V.M., Postnov K.A., Prokhorov M.E.* // *Astron.Astrophys.* 1987. V.176. P.L1.
8. *Lipunov V.M., Postnov K.A., Prokhorov M.E.* // *Astrophys. Space Phys. Rev.* 1996. V.9. P.1.
9. *Липунов В.М., Постнов К.А., Прохоров М.Е.* // *Письма в АЖ.* 1997. Т.23. С.492.
10. *Lyne A.G., Lorimer D.R.* // *Nature.* 1994. V.369. P.127.
11. *Müller E.* // *Class. Quant. Gravity.* 1997. V.14. P.1455.
12. *Nazin S.N., Postnov K.A.* // *Astron.Astrophys.* 1997. V.317. P.L79.
13. *Nice D.J., Sayer R.W., Taylor J.H.* // *ApJ Lett.* 1996. V.466. P.L87.
14. *Owen B.J., et al.* // *Phys. Rev. D* 1998. V.58. N14834. (gr-qc/9804044).
15. *Palomba C.* // *astro-ph/0003321.*
16. *Portegies Zwart S.T., Yungelson L.R.* // *Astron.Astrophys.* 1998. V.332. P.173.
17. *Postnov K.A., Prokhorov M.E.* // *Ap.J.* 1998. V.494. P.674.
18. *Tauris A., van den Heuvel E.P.J* // *astro-ph/0001015.*
19. *Thorsett S.E., Chakrabarty D.* // *Ap.J.* 1999. V.512. P.288.
20. *Tutukov A.V., Yungelson L.R.* // *MNRAS.* 1993. V.260. P.675.
21. *van den Heuvel E.P.J* // *Interacting Binaries* / Eds. H. Nussbaumer and A. Orr. Berlin, 1994. P.263.
22. *Vanbeveren D. et al.* // *New Astron.* 1998. V.3. P.443.

## ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ ЦЕФЕИД

В своей лекции я сначала расскажу о корреляционном методе измерения лучевых скоростей звезд поздних спектральных классов, в течение 14 лет успешно применяющемся нами среди прочих программ для определения лучевых скоростей цефеид. Наша программа хороший пример использования, во-первых, принципиального преимущества малых телескопов — возможности получения большого количества наблюдательного времени на протяжении многих лет, и, во-вторых, особых преимуществ конкретного прибора — скромных требований к размеру телескопа, высокой эффективности и производительности, возможности перевозить прибор с одной обсерватории на другую в соответствии с наличием наблюдательного времени и даже с погодными условиями. Далее я расскажу о некоторых конкретных результатах исследования цефеид по нашей программе.

Нами использовался прибор ИЛС (измеритель лучевых скоростей), разработанный и построенный А.А.Токовининым (ГАИШ) в 1986 году [7]. В нем использована идея, впервые предложенная Фелгеттом [8], реализованная Гриффином [5], а затем распространенная на эшелонные спектрометры в знаменитом приборе CORAVEL [1]. Общий принцип устройства спектрометра типа CORAVEL таков. Эшелонный спектрограф создает изображение спектра звезды. В фокальной плоскости вместо светоприемника помещают физическую маску. Она, в сущности, является изображением спектра “стандартной” звезды, в нашем случае Арктур; те места маски, которые соответствуют спектральным линиям, прозрачны, а все остальные места — нет. В оптическую схему спектрографа добавлено специальное плоское зеркальце, которое колеблется с частотой около 10 Гц, в результате чего наблюдаемый спектр смещается туда-сюда вдоль маски. Поток, проходящий сквозь маску, минимален в тот момент, когда линии в наблюдаемом спектре совпадают с “линиями” маски. Прошедший сквозь маску свет затем собирают линзой Фабри и измеряют фотоумножителем. Специальный контроллер (в прежней конфигурации прибора) или компьютер (в нынешней конфигурации) обеспечивает регистрацию измеряемого потока отдельно в 50 интервалах фаз в течение каждого цикла колебаний плоского зеркальца. Итак, мы получаем “обобщенную спектральную линию”, на самом деле представляющую сводный профиль примерно 1500 линий в спектре измеряемой звезды или Арктур. Зарегистрированная “линия” охватывает интервал скоростей примерно в  $\pm 25$  км/с, но искать лучевую скорость можно в гораздо более широком интервале, скажем,  $+300$  или  $+500$  км/с, путем калиброванного поворота дифракционной решетки спектрометра. Затем обобщенную линию математически представляют соответствующим профилем (обычно гауссовским, но можно и другим). Положение минимума профиля определяет лучевую скорость. Предварительная обработка происходит непосредственно во время наблюдений, но впоследствии для повышения точности можно воспользоваться более совершенным программным обеспечением. В окончательных редукциях учитываются все необходимые поправки за движение наблюдателя. Приборы подобного типа нуждаются во внесении

поправки нуль-пункта. Для этого мы каждую ночь наблюдаем звезды — стандарты лучевых скоростей, рекомендованные Международным астрономическим союзом. Из формы профиля можно извлечь дополнительную информацию, например, о содержании химических элементов в атмосфере звезды или о ее вращении.

Важнейшие технические характеристики прибора ИЛС таковы. Он может измерять лучевые скорости звезд главной последовательности с "нормальным" химическим составом в диапазоне спектральных классов примерно от F5 до M5; в случае гигантов можно немного продвинуться в сторону более ранних классов. Характерная точность для не слишком слабых звезд в середине диапазона спектральных классов составляет от 0.3 до 0.5 км/с. Предельная величина для телескопов метрового класса — около 12.5 в видимых лучах; в рекордных случаях удавалось измерять звезды до 14-й величины. Характерное время экспозиции для более ярких звезд — около 5 минут; экспозиции, превышающие 30 минут, практически не используются.

В 1980-е и в начале 1990-х годов в разных странах было построено несколько приборов типа CORAVEL. Из них до наших дней дожил, кажется, только ИЛС (еще один прибор, практически точная копия ИЛС, был сравнительно недавно построен в Литве). Несомненно, лучше регистрировать весь спектр при помощи ПЗС, а затем определять лучевую скорость (да и множество других параметров!) численной обработкой спектра. Если говорить о лучевой скорости, мы при этом заменим физическую маску на цифровую маску. Однако приборы типа ИЛС оказались идеальными инструментами "для бедных", редукции очень просты, практически готовые лучевые скорости есть уже на следующее утро, не требуется почти никакого дополнительного технического обслуживания (кроме периодических юстировок — примерно раз в год). Прибор можно привезти на удаленную обсерваторию и уже в тот же вечер приступить к наблюдениям. Мы планируем продолжить эксплуатацию недавно усовершенствованного ИЛС в течение еще нескольких лет.

Прибор ИЛС активно используется уже 15 лет. За это время с ним работали несколько групп, решавших весьма разнообразные научные задачи, в том числе:

- определение орбит двойных и кратных звезд;
- исследования кинематики Галактики;
- исследования кинематики и динамики звезд в рассеянных и шаровых скоплениях;
- исследования звездных пульсаций (для цефеид и для некоторых других типов переменных звезд).

Мы сегодня будем говорить только о последней программе. Она ведется с 1987 года, самым активным наблюдателем все эти годы была Н.А. Горыня (ИНАСАН). За 1987–2000 годы нами получено более 7000 наблюдений 144 цефеид при помощи 11 телескопов, к настоящему времени оказавшихся в 6 государствах (Россия, Украина, Азербайджан, Болгария, Грузия, Узбекистан). Подробности представлены в таблице. В основном использовались телескопы метрового класса. Нашим главным инструментом мы можем назвать 1-м телескоп Симеизской обсерватории. Эта обсерватория сейчас является отделом КрАО, но при распаде СССР удалось сохранить телескоп в собственности Института астрономии РАН. Обратите также внимание, что нам удается весьма эффективно использовать 70-см телескоп ГАИШ, установленный в Москве на Воробьевых

## Телескопы и наблюдения Цефеид

N	Телескоп	Годы	Число набл.
1	70-см, Москва, Россия	1987–2000	867
2	60-см, Научный, Крым, Украина	1987–1990	47
3	200-см, Шемаха, Азербайджан	1988	2
4	122-см, Абастумани, Грузия	1988	8
5	125-см, Научный, Крым, Украина	1989–1990	64
6	100-см, гора Майданак, Узбекистан	1989–1993	283
7	100-см, Симеиз, Крым, Украина	1990–2000	3792
8	60-см, Симеиз, Крым, Украина	1990–1998	1902
9	200-см, Рожен, Болгария	1990	16
10	60-см, гора Майданак, Узбекистан	1991	212
11	60-см, Звенигород, Россия	1997	18

Итого: 14 лет, 1341 ночей, 7211 наблюдений 144 цефеид.

горах, менее чем в 10 километрах от Кремля!

Наша база данных, вероятно, в настоящее время содержит больше всего в мире оригинальных, высокоточных измерений лучевых скоростей цефеид.

Несколько слов об объектах, составляющих предмет исследований по нашей программе. Цефеиды — это радиально пульсирующие сверхгиганты. Классические цефеиды (по нашей программе мы наблюдаем почти исключительно именно их) — сверхгиганты плоской составляющей. В максимуме блеска все цефеиды по спектральному классу относятся к поздним подклассам класса F, а в минимуме это звезды классов G–K. В нашей Галактике периоды цефеид заключены в пределах от суток до нескольких десятков суток. Особое значение цефеид в астрономии связано с существованием зависимости период — светимость, позволяющей определять расстояния до каждой цефеиды, а значит, и до звездного агрегата, в который входит цефеида. Чем больше период цефеиды, тем она абсолютно ярче. Кроме того, для цефеид существует зависимость период — возраст (чем больше период, тем она моложе), то есть имеется совершенно уникальная возможность определить возраст каждой цефеиды — при известных допущениях, его можно принять и для соответствующего звездного агрегата. Если для цефеиды получены хорошая многоцветная фотометрия и хорошие измерения лучевой скорости, можно достаточно уверенно определить ее линейные размеры непосредственно по пульсациям (об этом речь пойдет позже); в частности, это означает возможность проверить зависимость период — светимость. Специфика нашей программы заключается в том, что мы стремимся к достаточно хороше-

му покрытию пульсационной кривой лучевых скоростей каждой цефеиды в каждый годичный сезон. Наши кривые лучевых скоростей выглядят не хуже, чем высококачественные фотоэлектрические кривые блеска цефеид. Немного позже я расскажу о применении метода Бааде—Весселинка для определения радиусов цефеид. Обычно точность этого метода ограничивается точностью кривых лучевых скоростей цефеид. В нашем случае этот лимитирующий фактор теряет свое значение. Если период цефеиды верен и сильно не меняется, повышенный разброс точек может быть вызван двумя основными причинами.

Первая из них — пульсации с двойной периодичностью. Они встречаются у сравнительно короткопериодических цефеид, у которых оказываются одновременно возбужденными колебания в основном тоне и в первом оберitone радиальных пульсаций (известна одна звезда, у которой возбуждены колебания в первом и втором обертонах). Мы наблюдали несколько бимодальных цефеид и смогли разделить две моды пульсаций только по своим измерениям лучевых скоростей. EW Sct — давно известная цефеида с двойной периодичностью. Амплитуда ее колебаний, соответствующих основному тону, превышает амплитуду, соответствующую первому обертону. Цефеиду с двойной периодичностью V458 Sct недавно открыл молодой московский астроном С.В. Антипин (в Галактике в настоящее время известно менее 20 бимодальных цефеид, причем Антипин открыл две из них). Для этой звезды больше амплитуда первого обертона; этот эффект выявляется и по кривой блеска, но кривая лучевых скоростей допускает более непосредственную интерпретацию с энергетической точки зрения, а сосуществование двух осцилляций, тем более с большей энергией в первом обертоне, представляет проблему для теории звездных пульсаций.

Вторая причина повышенного разброса — двойственность цефеиды. Случай TX Del — экстремальный (в точности не известно, является ли эта звезда классической цефеидой или цефеидой сферической составляющей). Мы независимо открыли двойственность этой звезды, впервые замеченную Харрисом и Уэлчем [9]. Пульсационный период составляет  $6.17^d$ , а орбитальный период — всего  $133^d$ , что очень мало для двойной цефеиды (напомню, что классические цефеиды — сверхгиганты, их орбитальные периоды обычно составляют годы). Эта звезда — действительно TX Del необычная двойная цефеида (известны всего две звезды, похожих на нее). Даже ее кривая лучевых скоростей, основанная на наблюдениях одного года, явно демонстрирует двойственность.

Мы открыли двойственность классических цефеид BY Cas, VY Cyg, VZ Cyg, MW Cyg. Новый результат — недавно доказанная нами двойственность V496 Aql. Из двух возможных значений орбитального периода этой звезды мы предпочитаем более короткое: у V496 Aql признаки двойственности также можно заметить по наблюдениям одного года. По нашим данным, двойными являются не менее 22% цефеид, однако намного более высокие оценки некоторых авторов, скажем 50% или даже больше, не кажутся нам обоснованными.

Как я уже говорил, наши данные очень подходят для определения радиусов цефеид на основе метода Бааде—Весселинка. Идея метода состоит в том, что если мы сможем по многоцветной фотометрии каким-либо способом учесть изменения излучательной способности единицы площади поверхности звезды, то разность блеска звезды (в звездных величинах) в два момента времени будет определяться отношением радиусов в эти мо-

менты, а разность радиусов можно определить, проинтегрировав кривую лучевых скоростей. Работая методом Бааде—Весселинка, мы активно используем базу фотометрических данных о цефеидах, созданную и ведущуюся в ГАИШ Бердниковым [2]. Результаты определения радиусов методом Бааде — Весселинка очень важны для решения проблемы моды пульсаций классических цефеид. По нашим оригинальным значениям радиусов 62 цефеид мы вывели зависимость период — радиус [6]:

$$\lg R = 1.23(\pm 0.03) + 0.62(\pm 0.03) \lg P.$$

Герцшпрунг [3] первым обратил внимание на то, что классические цефеиды показывают вполне определенные закономерности формы кривой блеска в зависимости от периода. Из наших данных вытекает зависимость, аналогичная последовательности Герцшпрунга, для кривых лучевых скоростей цефеид [4]. Такая зависимость опять оказывается более удобной для теоретической интерпретации, чем зависимость для кривых блеска, поскольку блеск пульсирующей звезды — функция и ее размеров, и температуры.

В последние годы мы начали сотрудничество с П. Москаликом (Варшава), который проводит фурье-анализ кривых лучевых скоростей цефеид. Это весьма чувствительный метод исследования, также позволяющий изучать последовательность Герцшпрунга и выявляющий резонансы между различными модами пульсаций. П. Москалик анализирует наши самые последние наблюдения и дает советы по корректировке программы наблюдений, выявляя случаи недостаточного покрытия кривых лучевых скоростей, указания на возможную спектральную двойственность и т.п.

Наши исследования получали финансовую поддержку со стороны грантов РФФИ, Совета по поддержке ведущих научных школ России и Федеральной программы “Астрономия”.

### Список литературы

1. Baranne A., Mayor M., Poncet J.L. // *Vistas in Astronomy*. 1979. V.23. P.279.
2. Berdnikov L.N. // *ASP Conference Series*. 1995. V.83. P.349.
3. Hertzsprung E. // *Bull. Astron. Soc. Netherl.* 1926. V.3, N96. P.115.
4. Gorynya N.A. // *IBVS*. 1998. N4636.
5. Griffin R.F. // *ApJ*. 1967. V.148. P.465.
6. Сачков М.Е., Расторгуев А.С., Самусь Н.Н., Горыня Н.А. // *Письма в Астрон. журнал*. 1998. Т.24. С.443.
7. Токовинин А.А. // *Астрон. журнал*. 1987. Т.64. С.196.
8. Felgett P.B. // *Optica Acta*. 1953. V.2. P.9.
9. Harris H.C., Welch D.L. // *AJ*. 1989. V.98. P.981.

## АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В КАЗАНСКОМ УНИВЕРСИТЕТЕ

Из достойных изучения естественных вещей на первое место, по моему мнению, должна быть поставлено изучение устройства Вселенной. Поскольку Вселенная все содержит в себе и все превосходит по величине, она определяет все остальное и главенствует над ним.  
Г. Галилей

### Введение

Еще в четвертом веке до нашей эры известный философ Сократ сказал о звездах: "Все это навсегда останется тайной для смертного, и, конечно, самим богам грустно видеть стремление человека разгадать то, что они навсегда сокрыли от него..." Мысль Сократа понятна: звезды находятся очень далеко, поэтому обычные, "земные", методы их изучения совершенно не применимы. И великий грек оставался правым до середины XIX века, пока Бунзен и Кирхгоф не разработали метод спектрального анализа физических свойств газов. Но прежде чем изложить идею этого метода, ответим на важный вопрос: почему же важно исследование звезд?

К началу XX века астрономы уже представляли себе, что звезды окружены газовой обложкой, называемой атмосферой звезды. Позднее было установлено, что эти слои представляют собой плазму (нейтральные и ионизованные частицы), находящиеся в сильном поле излучения. Эти частицы могут взаимодействовать как друг с другом, так и с частицами света — фотонами, идущими из глубины звезды. В результате всего этого с поверхности звезды уходит в космос излучение, которое может достигнуть и земного наблюдателя.

Чтобы себе представить хотя бы в общих чертах строение этих слоев, приведем характерные значения основных физических величин для атмосферы Солнца, межзвездной среды и для атмосферы Земли (табл.1).

Таблица 1. Сравнительные характеристики атмосферы Солнца, межзвездной среды и атмосферы Земли

Физические величины	Атмосфера Солнца	Межзвездная среда	Атмосфера Земли
Температура (К)	5700	10	средняя $T = 273$
Плотность ( $\text{г см}^{-3}$ )	$3 \cdot 10^{-7}$	$1.0 \cdot 10^{-24}$	0.001
Давление (мм рт. ст.)	76	$2.5 \cdot 10^{-11}$	760
Число частиц в $1\text{см}^3$	$1.3 \cdot 10^{17}$	1	$2.7 \cdot 10^{19}$

Из приведенных цифр становится совершенно ясным, насколько физические условия в космосе отличаются от обычных "земных". В этом, кстати, и проявляется значимость астрономии как науки: она представляет превосходную возможность исследовать вещество в экстремальных

условиях, которые никак не могут быть воспроизведены в обычных физических экспериментах. Следует привести показательный пример. Еще в 30-х годах астрофизики заинтересовались вопросом: почему светят звезды? Окончательный ответ был таков: за счет термоядерных реакций. И уже позднее физики попытались использовать этот источник энергии для нужд человечества.

Исследования звезд важны также еще и потому, что звезды являются одним из основных объектов во Вселенной. Они образуются из межзвездного газа и пыли, но на разных этапах своей эволюции могут поставлять вещество в межзвездное пространство за счет взрывов на звездах, истечения вещества с поверхности звезд. Изучение всех этих процессов позволяет сделать заключения об эволюции вещества во Вселенной и в итоге — о возможности возникновения жизни и ее сохранения. Например, изучение эволюции Солнца привело к заключению, что оно через 2 миллиарда лет расширится и фактически "поглотит" ближайшую к Солнцу планету Меркурий. При дальнейшем расширении Солнце может "проглотить" и Землю. К счастью, шансы выжить все же имеются. При расширении Солнце будет терять свою массу и, благодаря уменьшенной массе, орбита Земли удалится от Солнца на безопасное расстояние. Таким образом, изучение звезд с целью определения их основных характеристик затрагивает вопросы существования и земной цивилизации.

## Методы анализа звездных спектров

Каков основной метод анализа звезд, упомянутый выше? Идея метода весьма проста. Любой газ может поглощать или излучать энергию. В зависимости от характеристик газа: температуры, давления в газе и его химического состава, точнее от числа атомов, — могут образовываться или линии поглощения или линии излучения — узкие области спектра, где интенсивность излучения становится меньше или больше прилегающего к ним непрерывного спектра (рис. 1).

Поскольку звезды окружены тонким газовым слоем, то этот метод был сразу же применен для изучения физических условий на звездах. И уже к 1860 году Секки, Вольф и Райе установили большое разнообразие этих условий для различных типов звезд.

Процессы взаимодействия излучения и вещества очень сложны. Поэтому для использования этого метода на практике необходимо было ввести определенные предположения о состоянии вещества и поля излучения в атмосферах звезд. В начале столетия в физике широко применялась концепция полного термодинамического равновесия (ПТР), согласно которой, например, температура среды должна быть постоянной, а поле излучения — планковским и постоянным в среде. Ясно, что эта концепция совершенно не выполняется в звездных атмосферах хотя бы потому, что температура в звездах сильно зависит от глубины. Чтобы спасти положение, в 1928 году известный английский астрофизик Милн постулировал, что вещество и излучение в звездных атмосферах находится в состоянии так называемого локального термодинамического равновесия (ЛТР). В отличие от ПТР ЛТР допускает, например, градиент температуры и изменение поля излучения в среде. Но тем не менее все соотношения для распределения атомов по скоростям, степеням возбуждения и ионизации остаются равновесными, но взятые при *локальной* температуре: формулы Максвелла, Больцмана и Саха (табл.2).



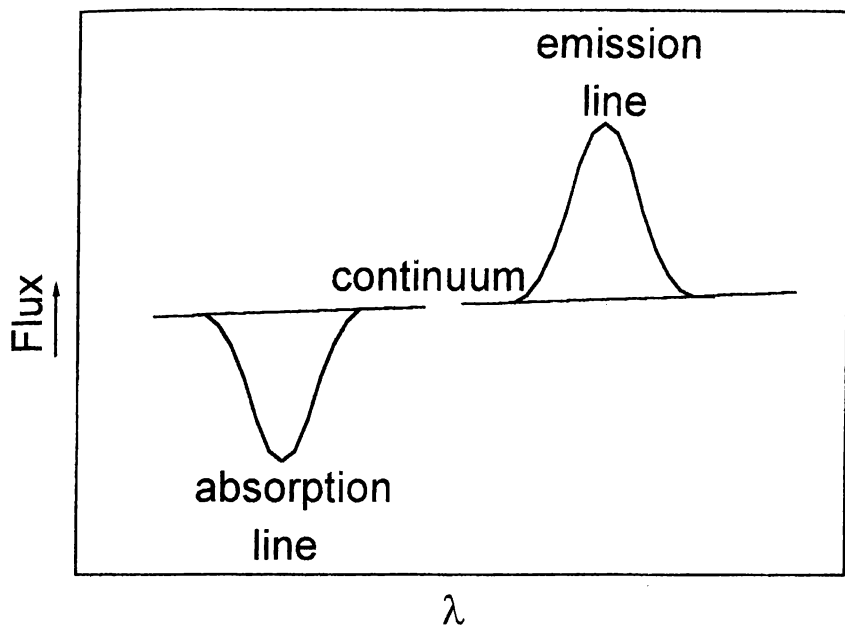


Рис. 1. Линии поглощения и излучения в спектре

Таблица 2. Характеристики вещества и поля излучения

	ПТР	ЛТР	не-ЛТР
Температура	постоянная	переменная	переменная
Поле излучения	постоянное $B_L$	переменное $J_L$	переменное $J_L$
Возбуждение	формула Больцмана	формула Больцмана	??????
Ионизация	формула Саха	формула Саха	??????
Скорости	формула Максвелла	формула Максвелла	?

Эти термины — ПТР или ЛТР, — по сути дела, означают следующее утверждение: все прямые процессы полностью компенсируются обратными. Например, для вещества звездных атмосфер число переходов с энергетического уровня  $l$  на другой уровень  $u$  должно равняться числу обратных переходов между этими же уровнями:

$$N_l P_{lu} - N_u P_{ul} = 0, \quad (1)$$

здесь  $N$  — населенности уровней,  $P$  — вероятности переходов.

Не трудно понять, что такой принцип детального баланса является очень жестким требованием, и поэтому трудно поверить в его осуществление. Но он очень привлекателен своими простыми последствиями: в этом случае состояние вещества определяется всего лишь двумя параметрами — температурой и концентрацией частиц. И тот факт, что вещество находится в поле излучения и взаимодействует с ним, в этой концепции не имеет значения!

И именно эта простота описания была использована астрофизиками в течение более 50 лет при развитии теории образования спектров звезд и при определении их основных характеристик. Число изученных таким методом звезд к настоящему моменту достигло 2000. Но были ли эти результаты достаточно надежными и можно ли было им доверять? Ответ на эти вопросы следует дать отрицательный, так как все результаты были получены на основе недоказанного правила — предположения о выполнении ЛТР. В этой связи уместно вспомнить Анри Пуанкаре: "Если установлено какое-либо правило, то прежде всего мы должны исследовать те случаи, когда это правило имеет больше шансов оказаться неверным". Другими словами, правило уже перестает быть правилом, если оно не выполняется хотя бы раз. Мало того, использование такого правила может привести к далекоидущим, но ложным по сути выводам.

Поэтому нельзя ли полностью отказаться от вышеприведенного жесткого правила детального баланса или по крайней мере ввести новый, более "мягкий" принцип, осуществление которого более оправданно? Оказывается, такая возможность существует, если ввести предположение о так называемом статистическом равновесии. Это принцип означает, что вместо требования *детального* баланса вводится *статистический* баланс. Возвращаясь к нашему примеру с переходами, все это означает, что мы просто предполагаем, что *суммарное* число переходов с данного уровня  $l$  (вверх и вниз) на *все* другие уровни равно *суммарному* числу *всех* переходов на данный уровень  $l$  (сверху и снизу):

$$N_l \sum_{u \neq l} P_{lu} - \sum_{u \neq l} N_u P_{ul} = 0. \quad (2)$$

Подобные уравнения записываются для каждого уровня. Несомненно, что это предположение более оправданно. В астрофизике этот подход кратко именуется как не-ЛТР метод — "не локальное термодинамическое равновесие".

Однако природу обмануть нельзя! Введение более общего принципа с неизбежностью приводит к большим математическим или физическим усложнениям. Некоторые из этих трудностей таковы:

- 1) при таком методе мы теперь должны учитывать все процессы, которые переводят электроны в атоме с одних орбит на другие: радиативные и столкновительные;

- 2) увеличивается сложность решаемых уравнений и их число. Если при классическом подходе решается лишь одно основное уравнение переноса излучения, описывающее процесс переноса излучения из глубоких слоев звезд к поверхности, то при новом подходе добавляются сотни новых уравнений вида — уравнения статистического равновесия и др.;
- 3) совместное решение всех этих уравнений требует развития специальных математических методов, для реализации которых необходимы мощные ЭВМ;
- 4) если при классическом подходе для анализа одной спектральной линии необходимо знание лишь нескольких атомарных параметров, то при новом подходе число таких данных существенно возрастает.

Сложность такого метода исследования расчетов препятствует широкому распространению не-ЛТР подхода при интерпретации звездных спектров. Тем не менее все эти трудности были преодолены в наших исследованиях в Казани, и поэтому появилась возможность производить анализ звезд на более высоком научном уровне, тем самым гарантируя высокую точность и достоверность определяемых характеристик звезд.

## Метод решения не-ЛТР проблемы

Использованный нами не-ЛТР подход реализуется следующим образом. Прежде всего определяется перечень основных решаемых уравнений. Затем для этих уравнений разрабатывается метод их совместного решения с последующей реализацией его в компьютерной программе. Дальнейшее исследование уже осуществляется в несколько этапов:

- 1) критический анализ вводных в задачу физических параметров по литературным данным или их новый расчет;
- 2) задание предварительных параметров звезд, которые должны в дальнейшем уточняться;
- 3) решение на ЭВМ основных уравнений задачи: переноса излучения и статистического равновесия (2), в результате осуществления этого этапа получается не-ЛТР населенности тех энергетических состояний, переходы с которых образуют спектральные линии;
- 4) вычисление детальных интенсивностей спектральных линий, используя полученные на предыдущем этапе данные;
- 5) сравнение этих теоретических данных с наблюдениями с целью уточнения основных параметров звезд. При плохом согласии теории с наблюдениями следует несколько изменить эти параметры и повторить все шаги, начиная с третьего.

При реализации этого метода важно выбрать метод решения *нелинейных* уравнений. В наших исследованиях был реализован метод линеаризации, известный еще со времен Ньютона. Его идея заключается в следующем.

Представим систему *нелинейных* уравнений в общем виде как

$$\Psi(x) = 0, \quad (3)$$

где  $x$  — точное решение. Но поскольку точное решение нам неизвестно, то представим неизвестное  $x$  в виде  $x = x_0 + \delta x_0$ , где  $x_0$  есть приближенное

решение, а  $\delta x_0$  — искомая поправка к этому решению. Тогда уравнения (3) можно переписать как

$$\Psi(x_0 + \delta x_0) = 0. \quad (4)$$

Раскладывая в ряд уравнения (4) в ряд с точностью до первого порядка малости, будем иметь

$$\Psi(x_0) + \frac{d\Psi(x)}{dx} \delta x_0 = 0. \quad (5)$$

Уравнения (5) уже являются *линейными* относительно неизвестной величины  $\delta x_0$ . Решение этой системы позволяет найти новую величину  $x_1 = x_0 + \delta x_0$ . Записав (5) для  $x_1$  и  $\delta x_1$ , можно теперь определить новые поправки. Эту процедуру можно продолжать до достижения необходимой точности  $\delta x/x < \epsilon$ . Отметим, что сходимость этого метода линеаризации очень быстрая (квадратичная).

### Некоторые результаты исследований

Наше применение только что описанного метода дало ряд интересных и важных результатов. Возьмем для примера спектр звезды с  $T_{eff} = 6000\text{ K}$ , у которой наблюдаются линии нейтрального натрия  $NaI$ . Модель атома приведена на рис. 2. Результат теоретического не-ЛТР расчета и сравнение с наблюдениями приведен на рис.3. Профиль этой линии при ЛТР (он не показан на рисунке) является существенно более мелким. Чем же обусловлены различия в теоретических расчетах для классического (ЛТР) случая и для нового не-ЛТР подхода?

Для ответа на этот вопрос нужно проанализировать прежде всего число атомов, имеющих электроны на определенных орбитах (или на определенных энергетических уровнях), ибо именно они определяют интенсивности линий. Расчеты показывают, что эти населенности оказываются далеко не равновесными: например, число атомов на самых нижних уровнях существенно больше, чем при состоянии равновесия (рис. 4). Но пока не ясно, в чем причина такого неравновесия. Для этого надо провести анализ всевозможных процессов, населяющих определенный уровень, и тех процессов, которые опустошают его.

Детальный расчет показывает, что для нижних уровней  $NaI$  имеет место преобладание фоторекомбинации, т.е. процессов перехода электрона из свободного состояния на связанную орбиту вокруг ядра атома по сравнению с обратными процессами (фотоионизацией), при которых электрон с орбиты вылетает в свободное состояние. Кстати, при равновесии эти процессы должны компенсировать друг друга. Такое преобладание одних процессов над другими просто объясняется тем, что вероятность фоторекомбинации при указанных температурах выше вероятности обратных процессов. Отражением различного поведения населенностей уровней и является различие в интенсивностях линий: большая населенность уровней дает более сильные линии поглощения и, наоборот, меньшая населенность дает более слабые линии. В результате линии  $NaI$ , возникающие при переходах с перенасыщенных уровней, будут более сильны, чем при равновесных значениях, что отмечалось выше для линии рис. 3. И если теперь мы по этим линиям будем определять содержание натрия у звезды, то мы получим для ЛТР- и не-ЛТР-подходов результаты, различающиеся

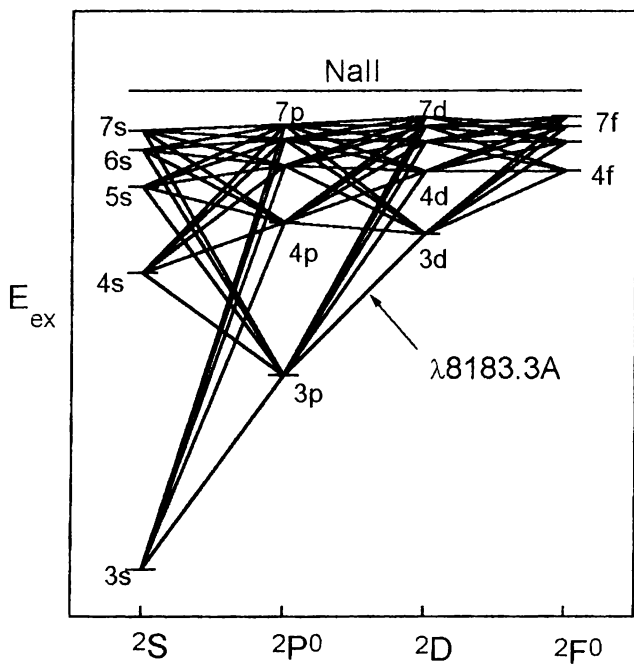


Рис. 2. Модель атома  $NaI$

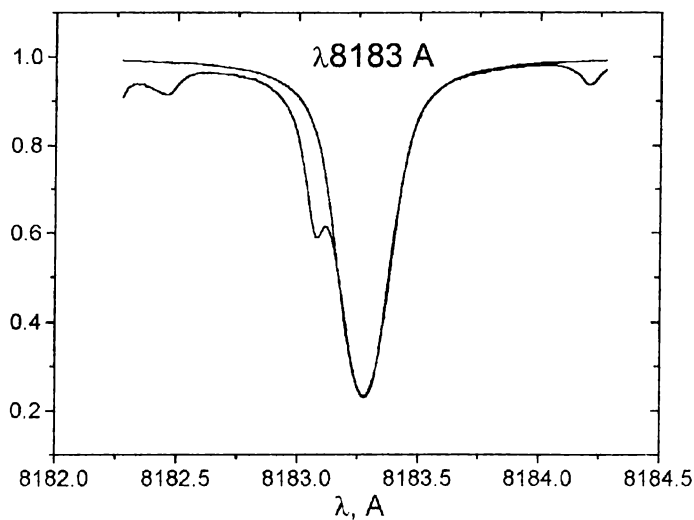


Рис. 3. Линии  $NaI$  в спектре звезды с  $T_{eff} = 6000\text{ K}$

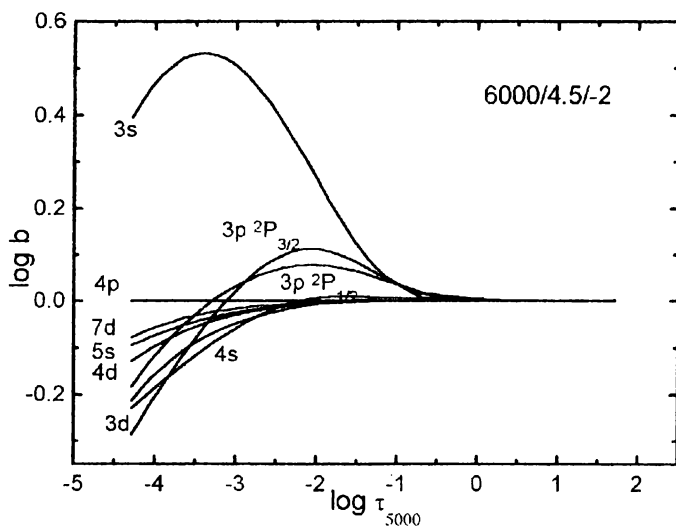


Рис. 4. Населенности уровней  $b_i = N^{nonLTE} / N^{LTE}$

до 6 раз (!). Следует подчеркнуть, что все наши аргументы справедливы только для элемента *NaI* и для указанной температуры звезды.

Если же мы возьмем для другого примера атомы нейтрального магния *MgI*, то обнаруживается совершенно иной эффект: нижние уровни атомов этого элемента оказываются недонаселены. В этом случае процессы фотоионизации преобладают перед обратными фоторекомбинационными процессами, и в итоге имеет место эффект "сверхионизации" *MgI*. Теперь нам понятно, что интенсивности линий *MgI* для случая не-ЛТР будут слабее, чем при ЛТР. Это приведет также к различному определению содержания магния (в 2 раза), но с обратным соотношением по сравнению с атомами натрия.

И наконец, приведем последний пример конкурирующих процессов при определении содержания бария *Ba*. Основной стадией ионизации элемента *Ba* является состояние *BaII* (для температур порядка 6000 К). Это означает, что сильными и наблюдаемыми линиями в спектре звезды будут линии *BaII*. Было установлено, что роль тех процессов, которые были важны для уровней *NaI* и *MgI*, для ионов *BaII* не имеют значения. Расчеты показывают, что населенности уровней *BaII* уже контролируются переходами между самими уровнями. Из результатов расчетов следует, что содержание бария может отличаться примерно в два раза (в большую или меньшую сторону) от тех значений, которые получаются классическими методами.

Все эти примеры показывают, во-первых, насколько ошибочен получаемый химический состав звезд, если используются старый ЛТР-метод. Во-вторых, ясно также то, что различия в результатах, получаемых старым и новым методами, являются индивидуальными для каждого атома и для каждой звезды. Другими словами, каждая звезда и каждый химический элемент требуют отдельного специально проведенного не-ЛТР-анализа. Никаких априорных рекомендаций о влиянии не-ЛТР-эффектов на интенсивности линий сделать нельзя без проведения самого не-ЛТР-анализа.

В заключение этой части приведем очень показательный пример важности определения химического состав звезд. Исследования Л.И.Машонкиной (Казань) на основе определений содержаний *Ba* и *Eu* не-ЛТР-методом для звезд различных составляющих Галактики впервые показано что:

- не только звезды гало, но и толстого диска сформировались из вещества, обогащенного преимущественно при вспышках сверхновых II типа, т. е. тяжелые элементы ( $Z > 26$ ) синтезированы в г-процессе; наблюдаемое у звезд гало отношение  $[Eu/Ba] \simeq 0.70$  соответствует чистому г-процессу и накладывает жесткое временное ограничение на длительность эпохи формирования гало ( $< 0.5 Gyr$ ); снижение отношения  $[Eu/Ba]$  от 0.55 до 0.4 у звезд толстого диска вызвано начавшимся синтезом *Ba* в s-процессах, что, с одной стороны, говорит о том, что население толстого диска почти такое же старое, как население гало, а с другой стороны, дает возможность рассчитать продолжительность эпохи формирования этого звездного населения;
- эволюция звездных населений в Галактике не была плавной: после вспышки звездообразования на этапе формирования гало и толстого диска имела место эпоха с очень низким темпом звездообразования; наблюдаемые скачки  $[Eu/Ba]$  и  $[Ba/Fe]$  при переходе от звезд толстого к тонкому диску позволяют оценить продолжительность переходной стадии между ними.

## Ближайшие задачи в теории моделирования классических звездных атмосфер

Хотя теория моделирования звездных атмосфер достигла высокого уровня, тем не менее имеются определенные нерешенные проблемы даже в рамках ЛТР. Их краткий обзор таков.

1) Не для всех источников непрозрачности есть точные атомарные сведения. Для ликвидации этого пробела сейчас реализуются международные проекты "OPACITY", "IRON" и др.

2) Не разработан точный и физически обоснованный метод учета конвективных движений в атмосферах.

3) Задача моделирования протяженных атмосфер, у которых  $\Delta R/R > 0.1$ , решена не окончательно из-за сложности решения уравнения переноса со сферической геометрией.

4) Существующие не-ЛТР-модели атмосфер охватывают малый диапазон физических параметров звезд.

5) Но главная проблема заключается в том, что все существующие модели основаны на одномерном приближении: всегда предполагается однородность вдоль горизонтального слоя на определенной глубине. Наличие различных неоднородностей (пятна, конвективные ячейки др.) в расчетах моделей пока учитываются очень приближенно.

6) Такая же приближенность в расчетах имеет место и для моделирования атмосфер нестационарных звезд.

Разумеется, все эти проблемы находятся в поле зрения теоретиков-астрофизиков, поэтому можно надеяться на успех при их решении.

## Звезды, облучаемые внешними источниками

До сих пор мы вели речь об исследовании одиночных звезд. Однако большая часть звезд являются двойными, когда пара звезд вращается вокруг общего центра тяжести. В этом случае одна звезда может облучаться другой. Особый интерес представляют такие пары звезд, когда одним из компонентов является обычная звезда, а вторым — так называемый релятивистский объект. Такие пары могут возникать в тех случаях, когда массы компонентов при рождении оказались сильно различными. Мало-массивная звезда обычно эволюционирует медленно, а массивная звезды, наоборот, очень быстро, превращаясь в компактный плотный релятивистский объект. Этот объект обычно очень сильно излучает в рентгеновском диапазоне спектра, и это излучение может достигнуть поверхности второго компонента (рис.5). Изучению влияния этого внешнего излучения на структуру верхних слоев звезды посвящена другая часть казанских исследований.

Один полученный нами результат таков. В неосвещаемых атмосферах температура обычно падает в поверхностных слоях. Но с учетом падающего рентгеновского излучения от соседнего объекта нами установлено, что это излучение дополнительно нагревает верхние слои (рис. 6), изменяет структуру атмосферы и ее выходящий спектр. Такой подъем температуры имеет место, например, и в солнечной атмосфере (хромосфере). Но для Солнца причина такого нагрева совершенно иная.

Кроме того, двойные звезды имеют интересную особенность: период орбитального движения звезд совпадает с периодом обращения звезд вокруг своей оси (резонанс 1:1) — случай, аналогичный вращению Луны



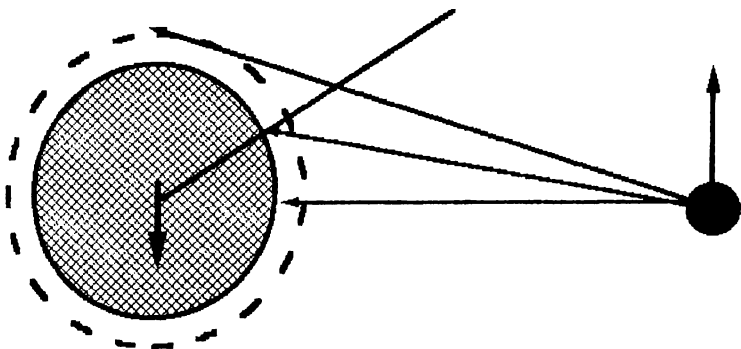


Рис. 5. Облучаемая атмосфера компонента двойной системы

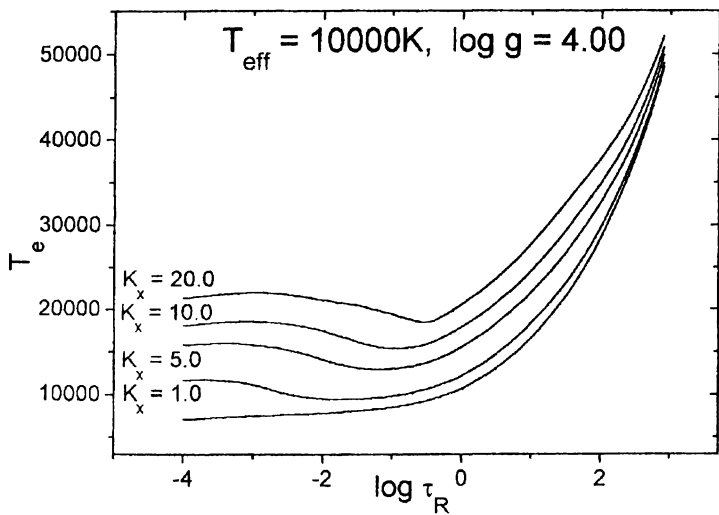


Рис. 6. Распределение температуры в необлучаемой и облучаемой атмосферах.  
 $K_x$  — отношение падающего на звезду излучения к собственному потоку звезды

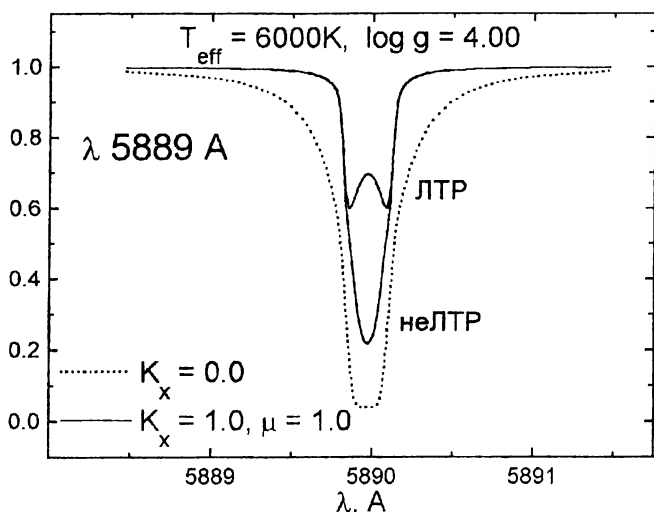


Рис. 7. Профили линий в необлучаемой и облучаемой атмосферах

вокруг Земли. В этом случае обычная звезда всегда повернута к рентгеновскому источнику одной стороной. Поэтому ясно, что наибольшему воздействию будет подвергаться та сторона звезды, которая обращена к релятивистскому объекту. Например, если температура звезды равна  $T_{eff} = 8000\text{ K}$ , то температура в хромосферных слоях в освещаемой области может достигнуть значений до  $27000\text{ K}$ . Такое повышение оценивается, если падающий рентгеновский поток в 3 раза больше полного собственного потока излучения освещаемой звезды. На оборотной неосвещенной стороне звезды поверхностные слои будут иметь температуру только в  $5500\text{ K}$ .

Каков же будет наблюдаемый поток от всей поверхности такой звезды, имеющей горячие и холодные пятна на поверхности? Нетрудно понять, в спектре такой звезды должны быть такие спектральные линии, которые соответствуют большим температурам, и одновременно будут линии, соответствующие и холодным звездам. Мало того, в спектре звезды будут наблюдаться не только линии поглощения, но и линии эмиссии, подобные тому, что показано на рис.1. Пример поведения линий в спектре облучаемой звезды показан на рис. 7.

Вследствие того, что горячее и холодное пятна занимают часть диска всей звезды и эта звезда вследствие вращения по орбите будет видна с разных сторон, то наблюдаемый спектр будет меняться со временем синхронно с этим вращением. Этот эффект действительно наблюдается у таких звезд!

## Звезды с дисками

Выше мы говорили в основном об одном компоненте двойных звезд — обычной звезде. Но не меньший интерес представляет и другой — релятивистский компонент. Известно, что жизнь звезды зависит от значения первоначальной массы. Это отражается, в частности, в том, как звезда умирает. Она может закончить жизнь различным образом: превратиться в белый карлик, в нейтронную звезду или в черную дыру. Эти объекты имеют сильное гравитационное поле из-за своего малого размера: например, нейтронная звезда с массой, равной массе Солнца, имеет размер всего в 10 километров. Если на такое тело будет падать частица, то она будет разгоняться до громадных скоростей. При ударе этой частицы о поверхность тела будет выделяться энергия в виде излучения, величина которой больше термоядерной энергии в 100 раз (!). Но где же взять такие падающие частицы?

Но дело в том, что это же поле вызывает и следующий эффект. Благодаря мощному притяжению релятивистский объект может "вытягивать" на себя вещество из второй обычной звезды. Далее эта струя вещества из-за вращения звезд вокруг общего центра тяжести распределяется в плоскости вращения, образуя так называемый аккреционный диск (рис.8).

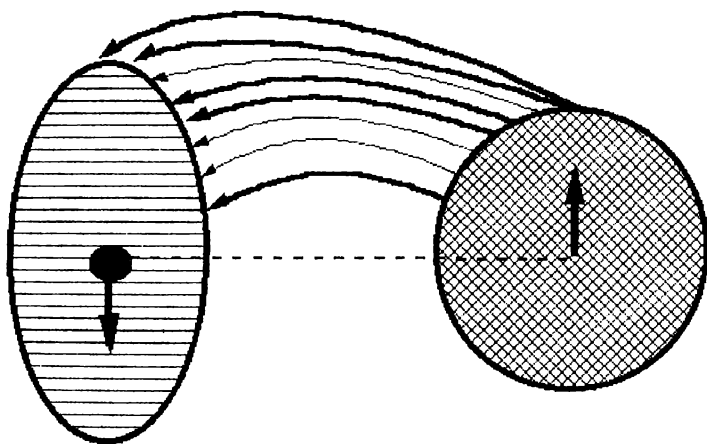


Рис. 8. Образование диска в системе двойной звезды.

Этот диск имеет большую плотность в плоскости вращения и меньшую плотность на удалении от него. Удаленную от диска область и называют атмосферой диска. Эта атмосфера довольно сильно отличается от атмосферы звезды. Во-первых, если атмосфера звезды представляет тонкий слой газа, окружающий звезду, температура которого в различных частях поверхности звезды одна и та же, то в атмосфере диска температура различна на различных расстояниях от центра. Более важное отличие заключается еще в следующем. В атмосфере обычной звезды энергия излучения не вырабатывается: атмосфера просто пропускает через себя

излучение, которое генерируется в недрах звезды за счет ядерных реакций. В дисках звезд такая энергия может вырабатываться за счет трения между различными частями вращающегося диска. Поэтому понятно, что общее излучение диска будет существенно отличаться от спектра излучения обычной звезды.

Все эти различия приводят к тому, что для теоретического анализа физических условий в аккреционных дисках необходима разработка особых математических методов исследования. Но мы показали, что все же обычный метод исследования, используемый при анализе обычных атмосфер, может быть с успехом применен и для анализа атмосфер диска на разных расстояниях от центра, но, разумеется, с определенными модификациями.

Трудно описать все результаты исследований таких интереснейших объектов. Наиболее интересные результаты анализа казанских астрофизиков таковы:

1. Установлено, что для двойных звезд с одним компонентом-белым карликом-диск постоянно пополняется падающим веществом со скоростью примерно 100 миллиардов тонн в секунду.
2. Показано, что внешние слои диска могут расширяться с большими скоростями, образуя протяженную оболочку. Причина такого расширения — хорошо известный эффект светового давления.
3. Установлено, что для таких же двойных звезд имеется дополнительный источник излучения. Возможны несколько причин этого. Излучение диска может падать на поверхность соседней обычной звезды и отразиться в направлении к наблюдателю. Дополнительное излучение может возникать и из той области диска, где струя вещества от соседней звезды сталкивается с диском: здесь образуется горячее пятно.

Изучение аккреционных дисков сейчас является одной из актуальных проблем астрофизики, так как диски могут образовываться не только у звезд, но и у других астрономических объектов.

## Заключение

Известный английский астрофизик Артур Эддингтон еще в 30-х годах высказался: "Нет ничего проще, чем звезда". С позиций современной науки мы сейчас можем подтвердить это мнение: действительно, *основные* моменты рождения звезд, их жизни и смерти нам известны. Часть звезд при эволюции не испытывают особых драматических изменений, и такая жизнь звезд описана астрофизиками достаточно подробно. Уточнить некоторые *детали* эволюции таких звезд на основе анализа их характеристик — *первая задача звездных спектроскопистов*.

Кроме того, природа оказалась намного богаче на фантазию — жизнь звезды очень разнообразна. Другая часть звезд может при жизни взорваться и тут же умереть. При таких взрывах выделяется колоссальная энергия, превышающая в миллиарды раз всю энергию, излучаемую Солнцем. Понять *детали* таких процессов и их *причины* — *вторая задача звездных астрофизиков*.

Третья часть звезд ведет весьма активную жизнь, выбрасывая свое вещество в космос или передавая его соседней звезде. Все это сопровождается интереснейшими физическими явлениями, которые, конечно, не-

возможно воспроизвести в обычных физических экспериментах. Наблюдателями обнаружены также объекты с громадным энерговыделением. Изучение всех этих явлений — *третья задача астрофизиков*.

Заметим в заключение, что казанские исследования есть небольшой шаг в решении некоторых указанных задач. Но следует сделать еще многое. Наличие разработанных нами методов, реализованных в компьютерных программах, полученные научные результаты и приобретенный опыт позволяют надеяться на успех будущих исследований. И надо всегда помнить то, что сказал Бернард Шоу: "Наука всегда была не права. Она никогда не решает вопроса, не поставив при этом десятка новых".

**К.В.Холшевников**

Санкт-Петербургский государственный университет

## **ТОПОЛОГИЯ И МЕТРИКА ПАР КЕПЛЕРОВСКИХ ОРБИТ**

### **Введение**

Метрика и топология давно играют важную роль во многих вопросах математического естествознания. Тем удивительнее, что топология пространства кеплеровских орбит вообще не рассматривалась в небесной механике. Что касается метрики, то до сих пор предпринимались лишь разрозненные попытки оценить приближенно минимальное расстояние между точками на эллипсах с одной стороны, и степень близости эллипсов друг к другу с другой стороны. Эти две задачи небесной механики требуют двух типов метризации пространства кеплеровских эллиптических орбит. Здесь мы опишем результаты К.В.Холшевникова и Н.Н.Васильева, решивших в основном первую задачу метрическим и метрико-топологическим способом (см. [1, 2]) и наметивших решение второй задачи.

### **Евклидово расстояние между двумя кеплеровскими орбитами**

Обозначим через  $E$  кеплеровский эллипс, рассматриваемый как множество точек в  $\mathbf{R}^3$ . Пусть  $w(E, E')$  — евклидово расстояние между двумя орбитами, т.е. наименьшее значение расстояния  $d(Q, Q')$  между парами точек, лежащих на соответствующих эллипсах. С XIX столетия опубликовано сотни работ, посвященных определению  $w$  различными приближенными способами. Альтернативный подход состоит в сведении задачи к решению уравнения

$$\Phi(u) = 0,$$

где  $u$  — угловая переменная, определяющая положение на эллипсе;  $\Phi$  — периодическое отображение из  $\mathbf{R}$  в  $\mathbf{R}$ . Все предложенные до сих пор функции  $\Phi$  были далеки от оптимальных.

Мы построили алгоритм наименьшей сложности для определения  $w$ . Именно, построили играющий роль  $\Phi$  тригонометрический многочлен восьмой степени  $g$  от эксцентрической аномалии  $u$ . В общем случае тригонометрического многочлена меньшей степени *не существует*. В вырожденных случаях мы построили тригонометрические многочлены меньшей степени, а в случае двойного и тройного вырождения получили явное решение для  $w$ . Подробное решение задачи (с пропуском одного из вырожденных случаев) содержится в [1]. Здесь мы приведем основные результаты.

Пусть  $a, e, i, \Omega, \omega$  — кеплеровские элементы  $E$ ;  $\eta = \sqrt{1 - e^2}$ . Описывающие  $E'$  величины помечаются штрихом. Вектор положения  $\mathbf{r}$  на  $E$  выразим через эксцентрическую аномалию  $u$

$$\mathbf{r}/a = \mathbf{P}(\cos u - e) + \mathbf{S} \sin u. \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{S} = \eta \mathbf{Q}$ ; компоненты ортогональных единичных векторов  $\mathbf{P}, \mathbf{Q}$  и нужного в дальнейшем вектора площадей  $\mathbf{Z} = \mathbf{P} \times \mathbf{Q}$  даются формулами

$$\begin{aligned} \mathbf{P} &= \{ \cos \omega \cos \Omega - c \sin \omega \sin \Omega, \cos \omega \sin \Omega + c \sin \omega \cos \Omega, s \sin \omega \}; \\ \mathbf{Q} &= \{ -\sin \omega \cos \Omega - c \cos \omega \sin \Omega, -\sin \omega \sin \Omega + c \cos \omega \cos \Omega, s \cos \omega \}; \\ \mathbf{Z} &= \{ s \sin \Omega, -s \cos \Omega, c \}. \end{aligned}$$

Здесь  $c = \cos i, s = \sin i$ . Векторы  $\mathbf{P}, \mathbf{Q}, \mathbf{Z}$  существуют всегда, хотя не единственны при  $e = 0$ .

Для приведенного к безразмерному виду квадрата функции расстояния  $W = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2 / (2aa')$  легко вывести представление

$$\begin{aligned} W(u, u') &= W_0 + (PP'e' - \alpha e) \cos u + P'Se' \sin u + \\ &+ (PP'e - \alpha'e') \cos u' + PS'e \sin u' - PP' \cos u \cos u' - \\ &+ PS' \cos u \sin u' - P'S \sin u \cos u' - SS' \sin u \sin u' + \\ &+ \frac{\alpha}{4} e^2 \cos 2u + \frac{\alpha'}{4} e'^2 \cos 2u'. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь

$$W_0 = \frac{\alpha + \alpha'}{2} + \frac{\alpha e^2 + \alpha' e'^2}{4} - PP'e e';$$

$PP', PS', P'S, SS'$  — скалярные произведения соответствующих векторов; для симметрии мы положили

$$\alpha = \frac{a}{a'}, \quad \alpha' = \frac{a'}{a}.$$

Функция (2) является тригонометрическим многочленом двух переменных  $u, u'$  и принимает наименьшее на двумерном торе значение в одной из критических точек, удовлетворяющих уравнениям

$$\frac{\partial}{\partial u} W(u, u') = 0, \quad \frac{\partial}{\partial u'} W(u, u') = 0.$$

В развернутом виде

$$\begin{aligned} A \sin u' + B \cos u' &= C, \\ M \sin u' + N \cos u' &= K \cos u' \sin u'. \end{aligned} \quad (3)$$

# Функции

$$\begin{aligned} A &= PS' \sin u - SS' \cos u, \\ B &= PP' \sin u - P'S \cos u, \\ C &= (PP'e' - \alpha e) \sin u + \alpha e^2 \sin u \cos u - P'Se' \cos u, \\ M &= PP' \cos u + P'S \sin u + \alpha'e' - PP'e, \\ N &= PS'e - SS' \sin u - P'S' \cos u, \\ K &= \alpha'e'^2 \end{aligned}$$

не зависят от  $u'$ ,  $K$  постоянна.

Используя алгебраическую технику базисов Гребнера [3], можно исключить из уравнений (3) переменную  $u'$ . В результате получаем тригонометрический многочлен  $g(u)$  восьмой степени

$$\begin{aligned} g(u) &= K^2 C^4 - N^2 A^4 - M^2 B^4 + \\ &+ 2NKCA(A^2 - C^2) + 2NMBA(A^2 + B^2) + 2KMCB(B^2 - C^2) + \\ &+ (M^2 + N^2 - K^2)(C^2 A^2 - A^2 B^2 + C^2 B^2), \end{aligned}$$

решающий задачу определения величины  $w$ .

Соотношение  $g(u) = 0$  необходимо и достаточно для совместности системы (3). В невырожденном случае не существует многочлена меньшей степени, обладающего этим свойством.

Доказательство см в [1].

Опишем алгоритм определения  $w(E, E')$ . На первом шаге решается уравнение  $g(u) = 0$ , т.е. находятся все его вещественные корни на окружности  $[0, 2\pi)$ . На втором шаге ищутся соответствующие значения  $u'$  по формуле

$$\cos u' = \frac{BC + kAD}{A^2 + B^2}, \quad \sin u' = \frac{AC - kBD}{A^2 + B^2}, \quad (4)$$

где  $D = \sqrt{A^2 + B^2 - C^2}$ ,  $k$  равно плюс или минус единице. Нужный знак  $k$  определяется вторым уравнением системы (3).

На третьем шаге сравнивается конечное множество значений  $W(u, u')$  и выбирается наименьшее  $\tilde{W}$ . В результате

$$w(E, E') = \sqrt{2aa'\tilde{W}}. \quad (5)$$

Рассмотрим вырожденные случаи, когда критические точки отвечают вещественным корням тригонометрического уравнения меньшей степени. Интуиция подсказывает, что простейшие вырождения связаны с двумя различными случаями: обращением в нуль взаимного наклона и хотя бы одного из эксцентриситетов. Как часто бывает, интуиция оправдывается лишь частично. Компланарность, в отличие от кругового случая, не ведет к вырождению.

1. Пусть орбита  $E'$  — круговая. Более того, допустимо считать  $e'^2 = 0$ , не пренебрегая первой степенью эксцентриситета. Полагая  $K = 0$  и используя процедуру факторизации, представим  $g$  в форме

$$g(u) = -(A^2 + B^2) (B^2 M^2 - 2ABMN + A^2 N^2 - C^2 M^2 - C^2 N^2) = \\ = -(A^2 + B^2) g_1(u).$$

Второй множитель — тригонометрический многочлен шестой степени. Первый может обратиться в нуль в вещественной области только в случае  $A = B = 0$ . Тогда и  $C = 0$  в критических точках, в силу первого из уравнений (3). Но если  $A = B = C = 0$ , то, очевидно, и  $g_1(u) = 0$ . Итак, в случае  $K = 0$  можно заменить  $g$  на тригонометрический многочлен  $g_1$  шестой степени.

2. Если исчезают оба эксцентриситета  $e = e' = 0$ , то  $K = C = 0$  и

$$g_1(u) = (BM - AN)^2 = g_2^2(u).$$

Таким образом, в круговом случае  $e = e' = 0$  можно заменить  $g$  на тригонометрический многочлен второй степени

$$g_2 = BM - AN.$$

Более того,  $g_2$  содержит только вторые гармоники

$$g_2 = G \sin 2u - H \cos 2u,$$

где

$$2G = (PP')^2 + (PS')^2 - (P'S)^2 - (SS')^2,$$

$$H = (PP')(P'S) + (PS')(SS').$$

Корни  $g_2$  находятся элементарно:

$$\operatorname{tg} 2u = H/G, \quad \operatorname{ctg} 2u = G/H.$$

3. Если в компланарном случае орбита  $E'$  — круговая, то

$$g_1(u) = e^2(1 - e \cos u)^2 \sin^2 u [1 - \alpha^2(1 - e \cos u)^2].$$

И в этом случае решение элементарно. Два корня второй кратности лежат на линии апсид

$$u_1 = 0, \quad u_2 = \pi.$$

При  $|\alpha - 1| > \alpha e$  других вещественных корней нет. В противном случае есть еще два:

$$u_{3,4} = \pm \arccos \frac{\alpha - 1}{\alpha e}.$$

4. Наконец, обращение в нуль обоих эксцентриситетов и взаимного наклона влечет максимально вырожденный случай

$$g \equiv g_1 \equiv g_2 \equiv 0.$$

Для каждого  $u$  существует ровно две точки  $Q'(u')$  такие, что  $(u, u')$  отвечает критической точке  $W$ . В самом деле,  $W$  становится тригонометрическим полиномом точно первой степени относительно  $(u - u')$ . Иными словами, двумерный тор редуцируется к окружности. Функция  $W$  одной переменной имеет ровно один максимум и один минимум. Соответствующие значения  $|r - r'|$  равны  $a + a'$  и  $|a - a'|$ .



## Топологическое расположение пар кеплеровских орбит в пространстве

Пара эллипсов общего положения может быть вложена в трехмерное пространство двумя топологически различными способами. Они могут быть сцеплены (случай  $A$ ) и нет (случай  $B$ ). Вырожденный случай пересечения  $C$  разделяет  $A$  и  $B$ . Алгебраическая топология оперирует с коэффициентом зацепления  $l(E, E') = l(E', E')$ , определенным на каждой паре топологических окружностей и равным  $-1, 1, 0$  в случаях  $A, B, C$  соответственно.

На практике эта разрывная функция неудобна. Для некомпланарных орбит мы предлагаем простой непрерывный аналог  $l_1$  величины  $l$ , отрицательный, положительный и равный нулю в вышеперечисленных случаях и несущий дополнительные сведения о расстоянии между орбитами. Для близких к пересечению орбит  $l_1$  мало. Т.к. критерий  $l_1$  не годится в компланарном случае, мы вводим также два дополнительных критерия  $l_2$  и  $l_3$ .

1. Пространственный случай. Пусть орбиты  $E, E'$  некомпланарны. Тогда вектор  $\mathbf{L} = \mathbf{Z} \times \mathbf{Z}'$  параллелен линии взаимных узлов и  $L = |\mathbf{L}| \neq 0$ . Очевидно,

$$\begin{aligned} \mathbf{L} &= \{-sc' \cos \Omega + cs' \cos \Omega', -sc' \sin \Omega + cs' \sin \Omega', ss' \sin(\Omega' - \Omega)\}, \\ 2L^2 &= (2s^2 + 2s'^2 - 3s^2 s'^2) - 4csc' s' \cos(\Omega - \Omega') - s^2 s'^2 \cos(2\Omega - 2\Omega'). \end{aligned}$$

Радиусы  $r, r'$  точек эллипсов  $E, E'$ , лежащих на линии узлов в направлении вектора  $\mathbf{L}$ , находятся элементарно, как и радиусы  $R, R'$  аналогичных точек на противоположной стороне линии узлов. Определим коэффициент зацепления

$$l_1(E, E') = (r' - r)(R' - R). \quad (6)$$

Он не зависит от координатной системы. Кроме того,  $l_1(E, E') = l_1(E', E)$ . Очевидно,  $l_1$  непрерывен на пространстве некомпланарных эллипсов и принимает отрицательные, положительные и нулевые значения в случаях  $A, B, C$  соответственно. Нетрудно получить явное выражение  $l_1$  через орбитальные элементы

$$l_1 = \left( \frac{pL}{L + e\mathbf{P}\mathbf{L}} - \frac{p'L}{L + e'\mathbf{P}'\mathbf{L}} \right) \left( \frac{pL}{L - e\mathbf{P}\mathbf{L}} - \frac{p'L}{L - e'\mathbf{P}'\mathbf{L}} \right), \quad (7)$$

где  $p$  — параметр орбиты,

$$\mathbf{P}\mathbf{L} = -sc' \cos \omega + cs' \cos \omega \cos(\Omega' - \Omega) + s' \sin \omega \sin(\Omega' - \Omega),$$

$$\mathbf{P}'\mathbf{L} = cs' \cos \omega' - sc' \cos \omega' \cos(\Omega' - \Omega) + s \sin \omega' \sin(\Omega' - \Omega).$$

Переменная  $l_1$  разрывна на множестве компланарных пар, хотя и ограничена в их окрестности. Она бесполезна в случае малого взаимного наклона. В последнем случае можно пользоваться всюду непрерывным коэффициентом

$$\begin{aligned} l_2 &= \frac{p^2 p'^2}{rr'RR'} L^2 l_1 = \\ &= [p'(L + e\mathbf{P}\mathbf{L}) - p(L + e'\mathbf{P}'\mathbf{L})][p'(L - e\mathbf{P}\mathbf{L}) - p(L - e'\mathbf{P}'\mathbf{L})]. \end{aligned} \quad (8)$$

В случае  $A$  он отрицателен. В случае  $B$  он неотрицателен, но обращается в нуль не только в случае  $C$  пересечения орбит, но и в компланарном случае ( $L = 0$ ).

2. Компланарный случай. Если взаимный наклон равен нулю, то  $l_1$  не определен, а  $l_2$  равен нулю. Мы не можем различить случаи  $B$  и  $C$  (случай  $A$  не встречается в двумерном пространстве). Чтобы заполнить лакуну, введем третий коэффициент

$$l_3 = ap + a'p' - 2aa'(1 - ee'PP') , \quad (9)$$

имеющий смысл только в компланарном случае.

Именно,  $l_3 > 0$ , если  $E, E'$  не пересекаются (случай  $B$ );  $l_3 \leq 0$  — в противоположном случае  $C$ . Точнее,  $l_3 < 0$  отвечает трансверсальному пересечению в двух точках;  $l_3 = 0$  отвечает единственной общей точке, в которой  $E, E'$  касаются друг друга, или наиболее вырожденному случаю  $E = E'$ . Стоит заметить, что  $l_3$  непрерывен на множестве пар компланарных эллипсов.

Из свойств  $l_3$  можно попутно вывести заключение о числе точек пересечения кеплеровских орбит  $E, E'$ .

*Существует пять и только пять вариантов:*

- $E = E'$ .
- $E$  и  $E'$  имеют общую часть, хотя  $E \neq E'$ . Это возможно только в случае двух прямолинейных орбит.
- $E$  и  $E'$  имеют ровно две общие точки, в обоих пересечение трансверсально.
- $E$  и  $E'$  имеют ровно одну общую точку, в которой  $E, E'$  трансверсально пересекаются или касаются. В последнем случае они лежат в одной плоскости и одна из них лежит внутри другой.
- $E$  и  $E'$  не имеют общих точек.

## Естественные метрики в пространстве кеплеровских орбит

Будем теперь считать  $E$  точкой в пятимерном пространстве  $\mathbf{E}$  кеплеровских эллипсов. Построим несколько естественных метрик  $\rho(E_1, E_2)$  в  $\mathbf{E}$ . Малость  $\rho$  означает, что орбиты  $E_1, E_2$  почти совпадают.

Для построения расстояния представляется естественным сравнивать точки с одинаковой эксцентрической аномалией. Таким путем получаем равномерную и среднеквадратическую метрики

$$\rho_1(E_1, E_2) = \max d(Q_1(u), Q_2(u)), \quad (10)$$

$$\rho_2^2(E_1, E_2) = \frac{1}{2\pi} \int d^2(Q_1(u), Q_2(u)) du. \quad (11)$$

Наибольшее значение и интеграл берутся по отрезку  $u \in [0, 2\pi]$ .

Легко доказать, что все аксиомы метрического пространства выполнены для обеих метрик (10), (11), если исключить круговые орбиты. Иными словами, расстояния (10), (11) определены и топологически эквивалентны в пространстве  $\mathbf{E}_0$  некруговых эллиптических орбит. Они разрывны в окрестности хотя бы одной круговой орбиты из пары. Причина очевидна. Например, две компланарные орбиты с одинаковой большой полуосью и

почти нулевыми эксцентриситетами почти совпадают независимо от направления апсид. Но оба расстояния существенно зависят от их направления.

Чтобы избежать неприятностей, мы должны сравнивать точки, имеющие различные взаимные положения. Хороший способ — ввести следующие метрики:

$$\rho_3(E_1, E_2) = \min \max d(Q_1(u), Q_2(u+v)), \quad (12)$$

$$\rho_4^2(E_1, E_2) = \min \frac{1}{2\pi} \int d^2(Q_1(u), Q_2(u+v)) du. \quad (13)$$

Наибольшее значение и интеграл берутся по отрезку  $u \in [0, 2\pi]$ , наименьшее значение — по отрезку  $v \in [0, 2\pi]$ .

Все аксиомы метрического пространства выполнены для обеих метрик (12), (13) во всем пространстве  $\mathbf{E}$ , хотя доказательство много сложнее, чем в предыдущем случае. Расстояния (12), (13) топологически эквивалентны и превращают  $\mathbf{E}$  в открытое, неограниченное, локально-компактное метрическое пространство.

Приведем алгоритмы определения расстояний  $\rho_k$ .

1. Обозначим  $f(u) = W(u, u)$ . Очевидно,

$$f(u) = A_0 + A_1 \cos u + B_1 \sin u + A_2 \cos 2u + B_2 \sin 2u, \quad (14)$$

где

$$A_0 = W_0 - (PP' + SS')/2, \quad A_1 = PP'(\epsilon + \epsilon') - (\alpha\epsilon + \alpha'\epsilon'),$$

$$B_1 = PS'\epsilon + P'S\epsilon', \quad A_2 = \frac{1}{2}(SS' - PP') + \frac{1}{4}(\alpha\epsilon^2 + \alpha'\epsilon'^2),$$

$$B_2 = -\frac{1}{2}(PS' + P'S).$$

Первый шаг состоит в нахождении всех вещественных, лежащих на окружности  $[0, 2\pi)$  корней уравнения

$$f'(u) = 0, \quad (15)$$

где

$$f'(u) = B_1 \cos u - A_1 \sin u + 2B_2 \cos 2u - 2A_2 \sin 2u.$$

Обозначим через  $u_0$  один из корней (15), дающий наибольшее значение  $f$ . Тогда

$$\rho_1(E, E') = \sqrt{2aa'f(u_0)}. \quad (16)$$

2. Интеграл (11) элементарен. Для второго расстояния получаем простую формулу

$$\rho_2(E, E') = \sqrt{2aa'A_0}. \quad (17)$$

3. Алгоритм вычисления третьего расстояния столь сложен, что мы не рекомендуем использовать  $\rho_3$  на практике.

#### 4. Интеграл в (13) элементарен

$$\frac{1}{2\pi} \int d^2(Q_1(u), Q_2(u+v)) du = f_1(v).$$

Здесь

$$f_1(v) = W_0 + A_3 \cos v + B_3 \sin v,$$

где

$$A_3 = -(PP' + SS')/2, \quad B_3 = (P'S - PS')/2.$$

Поскольку  $\min_v f_1(v) = W_0 - \sqrt{A_3^2 + B_3^2}$ , получаем окончательно

$$\rho_4(E, E') = \sqrt{2aa' \left( W_0 - \sqrt{A_3^2 + B_3^2} \right)}. \quad (18)$$

### Приложения к задаче нахождения почти пересекающихся орбит

Алгоритм для определения расстояния  $w$  оптимален с теоретической точки зрения для нахождения пересекающихся и близких к пересечению орбит. В частности, он может применяться к следующим задачам: космический мусор (отождествление опасных обломков, выбор безопасных орбит для запуска); астероидная опасность (нахождение всех небесных объектов, сближающихся с Землей, Луной или другой планетой или спутником, выбор безопасного астероида для строительства базы); определение зоны радиосвязи при ограничении на расстояния.

В качестве примера вычислим расстояние  $w$  между орбитами Земли и астероида 2201 Oljato. Поскольку оскулирующая орбита изменяется,  $w$  является функцией времени. Мы рассчитали ее с 1900 по 2000 год. Все это время  $w$  оставалось меньше расстояния  $w_0$  между Землей и Луной. В 1935 оно достигло значения  $w_0/10$  и обратилось в нуль в 1962. Другой пример: орбита астероида 1981 Midas пересекла орбиту Земли несколько раз около 1889 года. Мы живы, благодаря возмущениям астероидных орбит, которые за год достигают значений, значительно превышающих радиус Земли.

Однако даже наш оптимальный алгоритм нахождения  $w$  слишком трудоемок для массовых вычислений. В то же время расчет коэффициентов зацепления требует несравненно меньше ресурсов ЭВМ. Поскольку

$$w^2 \leq |l_1|,$$

то в подавляющем большинстве случаев можно ограничиться вычислением  $l_k$ , переходя к  $w$  лишь в редких случаях, выявляемых по коэффициентам зацепления. Стоит заметить, что изменяющиеся оскулирующие орбиты при перемене знака  $l_1$  проходят через пересечение. А.В.Греб [4] вычислил все три коэффициента зацепления для всех 47137195 пар орбит нумерованных малых планет по состоянию на 1999 год [2, электронная версия]. Это потребовало всего 10 минут процессорного времени на ПК Пентиум-600. Обнаружено 15487535 пар зацепленных и 31649660 пар незацепленных орбит. Среди них 8500 пар орбит, для которых  $w$  заведомо меньше расстояния Земля — Луна.

## Приложения к задаче нахождения почти совпадающих орбит

Алгоритм определения расстояний  $\rho_1, \rho_3$  оптимален для нахождения близких друг к другу орбит. В частности, он существенно экономит машинное время в применении к следующим задачам: космический мусор (идентификация фрагментов одного объекта); космический патруль (идентификация спутников, запущенных вместе одной ракетой без подробного описания или вообще без объявления); нахождение родительского тела для метеорных потоков; нахождение родительского тела для малых планет и комет, имеющих близкие орбиты.

В качестве примера рассмотрим рой микроспутников, запущенных одной ракетой. Вначале их орбиты близки. Следовательно, расстояния  $\rho_k(E_i, E_j)$  между любой парой их орбит  $E_i, E_j$  малы в первое время после запуска. Если мы хотим поддерживать начальную конфигурацию спутников, мы должны непрерывно обеспечивать малость  $\rho_k(E_i, E_j)$ .

Работа поддержана ГНТП Астрономия.

### Список литературы

1. *Kholshevnikov K.V., Vasiliev N.N.* On the Distance Function Between Two Keplerian Elliptic Orbits // *Celest. Mech. and Dynam. Astron.* 1999. V.75, N2. P.75–83.
2. *Kholshevnikov K.V., Vasiliev N.N.* On Linking Coefficient of Two Keplerian Orbits // *Celest. Mech. and Dynam. Astron.* 1999. V.75, N1. P.67–74.
3. *Buchberger. B.* Gröbner Bases: an Algorithmic Method in Polynomial Ideal Theory // *Progress directions and open problems in multidimensional systems theory* / ed. N.K.Bose, D.Reidel. 1985. P.184–232.
4. *Греб А.В.* Алгоритмы и программы массового определения коэффициентов зацепления кеплеровских орбит // *Физика Космоса: Тр. 30-й Междунар. студ. науч. конф., Екатеринбург, 29 янв. — 2 февр. 2001 г. Екатеринбург: УрГУ, 2001. С.186.*
5. *Эфемериды малых планет на 2000 год* / Ред. В.А.Шор. СПб., 2000.

## **УЛЬТРАФИОЛЕТОВАЯ АСТРОНОМИЯ. ЦЕЛЬ ИЗУЧЕНИЯ — МЕЖЗВЕЗДНАЯ И МЕЖГАЛАКТИЧЕСКАЯ СРЕДА**

В лекции обсуждается широкий круг вопросов, связанных с целями и возможностями изучения межзвездной (МЗС) и межгалактической среды (МГС) с помощью внеатмосферных обсерваторий УФ (и оптического) диапазона:

- Почему УФ-участок спектра весьма перспективен для изучения межзвездной среды?
  - Важный энергетический диапазон.
  - Плотность числа спектральных линии элементов, находящихся в основном состоянии, наиболее велика в УФ.
  - Для решения ряда фундаментальных задач это единственная возможность.
- Краткая характеристика технических средств наблюдения: обсерватории HST, FUSE, проекты GALEX, СПЕКТР-УФ.
- МЗС: некоторые проблемы:
  - пределы обнаружения слабых абсорбционных линий и возможности определения химического состава МЗС;
  - новые возможности в изучении самых ранних стадий образования звезд. Химический состав протозвездных облаков;
  - природа облаков на больших расстояниях от плоскости Галактики;
  - малораспространенные химические элементы.
- МГС: некоторые проблемы:
  - измерение барионной плотности Вселенной;
  - реионизация;
  - эволюция металличности.

Лекция подготовлена при поддержке гранта РФФИ 99-02-16037.

## **NEW TECHNIQUES FOR THE EXPLORATION OF STELLAR ACTIVITY**

Recent progress in astronomical instrumentation and numerical modeling of stellar atmospheres opened several new fields in studying solar-type activity in stars. We will describe the latest techniques for analysis of spectral line profiles in terms of shape, broadening and asymmetries and present the results of magnetic field and activity mapping for different groups of stars.

**I. Shmeld**  
Университет Латвии, Латвия  
**A. Dementjev, B. Lipatov**  
Радиофизический исследовательский институт РАН  
**I. Molotov**  
АКЦ ФИАН  
**B. Ryabov**  
Международный радиоастрономический центр в Вентспилсе,  
Латвия

## **THE FIRST VLBI OBSERVATIONS WITH VENTSPILS 32 M RADIOTELESCOPE**

The first Low frequency VLBI network test session with 32 m radiotelescope of Ventspils International Radioastronomy center was carried out on November 10 - 14, 1999 in the wave range 92 cm and 25 objects were observed. The preliminary results and present status of the Ventspils 32 m radiotelescope are considered. Some information about Low frequency VLBI network is given.

М.А.Баньщикова

Томский государственный университет

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ КУСТААНХЕЙМО—ШТИФЕЛЯ В ЗАДАЧАХ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ДИНАМИКИ СПУТНИКОВ ПЛАНЕТ

В работе приводятся результаты исследования эффективности преобразований Кустаанхеймо—Штифеля (KS) [1] применительно к задачам динамики близких спутников планет различных классов орбит. Для этого в KS-пространстве построена численная модель движения некоторого спутника, в которой учитываются влияние гравитационного поля сжатой планеты и притяжение Солнца. Уравнения движения интегрируются методом Эверхарта 15-го порядка.

На примере спутниковой системы Юпитера была исследована эффективность данной численной модели. Для этого рассматривалась совокупность спутниковых орбит с разными эксцентриситетами (0-1) и наклонениями ( $0 - 90^\circ$ ). Для каждой орбиты была оценена точность и быстродействие численного интегрирования.

Полученные результаты сравнивались с результатами численного моделирования, выполненного на основе классических уравнений движения. Сравнительный анализ показал высокую эффективность модели в KS-переменных.

Для высокоэксцентричных орбит точность интегрирования в KS-пространстве превосходит точность интегрирования в декартовых координатах на порядок. В то же самое время быстродействие при переходе в KS-пространство возрастает почти в 2 раза для всех орбит. Причем, несмотря на сложную структуру возмущений, характеристики эффективности в основном зависят от формы орбиты и малочувствительны к изменению наклонения орбиты.

### Список литературы

1. Штифель Е., Шайфель Г. Линейная и регулярная небесная механика. М, Наука, 1975.



## ПОВЕРХНОСТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ БЛИЗКИХ КАРЛИКОВЫХ ГАЛАКТИК

До сих пор многие близкие карликовые галактики слабо изучены фотометрическими методами. Основной задачей данной работы является изучение выборки близких карликовых галактик на предмет получения их основных фотометрических параметров.

Объекты отбирались по картам Паломарского обзора (POSS II) и в большинстве своем исследуются впервые. Наблюдения проводились в обсерватории Apache-Point (New Mexico, USA) в феврале 2000 года И. Д. Караченцевым (САО РАН) и Е. Гребель (University of Washington, USA). Для получения снимков галактик использовался 3.5-м телескоп с CCD-матрицей в прямом фокусе размером  $2028 \times 2028$  пикселей. Во время наблюдений проводился биннинг  $2 \times 2$ , что позволяло получить масштаб изображения  $0.242''/\text{pix}$ . Наблюдения велись в фильтрах  $B$ ,  $V$ ,  $I$ , обработка данных проводилась при помощи стандартного пакета работы с астрономическими данными ESO MIDAS с использованием метода многоцветной фотометрии.

Основные результаты, полученные в данной работе для выборки из 24 галактик:

1. Азимутально-усредненные профили поверхностной яркости в фильтрах  $B$ ,  $V$ .
2. Распределение цвета  $B - V$  по диску галактики.

### Список литературы

1. *Makarova L.N.* Multi-color photometry of nerby dwarf galaxies // Astron. Astrophys. Suppl. 1999. Ser.139. P.491.

А.И. Васюнин, А.М. Соболев, Г.М. Госьков  
Уральский государственный университет  
Р.Мауэрсбергер  
IRAM, Испания  
Г.Т.Смирнов  
ПРАО ФИАН

## НАБЛЮДЕНИЕ ЛИНИЙ $CH_3OD$ В ПЛОТНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ЯДРАХ

Наблюдение радиолиний  $CH_3OD$  (дейтерированного метанола) имеет большое значение для исследования физических и химических условий в объектах межзвездной среды. Определение интенсивностей этих линий представляет собой сложную задачу, так как линии  $CH_3OD$  весьма слабы. До настоящего времени молекулы  $CH_3OD$  были обнаружены лишь в двух межзвездных источниках: Ori-KL и Sgr B2. В 2000 году Васюнин и Госьков провели наблюдения линии  $CH_3OD$  на частоте 34,5 ГГц при помощи 22-метрового телескопа Пушинской радиоастрономической обсерватории АКЦ ФИАН. Обработка результатов наблюдений позволяет говорить о возможности первого обнаружения этой линии в межзвездном источнике Ori-KL на уровне одного стандартного отклонения. Получены верхние пределы потока излучения в линии для трех других плотных молекулярных ядер. В данной работе проведена также обработка более успешных наблюдений линий  $CH_3OD$  на частотах 140, 143 и 148 ГГц, проведенных в 1997 году Мауэрсбергером на 12-метровом радиотелескопе NRAO (Китт Пик, США). Результаты обработки данных, представленные в таблице, говорят об уверенном (на уровне более трех стандартных отклонений) обнаружении радиолиний  $CH_3OD$  на частотах 140, 143 и 148 ГГц в трех новых источниках. Установлен верхний предел потока излучения для источника W51.

Результаты наблюдения линий  $CH_3OD$

Имя источника	Яркостные температуры (К)			
	34537.2 МГц	14075.2 МГц	143741.6 МГц	148359.7 МГц
G10.47	---	< 0.04	0.04	0.03
G34.3+0.15	---	0.04	< 0.04	< 0.03
W51	---	---	< 0.06	---
NGC6334F	---	0.05	0.05	0.04
G188.95	< 1.8	---	---	---
Orion-KL	1.2	---	---	---
W48	< 2.0	---	---	---
W3OH	< 1.8	---	---	---

## НАБЛЮДЕНИЯ МАЗЕРНОЙ ЛИНИИ МЕТАНОЛА НА 37.7 ГГц В ПРАО

В августе 2000 года проведены наблюдения мазерной линии метанола  $7_{-2} - 8_{-1}E$  на 37.7 ГГц при помощи телескопа РТ-22 Пушинской радиоастрономической обсерватории АКЦ ФИАН (ПРАО). Цель наблюдений состояла в выявлении особенностей профилей линии и поиске возможной переменности. Для наблюдений были выбраны 4 источника: W3(OH), W48, G188.94+0.89 и W75N. Программа наблюдений позволяла вести круглосуточные наблюдения, максимально используя наблюдательное время. Времена интегрирования составляли от 32 до 46 часов. Линия была зарегистрирована в W48 и G188. Для W3(OH) и W75N установлены верхние пределы плотности потока.

Возможная переменность линии на 37.7 ГГц исследовалась путем сравнения полученных нами спектров с результатами наблюдений Хашика и др.[1] на Хейстекской обсерватории в 1989 году. Определенные выводы о переменности линии в G188 нельзя сделать из-за высокого уровня шумов и возможной разницы в калибровке.

Полученные результаты свидетельствуют о переменности метанольных мазеров в W48 и W3(OH): в обоих источниках яркость линии на 37.7 ГГц уменьшилась более чем вдвое по сравнению с 1989 годом. Источник W48 является переменным также в более ярких мазерных линиях метанола [2].

Данные наблюдения впервые свидетельствуют о переменности метанольного мазера в прототиическом источнике W3(OH). В других мазерных линиях метанола переменность W3(OH) не была обнаружена.

### Список литературы

1. *Haschick A.D., Baan W.A., Menten K.M.* Detection of three new methanol maser transitions toward star-forming regions // *Astrophys. J.* 1989. V.345. P.330—335.
2. *Moscadelli L., Catarzi M.* Time variability of five strong 12GHz methanol masers // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 1996. V.116. P.211—238.

## ЭВОЛЮЦИЯ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ

Рассматриваются общие свойства иерархии межзвездных облаков. Обращается внимание на следующие наблюдаемые масштабные корреляции: а) дисперсия скорости — размер, б) плотность — масса, в) напряженность магнитного поля — плотность, г) угловая скорость — плотность. Делается попытка объяснить эти корреляции в рамках модели магнитостатического сжатия межзвездных облаков, исходя из обобщенной теоремы вириала. Определяются основные параметры облаков после стадии релаксации. Показывается, что двумерная турбулентность интенсивно затухает в процессе сжатия облаков. Магнитное поле коррелирует с плотностью по закону  $B \propto \rho^{2/3}$ . При этом сильно изменяется угловой момент облаков. Основные характеристики "теоретических" ядер молекулярных облаков согласуются с наблюдениями.

## СТОХАСТИЧЕСКИЙ ФОН ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН ОТ СЛИВАЮЩИХСЯ ДВОЙНЫХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД НА ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ОРБИТАХ

Космический интерферометр LISA, который планируют запустить в первом десятилетии 21 века, сможет детектировать гравитационные волны от двойных систем на частотах  $10^{-4} - 10^{-1}$  Hz. В этот диапазон попадает гравитационное излучение от WD+WD, NS+NS, BH+BH и других компактных систем. Вследствие анизотропии вспышки сверхновой системы NS+NS, NS+BH, BH+BH рождаются с эксцентриситетами, не равными нулю. Поскольку гравитационная энергия  $E = -GM_1 M_2 / (2a)$  не зависит от эксцентриситета, а скорость ее потери зависит, то системы с эллиптическими орбитами эволюционируют быстрее. Кроме того, эксцентричная система излучает не только на второй гармонике, как в случае круговых орбит, но и на всех остальных. Таким образом, мы получаем стохастический фон гравитационных волн от галактических двойных.

Будем рассматривать только такие системы, которые успевают слиться за Хаббловское время. Тогда можно считать, что в Галактике установилась стационарная функция распределения двойных NS по орбитальным параметрам ( $a, e$ ). Здесь считаем, что система эволюционирует только за счет гравитационного излучения.

Построив спектр ГВ от сливающихся галактических двойных систем в рабочем диапазоне LISA, получаем, что в том же самом темпе рождения ( $10^{-4}$  в год в нашей Галактике) наклон спектра близок к круговому случаю, но лежит несколько выше, и его возможно будет детектировать на фоне инструментальных шумов и шумов от белых карликов (астрофизических). При предположении о длительности накопления сигнала (наблюдения) 1 год разрешающая способность (минимальная разница по частоте между двумя волнами, которые можно будет различить)  $3 \times 10^{-8}$  Hz. Спектр ГВ от сливающихся двойных NS будет не непрерывный. Границу непрерывности спектра можно найти из условия попадания одного сигнала (гармоники) в интервал частот  $3 \times 10^{-8}$  Hz. В случае круговых орбит имеем оценку  $3.1 \times 10^{-4}$  Hz для эллиптических орбит  $\approx 4 \times 10^{-3}$  Hz (для галактических двойных NS), а для экстрагалактических двойных  $\approx 5 \times 10^{-2}$  Hz (для области  $\approx 300 Mpc$ ).

Фон от экстрагалактических двойных NS значительно ниже фона от галактических двойных.

## ПОСТРОЕНИЕ КЛАСТЕРА "NINGHISHZIDDA" ДЛЯ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ НА БАЗЕ УЧЕБНОГО КЛАССА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СИСТЕМЫ LINUX

Доклад посвящен описанию программной и аппаратной частей кластера "Ninghishzidda", созданного в Челябинском государственном университете. Кластер "Ninghishzidda" предназначен для проведения астрофизических расчетов, требующих много машинного времени, и представляет собой beowulf-подобную массивно-параллельную систему, собранную из 13 рабочих станций и сервера под управлением Linux.

Аппаратные характеристики узлов: 11 машин Celeron-333/64Mb, 2 машины celeron-500/64 Mb и одна машина PIII/384 Mb. Все машины объединены в сеть Fast Ethernet на базе сетевого коммутатора 3COM SuperStackII (24 порта 10/100 Mbs) и сетевых карт 3COM 3C905B-TX. Пропускная способность сети составляет 100 Mbit/s с латентностью порядка 0.1 – 0.2 ms. Пиковая производительность системы оценивается 5.1 GFlops.

При построении кластера использовались следующие программные средства: Linux (RedHat) в качестве операционной системы с надстройками ядра для поддержки кластеризации и улучшения скоростных характеристик при сетевом обмене (beowulf). Для передачи сообщений между процессорными узлами используются библиотеки PVM и свободная реализация MPI. Также возможна компиляция и запуск программ, написанных на параллельном расширении фортрана HPF (High Perfomance Fortran) и mrc (параллельное расширение C).

Для проверки работоспособности кластера были использованы как тестовые задачи из дистрибутивов компиляторов, так и вполне реальные МГД-коды, адаптированные для исполнения на многопроцессорной машине. Результаты показали хороший прирост производительности, который для простых одномерных МГД-задач был практически линейным с увеличением числа процессоров.

## ЭВОЛЮЦИЯ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОЙ СРЕДЫ

Проблема химической эволюции межгалактической среды (МГС) стала обсуждаться в 80-е годы после обнаружения тяжелых элементов в межгалактическом газе скоплений галактик. В 1988 году было рассчитано изменение со временем содержания железа в газе скоплений [1].

В 90-е годы впервые были получены наблюдательные данные о содержании тяжелых элементов в МГС на больших красных смещениях ( $z \sim 3 \div 4$ ). Изучение химической эволюции МГС на столь ранних стадиях интересно само по себе, а также полезно для решения актуальной проблемы образования галактик.

Выполненное численное решение уравнений, определяющее содержание железа в МГС, подтвердило сделанное в [1] предположение о том, что преобладающая доля МГС при  $z \leq 1$  принадлежит газу, потерявшему ранее образовавшимися галактиками. Начальная масса таких галактик превосходила современную в несколько раз.

В настоящее время выполняются расчеты эволюции содержания тяжелых элементов в МГС при различных предположениях о начальном состоянии среды, а также о процессах обогащения МГС. Предполагается, что результаты расчетов позволят получить некоторую информацию о эволюции звездной составляющей галактик и механизмах истечения газа из них.

### Список литературы

1. Горбачкий В.Г. // *Астрофизика*. 1988. Т.28. Вып.1. С.73.

## **ОЦЕНКА ЧИСЛЕННОСТИ КОНТАКТНЫХ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ**

Для контактных тесных двойных систем ранних спектральных классов (типа КР) из каталога М.А.Свечникова и Э.Ф.Кузнецовой (1990) построены диаграмма Герцшпрунга—Рессела и зависимости: избыток светимости — масса, избыток радиуса — масса. Показано, что все КР-системы разделены на массивные КР-системы начальной главной последовательности, массивные КР-системы конечной главной последовательности, маломассивные КР-системы, прошедшие процесс перемены ролей компонент, и маломассивные КР-системы, не прошедшие процесс перемены ролей компонент. Для каждой группы КР-систем оценена их численность с учетом эффектов наблюдательной селекции.

**В.М.Малеев**  
Санкт-Петербургский государственный университет

## **ОШИБКИ И РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЯ СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 11 АВГУСТА 1999 ГОДА НА РТ 7.5**

В августе 1999 года на радиотелескопе РТ-7.5 в миллиметровом диапазоне длин волн проводились наблюдения солнечного затмения. В силу различных обстоятельств подготовку к наблюдениям пришлось сократить до минимума, что привело к получению недостаточно качественных наблюдательных данных. Кроме того, при наблюдениях не была учтена имеющаяся ошибка монтировки телескопа, что также привело к ухудшению качества результатов.

Таким образом, возникла задача о построении схемы обработки полученных результатов. Нестандартным требованием к искомой схеме явилась необходимость дополнительного уточнения из полученных данных координат точек на поверхности Солнца, для которых проводились наблюдения, поскольку монтаж и устройства управления инструмента не позволили получить координаты независимо.

В докладе предлагается процедура обработки данных, позволяющая провести отбор точек для построения затменной кривой. При отборе данных и построении кривой проводится сравнение с результатами, полученными на других инструментах.



## ВИЗУАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ МЕТЕОРНЫХ ПОТОКОВ ПЕРСЕИД И АКВАРИД И ИХ ПРЕДВАРИТЕЛЬНАЯ ОБРАБОТКА

Эволюцию малых тел Солнечной системы можно проследить путем изучения метеорных роев. Первым этапом решения этой задачи является наблюдение метеоров и исследование структуры потоков. Как показали исследования, выполненные на АОЭ, визуальный метод наблюдений метеоров со скоростями более 50 км/с дает бо́льшую информацию, чем инструментальные методы. Поэтому в Казани были возобновлены визуальные наблюдения метеоров, выполняемые студентами и школьниками под руководством преподавателей кафедры астрономии Г.В.Жукова и М.Г.Ишмухаметовой.

Наиболее успешными были наблюдения потока Персеиды в 1999 и 2000 годах. Нами использована стандартная методика наблюдений [1], но в 1999 году, кроме определения яркости и времени пролета, выполнялась зарисовка метеоров. Нашей задачей также являлось проведение предварительной обработки наблюдений. Функция светимости метеоров определялась по интегральному распределению наблюдаемой численности метеоров по звездным величинам за каждую ночь наблюдений. Активность потока определяется зенитным часовым числом (ZHR), т.е. числом метеоров ярче фиксированной звездной величины, наблюдаемых при положении радианта в зените за 1 час. По принятой методике обработки [2], зенитное часовое число вычислялось для метеоров ярче  $+3^m$ .

Для иллюстрации приводим данные для Персеид по наблюдениям 2000 года. С 10 по 18 августа было 4 ясные ночи. Общее число зарегистрированных метеоров 80. В результате предварительной обработки найдено, что максимальное число метеоров ZHR (80) наблюдалось 12 августа в период  $19^h - 23.5^h$  (UT).

Поскольку в это же время активны Аквариды, были проанализированы наблюдения с целью выявления метеоров этого потока: количество зарегистрированных метеоров составило 25 и 40 соответственно в 1999 и 2000 годах. Моменты максимумов в 1999 и 2000 годах по времени совпадают:  $\sim 22^h$  UT 12 августа. Однако максимальное число Акварид в 2000 году почти на порядок больше, чем в предыдущем году, что трудно объяснить низким положением радианта над горизонтом.

Визуальные наблюдения метеорных потоков в Казани только начинаются. Мы считаем, что основная задача — подготовка наблюдателей и изучение методов обработки — нами решена. Это даст возможность участвовать в программе Международной метеорной организации по наблюдению метеорных потоков визуальным методом.

### Список литературы

1. Бабаджанов П.Б. Метеоры и их наблюдения.
2. Ишмухаметова М.Г. Структура высокоскоростных метеорных потоков: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. СПб., 1999.

## АППРОКСИМАЦИЯ ЭФЕМЕРИД ВНЕШНИХ СПУТНИКОВ ЮПИТЕРА ГРУППЫ ПАСИФЕ ПОЛИНОМАМИ ЧЕБЫШЕВА

Цель данной работы состояла в создании программного обеспечения для построения аппроксимации эфемерид внешних спутников Юпитера полиномами Чебышева.

Для исследования точностных характеристик аппроксимации была выбрана задача численного моделирования движения Пасифе, VIII спутника Юпитера.

Движение объекта описывается системой уравнений в прямоугольных координатах, учитываются возмущения от Солнца. Уравнения интегрируются методом Эверхарта 15-го порядка. В качестве начальных параметров орбиты VIII спутника Юпитера выбраны элементы, приведенные в [1].

По результатам численного интегрирования осуществляется аппроксимация эфемерид полиномами Чебышева. Пространственное положение спутника представляется линейной комбинацией ортогональных полиномов Чебышева 1-го рода, которая является наилучшим среднеквадратичным приближением заданной степени на выбранном интервале времени.

Путем сравнения полиномиальной аппроксимации Чебышева 25-го порядка и результатов высокоточного численного интегрирования была получена оценка ошибки аппроксимации. Максимальное значение ошибки составляет  $10^{-6}$  а. е., что сравнимо с ошибкой фотографических наблюдений.

### Список литературы

1. *Rocher P., Chapront J. Observations and ephemerides of the faint satellites of Jupiter // Astron. Astrophys. 1996. V.311. P.710–714.*

## ПРОГРАММА ДЛЯ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ ОДИНОЧНЫХ ЛИНИЙ В СЛОЖНЫХ СПЕКТРАХ

Спектры излучения теплых молекулярных облаков в миллиметровом диапазоне часто содержат большое число линий слабых, с трудом различимых на фоне белого шума. Эти линии несут существенную долю информации о химическом составе и физическом состоянии объектов. Поэтому большую важность представляет задача выделения реальных линий среди шума и определения их частот, что необходимо для отождествления квантовых переходов, дающих вклад в излучение исследуемого объекта. В данной работе описывается программа, позволяющая автоматизировать наиболее трудоемкую часть процесса отождествления одиночных линий.

Обычно профили одиночных молекулярных радиолний хорошо описываются функцией Гаусса. При этом в теплых молекулярных облаках ширина молекулярных линий в единицах скорости примерно постоянна. Следовательно, чтобы найти линии в спектре, обычно необходимо выделить структуры, схожие с указанным профилем по форме и ширине.

Для того чтобы отличить линию от шума, необходимо определить уровень шума в данном спектре. Причем необходимо сделать это на участке спектра, не содержащем линий.

В описываемой программе при поиске отрезков для расчета уровня шума и выделения линий используется метод корреляционного анализа в следующей модификации: 1) выбирается интервал частот  $L$ , сравнимый с полной шириной линии; 2) для всех возможных отрезков с длиной  $L$  по обычной формуле подсчитывается коэффициент корреляции  $C_i$  наблюдаемого спектра и пробной функции, где индекс  $i$  соответствует середине отрезка; 3) отрезки, для которых  $C_i$  превышает заданное значение, используются для дальнейшего анализа.

Для расчета уровня шума выбирается пробная функция в виде константы. Очевидно, что там, где  $C_i$  близок к 1, спектр не содержит ярко выраженных линий и особенностей нулевой линии. На этом участке и определяется уровень стандартного (среднеквадратического) отклонения от среднего значения.

Затем производится поиск линий. Для этого выбирается пробная функция в виде гауссианы с заданной шириной. Значение ширины предварительно определяется по ярким одиночным линиям. Линии с интенсивностью, превышающей заданное число стандартных отклонений (обычно 3), вносятся в список для последующего отождествления.

Использование программы позволяет в несколько раз сократить затраты времени. При этом программу можно использовать для точного определения наблюдаемых частот линий, когда точно известна их ширина, и для приближенного, когда ширина известна примерно или сильно варьируется по всему спектру.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКАХ

В работе рассмотрена проблема переноса излучения в коллапсирующих протозвездных облаках (ПЗО). После построения основной системы уравнений, определяющей перенос излучения, выявляются основные факторы, от которых зависит эффективность охлаждения/нагрева ПЗО. Выводится основная система уравнений переноса излучения в диффузной среде без предположения относительно индикатрисы рассеяния. Полученные уравнения упрощаются с помощью введения фактора Эддингтона как отношения тензора давления излучения к плотности энергии излучения. При этом система уравнений переходит в уравнения диффузионного типа.

В работе построена неявная разностная схема для моделирования переноса излучения в диффузионном приближении, совместимая со схемой численного решения уравнений МГД коллапса межзвездных облаков. Неявная схема решения основана на расщеплении основного дифференциального оператора по направлениям. При этом удается возникающие системы уравнений по отдельным координатам решать методом прогонки.

В работе описан численный алгоритм решения уравнения переноса излучения в заданной постановке задачи. Приводятся основные тестовые расчеты для сред с различными оптическими свойствами, показывающие, что используемая разностная схема достаточно корректна для решения поставленных задач. В дальнейшем предполагается внедрение разработанного численного алгоритма решения уравнения переноса излучения в численный код MOON, реализующий численное моделирование газодинамического коллапса протозвездных облаков.

### Список литературы

1. *Alan P. Boss* Protostellar Formation in rotation interstellar clouds. IV. Nonisothermal collapse // *Ap. J.* 1984. V.277. P.768.
2. *Hirohiko Masunaga, Shoken M. Miyama* A radiation hydrodynamic model for protostellar collapse // *Ap. J.* 1998. V.495. P.346.

## ДИНАМИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ГРУПП ЗВЕЗД МАЛОЙ КРАТНОСТИ

В 1968 году *van Albada* [1] выдвинул гипотезу о возможности формирования двойных систем путем распада небольших звездных групп, включающих в себя от нескольких до нескольких десятков звезд. В нашей работе моделируется динамическая эволюция указанных групп. Рассмотрены два начальных спектра масс звезд: равные массы и спектр масс Солпитера. Изучены характеристики финальных кратных систем и уходящих одиночных и двойных звезд. Исследовано влияние динамического трения о межзвездную среду и потеря массы компонентами за счет звездного ветра. Учитывается возможность слияния звезд.

Основные выводы:

- динамическая эволюция рассмотренных групп заканчивается, как правило, образованием двойной (50%) или устойчивой тройной (15%) системы, другие варианты тоже возможны;
- большие полуоси и эксцентриситеты формирующихся двойных заключены в широком диапазоне; как правило, большие полуоси в несколько раз меньше первоначальных размеров системы. Распределение эксцентриситетов хорошо согласуется с известным теоретически полученным законом  $f(e) = 2e$ ;
- скорости уходящих одиночных звезд достигают нескольких км/с; в то же время возможны и большие скорости;
- учет звездного ветра и динамического трения не оказывает значительного влияния на характеристики формирующихся систем.

### Список литературы

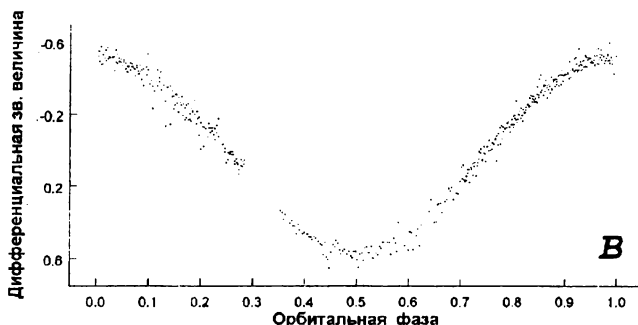
1. *van Albada T.S.* // *Bull. Astron. Inst. Neth.* V.20, N57. 1968.

## НАБЛЮДЕНИЯ ПЕРЕМЕННОЙ ЗВЕЗДЫ V664 CAS

Наблюдения переменной V664 Cas  $m_v = 14.5$  проводились 7,8 февраля и 4–7 марта 2000 года с использованием двухзвёздного трёхканального электрофотометра 70-сантиметрового телескопа системы Кассегрена Коровской астрономической обсерватории [1].

Звезда V664 Cas отождествлена как ядро планетарной туманности HFG1 [2], в каталог Доунса и Шары звезда V664 Cas помещена как взрывная переменная неопределенного типа на основании особенностей ее оптического спектра, отмеченных в [3]. В 1987 году была получена кривая блеска этой звезды в цвете В [4], идентичная полученной нами.

Кривая блеска, построенная нами в цветах В и R инструментальной системы по наблюдениям 8 февраля и 4,5 марта — всего 23 часа наблюдений, имеет вид правильной синусоиды с периодом около 14 часов и амплитудой  $1.1^m$  (см. рисунок). Точность оценок блеска, полученных с экспозицией 2,5 минуты, не менее  $0.02^m$ . Отметим, что кривая блеска не содержит фликеринга.



Мы аппроксимировали кривую блеска синусоидой и получили следующие световые элементы:

$$HJD_{\max} = (2451607.374 \pm 0.001) + (0.58167 \pm 0.00004)E.$$

### Список литературы

1. Кожеевников В.П. Исследование четырехлучевого электрофотометра астрономической обсерватории Уральского университета // Астрономо-геодезические исслед.: Некоторые задачи наблюдательной астрономии. Екатеринбург, 1997. С.69–78.
2. Heckathorn J.N., Fesen R.A. Ultraviolet observations of the central star in the planetary nebula 136 + 5°1 // Astron. Astrophys. 1985. V.143. P.475.
3. Acker F., Stenholm B. A cataclysmic binary at the centre of the large planetary nebula HFG1 // Astron. Astrophys. 1990. V.233. P.L21.
4. Grauer A.D., Bond H.E., Giardullo R., Fleming T.A. // Bull. Am. Astron. Soc. 1987. V.19. P.643.

## ДВОЙНЫЕ АСТЕРОИДЫ И КОМЕТЫ: ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Двойственность — типичное свойство космических тел. Двойные системы возникают либо в процессе рождения составляющих их объектов (звезды и планеты с регулярными спутниками), либо при разрушении родительских тел (ядра комет и астероиды). Нас интересует динамическая эволюция уже существующих систем.

Методы обнаружения двойных астероидов.

1. При анализе кривых блеска астероидов выявляют различные периоды колебаний блеска астероидов, которые отождествляют с периодами вращения самого астероида, его спутника, периодом прецессии и др.
2. Покрытие звезд астероидами: падение блеска звезды иногда наблюдают дважды, что объясняют присутствием спутника.
3. Радиолокация астероидов указывает на то, что некоторые гантелеобразные астероиды оказываются двойными, однако четкого изображения двух компонент получить не удалось.
4. Непосредственные наблюдения затруднены тем, что большинство спутников расположены очень близко к поверхности астероидов. Несмотря на эти трудности, уже есть случаи наблюдения спутников астероидов с Земли, а также с зонда "Галилео".
5. На поверхности тел Солнечной системы обнаружены структуры, состоящие из двух или нескольких кратеров. Расчеты показали что их количество больше, чем если бы это были случайные совпадения.

Все методы косвенной регистрации не дают однозначного результата. Окончательно решить проблему двойственности можно только с помощью прямых наблюдений.

На устойчивость двойного астероида главным образом влияют притяжение Солнца и сближения с другими астероидами. Солнце ограничивает размер системы до т.н. радиуса сферы гравитационного влияния, который во всех известных случаях более чем на порядок превышает размер орбиты спутника. Это можно объяснить тем, что время жизни широких пар невелико из-за их большей чувствительности к возмущениям со стороны других объектов, и мы их не обнаружили из-за их редкости.

Можно предположить, что в облаке Оорта существуют двойные кометные системы с размером до 0.08 а.е. При приближении такой системы к Земле интервал между приходами комет может составлять 100 лет.

## **ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ GPS-ТЕХНОЛОГИЙ НА АЛЬМЕТЬЕВСКОМ ГЕОДИНАМИЧЕСКОМ ПОЛИГОНЕ**

Изучение современных движений земной коры (СДЗК) — в настоящее время одна из актуальных и в то же время сложных задач ряда наук о Земле: геофизики, геодезии, геологии, геоморфологии, сейсмологии и др.

Движение земной поверхности — это отражение природных процессов, протекающих в земной коре и в верхней мантии. Систематические исследования СДЗК с использованием повторных измерений в геодезических сетях началось в 50-х годах. Для регулярных наблюдений за СДЗК были созданы геодинамические полигоны (ГДП) с целью изучения связи тектонических процессов с другими процессами, протекающими в земной коре. И за 40—50 лет эта проблема стала одной из важнейших в практическом и теоретическом отношении, интерес к использованию ее результатов непрерывно растет.

Деформации земной поверхности изучают различными методами. Геодезические, гравиметрические, геофизические, сейсмологические наблюдения на техногенных ГДП помогают выявлять участки с аномальной геодинамикой, характерной для залежей нефти и газа. Количественным методом исследования СДЗК является геодезический.

В настоящее время в Республике Татарстан существует несколько месторождений нефти, разработка началась достаточно давно. Внимание ученых и специалистов стали привлекать новые факторы риска — аномальные деформации (просадки и горизонтальные сдвиги) массивов горных пород, активизация разломов, а также сильная сейсмичность. В середине 80-х годов в восточной части территории республики последовала серия землетрясений.

ОАО «Татнефть» поставила задачу исследования закономерностей возникновения и развития геодинамических процессов. До этого времени проводились исследования современных деформационных процессов методом повторного нивелирования. Это очень долгий и трудоемкий процесс.

Традиционная геодезия, постепенно уступает место новой геодезии, которая быстро развивается по классическим направлениям. То, что спутниковые системы способны полностью заменить такие классические методы, как триангуляция, трилатерация и полигонометрия, известно давно и неоднократно доказано.

Применение спутниковых методов обеспечивает позиционирование по каждой из трех пространственных координат, вследствие чего возникает принципиальная возможность использования GPS-технологий для построения региональной высотной сети на Альметьевском геодинамическом полигоне.



## ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ СПУТНИКОВ ЮПИТЕРА ГРУППЫ ГИМАЛИИ

Рассматривается движение внешних спутников Юпитера группы Гималии в рамках возмущенной задачи двух тел. Интегрируются дифференциальные уравнения движения спутника в прямоугольных йовицентрических координатах.

В процессе интегрирования учитываются возмущения от Солнца, галилеевых спутников, несферичности Юпитера, а также влияние Сатурна. Все приведенные ниже оценки получены на примере численного моделирования движения VI спутника.

В качестве начальных параметров уравнений движения выбраны значения, приведенные в [1]. Для вычисления координат Сатурна и Солнца используется эфемерида DE200/LE200. Положения галилеевых спутников вычисляются по теории Лиске [1]. Коэффициент второй зональной гармонике Юпитера принят равным  $J_{20} = 0.014736$ .

Оценка точности численного моделирования движения на языке Turbo Pascal рассматриваемого объекта получена на интервале времени 200 лет. Расхождение результатов прямого и обратного интегрирования на интервале времени 100 лет составляет  $10^{-14}$  а.е.

Исследована структура орбитальных возмущений, возникающих в движении спутника под действием указанных выше сил. Отличительной особенностью данного исследования является точный учет влияния галилеевых спутников на движение рассматриваемых объектов. Традиционно это влияние учитывалось прибавлением массы галилеевых спутников к массе Юпитера. Анализ полученных результатов показывает, что влияние возмущений от галилеевых спутников всего на порядок меньше влияния возмущений от Солнца.

### Список литературы

1. *Rocher P., Chapront J.* Observations and ephemerides of the faint satellites of Jupiter // *Astron. Astrophys.* 1996. V.311. P.710-714.
2. *Lieske J.H.* Galilean Satellites Ephemerides E-5 // *Astron. Astrophys.* 1998. V.129. P.205-217.

## ВОЗМОЖНЫЕ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ПЕРВИЧНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН НА РАННИХ ЭТАПАХ ОБРАЗОВАНИЯ ПРОТОСКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК

В космологии имеется так называемая "блинная" теория образования протоскоплений галактик (см., например, [1, гл. 13, 14]). Согласно этой теории вещество в результате самогравитации схлопывается в плоские образования ("блины"), вследствие чего возникают так называемые первичные ударные волны. Спрашивается, каковы наблюдательные проявления существования таких волн на больших красных смещениях? Один из возможных ответов на этот вопрос заключается в исследовании взаимодействия фонового реликтового излучения с ударной волной.

Первичная ударная волна моделируется плоским однородным слоем, состоящим из электронов и движущимся относительно фона реликтового излучения со скоростью  $v$  в направлении нормали к слоям. В системе отсчета, связанной со слоем, интенсивность падающего на него фонового излучения становится зависящей от угловой переменной, что приводит к возникновению линейной поляризации, рассеянного слоем излучения, а также к изменению интенсивности фона для внешнего наблюдателя. Рассеяние описывается релеевской фазовой матрицей. При этом вследствие азимутальной симметрии поле рассеянного излучения полностью описывается двумя параметрами Стокса  $I$  и  $Q$ . Задача сводится к решению векторного интегрального уравнения для векторной функции источников  $S = (S_I, S_Q)^T$  (здесь  $T$  означает транспонирование). В качестве параметров в него входят оптическая толщина слоя по томсоновскому рассеянию  $\tau_0$ , отношение скорости слоя к скорости света  $v/c$  и энергия фотона  $x = h\nu/kT$ , где  $T$  — температура реликтового излучения. Найдено приближенное решение указанного уравнения в предположении, что параметры  $a_\nu \equiv (v/c)xe^x/(e^x - 1)$  и  $\tau_0$  малы. Показано, что изменение интенсивности фона в направлении на слой имеет порядок  $a_\nu \tau_0$  и оно положительно, если слой движется к наблюдателю, и отрицательно, если — от него. Что касается поляризации, то она возникает лишь в порядке  $a_\nu \tau_0^2$ . Таким образом, по искажению интенсивности фона можно найти параметр  $a_\nu \tau_0$ , а затем по измеренной степени поляризации —  $\tau_0$  и в конечном счете — скорость слоя  $v$ .

### Список литературы

1. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Строение и эволюция Вселенной. М., 1975.

И. Байбулатова

Казанский государственный университет

**СОЗДАНИЕ УЧЕБНОГО ВИДЕОФИЛЬМА  
"ПРИМЕНЕНИЕ GPS-ПРИЕМНИКА TRIMBLE 4000  
В ГЕОДЕЗИЧЕСКИХ РАБОТАХ"**

Кинофильмы, предназначенные для использования их в процессе обучения, называются учебными. Со времен изобретения кино наука получила возможность глубоко, ярко и доходчиво освещать самые сложные явления окружающего мира перед многочисленной и разнообразной аудиторией. Учебные фильмы относятся к средствам наглядности, применяемым в сочетании с традиционными средствами. Проблема использования фильма как основной формы обучения встает в тех случаях, когда конкретные образовательные цели не могут быть достигнуты с помощью традиционных средств.

С развитием технологий изменились методы создания фильма, но их цели сохранились. Раньше процесс создания фильмов был очень трудоемким и сложным, поэтому фильмы создавались редко и быстро устаревали.

Нашей целью было создание учебного видеофильма "Применение GPS-приемника TRIMBLE серии 4000 в геодезических работах", который бы служил наглядным пособием на практических занятиях по геодезии, если сам приемник недоступен.

Для создания видеофильма мы обратились в телецентр КГУ, чтобы получить высокий результат. Нам были предоставлены профессиональная видеокамера и система нелинейного монтажа. В процессе работы столкнулись с рядом технических трудностей. Видеокамера и GPS-аппаратура не всегда были доступны.

В результате нашей работы был создан фильм из 1,5-часового отснятого материала продолжительностью 8 минут 13 секунд на видеокассете. Затем его перевели в мультимедийный вид, занимающий 800 мегабайт памяти. Создание фильма было трудоемким, но интересным процессом.

Возможно, этот фильм через несколько лет будет неактуальным, когда GPS-приемники будут доступны многим и процесс обработки будет упрощен.

## КЛИМАТОЛОГИЯ СЕРЕБРИСТЫХ ОБЛАКОВ

Исследуется вопрос, связанный с распространением по широтам и долготам пунктов, откуда проводились наблюдения серебристых облаков (СО) в Северном полушарии Земли. Все указанные исследования по климатологии СО были проведены на материалах наблюдений по нескольким станциям ряда стран. Начиная с 1964 года наблюдения СО по единой программе проводились в СССР (России), Польше, Англии, Дании, ФРГ, Исландии.

Сезонная активность СО в Северном полушарии Земли в общих чертах характеризуется следующими особенностями: 1) 99% сообщений приходится на период с марта по октябрь, причем конец сезона выражен менее четко; 2) 68% ночей с СО и 90% сообщений о появлении СО приходится на летние месяцы, из них 28% ночей и 48% сообщений — на первую и вторую декады июля; 3) подекадные характеристики активности СО для отдельных лет позволяют получить интегральную характеристику активности СО за год.

Основные широтно-долготные особенности появления СО следующие: 1) СО одинаково часто появляются на произвольных долготах в одной и той же широтной зоне; 2) с юга широты точек наблюдений СО ограничиваются широтой  $45^\circ$ . На севере они в основном ограничиваются  $71^\circ$ , но есть единичные наблюдения до широт  $81-82^\circ$  с.ш.; по-видимому, широты появления СО с севера не ограничены; наибольшее число станций, отметивших хотя бы одно появление СО, находится в широтной зоне  $53-57^\circ$  с.ш. Эти широты являются оптимальными для обнаружения СО.

Особенностями СО, наблюдаемых на Урале, являются: устойчивые морфологические структуры основных типов (флер, полосы, завихрения, гребни); с началом наблюдений чаще сразу имеют место все морфологические структуры, реже это наблюдается в конце ночи; в течение ряда ночей (например, 9-12.06.74) облака наблюдались со всеми морфологическими структурами от начала и до конца ночи. Все это подтверждает наличие СО в мезопаузе и днем.

Наблюдательный материал, на который мы опираемся в своих выводах, получен в разное время группой наблюдателей СО Уральского отделения астрономо-геодезического общества России при педагогическом университете.

## ДИНАМИКА МОРФОЛОГИИ СЕРЕБРИСТЫХ ОБЛАКОВ НА УРАЛЕ

Проанализирована морфология серебристых облаков (СО) за семь наиболее богатых наблюдениями сезонов 1970—1976 годов. Выбраны наблюдения 20 ночей, обработана 221 качественная фотография, исследовалась динамика морфологии СО как в течение одной ночи, так и на протяжении ряда ночей подряд. Практически в каждую из выбранных ночей наблюдались следующие основные формы СО: флер, размытые полосы, завихрения и гребни. Реже наблюдались мощные вихревые выбросы.

На основании проведенного исследования можно сделать следующее заключение об общей характеристике динамики форм СО, наблюдающихся на Урале: отмечается устойчивость основных морфологических структур (флер, полосы, гребни, гребешки, завихрения); довольно часто все структуры присутствуют с вечера, т.е. с начала наблюдений; как правило, структуры СО усложняются к концу ночи. Особенностью морфологии СО, наблюдаемых на Урале, являются: присутствие всех форм в течение всей ночи, чаще наблюдаются яркие облака, достаточно часто наблюдаются сложные формы (гребни, гребешки, завихрения, мощные вихри). Отмечены случаи, когда яркие полосы начинают искривляться или делиться на гребешки и гребни. Тот факт, что сложные и яркие разнообразные морфологические структуры наблюдаются с вечера, а также то, что они остаются яркими до восхода Солнца, свидетельствует о том, что СО существуют в мезопаузе и в дневное время суток, причем они сохраняются в течение нескольких ночей подряд (например, 8-9.07.74; 9-10.07.74; 10-11.07.74; 25-26.06.76; 26-27.06.76).

Рассматривая динамику морфологии СО от сезона к сезону, можно отметить, что поля СО различны. Если в сезоне 1974 года (в течение 8 ночей) морфология СО усложнялась к концу ночи, то в сезоне 1976 года (в течение 6 ночей) сложные формы появлялись периодически. В течение рассматриваемых сезонов СО часто (примерно в 30% ночей) появлялись яркими и разнообразными с начала вечера.

Предварительный анализ дает возможность предположить, что на динамику морфологии СО могут оказывать влияние обтекание атмосферными потоками рельефа поверхности Земли, возникновение волн Гельмгольца, архимедовых сил и внутренние гравитационные волны. Наличие в СО заряженных частиц может способствовать динамике морфологических структур вследствие флуктуации магнитного поля Земли как под влиянием человеческого фактора, так и при магнитных бурях, возникающих под действием солнечного ветра. Аналогичные результаты отмечены наблюдателями в других районах нашей страны, за рубежом, а также космонавтами при наблюдениях с борта орбитальных станций [1].

### Список литературы

1. Лазарев А.И., Савиных В.П. Серебристые облака: взгляд из космоса. СПб., 1997.

## ВТОРИЧНОЕ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЕ В ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЯХ

При моделировании ранних стадий образования шаровых скоплений обычно предполагается, что звездообразование в них происходит в два этапа: 1) в центре скопления образуется группа массивных звезд, которые спустя несколько миллионов лет взрываются как сверхновые; 2) сверхоболочка, раздутая взрывами и обогащенная тяжелыми элементами, начинает фрагментировать с образованием маломассивных звезд, составляющих современное население скопления.

В данной работе рассматривается эволюция сверхоболочки в протошаровом скоплении в рамках модели [1] и критерия фрагментационной неустойчивости, предложенного Элмгрином [2]. Вычислено время начала фрагментации оболочки и ее радиус в этот момент для протоскоплений различных масс. Во всех рассмотренных случаях фрагментация начинается уже за пределами скопления, при этом скорость образующихся звезд превышает скорость убегания для ядра протошарового скопления.

Работа поддержана грантом РФФИ 99—02—16037.

### Список литературы

1. *Shustov B.M., Wiebe D.S.* First supernovae in Galactic globular clusters // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2000. V.319. P.1047.
2. *Elmegreen B.G.* A Q condition for long-range propagating star formation // *Astroph. J.* 1994. V.427. P.384.

## ПОЛЯРИЗАЦИЯ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЫЛИ И МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ В МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКАХ

Наблюдения поляризации теплового излучения пыли в областях звездообразования используются в настоящее время только для изучения геометрии магнитного поля. Считается, что определить величину магнитного поля  $B$  по таким наблюдениям невозможно, так как прямой корреляции между ней и степенью поляризации нет [1].

В данной работе мы показываем, что данные о поляризации излучения пыли все-таки можно использовать для количественных исследований магнитного поля в межзвездных облаках. Исследована связь свойств поляризованного излучения пыли с отношением напряженностей регулярного и турбулентного ( $\sigma_B$ ) магнитного поля. Показано, что если длина пути поляризованного излучения превышает несколько характерных масштабов турбулентности, степень поляризации (в процентах) достигает асимптотического значения, которое зависит только от отношения напряженности турбулентного поля к напряженности компонента регулярного поля, перпендикулярного лучу зрения, при условии, что регулярное поле преимущественно лежит в картинной плоскости.

Эти результаты согласуются с исследованиями связи между отношением  $B/\sigma_B$  и степенью поляризации проходящего излучения звезд [2].

### Список литературы

1. Hildebrand R.H., Davidson J.A., Dotson J.L., Dowell C.D., Novak G., Vaillancourt J.E. A primer on far-infrared polarimetry // Publ. Astron. Soc. Pacif. 2000. V.112. P.1215.
2. Wiebe D.S., Watson W.D. Irregular magnetic fields in interstellar clouds and the linear polarization of starlight // Astroph. J. Lett. 2001. (In press astro-ph/0012301.)

## МИЛЛИСЕКУНДНАЯ СТРУКТУРА МАЗЕРОВ МЕТАНОЛА В ИСТОЧНИКАХ L1206 И GL2789

В настоящей работе представлены результаты интерферометрических наблюдений метанольных мазеров второго класса на частоте 6.7 ГГц (переход  $5_1 - 6_0 A^+$ ) в источниках 19220+1432, 19589+3320, 20062+3550, 20350+4126, GL2789, L1206, 22551+6139, открытых на данной частоте в Медицинском обзоре [1]. Все источники, кроме GL2789 и L1206, полностью разрешились и не показали интерференционных лепестков. Для GL2789 и L1206 определены абсолютные координаты наиболее ярких деталей с точностью порядка 50 миллисекунд дуги, а также нижние пределы на яркостные температуры, равные  $1.1 \times 10^9$  К и  $4.7 \times 10^9$  К соответственно. Спектр L1206 состоит из двух спектральных деталей, соответствующих двум различным мазерным пятнам, находящимся на расстоянии около 200 миллисекунд дуги друг от друга. Используя методику сверхразрешения, показано, что наиболее яркая деталь скорее всего имеет линейную структуру с градиентом скорости, которая может представлять собой околос звездный диск. В предположении, что масса центрального объекта равна  $5 M_\odot$ , что следует из инфракрасной светимости объекта, и расстояние до источника составляет 1 кпс, оценка размера диска дает 140 а.е. Слабая спектральная деталь не лежит на прямой, являющейся продолжением линейной структуры. Определенные абсолютные положения позволили отождествить метанольный мазер в L1206 с протозвездой, являющейся источником биполярного потока [2]. Спектр GL2789 состоит из четырех спектральных деталей, соответствующих различным мазерным пятнам, которые образуют линейную структуру размером около 100 миллисекунд дуги. Так же как и в L1206, в GL2789 присутствует градиент скорости вдоль структуры, но величина его незначительна.

### Список литературы

1. Slysh V.I et al. // A&AS. 1999. V.134. P.115.
2. Ressler M.E., Shure M. // AJ. 1991. V.102. P.1398.



## 100-УРОВНЕВАЯ МОДЕЛЬ АТОМА НЕЙТРАЛЬНОГО ЖЕЛЕЗА

Спектральные линии атома железа представляют несомненный интерес для современной астрофизики. Во-первых, данные линии широко представлены в спектрах звезд, что служит причиной интенсивного их использования при определении всевозможных параметров. Вторая причина интереса к космическому железу обусловлена непосредственной связью металличности и атомов Fe : металличность является глобальным эволюционным параметром, и с увеличением возраста Вселенной этот показатель возрастает.

Сформулированные выше две задачи не могут быть решены корректно без точного знания содержания железа. Однако даже для такого хорошо изученного астрофизического объекта, как Солнце, оно остается до сих пор предметом споров. Действительно, в работе [1] было найдено по линиям FeI содержание  $\epsilon_{\text{Fe}} = 7.51\text{dex}$ . Однако в том же номере *Astronomy and Astrophysics* приводилась другая величина  $\epsilon_{\text{Fe}} = 7.63\text{dex}$  [2]. Надо отметить, что эта неопределенность до сих пор не разрешена. Для решения этой проблемы необходимо использовать современные методы интерпретации линейчатых спектров, последние атомарные данные и совершенные модели атмосфер звезд.

В свете сказанного нами была разработана 100-уровневая модель атома нейтрального железа. Данная модель содержит 99 уровней нейтрального железа и 1 уровень FeII. Модель включает 31 терм, которые образуют в общей сложности 4948 связанно-связанных и связанно-свободных переходов. Из них 99 являются ионизационными переходами, 432 — разрешенными связанно-связанными переходами и остальные — запрещенными. Эту модель предполагается использовать совместно с программой по НЕЙТР-расчетам спектров MULTI [3] и современными моделями атмосферы Солнца и звезд для уточнения содержания железа в названных объектах.

### Список литературы

1. *Holueger H., Kock M., Bard A.* // *Astron. Astrophys.* 1995. V.296. P.233.
2. *Blackwell D., Lynas-Gray A., Smith G.* // *Astron. Astrophys.* 1995. V.296. P.217.
3. *Carlsson M.* // *Uppsala Astron. Obs. Spesial Report.* 1986. N33 P.33.

## **ТЕКТОНИКА ЛИТОСФЕРНЫХ ПЛИТ ПО СОВРЕМЕННЫМ ДАННЫМ КОСМИЧЕСКОЙ ГЕОДЕЗИИ**

Геологическая теория, получившая название тектоники литосферных плит, была создана в середине 60-х начале 70-х годов XX века в результате объединения усилий международного сообщества геологов и геофизиков. В настоящее время изучение кинематики литосферных плит является одной из важных проблем геодинамики. Первоначально для геотектонических исследований использовались палеомагнитные и геологические данные. С середины 80-х годов для изучения перемещений блоков земной коры стали использоваться измерения, полученные методами космической геодезии. Первые оценки движения плит основывались на данных РСДБ (радиоинтерферометрия со сверхдлинной базой) и SLR (лазерная локация) наблюдений. С начала 90-х годов активно используются данные наблюдений GPS (радиоинтерферометрия спутников) и системы космического слежения DORIS. Благодаря совершенствованию измерительной аппаратуры появляется новая информация, которая служит основой для уточнения и дополнения современных геофизических теорий.

## ОЦЕНКА ВРЕМЕННЫХ ШКАЛ ПЕРЕХОДА РАЗДЕЛЕННЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ В КОНТАКТНЫЕ

Учет потери орбитального углового момента ОУМ важен для понимания природы контактных систем. Данные наблюдений о скоростях вращения убедительно свидетельствуют о замедлении темпа вращения звезд солнечного типа. Основным механизмом потери ОУМ будем считать магнитное торможение, возникающее в результате взаимодействия теплового звездного ветра с поверхностным магнитным полем. В предположении синхронизации осевого вращения и орбитального обращения, приводящего к сближению компонент, можно использовать уравнение, описывающее потерю ОУМ [1]:

$$dw/dt = \text{const} k^2 (R_1^2 M_1 + R_2^2 M_2) q^{-1} (q+1)^2 w^{7/3} \epsilon^{-1.3/w} G^{-2/3} M_{\text{tot}}^{-5/3}.$$

Данная формула позволяет оценить характерное время, необходимое для перехода двойной системы из разделенного состояния в контакт. Объектами нашего исследования являются короткопериодические РГП-системы с массой главного компонента  $M_1 < 1.5 M_{\odot}$  и  $\sim \text{KW}$ , KW-системы из [2]. Численность РГП-систем, удовлетворяющих критерию  $M_1 < 1.5 M_{\odot}$ , составила 71, а  $\sim \text{KW}$ -систем — 153.

Исходное уравнение мы интегрировали методом Рунге—Кутты 4-го порядка с шагом по времени 5 миллионов лет, пересчитывая на каждом шаге массы и радиусы по эволюционным трекам [3], размеры полостей Роша, отражающие изменения орбиты и орбитальный период системы. Для каждой из 71 РГП- и 153  $\sim \text{KW}$ -систем составлялось собственное уравнение.

Следующая часть работы затрагивала вопрос сравнения статистики разделенных РГП и контактных систем, исправленной за вероятность открытия. Для каждой РГП-системы, участвовавшей в переходе в  $\sim \text{KW}$ -систему, для каждой  $\sim \text{KW}$ - с периодом 1.2 дня и каждой KW-системы индивидуально вычислялись их вероятности открытия. Просуммировав по заданным интервалам изменения орбитального периода до значения 1.2 дня и массы главной компоненты до  $1.5 M_{\odot}$ , получилось, что подобная оценка эволюционных переходов воспроизводит сопоставимые по численности классы разделенных и контактных систем.

Оценка шкал переходов из РГП в  $\sim \text{KW}$  и KW-системы показала, что характерная длительность подобных процессов достигает 2—4 гигаlet при исходном периоде РГП системы  $< 4$  дня.

### Список литературы

1. Stepien K. // MNRAS. 1995. V.273. P.1019–1028.
2. Свечников М.А., Кузнецова Э.Ф. Каталог приближенных фотометрических и абсолютных элементов затменных переменных звезд, Свердловск: УрГУ, 1990.
3. Maeder A., Meynet G. // Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 1988. V.76. P.411.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОЛЛАПСА ЗАМАГНИЧЕННЫХ ВРАЩАЮЩИХСЯ ПРОТОЗВЕДНЫХ ОБЛАКОВ

Одной из нерешенных проблем современной теории звездообразования является задача об образовании протозвезд в замагниченных вращающихся ядрах молекулярных облаков. Попытка моделирования этого процесса с помощью 2D численной TVD-схемы на однородной сетке обнаружила существенные недостатки, связанные с потерей порядка аппроксимации на контактных разрывах и областях с высокими градиентами плотности, скорости и других физических величин. Поэтому мы обобщили ранее развитую TVD-схему на случай неоднородной стратифицированной стационарной эйлеровой сетки. В данной работе проводится двумерное численное моделирование продвинутых стадий коллапса замагниченного вращающегося протозвездного облака на неоднородной структурированной сетке с 5% сгущением на шаге от внешней границы облака к центру облака. На такой сетке возможно проведение расчетов вплоть до выделения протозвезды с достаточно хорошим разрешением центральной области протозвезды, где плотность максимальна. В случае облака с начальным отношением энергий  $\epsilon_t = 0.44$ ,  $\epsilon_m = 0.22$ ,  $\epsilon_\omega = 0.1$  уже на сетке с числом узлов  $100 \times 100$  удастся корректно моделировать образование протозвезды с диском при максимальном перепаде плотности в 6 порядков. Здесь  $\epsilon_t$ ,  $\epsilon_m$ ,  $\epsilon_\omega$  — отношения полной тепловой, магнитной и вращательной энергий облака к модулю гравитационной энергии соответственно. Достаточно сильное магнитное поле приводит к существенному уплотнению облака. Практически уже к моменту  $t/t_{ff} = 0.99$  можно говорить об образовании протозвездного аккреционного диска с отношением полюсей, близким к 2. Это отношение быстро возрастает и в момент времени  $t/t_{ff} = 1.1$  оно равно уже 4.

### ПЗС-фотометрия на базе "Pictor Imager"

В 2000 году обсерватория Уральского университета приобрела ряд ПЗС-камер фирмы Meade Instruments Corporation для проведения фотометрических исследований звезд, спектральных наблюдений Солнца и автоматического гидирования телескопов.

На базе камеры Pictor Imager 1616XT, имеющей в качестве светоприемника ПЗС-чип KAF-1600 (1536x1024) фирмы Kodak, собран фотометр для работы в фокусе Кассегрена телескопа АЗТ-3 ( $F = 10\text{м}$ ,  $D = 0.45\text{м}$ ). В конструкции ПЗС-фотометра были использованы некоторые элементы уже имеющегося электрофотометра, а именно блок подсмотра для точного наведения на объект и блок диафрагм, управляемых от ЭВМ. Потребовалось проведение дополнительных работ по осушке ПЗС-камеры (замена силикагеля и дополнительная герметизация).

Уже первые наблюдения показали, что в области больших и средних освещенностей (сумеречный фон, Луна, Юпитер, Сатурн) камера дает малозашумленные изображения с большим динамическим диапазоном представления яркостей и практически однородной чувствительностью элементов, что свидетельствует о высоком качестве ПЗС-чипа.

В области малых освещенностей (уровень фона неба, слабые звезды) на изображении наблюдается периодическая структура с амплитудой 10-20 ADU, обусловленная, по всей видимости, биением тактовых частот считывания АЦП и записи в память управляющего блока (Control Box). Отмечается также высокий средний уровень bias = 3020ADU. Это свидетельствует о недостаточно точной настройке управляющей платы.

С целью выяснения возможностей камеры для фотометрии звезд нами были получены серии ПЗС-изображений визуально-двойной системы ADS 2984 с разделением компонентов  $18''$  (55 пикселей в масштабе камеры) и двух звезд, находящихся на угловом расстоянии  $50''$  (150 пикселей) одна от другой. Первый ряд изображений был обработан по методике сканерных наблюдений [1], второй – методом классической апертурной фотометрии. Естественно, перед этим были выполнены все стандартные процедуры обработки ПЗС-изображений — вычитание темновой картинки, деление на плоское поле и т.п.

Точность определения разности блеска компонентов двойной системы составила  $\pm 0^m.007$ , что соответствует точности сканерной электрофотометрии ADS 2984 [2]. В то же время точность апертурной фотометрии составила  $\pm 0^m.009$ , что несколько ниже точности двухканальной электрофотометрии. Проведение дополнительной редукции, например, за периодическую структуру фона, является здесь резервом повышения точности.

### Список литературы

1. Franz O.G. // Lowell.Obs.Bull. 1966. V.6, N 15. P.251—256.
2. Gorda S.Yu. // IBVS, 2000. N 4839.

## АЛГОРИТМЫ И ПРОГРАММЫ МАССОВОГО ВЫЧИСЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ ЗАЦЕПЛЕНИЯ КЕПЛЕРОВСКИХ ОРБИТ

Пара эллипсов общего положения может быть вложена в трехмерное пространство двумя топологически различными способами. Они могут быть сцеплены (случай *A*) и нет (случай *B*). Вырожденный случай пересечения *C* разделяет *A* и *B*.

В работе [1] описаны три простые функции элементов орбит, введенные недавно К.В.Холшевниковым и Н.Н.Васильевым и названные авторами *коэффициентами зацепления*, позволяющие однозначно определять топологический тип вложения пары, а также степень близости орбит к пересечению и компланарности.

Опираясь на результаты [1], мы построили алгоритмы вычисления указанных коэффициентов и взаимного наклона и составили программу, позволяющую для всех пар орбит из произвольного каталога определять тип пары (зацепление, компланарность, близость к пересечению). Простота алгоритма позволяет за время порядка 10 минут обработать каталог, содержащий порядка 10000 орбит. Для массовых вычислений это единственно возможный путь. Вычисление расстояния между орбитами требует на два порядка больше времени и позволяет работать лишь с небольшими каталогами или с фиксацией одной из орбит пары. Орбиты сравниваются попарно и отбираются по заранее заданному критерию. Приводятся результаты вычислений для каталога малых планет [2] (электронная версия) и статистика по отобранным парам. Данный метод может использоваться в проблеме астероидной опасности, космического мусора, для изучения динамики эволюции пояса астероидов путем сопоставления результатов вычислений нескольких каталогов за разные годы.

### Список литературы

1. Холшевников К.В. Евклидово расстояние между двумя кеплеровскими орбитами // Физика Космоса: Тр. 30-й Междунар. студ. науч. конф., Екатеринбург, 29 янв. — 2 февр. 2001 г. Екатеринбург, 2001. С.145–153.
2. Эфемериды малых планет на 2000 год / Под ред. В.А.Шора. СПб., 1999.

## О РАЗЛОЖЕНИИ ГАМИЛЬТОНИАНА ДВУПЛАНЕТНОЙ ЗАДАЧИ В РЯД ПУАССОНА ПО ВСЕМ ЭЛЕМЕНТАМ

Одна из фундаментальных проблем небесной механики — изучение эволюции планетных систем типа Солнечной. В работе [1] дан краткий обзор истории и современного состояния вопроса; обрисован план действий; введены координаты Якоби и отвечающие им оскулирующие элементы; указан вид разложения гамильтониана в ряд Пуассона по всем элементам. Возмущающая часть гамильтониана  $h_2$  может быть представлена рядом Пуассона  $h_2 = \sum A_{kn} x^k \exp(iny)$  по позиционным  $x = \{x_1, \dots, x_6\}$  и угловым элементам  $y = \{y_1, \dots, y_6\}$ , где  $k = \{k_1, \dots, k_6\}$ ,  $n = \{n_1, \dots, n_6\}$  — мультииндексы; суммирование производится по всем неотрицательным  $k_s$  и целым  $n_s$ ;  $i$  — мнимая единица.

Числовые коэффициенты  $A_{kn}$  вещественны и симметричны по второму мультииндексу  $A_{k,-n} = A_{k,n}$ . Отличными от нуля могут быть лишь те, для которых выполнены соотношения  $n_1 + n_2 + n_3 + n_4 + n_5 + n_6 = 0$ ,  $n_3 + n_6 =$  четное число,  $k_s = |n_s| +$  четное неотрицательное ( $s = 2, 3, 5, 6$ ).

Для практического использования разложения получены граничные значения индексов, определяемые точностью  $\mu^\sigma$  представления гамильтониана, оценено число членов разложения в зависимости от границ изменения индексов  $N(6, 13) \approx 43 \cdot 10^3$ ,  $N(11, 25) \approx 3.5 \cdot 10^6$ ,  $N(16, 37) \approx 78 \cdot 10^6$ .

Предложено вычислять коэффициенты  $A_{kn}$  либо из интегральных соотношений, либо с помощью пуассоновского процессора. Первый способ требует больших затрат машинного времени, второй — памяти.

Вычисление коэффициентов  $A_{kn}$  по интегральному представлению производится с помощью метода Монте-Карло. Для уменьшения трудоемкости вычислений выполняется переход от средней аномалии к эксцентрической. Область интегрирования приводится к единичному кубу. Кратность интегралов понижается на единицу (до 11) за счет инвариантности гамильтониана относительно сдвига начал отсчета долгот. При выборе радиусов интегрирования учитывается наличие нулей среди  $k_s$ . Случайные 11-мерные векторы генерируются с помощью алгоритма *Mersenne Twister*.

Результаты моделирования на компьютере с процессором Celeron 450 МГц показали, что для вычисления 5195 коэффициентов с тремя значащими цифрами (более  $10^6$  испытаний) требуется около 5 сут. процессорного времени. Предлагается использовать разложение, полученное с использованием интегрального представления в качестве начального приближения при построении разложения с помощью пуассоновского процессора.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 99-02-17820).

### Список литературы

1. Холшевников К.В., Греб А.В., Кузнецов Э.Д. Разложение гамильтониана в ряд Пуассона по всем элементам (теория) // Астроном. вестн. 2001. Т.34, №6. (В печати.)

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ И ОРБИТАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ДВОЙНОГО АСТЕРОИДА 1996 FG<sub>3</sub>

Кривые блеска двойного астероида 1996 FG<sub>3</sub> содержат особенности, связанные как с вращением несферичного главного компонента, так и с взаимными покрытиями и затмениями компонентов. Из анализа особенностей световых кривых, связанных с взаимными явлениями, удалось получить оценку таких важных параметров, как средняя плотность компонентов ( $1.1 \text{ г/см}^3$ ), отношение их средних диаметров (0.31), отношение диаметра главного тела к расстоянию между центрами компонентов (0.67) и др.

С целью уточнения полученных характеристик двойного астероида и определения недостающих (параметры вращения компонентов, элементы орбиты спутника) проведено моделирование кривых блеска и сравнение их с фотометрическими наблюдениями. При этом главный компонент был задан трехосным эллипсоидом (1.07:1:1), ось вращения которого близка к нормали к большой полуоси. Спутник принимался сферическим.

Наилучшая аппроксимация световых кривых, полученных в разные эпохи, достигается в предположении о движении линии узлов орбиты спутника на эклиптике и наклоне его орбиты к фиксированному экватору главного тела. Численное интегрирование уравнений поступательно-вращательного движения двойного астероида показало, что периодическое движение линии узлов и изменение других параметров связано с гравитационным возмущением орбиты спутника от несферичности главного компонента. При этом плоскость орбиты спутника колеблется в окрестности некоторого экватора главного тела.



## НОВЫЕ ОТКРЫТИЯ ДВОЙНЫХ АСТЕРОИДОВ

В некоторых работах высказывается предположение, что в Солнечной системе порядка 10% всех астероидов являются двойными, большая часть которых образовалась в результате процесса столкновения и распада родительских тел. Таким образом, обнаружение и исследование двойных астероидов может иметь важное значение для понимания эволюционных процессов в Солнечной системе.

В настоящее время уже известно более десяти астероидов, у которых различными средствами обнаружена двойственная структура. К их числу относится астероид 243 Ida, спутник которого 1(243) Dactyl был открыт по наблюдениям с космического аппарата "Галилео". Двойственность нескольких небольших астероидов, сближающихся с Землей, размерами порядка 1 км определена по их кривым блеска (3671 Dionysus, 1991 VH, 1994 AW<sub>1</sub>, 1996 FG<sub>3</sub> и др.). Радарные наблюдения показали двойственность астероидов 216 Kleopatra, 2000 DP<sub>107</sub>, 2000 UG<sub>11</sub>.

В 2000 году средствами адаптивной оптики исследован ряд крупных астероидов в главном поясе. В результате наблюдений была открыта двойственность астероида 90 Antiope, компоненты которого, равные примерно 90 км, обращаются на взаимном расстоянии в 180 км. У астероида 762 Pulcova ( $D = 170$  км) найден спутник с диаметром, равным 18 км. Спутник астероида 45 Eugenia размером в 13 км, обращающийся на расстоянии в 1200 км от главного компонента, диаметр которого равен 215 км, получил имя 1(45) Petit-Prince (Маленький Принц).

## НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ГЕОСТАЦИОНАРНЫХ СПУТНИКОВ В АО УрГУ В 2000 ГОДУ

В 2000 году продолжались наблюдения геостационарных спутников на оптико-электронном комплексе (ОЭК), установленном на телескопе АЗТ-3 Коуровской астрономической обсерватории. Получено свыше 200 нормальных точек для более чем 40 объектов.

В результате предварительной обработки по 136 точкам было построено 19 орбит и проведено их уточнение. Разности О-С, вычисленные с использованием улучшенных элементов орбит, распределились следующим образом: для 67 нормальных точек (49%) разности не превышают 3", для 93 (68%) — 5", для 111 (82%) — 10". Из 19 улучшенных орбит с объектами каталога геостационарных спутников было отождествлено 16. Три объекта были занесены в каталог как новые.

При определении предварительных орбит и их уточнении 58 нормальных точек не были обработаны, причины — недостаточное число наблюдений или малый интервал, на котором распределены наблюдения.

Для одиночных наблюдений была применена процедура отождествления измерений с каталогом геостационарных объектов. Удалось отождествить 53 нормальные точки с 19 объектами каталога и провести улучшение их орбит с использованием архива наблюдений.

Таким образом, по наблюдениям 2000 года уточнены орбиты 38 геостационарных объектов с долготами подспутниковых точек от 16 до 97° в.д., наклонами орбит до 15° и дрейфом до 12.2°/сут.

## АНАЛИТИЧЕСКИЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ В НЕБЕСНОЙ МЕХАНИКЕ

В настоящее время нет необходимости убеждать кого-либо в целесообразности развития систем компьютерной алгебры для символьных манипуляций в современной аналитической небесной механике. Существует целый ряд универсальных систем для работы с аналитическими выражениями, таких, как MACSYMA, REDUCE, MAPLE, MATHEMATICA, и др. Эти системы предназначены для манипулирования с широким классом математических объектов, и, как следствие, они оказались недостаточно эффективными в качестве специализированных систем, ориентированных на вполне определенную область применения (чаще всего на очень длинные выкладки). В частности, следует отметить, что эти системы не имеют быстрых средств для работы с тригонометрическими рядами, количество членов в которых может достигать многих десятков тысяч, что характерно для небесной механики.

До сих пор главными математическими объектами небесной механики являются полиномиально-тригонометрические ряды, так называемые ряды Пуассона:  $S = \sum C_j^i x^i \frac{\sin}{\cos}(jy)$ . Здесь  $x = (x_1, \dots, x_n)$ ,  $y = (y_1, \dots, y_m)$  — векторы степенных и тригонометрических переменных соответственно,  $i = (i_1, \dots, i_n)$ ,  $j = (j_1, \dots, j_m)$  — векторы их мультииндексов. Коэффициенты  $C_j^i$  могут быть представлены рациональными, вещественными либо комплексными числами. Последний вид коэффициентов соответствует рядам Пуассона в экспоненциальной форме. Суммирование проводится по всем целочисленным значениям индексов  $i$  и  $j$ .

Системы операций над такими рядами носят название пуассоновских процессоров. Пуассоновские процессоры относятся к специализированным системам аналитических вычислений, поскольку они ориентированы на достаточно узкий класс встроенных математических операций. И хотя они разрабатываются главным образом для решения задач небесной механики, они могут быть широко использованы и в других областях науки, таких, как теоретическая механика, физика и т. д. Пуассоновские процессоры развивались и развиваются во многих центрах небесной механики. Как правило, они отличаются друг от друга формой представления коэффициентов, допустимым числом степенных и тригонометрических переменных, диапазоном изменения их мультииндексов, внутренним представлением рядов Пуассона и т. д. Некоторые из них позволяют манипулировать с более общим классом объектов, чем вышеописанные ряды Пуассона, например, с эшелонированными рядами либо с рациональными функциями для коэффициентов.

Конкретно в данном докладе речь пойдет о двух пуассоновских процессорах: пуассоновском процессоре PSP и эшелонированном процессоре EPSP и разработанных на основе этих процессоров кеплеровском процессоре и аналитическом генераторе специальных функций небесной механики. Программное обеспечение такого рода является необходимым средством для построения решений разнообразных задач аналитической небесной механики.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАССТОЯНИЯ ОТ СОЛНЦА ДО ПЛОСКОСТИ ГАЛАКТИКИ ПО ДАННЫМ КАТАЛОГА HIPPARCOS

Работа посвящена одной из задач статистического анализа распределения близких звезд: определению расстояния от Солнца до галактической плоскости. Использовались данные о звездах окрестности Солнца радиусом 50 пк из каталога HIPPARCOS.

В работе рассматривалось изменение звездной плотности с удалением от Солнца в направлении, перпендикулярном плоскости Галактики. Исследование проводилось при различных значениях параметров: радиуса цилиндра с центром в Солнце и шага по оси  $Z$ , направленной к северному полюсу Галактики.

Построенные распределения звездной плотности имеют два максимума. Один из них соответствует околосолнечной концентрации, а второй — концентрации к плоскости Галактики. Найдена оценка расстояния от Солнца до галактической плоскости.

## КАТАЛОГ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ МОЛЕКУЛЯРНОГО ЯДРА NGC 6334 I

Спектр молекулярного ядра NGC 6334I в миллиметровом диапазоне является одним из самых богатых [1]. В этом источнике присутствуют сверхкомпактная зона III, горячее ядро размером  $< 10''$  и предполагается существование по крайней мере двух протозвездных источников с молекулярными истечениями [2, 3].

В 1999 году на 15-м телескопе SEST в La Silla (Чили) в направлении  $\alpha_{1950} = 17^h 17^m 32.4^s$ ,  $\delta_{1950} = -35^\circ 44' 04.00''$  проведены наблюдения ядра NGC 6334I в десяти спектральных интервалах шириной от 500 МГц до 1 ГГц в области частот 88 — 241 ГГц. По данным наблюдений составлен каталог, содержащий 277 переходов 53 молекул. Излучение 5 молекул обнаружено впервые. Для отождествления использовались список Ловаса [4] и Интернет-ресурс Jet Propulsion Laboratory [5]. Каталог включает наименование молекулы, обозначение квантового перехода, лабораторную и наблюдаемую длины волн, результаты приближения гауссианой.

Наличие множества отождествленных переходов сложных молекул, таких, как  $\text{CH}_3\text{OH}$  (41),  $\text{HCOOCH}_3$  (35),  $\text{CH}_3\text{OCH}_3$  (24) и  $\text{CH}_3\text{CN}$  (19), можно рассматривать как свидетельство процесса испарения мантей пылевых частиц. Вращательные диаграммы, построенные по линиям метанола, дают температуры от 17 до 220 К. При этом оценки температуры существенно повышаются с увеличением частоты. Видимо, температура источника в центре существенно превышает температуру окрестностей.

### Список литературы

1. Салий С.В., Калинина Н.Д., Соболев А.М. //Физика Космоса: Тр. 29-й Междунар. студ. науч. конф., 31 янв. — 4 февр. 2000 г. Екатеринбург, 2000. С.128.
2. Bachiller R., Cernicaro J. //Astron. & Astrophys. 1990. V.239. P.276.
3. McCutcheon W.H., Sandell G., Matthews H.E., Kuiper T.B.H., Sutton E.C., Danchi W.C. and Sato T. //Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 2000. V.316. P.152.
4. Lovas F.J. //Journ. Physic. & Chem. Ref. Dat. 1992. V.21, N.2. P.181.
5. <http://spec.jpl.nasa.gov>

## АЛГОРИТМ УТОЧНЕНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ ГАРМОНИК ГЕОПОТЕНЦИАЛА ПО ФОТОГРАФИЧЕСКИМ НАБЛЮДЕНИЯМ ГЕОСИНХРОННЫХ СПУТНИКОВ

Современные модели гравитационного поля Земли позволяют достаточно хорошо описывать движение большинства искусственных спутников. Одним из исключений являются геосинхронные спутники. Проведенное исследование показало, что точность определения коэффициентов  $C_{22}$  и  $S_{22}$  недостаточна для высокоточного прогнозирования движения геосинхронных объектов на длительных интервалах времени. Известно, что уточнение коэффициентов  $C_{22}$  и  $S_{22}$  возможно по результатам фотографических наблюдений некоторых геосинхронных спутников. В ходе исследования было установлено, что при уточнении коэффициентов второй секториальной гармоники по результатам фотографических наблюдений следует использовать условные уравнения, предложенные А.С.Сочиной:

$$O - C = \Delta T_O - \Delta T_C = -\frac{P_{22}}{2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} (\Delta C_{22} \cos 2\lambda + \Delta S_{22} \sin 2\lambda) \frac{d\lambda}{\lambda^3},$$

$$\dot{\lambda} = \sqrt{C - P_{22}(C_{22} \cos 2\lambda + S_{22} \sin 2\lambda)},$$

в которых элементы отнесены к плоскости Лапласа,  $\Delta T_C$  и  $\Delta T_O$  — разности интервалов времени движения от точки с долготой  $\lambda_1$  к точке  $\lambda_2$ , полученные по результатам моделирования и из наблюдений соответственно;  $P_{22}$  — параметр, определяемый элементами орбиты;  $C$  — постоянная интегрирования.

Для составления системы условных уравнений необходимо иметь улучшенные элементы орбиты с разностями эпох от 3 до 12 месяцев, что легко выполнимо при использовании фотографических наблюдений. Численное моделирование подтвердило возможность использования условных уравнений для решения поставленной задачи.

Алгоритм уточнения коэффициентов второй секториальной гармоники по результатам позиционных оптических наблюдений геосинхронных спутников включает следующие этапы: астрометрическую редукцию; определение предварительных орбит методом Лапласа с дифференциальной коррекцией Лейшнера; улучшение орбит на дугах от 2 до 5 суток; выбор пар систем элементов улучшенных орбит, принадлежащих одному и тому же объекту, с разностями эпох от 3 до 12 месяцев; вычисление для каждой пары орбит разности эпох по результатам наблюдений  $\Delta T_O$ ; численное моделирование движения геосинхронных спутников; вычисление разности эпох по результатам моделирования  $\Delta T_C$ ; переход от плоскости экватора к плоскости Лапласа; составление системы условных уравнений; решение системы условных уравнений методом наименьших квадратов; определение поправок  $\Delta C_{22}$  и  $\Delta S_{22}$  и уточнение значений коэффициентов  $C_{22}$  и  $S_{22}$ ; оценка скорости изменения значений коэффициентов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 00-02-16226).

## О РАСПРЕДЕЛЕНИЯХ ОШИБОК АСТРОНОМО-ГЕОДЕЗИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

При рассмотрении ошибок астрономо-геодезических измерений мы сталкиваемся с двумя особенностями:

1) ошибки геодезических измерений не выходят за некоторые пределы;  
2) обрабатывая результаты измерений по методу наименьших квадратов, мы тем самым считаем, что ошибки измерений распределены по нормальному закону.

Первая особенность не вызывает сомнений. Тот факт, что действительные ошибки аппроксимируются теоретическими распределениями, в частности нормальным законом, определенными на всей числовой оси, не опровергает эту особенность. То, что ошибки геодезических измерений по абсолютной величине ограничены, позволяет говорить о возможности, а может быть, и о необходимости аппроксимировать их теоретическими распределениями, определенными на конечных интервалах. Назовем такие распределения геодезическими. Вторую особенность доказывают как теория оценок максимального правдоподобия, так и теория вероятнейшей оценки [1].

Вероятность попадания значений оценок математического ожидания случайной величины (т.е. основную формулу вероятнейшей оценки) представляется в виде [2]

$$P\{M\xi - a < \vartheta < M\xi + a\} = C_0 + \frac{C_2}{a^2}\mu_2 + \frac{C_4}{a^4}\mu_4 + \dots, \quad (1)$$

где  $C_0, C_2, C_4, \dots$  — константы, определяемые формулами, данными в [2]. Если обозначить вероятность (1) одной буквой  $P$  и считать величину  $a = x$  переменной, то оказывается, что функция распределения  $F(x) = P\{\vartheta < x\}$  случайной величины  $\xi$  связана с вероятностью  $P$  соотношением при  $a < 0$ :  $F(x) = \frac{1}{2}(1 - P)$ , при  $a > 0$ :  $F(x) = \frac{1}{2}(1 + P)$ . Считая, что вероятность  $P$  с достаточной точностью определяется первыми тремя членами в (1), придем к выводу, что различия между распределениями полностью определяются формулой

$$\Delta F = \frac{C_4}{2x^4} \Delta \mu_4. \quad (2)$$

Эта формула верна при  $a_{\min} < x < a_{\max}$ , а также если при сравнении двух случайных величин совмещены их математические ожидания и проведено соответствующее масштабирование случайных величин.

### Список литературы

1. Магуськин Б.Ф. О вероятнейшей оценке математического ожидания // Геодезия и фотограмметрия в горном деле. Свердловск, 1978. С.3-13.
2. Магуськин Б.Ф. О коэффициентах основной формулы вероятнейшей оценки. (В печати.)

## СОВМЕСТНЫЙ АНАЛИЗ ОДНОЗЕРКАЛЬНЫХ И ИНТЕРОФЕРОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ МАЗЕРОВ В G345.01-1.79

G345.01-1.79 является одним из самых ярких мазерных источников метанола. Профили различных мазерных линий в этом источнике существенно отличаются друг от друга, что свидетельствует о многокомпонентности этого источника и существовании значительной неоднородности физических параметров [1].

В данной работе проведен анализ соответствия компонент профилей ярких мазерных линий метанола на 6.7 и 12 ГГц, полученных на радиотелескопе Mt.Pleasant (Хобарт, Австралия), и мазерных пятен в линии на 6.7 ГГц, наблюдавшихся при помощи интерферометра ATCA (Наррабрай, Австралия).

Спектры обеих линий, полученные на Mt.Pleasant, хорошо приближаются набором компонент со скоростями, близкими к скоростям мазерных пятен. Количество компонент и мазерных пятен одинаково, но удовлетворительное приближение получается только в случае, когда отличия скоростей пятен и компонент превышают инструментальную неопределенность.

Скорее всего, это объясняется тем, что мазерные пятна окружены гало с близкими значениями скорости. В этом случае при наблюдениях на однозеркальном телескопе мы видим максимумы суммарного излучения на скоростях гало, в то время как интерферометрия выделяет мелкомасштабные мазерные пятна, движущиеся с отличной от гало скоростью. Такая ситуация наблюдается в мазерах  $H_2O$  [2] и возникает при формировании мазерных пятен в турбулентных областях [3].

### Список литературы

1. Sobolev A.M., Cragg D.M., Salii S.V., Kalinina N.D., Ellingsen S.P. Class II methanol masers and vicinities of young stellar objects // The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium, Proc. of the 3rd Cologne-Zermatt Symp., held in Zermatt, September 22—25, 1998. V.Ossenkopf. Shaker-Verlag Aachen. P.259-262.
2. Gwinn C.R. Scattered halos around  $H_2O$  masers // Astrophys. J. 1994. V.431. L.123—126.
3. Sobolev A.M., Wallin B.K., Watson W.D. Astrophysical maser radiation from a turbulent medium: application to 25 GHz methanol masers // Astrophys.J. 1998. V.478. P.763—772.



## ПРОБЛЕМЫ ОБРАЗОВАНИЯ ГИГАНТСКИХ ВУЛКАНОВ МАРСА

Большое сходство гигантских центрально-вулканических структур Марса с земными щитовыми вулканами привело к тому, что они были классифицированы как щитовые вулканы. Мнение о том, что эти вулканы, как и Гавайские, образованы обширными потоками жидкой лавы, с самого начала было общепринятым и практически не дискутировалось. Однако, в отличие от марсианских вулканов, для гавайских характерна полицентричность эруптивного процесса. Рифтовый ареальный и латеральный вулканизм с соответствующими хребтообразными формами рельефа типичен для всех гавайских вулканов. В то же время кальдеры типа Килауэа — это закономерная черта полицентричных рифтогенных щитовых вулканов. Что же касается щитовых вулканов центрального типа, то их отличительной особенностью является именно отсутствие вершинных кальдер. Наличие вершинных кальдер на марсианских вулканах исключает возможность сопоставления их с центральными щитовыми вулканами исландского типа. С другой стороны, отсутствие в центрально-вулканических постройках Марса рифтовых зон, равно как и свидетельств побочных и ареальных извержений с объемами, в 40—50 тысяч раз (в соответствии с масштабным коэффициентом) превышающими сильнейшие из гавайских извержений, не позволяет соотносить их с гавайскими вулканами. Несоответствие земных щитовых и марсианских вулканов по аккумулятивным формам рельефа еще более возрастает, если принять во внимание более низкую силу тяжести на Марсе. Если на Земле базальтовые лавы гавайских вулканов текут и застывают при уклонах  $6-12^\circ$ , то на Марсе такие потоки будут застывать при уклонах  $16-34^\circ$ . Самые жидкие лавы Земли могли бы сформировать на Марсе лишь более крутосклонные структуры. В действительности гигантские вулканы Марса имеют уклоны всего  $3-6^\circ$ , что не позволяет соотносить их с земными щитовыми вулканами. Таким образом, даже самые жидкие силикатные лавы Земли смогли бы сформировать на Марсе лишь более крутосклонные структуры. Следовательно, гигантские центрально-вулканические образования Марса с лавовыми щитами Земли были соотнесены ошибочно. Мы считаем, что гигантские центрально-вулканические структуры не имеют земных аналогов и образовались в результате аккумуляции грязефирокластов в ходе длительной и преимущественно эксплозивной активности.

## ПРОБЛЕМЫ ОБРАЗОВАНИЯ ПОКРОВНО-ПОТОКОВЫХ СТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ МАРСА

С проблемой интерпретации гигантских центрально-вулканических структур Марса тесно смыкается проблема диагностики покровно-потокowych структур, традиционно отождествляемых с покровными лавовыми потоками. Основания для этого — некоторое подобие поверхности этих структур формам рельефа земных лавовых потоков. При диагностировании марсианских поточковых структур исследователи в настоящее время работают в масштабе 10–100 м. При такой детализации лавовые потоки довольно сложно дифференцировать от грязевых потоков, от пирокластических потоков и от их возможной комбинации — грязепирокластических потоков. Все эти поточковые структуры имеют сходные макроструктурные особенности. Даже при более высоком разрешении при наличии песчано-пылеватых наносов поверхность глыбовых лавовых потоков, пирокластических и грязевых потоков с крупнообломочным материалом будет выглядеть практически одинаково — обломочный материал, погруженный в пылеватую матрицу. Земные грязевые и лавовые потоки имеют обширное пересечение в диапазоне вязкостей, а более широкий диапазон грязевых потоков в области малых вязкостей обуславливает принципиальную возможность формирования за счет грязевых потоков более полого-наклонных форм рельефа, чем те, которые формируются при излиянии лав. Застывающие в условиях низких температур грязевые потоки способны формировать характерный комплекс текстур как пахоэхоэ, так и аа-лав. Это естественно — грязь в условиях Марса можно рассматривать как легкоплавкую горную породу. Точно так же и грязевые потоки на Марсе можно рассматривать как своеобразные грязевые лавы. Благодаря частичной литификации рыхлых отложений эти формы рельефа могут длительное время сохраняться в неизменном виде несмотря на поверхностное иссушение. Доказательством лавовой природы этих потоков могло бы быть лишь обнаружение характерных для лавовых потоков разрезов с внутренним монолитным ядром, связующим веществом которого является не замерзшая грязь или спрессованный тонкообломочный материал, а вулканическое стекло. Разрезы верхних частей марсианской литосферы хорошо представлены в гигантских каньонах Марса. В то же время есть веские свидетельства отсутствия монолитных, сцементированных вулканическим стеклом, зон в этих поточковых структурах. Свидетельства первичной фрагментированности слоистых структур (прежде всего сыпучесть) и аргументы в пользу вулканического происхождения пород вместе приводят к закономерному выводу о пирокластическом или грязепирокластическом генезисе как аккумулятивных поточковых структур ("flood lavas") на поверхности Марса, так и "лавовых" прослоев в обрывах долины Маринер.

## НОВЫЕ ДАННЫЕ ПЗС-ФОТОМЕТРИИ ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ: ПРОБЛЕМЫ И ОТКРЫТИЯ

В 1998—2000 годах в ведущих астрономических журналах мира был опубликован ряд статей, посвященных фотометрии центральных областей шаровых скоплений. Измерения выполнялись на космическом телескопе им. Хаббла с помощью ПЗС-приемников.

Центральные области шаровых скоплений были и остаются очень сложными для наблюдений объектами в силу очень высокой скученности звезд в этих областях. Естественно, что наблюдались прежде всего ближайшие к Солнцу скопления М 4 и NGC 6397, а также NGC 6752, М 3, М 15 и некоторые другие.

Важнейшим результатом явилось достижение нижнего (слабого) конца главной последовательности и построение функции светимости во всем ее диапазоне. Было установлено, что главная последовательность заканчивается при абсолютной звездной величине около  $M_V = 15$ . Кроме того, в интервале абсолютных звездных величин от 10 до 16 отчетливо наблюдается последовательность белых карликов. По мнению ряда авторов, заметны также последовательности двойных звезд. На главной последовательности и последовательности субгигантов открыты затменные переменные и переменные типа SX Phe.

Построенные диаграммы цвет—звездная величина показали, что вид этих диаграмм различается в периферийных и наиболее центральных частях скоплений.

Весьма интересной оказалась диаграмма для шарового скопления NGC 6752, которую получили Rubenstein и Bailyn. Они исследовали область диаметром 32 секунды дуги (секунды — так!) в самом центре скопления. В области такого размера практически отсутствуют звезды фона и все наблюдавшиеся объекты являются членами скопления. На этой диаграмме есть звезды в таких областях, где нет звезд на привычных диаграммах. Если верить этим данным, то придется сделать вывод о наличии в центре скопления поглощающего вещества и молодых звезд!

К сожалению, ряд методических трудностей, встречающихся при обработке ПЗС-снимков плотных звездных полей, могут привести к появлению значительных систематических ошибок, которыми можно, в принципе, объяснить наблюдаемые результаты. Важный и интересный вопрос требует дальнейшего изучения. Прежде всего, необходимы отсутствующие пока ультрафиолетовые наблюдения.

## ВОЗМОЖНЫЕ ПРИЧИНЫ ОБРАЗОВАНИЯ РАЗЛИЧНЫХ СТРУКТУР СЕРЕБРИСТЫХ ОБЛАКОВ

Поля серебристых облаков (СО) очень разнообразны по строению, быстро меняющемуся за время наблюдения. В морфологии СО различают четыре типа, разделяющиеся на несколько подгрупп. До сих пор не удается объяснить такое многообразие форм СО.

В 1934 году Е.Вестин предположил, что волнообразное строение поля СО можно объяснить существованием так называемых волн Гельмгольца, которые обусловлены разрывом ветра у границы двух воздушных слоев. Эти волны, открытые Г.Гельмгольцем в 1890 году, были подробно изучены Б.Хаурвицем в 1932 году в применении к тропосферным облакам и в 1963 году — применительно к СО.

Согласно другой теории причиной волновой структуры является наличие внутренних гравитационных волн, возникающих при обтекании горных хребтов, а также гребней антициклонов [1].

Возможным механизмом возбуждения волн в зоне СО являются также радиационные и динамические процессы в сумеречных зонах [2].

Корпускулярное нагревание верхней атмосферы и магнитное поле Земли также могут повлиять на их форму.

Источником волновых движений в мезопаузе также может являться спонтанное освобождение теплоты при сублимации водяного пара на ледяных зародышах или метеорной пыли.

Волновые структуры и другие неоднородности поля СО могут возникать при взрыве ледяной кометы, попавшей в атмосферу. Возможно, что некоторые морфологические образования СО являются следами от вторгающихся в атмосферу Земли снежных ядер миникомет [3].

### Список литературы

1. Бронштэн В.А., Гришин Н.И. Серебристые облака. М., 1970.
2. Наблюдения серебристых облаков / Под ред. Ч.И.Виллмана. М, 1967.
3. Лазарев А.И., Савиных В.П. Серебристые облака: взгляд из космоса. СПб., 1997.

## ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ОГИБАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ СЕМЕЙСТВА ТРАЕКТОРИЙ ЧАСТИЦ

Рассматривается механизм образования роя метеорной материи в окрестности маломассивных естественных спутников. Падение метеоритов на спутник приводит к выбросу в космос массы, во много раз превосходящей массу ударника. Поэтому характерные скорости выброса частиц значительно меньше скорости ударника, но из-за малости массы спутника они все же больше скорости убегания с поверхности. Таким образом, вещество поступает в космос и остается на орбитах  $T$ , близких к орбите спутника. Получающийся метеорный рой заполняет область  $D$ , заметаемую семейством  $\{T\}$ . Изучается максимальная из возможных область  $D$ , ограниченная огибающей поверхностью  $S$  двупараметрического семейства кривых  $\{T\}$ .

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВОЗРАСТОВ МАЛОМАССИВНЫХ КОНТАКТНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ

Проведено определение возрастов контактных двойных систем ранних спектральных классов (КР-систем) из каталога [1] с использованием соотношения возраст — масса для хромосферно-активных двойных систем [2] и эмпирического закона торможения Скуманича [3]. Для сравнения использованы результаты, полученные Г.Н. Дремовой методом изохрон, выполненных на диаграмме светимость — эффективная температура по трекам Кларета [4]. Применение закона торможения Скуманича возможно, так как спутниками маломассивных КР-систем являются компоненты со спектральным классом F5 и позднее. При этом учитывается, что орбита системы круговая; собственный период обращения компонента вокруг оси равен орбитальному периоду системы P; вычисленная по радиусу спутника и периоду экваториальная скорость  $v_e$  в 4,5 раза больше значения экваториальной скорости  $v_e$ , входящей в закон Скуманича, принимается параметр  $\lambda = 1.7$ .

Анализ результатов показывает, что значения возрастов по главным компонентам, определенные по методам [2,4], согласуются в пределах 25%. При определении возраста систем по спутникам методами [2,4] и закону Скуманича согласование значений достигает 22%. Такое согласование результатов позволило в ряде случаев, когда возраст спутника методом [4] не был определен, использовать закон Скуманича. Возраст КР-систем находится в интервале от единиц миллионов лет (и менее) до 10—11 млрд. лет, что является свидетельством эволюционной неоднородности этого класса тесных двойных систем.

### Список литературы

1. Бондаренко И.И., Перевозкина Е.Л. Контактные двойные звезды ранних спектральных классов. Екатеринбург, 1997.
2. Barranto D. et al. // Astron. Astrophys. 1994. V.290, N1. P.137.
3. Федорова А.В., Тумуков А.В. // Астрон. журн. 1994. Т.71, N3. С.431.
4. Claret A., Gimenez A. // Astron. Aph. Suppl. Ser. 1992. V.96. P.255.

## АНАЛИЗ ИЗМЕНЕНИЙ БЛЕСКА МАССИВНОЙ ТДС UU КАССИОПЕИ

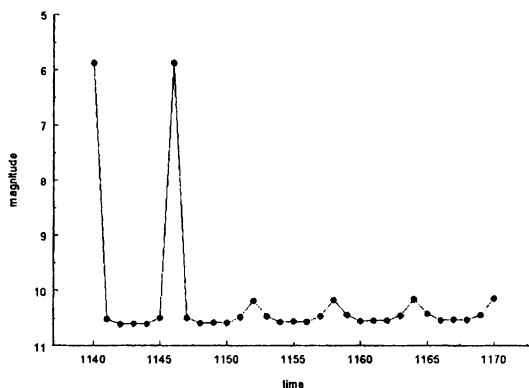
Затменная переменная UU Cas относится к горячим массивным системам ( $m_{\text{max}} = 10^7 8(p)$ ;  $P = 8^d 52$ ;  $Sp = B0.5III$ ). С 1984 по 1989 год в астрономической обсерватории УрГУ получены фотозлектрические UBVR кривые блеска с хорошим заполнением по фазе периода переменности [1]. Полученные автором кривые изменения блеска, а также более ранние фотозлектрические наблюдения этой системы в 1975–1984 годах [2] использованы для определения параметров системы. Для решения кривых применялись программы Лаврова, которые работают в модели Расселла—Меррилла, в модели подобных трехосных эллипсоидов с применением процедуры ректификации. При решении возникли значительные затруднения, что автор связывает с несоответствием используемой модели. Большие массы и высокие температуры звезд должны создавать значительный звездный ветер, который усложняет модель системы. Формальное решение показало, что главный компонент переполняет свою внутреннюю критическую поверхность (ВКП), его размеры достигают второй критической поверхности. Размеры второго компонента заметно зависят от спектрального диапазона, он уменьшается от U- к V-цвету. Последнее может быть связано с оболочкой, образовавшейся около второго компонента вследствие стекания на него вещества первого компонента. Не исключено, что второй компонент еще не заполняет свою ВКП. Наиболее прозрачной оболочка оказалась в цвете V (в V-цвете  $R_2 = 0.84\%$  ВКП) и наиболее плотной в U (в U  $R_2 = 110\%$  ВКП). Переполнение первым компонентом своей ВКП, видимо, результат взаимодействия общей оболочки системы, образованной звездным ветром, с ее истекающим веществом, аналогично тому, как показано в моделях коллектива авторов [3]. Общая оболочка должна была бы проявить себя через  $L_3$ . Однако попытка определить этот вклад и учесть его в решении не дали положительного результата. Разное значение угла наклона орбиты  $i$  в разных цветах, которое могло бы указывать на влияние общей оболочки, требует нижней границы в U цвете для  $L_3 = 0.1$  от суммарного блеска системы. Учет оболочки с  $L_3$  до значений 0.1 не влияет на определяемые параметры системы, кроме угла наклона орбиты  $i$ . Однако линейно растет сумма квадратов уклонений наблюдаемой кривой от теоретической. Остаточные уклонения реальных наблюдений обоих используемых сезонов от модельных кривых блеска указывают на более сложную модель газа в системе и дают возможность определить параметры их устойчивости, фазовые и температурные характеристики.

### Список литературы

1. Полушина Т.С. // Астрономо-геодезические исследования. (В печати.)
2. Антохина Э.А., Кумсисаев М.И. // Астрон. журн. 1992. Т. 69. С52—57.
3. Бисикало Д.В., Боярчук А.А., Кузнецов О.А., Четкин В.М. // Астрон. журн. 1998. Т. 75, №5. С706—715.

## ПРОГРАММА ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ КРИВЫХ БЛЕСКА ГЕОСТАЦИОНАРНЫХ СПУТНИКОВ

Для поиска характерных признаков с целью идентификации ГСС составлена программа на языке Турбо Паскаль для получения фазовой кривой блеска ГСС. В основе лежит координатная система, связанная с ГСС и экваториальной плоскостью, затем происходит переход к координатной системе, зависящей от ориентации ГСС, и в этой системе происходит переход к подвижной системе, вращающейся вместе с ГСС около произвольного направления. Матрица, осуществляющая переход к подвижной системе координат, использована из [1]. Фазовые функции для обычных поверхностей использованы общепринятые [2]. Учитываются диффузное и зеркальное отражения. Кривые блеска можно получать как в зависимости от фазового угла, так и в любой шкале времени.



Для примера показана кривая блеска пассивного ГСС Космос-1700, имеющего вспышки блеска от солнечных батарей. Данные о спутнике использованы из [3].

### Список литературы

1. Горбатенко С.А., Макашов Э.М., Полушкин Ю.Ф., Шефтель Л.В. Механика полета. М., 1969.
2. McCue G.A., Williams J.G., Morford J.M. Optical characteristics of artificial satellites // Planet. Sp. Sci. 1971. V.19. P.851-868.
3. Spaceflight. 1986. V.28, N2. P.57.



## ПРОДУКТЫ СЛИЯНИЯ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

Взрыв SN-I в эллиптических галактиках, где нет звезд с массой  $> 1M_{\odot}$ , нельзя объяснить в рамках эволюции одиночной звезды. Тутуков и Ибен [3] предложили механизм взрыва SN-I в рамках эволюции двойной системы, согласно которому в процессе эволюции двойной системы с компонентами умеренных масс формируется двойная система, в которой оба компонента — белые карлики (БК). Звезды сближаются за счет излучения гравитационных волн, попадают в стадию с перетеканием вещества, и в итоге сливаются. В результате слияния образуется вырожденный компактный объект с массой, превышающей массу Чандрасекара. Если плотность в центре такого объекта превысит  $10^{10}$  г/см<sup>3</sup>, начнутся пикноядерные реакции типа  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{24}\text{Mg} + Q$  и произойдет взрыв.

В результате слияния может образоваться (в зависимости от момента импульса системы) либо одиночный, быстровращающийся БК, либо БК, окруженный массивным диском. Такая трансформация возможна, если полная энергия в конечном состоянии меньше, чем в исходном.

Таким образом, сравнивая полные энергии, можно сделать вывод о возможности и результате слияния двух БК. Предполагая слияние в динамической шкале времени, необходимо требовать сохранения массы и момента импульса в процессе трансформации звезд.

Трансформация двойной системы в БК, окруженной диском, исследовалась в работах [1, 2]. В данной работе моделировалась трансформация двойной системы в одиночный быстровращающийся БК. Предполагалось, что продукт слияния вращается по закону  $\Omega \sim \omega^{-1}$ , где  $\Omega$  — угловая скорость вращения;  $\omega$  — расстояние от оси вращения;  $d$  — константа. Такой закон дает вращение с постоянной линейной скоростью вращения, если  $d \rightarrow 0$ .

Получено, что продуктами слияния двух БК одинаковой массы должны быть сильно сплюснутые ( $0.23 \leq R_p/R_e \leq 0.33$ ) одиночные дифференциально вращающиеся БК с массой, превышающей чандрасекаровский предел до 2 раз. Вращение играет значительную роль в поддержании равновесия продуктов слияния. Отношение кинетической энергии вращения к модулю гравитационной в продуктах слияния достигает 20%. Таким образом, продукты слияния подвержены вековой неустойчивости. Плотность в их недрах не превышает  $\sim 10^8$  г/см<sup>3</sup>. Таким образом, взрыв возможен только после отвода углового момента из центральных областей продукта слияния.

### Список литературы

1. Hachisu I., Eriguchi Y., Nomoto K. Fate of merging double white dwarfs // *ApJ*. 1986. V.308. P.161–175.
2. Hachisu I., Eriguchi Y., Nomoto K. Fate of merging double white dwarfs. II. Numerical method // *ApJ*. 1986. V.311. P.214–225.
3. Iben I. J., Tutukov A. V. // *ApJ. Suppl. Ser.* 1984. V.54. P.335.

## ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ МОЛЕКУЛЯРНОГО ОБЛАКА G1.6-0.025 ПО МОДЕЛИРОВАНИЮ ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТАНОЛА

Гигантское молекулярное облако G1.6-0.025 (G1.6) расположено на окраине газово-пылевого комплекса центра Галактики. Наблюдения показали, что в направлении G1.6 существуют протяженное облако газа, движущееся со скоростью  $V_{lsr} = 50 - 75$  км/с, и более компактный высокоскоростной сгусток с  $V_{lsr} \sim 165$  км/с. Протяженное облако состоит из нескольких сгустков с размерами  $2' - 5'$  ( $4 - 10$  пс). Оценки вращательной температуры по  $NH_3$  составляют  $\sim 50$  К для протяженного облака и  $\sim 120$  К — для высокоскоростного сгустка. Предполагается, что облако и сгусток находятся на начальной стадии столкновения.

Для оценки физических параметров протяженного облака и высокоскоростного сгустка проведено не-ЛТР-моделирование интенсивностей радиолиний метанола в направлении  $\alpha_{1950} = 17^h 46^m 10^s$ ,  $\delta_{1950} = -27^\circ 32' 59.98''$ . Моделирование проводилось в приближении большого градиента скорости (LVG). В качестве параметров были выбраны кинетическая температура ( $T_k$ ), плотность водорода ( $n_H$ ) и удельная лучевая концентрация метанола ( $N_{CH_3OH}/\Delta V$ ) в облаке. Яркостные температуры большинства линий были получены по наблюдениям на 15-метровом телескопе SEST в La Silla (Чили) в марте 1996 года, октябре 1999 года.

Показано, что как протяженное облако, так и высокоскоростной сгусток, имеют сложную структуру и однокомпонентная модель в рамках LVG-аппроксимации является для них грубым приближением. Тем не менее результаты моделирования свидетельствуют о том, что протяженное облако является горячим ( $T_k \sim 90$  К) облаком с малой плотностью ( $\sim 10^3$  см $^{-3}$ ), включающим в себя сгустки с большей кинетической температурой ( $\sim 160$  К) и большей плотностью водорода ( $\sim 10^4$  см $^{-3}$ ). В высокоскоростном сгустке кинетическая температура  $\sim 200$  К и плотность водорода  $\sim 2 \times 10^4$  см $^{-3}$ . Наблюдаемые интенсивности линий в высокоскоростном сгустке наилучшим образом описываются в модели, предполагающей присутствие на микроволновом фоне зоны HII с малой мерой эмиссии.

## СТАТИСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВИДИМОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗВЕЗД РАЗЛИЧНЫХ НАСЕЛЕНИЙ В ШАРОВОМ СКОПЛЕНИИ $\omega$ CEN

Шаровое скопление  $\omega$  Cen является самым ярким и самым массивным среди шаровых скоплений Галактики (ШС). Кроме того,  $\omega$  Cen имеет ряд особенностей структуры, кинематики и звездного населения, которые выделяют его из числа ШС. Особенно интересно наличие нескольких населений звезд с различным содержанием тяжелых элементов. Сложная структура ветви красных гигантов, соответствующая разбросу металличности от  $[Fe/H] \sim -1.7$  до  $[Fe/H] \sim -0.4$  с несколькими максимумами и различиям в возрасте до  $2 \cdot 10^9$  лет, была обнаружена в работах [1] и [2].

Цель настоящей работы — выяснить, имеется ли статистическое различие в видимом распределении звезд, принадлежащих к населению с различной металличностью. По данным [2] были выделены три группы звезд в одном интервале звездных величин — звезды с высоким содержанием металлов, звезды промежуточной металличности и звезды с низким содержанием металлов. Для каждой выборки были построены распределения поверхностной плотности с использованием алгоритма "kernel estimator". Для сравнения выборок была использована процедура, описанная в [3]. Это двумерное обобщение теста Колмогорова—Смирнова было предложено и исследовано в работе [4]. Результаты сравнения показывают, что распределение малометаллических звезд значимо отличается от распределений звезд с высоким и промежуточным содержанием металлов, которые, в свою очередь, не различаются статистически значимо. В настоящее время проводится исследование изменения степени эллиптичности распределений звезд трех населений с расстоянием от центра скопления.

Для объяснения различий химического состава и сложной структуры ветви красных гигантов  $\omega$  Cen в литературе привлекаются различные гипотезы: захват Млечным Путем карликовой галактики [1]; захват шаровым скоплением независимой звездной системы [2]; действие процессов самообогащения. Статистически значимое различие распределений звезд различных населений и структурные особенности распределений поддерживают гипотезу слияния двух звездных систем.

### Список литературы

1. Lee Y.-W. et al. // Nature. 1999. V.402. P.55.
2. Pancino E. et al. // ApJ. 2000. V.534. P.L83.
3. Press W.H. et al. Numerical Recipes in Fortran 77. 2nd Edition. N. Y, 1997.
4. Fasano G., Franceschini A. // MNRAS. 1987. V.225. P.155.

**РЕЗУЛЬТАТЫ СЕАНСА НАБЛЮДЕНИЙ ГСС,  
ВЫПОЛНЕННОГО  
В ОБСЕРВАТОРИИ МЦ АМЭИ НА ПИКЕ ТЕРСКОЛ  
И В АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ УрГУ**

В феврале 2000 года были проведены позиционные наблюдения гео-стационарных спутников (ГСС) 73013 А (Sp3) и 85102 А (Космос 1700) на астрономическом наблюдательном комплексе ЗТТ (телескоп Цейсс-2000, D=2 м, фокальный редуктор с ПЗС камерой: поле 561x561", масштаб 1"/пиксел) Международного центра астрономических и медико-экологических исследований РАН (МЦ АМЭИ) на пике Терскол и на камере СБГ (D=0.42 м, F=0.78 мм) Астрономической обсерватории Уральского государственного университета в Коуровке. Эфемериды для наблюдений вычислялись в Екатеринбурге и передавались на пункты наблюдений. Полученные на п. Терскол координаты объектов посылались в Екатеринбург. Вся работа выполнялась в оперативном режиме (в течение 1-2 суток) с применением электронной почты для передачи эфемерид и результатов наблюдений.

В результате наблюдений на ЗТТ были получены экваториальные то-поцентрические координаты ГСС 73013А (нормальные места) на 42 мо-мента времени и ГСС 85102А на 39 моментов, на СБГ — координаты ГСС 73013А на 11 моментов времени; ошибки определения положений со-ставляют 1 – 2". По этим данным определены предварительные орбиты на несколько эпох и по совокупности наблюдений с помощью программы В.В.Чазова (ГАИШ) получены улучшенные орбиты, которые представля-ют наблюдения с точностью 3.5". Эфемериды вычислялись по результа-там численного моделирования движения ГСС. Их точность позволяла до-статочно оперативно находить спутник с помощью технических средств поиска ЗТТ.

Анализируя результаты проведенной работы, можно сделать следую-щие выводы: 1) два пункта наблюдений (МЦ АМЭИ на п. Терскол и АО УрГУ в Коуровке) могут успешно взаимодействовать в оперативном ре-жиме при наблюдениях ГСС; 2) не существует систематической разности между координатами ГСС, полученными по позиционным наблюдениям на камере СБГ в АО УрГУ и на комплексе ЗТТ МЦ АМЭИ. Величи-на погрешности измерений положений объектов в 1 – 2" для ЗТТ была предопределена погрешностью каталога GSC и может быть существенно улучшена при использовании более точных опорных каталогов.

А.М. Соболев  
Уральский государственный университет  
Д.М. Крэгг  
Университет Монэш, Австралия  
А.В. Малышев, С.В. Салий, Н.Д. Калинина  
Уральский государственный университет

## МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ДАННЫЕ, НЕОБХОДИМЫЕ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕТАНОЛЬНЫХ МАЗЕРОВ

Метанольные мазеры известны как эффективные трассеры массивного звездообразования. Число зарегистрированных мазерных переходов между квантовыми уровнями метанола превосходит 20. Модельные расчеты предсказывают, что это число в ближайшем будущем увеличится. Эти факты подчеркивают важность точных данных о скоростях и частотах квантовых переходов метанола.

Недавние исследования показывают, что значительная доля накачки метанольных мазеров проходит через уровни крутильно возбужденных состояний. Следовательно, исследования механизмов накачки сильно зависят от точности знания скоростей крутильных переходов. В настоящее время эти скорости известны только для переходов между уровнями основного и двух нижних крутильно возбужденных состояний. Для развития исследований требуется знание скоростей переходов для более высоко возбужденных колебательных состояний.

Профили линий различных мазерных переходов метанола содержат множество компонент и часто сильно отличаются друг от друга. Анализ соотношения потоков излучения в отдельных компонентах предоставляет наиболее ценный материал о природе мазеров. Однако такой анализ сильно усложняется, поскольку точность данных о частотах ряда мазерных переходов недостаточно высока.

Нужно отметить, что знание столкновительных констант также очень важно для исследования метанольных мазеров. В настоящее время отсутствуют соответствующие квантовомеханические расчеты, а лабораторные измерения были проведены только для разновидности метанола, порождающей более слабые мазеры.

Вывод: астрономия хочет идти рука об руку с наземной спектроскопией!

А.М. Соболев, С.В. Салий  
Уральский государственный университет  
Л.Е. Пирогов  
Институт прикладной физики РАН,  
Н.Новгород  
С.П. Эллингсен  
Университет Тасмании, Австралия  
К. Филлипс  
JIVE, Нидерланды

## НАБЛЮДЕНИЯ МОЛЕКУЛ В НАПРАВЛЕНИИ ПРОТОЗВЕЗДЫ G34.24+0.13

Звездообразующее ядро G34.24+0.13 содержит протозвезду класса В, связанную с метанольным мазером II класса на 6 ГГц. Наблюдения на антенном комплексе АТСА (Австралия) показали, что положения метанольного мазера и протозвезды отличаются менее чем на 0.5 секунды дуги.

Проведены спектральные наблюдения на 15-метровом радиотелескопе SEST (Европейская южная обсерватория, Чили). Впервые обнаружено излучение молекул в данном объекте. В список обнаруженных молекул входят как индикаторы высокой плотности ( $\text{H}^{13}\text{CN}$ ,  $\text{H}^{13}\text{NC}$ ,  $\text{C}^{33}\text{S}$  и  $\text{C}^{34}\text{S}$ ), так и индикаторы истечений ( $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $^{13}\text{CO}$  и  $\text{C}^{18}\text{O}$ ). Проведены дополнительные наблюдения источника в линии  $\text{CS}(2-1)$  с целью определения размеров ядра и его связи с близлежащими объектами. Установлено, что звездообразующее ядро G34.24+0.13 находится на границе молекулярного облака большего размера.

## АНОМАЛЬНАЯ ДИФфуЗИЯ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ ГАЛАКТИКИ

Как показывают наблюдения, молекулярные облака в МЗС являются фракталами с фрактальной размерностью  $D \approx 2.35$ . В работах [1, 2] рассматривалась модель образования облака путем агрегации “элементарных облачков”, выброшенных звездами. Было показано, что движение элементарного облачка в межзвездной среде достаточно хорошо описывается в рамках модели обобщенного броуновского движения, и, следовательно, образующееся таким образом облако должно иметь фрактальную структуру. Известно также [1], что для облачных структур произвольной природы (в т. ч. атмосферных облаков, облаков  $L_\alpha$ -леса) фрактальная размерность также близка к  $D \approx 2.35$ . В работе [2] была высказана гипотеза, что значение фрактальной размерности облака полностью определяется характером изменения массы облачка со временем, а постоянство фрактальной размерности для облаков различной природы обусловлено близостью законов приращения массы при образовании облаков различных типов.

При рассмотрении всей совокупности “элементарных облачков” использовавшееся в [2] “микроскопическое” описание движения непригодно, однако мы можем описывать обобщенное броуновское движение ансамбля частиц посредством обобщенного процесса диффузии с зависящим от времени коэффициентом — т. е. посредством аномальной диффузии.

В данной работе рассматривается связь закона роста массы облачков, свойств процесса аномальной диффузии облачков в МЗС и фрактальной размерности структур, получающихся в результате такого процесса. Показано, что фрактальная размерность образующихся облаков соответствует “естественному” закону приращения массы облачка, следующему из предположения о случайности столкновений облачков различных масс, что подтверждает высказанную в работе [2] гипотезу.

### Список литературы

1. Горбачкий В.Г., Тараканов П.А. О формировании структуры межзвездных газовых облаков // Письма в Астрон. журн. 1999. Т.25. Вып.4. С.270.
2. Тараканов П.А. О возможном механизме формирования межзвездных облаков // Астрофизика. 2000. Т.43. Вып.2. С.229.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕСНЫХ СБЛИЖЕНИЙ АСТЕРОИДОВ С БОЛЬШИМИ ПЛАНЕТАМИ НА РАЗРЯДНЫХ СЕТКАХ БОЛЬШОЙ ДЛИНЫ

В настоящей работе задача высокоточного численного моделирования тесных сближений астероидов с большими планетами решается с использованием разрядной сетки большой длины.

Рассматриваются уравнения в прямоугольных координатах, уравнения, полученные путем введения регуляризирующего преобразования

$dt = ds/V$ , где  $V = \mu_0/r + \sum_{i=1}^n \mu_i/\Delta_i$  [1] в уравнения в прямоугольных координатах, а также уравнения, получаемые введением дополнительно регуляризирующего преобразования  $dt = ds/\hat{V}$ , где  $\hat{V} = \sum_{i=1}^n 1/\Delta_i$  в

параметрические уравнения Кустаанхеймо—Штифеля (KS) [2]. Уравнения интегрируются экстраполяционным методом Рундсона—Невилла [3] переменного шага и порядка. Моделирование разрядной сетки большой длины осуществляется в системе символьных вычислений "Математика".

Оценки эффективности алгоритмов получены на примере исследования тесных сближений астероида 1991 VG, который интересен тем, что имеет множество тесных сближений с Землей, одно из которых было 5 декабря 1991 года и составило 0.0031 а.е. Полученные оценки показывают, что использование разрядной сетки большой длины совместно с численным методом высокого порядка и регуляризирующими преобразованиями дает возможность перевести понижение точности численного интегрирования, возникающее при тесном сближении астероида с возмущающей планетой, в незначительные разряды.

### Список литературы

1. Бордовицына Т.В., Аедюшев В.А., Титаренко В.П. Численное моделирование общей задачи трех тел // Исследования по баллистике и смежным вопросам механики. Томск, 1998. Вып. 2. С.164—168.
2. Штифель Е., Шейфель Г. Линейная и регулярная небесная механика. М., 1975.
3. Хайер Э., Нерсетт С., Ваннер Г. Решение обыкновенных дифференциальных уравнений. Нежесткие задачи. М., 1990.



## МНОГОЦВЕТНАЯ ПОЛЯРИМЕТРИЯ СУМЕРЕЧНОГО НЕБА. РОЛЬ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА КАК ФУНКЦИЯ ДЛИНЫ ВОЛНЫ

Работа посвящена исследованию роли многократно рассеянного в атмосфере Земли света в период светлых сумерек в зависимости от длины волны, а также влиянию многократного рассеяния и рассеяния на частицах атмосферного аэрозоля на цвет и поляризацию сумеречного неба. Работа является фактическим продолжением [1], распространяя предложенный там метод выделения многократного рассеяния на широкий диапазон длин волн, охватывающий весь видимый участок спектра.

Основой работы являются широкоугольные поляризметрические наблюдения сумеречного неба вблизи зенита с ПЗС-камерой в полосах U, B, V и R, проведенные в июле — августе 2000 года в Южной лаборатории ГАИШ (п. Научный, Крым). Поляризация фона сумеречного неба измерялась на зенитных расстояниях до  $15^\circ$  в диапазоне погружений Солнца под горизонт от  $-8$  до  $10^\circ$ .

В результате обработки наблюдений обнаружено, что в момент восхода и захода Солнца однократное рассеяние на атмосферном аэрозоле оказывается несущественным для цветовых полос U, B и V, за исключением ряда утренних сумерек (это свойство было отмечено в [1] для длины волны 3560 Å). Этот факт позволяет оценить роль всего однократного рассеяния с достаточной точностью. В момент восхода и захода Солнца она составляет всего 40% в полосе U (согласуясь с данными [1]), но превышает 60% в полосе B и может достигать 70% в полосе V.

В полосе R, где влияние аэрозольного рассеяния достаточно велико, удалось установить, что роль однократного рассеяния в момент захода Солнца составляет не менее 80% от общей яркости неба в зените. Установленная зависимость соотношения двух компонент сумеречного свечения от длины волны хорошо объясняет цветовые и поляризационные изменения сумеречного неба с ростом погружения Солнца под горизонт.

Работа выполнена в рамках проекта "Широкоугольная Поляриметрия", поддержанного Российским фондом фундаментальных исследований, проект 00-02-16396.

### Список литературы

1. Угольников О.С. Фотометрия и поляриметрия сумеречного неба. Проблема многократного рассеяния в период сумерек // Физика Космоса: Программа, тез. докл. и сообщений 27-й Междунар. студ. научн. конфер. 2—6 февр. 1998, г. Екатеринбург, 1998. С.50.

## ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ЭФФЕКТЫ В МЕХАНИЗМЕ ГЕНЕРАЦИИ ПОЛЯ ДЛЯ МОДЕЛИ СЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ ГИДРОМАГНИТНОГО ДИНАМО ЗЕМЛИ

Принципиальным для проблемы гидромагнитного динамо Земли является аппроксимация процесса генерации поля. Во всех известных нам публикациях реально для описания динамических процессов генерации используется, следуя основополагающим работам С.И.Брагинского и Р.Н.Roberts, приближение Буссинеска, несжимаемой жидкости.

В настоящей работе исследуется вклад эффектов, вызванных зависимостью гидростатически равновесной плотности вещества внешнего ядра Земли от глубины на процессы генерации.

Имея в виду получение принципиальных оценок, ограничимся кинематическим приближением. При малых скоростях конвекции в ядре по сравнению со скоростью звука в нем сжимаемость среды следует учитывать только в зависимости гидростатически равновесной плотности от глубины. В мантии и во внутреннем ядре электропроводность вещества принимается пренебрежимо малой по сравнению с проводимостью во внешнем ядре. Рассматривается модель медленно изменяющегося поля. Предполагается, что магнитное поле и поле скоростей можно представить в виде суммы аксиально-симметричной части и небольшой добавки, среднее от которых по угловой координате строго равно нулю. Рассматриваются крупномасштабные вихри. Решение ищется в виде разложения в ряд степеням малого параметра — обратного магнитного числа Рейнольдса. Получены новые уравнения генерации для составляющих магнитного поля, которые содержат члены, в явном виде зависящие от градиента гидростатически равновесной плотности.

## ОТНОШЕНИЕ ДИСПЕРСИИ СКОРОСТЕЙ К СКОРОСТИ ВРАЩЕНИЯ ЗВЕЗДНОГО ДИСКА, УСТОЙЧИВОГО ОТНОСИТЕЛЬНО ГЛОБАЛЬНОЙ БАР-МОДЫ

В связи с достижениями астрономической 2D-спектроскопии становится возможным получение 2-мерного поля скоростей и дисперсий скоростей звездной компоненты в галактической плоскости. Согласно наблюдаемые пространственные распределения плотности звездного диска, скорости вращения, дисперсии скоростей вдоль луча зрения, параметры бара с результатами динамического моделирования, можно получать дополнительную важную информацию о структуре галактик, и в первую очередь, о распределении вещества в невидимой сфероидальной подсистеме — гало. В связи с этим нами были построены динамические модели плоских галактик с баром. Модели включали в себя только звездный диск и гало с различными массами. Дисперсия в радиальном направлении задавалась в виде  $C_r = C_0 \exp(-r/L_c)$ , где  $L_c = 4L_q$  при  $L_q = 0.25$ . Подбором определялось такое критическое значение  $C_0$ , при котором возбуждение глобальной бар-моды было настолько мало, что не могло привести к образованию бара.

В результате решения задачи N-тел, гравитационно взаимодействующих между собой, нами были построены зависимости относительных скоростей звезд диска от массы сфероидальной подсистемы — гало. С ростом массы гало отношение дисперсии к скорости уменьшается.

## О РЕАЛЬНОСТИ ПОДСИСТЕМЫ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД В СКОПЛЕНИИ М35

Главным направлением наших исследований является изучение звездного населения рассеянных звездных скоплений (РЗС) относительно близких к Солнцу ( $r \leq 0.5 - 1.0$  кпк) с целью выявления в них двойных и кратных звезд. Такие звезды, как известно, являются многочисленными объектами Галактики. Их изучение вблизи Солнца показало, насколько широк диапазон параметров этих систем по пространственному разделению компонентов, массам, светимостям. Гораздо сложнее получить информацию о таких парах, которые расположены на значительном удалении от Солнца.

При использовании длиннофокусных инструментов ( $F \geq 10$  м) можно выявить лишь сравнительно широкие пары, для которых немаловажной задачей является нахождение критериев, подтверждающих гравитационную связь между компонентами. В ряде наших публикаций не раз указывалось на недостаток тех важных астрометрических и астрофизических данных для каждого компонента двойной системы, которые позволяют подтвердить наличие физической связи между ними, а также установить принадлежность их к скоплению.

Скопление М35 является одним из хорошо изученных скоплений среднего возраста, для которого нам удалось получить и собрать необходимые наблюдательные данные для решения и обсуждения поставленной проблемы. Это скопление ( $r \approx 870 - 850$  пк) привлекло наше внимание прежде всего необычайно высокой численностью двойных звезд, представленных в каталоге двойных звезд М. Пурто. Ревизия звездных пар Пурто, принятая нами, состояла в поиске, переизмерении и определении точных абсолютных и относительных координат компонентов двойных звезд. На площадке в 1 кв.градус измерениями было охвачено около 90 пар. Первостепенное значение в нашей работе имела информация, которую удалось найти для компонентов ревизованных звездных пар в работах Кудворса и Мак Намары.

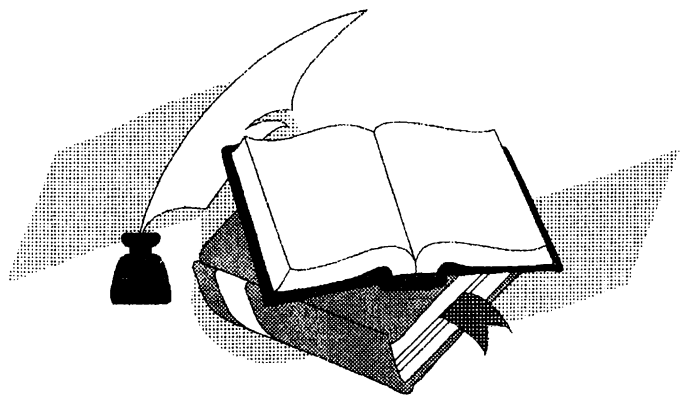
Необходимые сведения: вероятности принадлежности звезд к скоплению, относительные собственные движения, а также ( $V$ ,  $B - V$ ) удалось получить для 30 звездных пар. С вероятностью  $P \geq 80\%$  такие системы являются членами скопления, образуя в нем подсистему широких пар. Звездные пары с угловым разделением  $\rho \leq 4-10''$  имеют  $S \leq 0.02-0.05$  пк. Общность собственных движений при таких  $S$  может быть реальным критерием гравитационной связи между ними.

На основании информации о фотометрических характеристиках компонентов 30 звездных пар, связанных гравитационно и принадлежащих скоплению, построена диаграмма "цвет-величина" с учетом поглощения света в скоплении:  $M_V$ ,  $(B - V)_0$ . Выявленная подсистема широких пар представлена звездами главной последовательности (ГП), массы и светимости которых превышают солнечную ( $M_V = -0.5^m \div +4.5^m$ ).

Камилль  
фламмаріонъ.

# Въ небесахъ и на землѣ.

Очерки и рассказы.





## ЛѢТНЯЯ НОЧЬ.

На землю спустилась глубокая ночь; было тихо и безмятежно. Въ прозрачномъ воздухѣ рѣялъ пріятный запахъ отъ смошеннаго на лугахъ сѣна. Деревья вырисовывались черными фантастическими силуэтами на фонѣ вечерняго неба, подернутаго послѣдними неопредѣленными отблесками сумерекъ, а башня замка въ этомъ блѣдномъ свѣтѣ казалась черной. Мы вышли изъ вѣкового парка по пустынной дорогѣ, чтобы углубиться въ открытое поле, откуда былъ виденъ весь горизонтъ. Ни одинъ кусочекъ неба не былъ отъ насъ скрытъ. Съ сѣвера на югъ и съ востока на западъ весь звѣздный сводъ разстилался надъ нашими головами и скоро, съ послѣднимъ исчезновеніемъ вечера, между небесными алмазами, сіяющими веѣми своими огнями, мало-по-малу начали зажигаться во множествѣ болѣе мелкія звѣзды.

Лѣтнія ночи торжественныя и величественныя! Сколько сладостныхъ часовъ доставляетъ вы созерцательнымъ душамъ. Солнечный свѣтъ, дневной шумъ, непрерывная работа природы, борьба за существованіе, господство матеріи, честолюбіе низменное или возвышенное всего человѣчества, повелѣваютъ, волнуютъ, наполняютъ міръ отъ восхода до захода солнца. Существованіе человѣка, захваченное и унесенное водоворотомъ жизни, не принадлежитъ больше ему самому. Наоборотъ, ночью земная природа засыпаетъ и уступаетъ мѣсто владычеству и величію неба. Душа можетъ обрѣсти самое себя, забыть о тѣлѣ, распусться какъ цвѣтокъ въ безмолвномъ воздухѣ, одиноко мечтать, созерцать, изучать, познавать, чувствовать, жить духовной жизнью. И наслаждаться великолѣпіемъ мимолетнаго предчувствія правды. Тогда чувствуется тщета человѣческихъ твореній. Забывается то, что съ точки зрѣнія исключительно матеріальной, казалось, представляло основную цѣнность человѣчества. Лучшія произведенія промышленности, самыя наязныя строенія, дворцы, храмы окутаны ночью. Наша планета теряетъ свою кажущуюся величину. Мы чувствуемъ себя сливающимися съ природой, нашей матерью, нашей невестой, нашимъ вѣчнымъ другомъ,—съ этой природой вѣчно-юной и прекрасной,

на лопѣ которой намъ грезятся всѣ наши сны. Она насъ слышитъ, она насъ понимаетъ, она намъ отвѣчаетъ своими звѣздами, она говоритъ намъ своею тишиною, мы живемъ въ ней и благодаря ей и чувствуемъ себя больше не гражданами какого-нибудь уголка земли, или даже цѣлой планеты, но *гражданами безконечности*. Это зрѣлище ночи даетъ намъ возможность жить въ нашей истинной обители—вѣчности и безконечности, доступной только для прозорливой мысли.

\* \* \*

Въ эту августовскую ночь Млечный путь былъ такъ яркъ, что сейчасъ же можно было замѣтить, что онъ составленъ изъ цѣлаго муравейника звѣздъ. Мы поняли, что первобытные люди, наши предки изъ Халдеи и съ волшебныхъ береговъ Іоніи, грезили объ лебяжемъ снѣгѣ, удивляясь его хлопчатой бѣлизнѣ, и наши глаза невольно искали эти причудливыя изобразенія, чтобы возстановить ихъ такъ, какъ это рисовали себѣ первобытные люди. Недалеко отъ княжной шемъ Лебеда, распростертой во всю длину воздушной рѣки, находится созвѣздіе Стулъ или Тронъ, на которомъ основалась позже Кассіопея; Стрѣла, переброшенная черезъ рѣку, Дельфинъ, очень похожій по своей формѣ, Орелъ, паряшій въ зенитѣ, какъ небесное свѣтило между двумя крыльями, Лира, Андромеда, Пегасъ и Драконъ, который извивается между Медвѣдицами.

И мы подумали: „Не является ли это истинной связью человѣчества съ вѣками? Сколько взглядовъ встрѣчалось, сколько мыслей, сколько стремленій сходилось на этихъ же звѣздахъ въ теченіе сорока и пятидесяти вѣковъ. Какая политическая система, какая религія, какая человѣческая мысль выжили со времени возведенія пирамидъ? Ничего не осталось: ни племя, ни народы, ни языки, ни страны! Но ихъ вѣрные наперсники остались на томъ же самомъ мѣстѣ. Вотъ единственные маяки, которые не угасли. Во время мучительнаго переселенія народа Моисей возложилъ свои надежды на тебя Бѣлая Вега, когда онъ думалъ привести свой народъ въ землю обѣтованную. Васъ, Плеяды, восходящія изъ-за водъ и мерцавшія въ этотъ вечеръ на далекомъ горизонтѣ, призывалъ Іовъ въ свидѣтели своихъ мученій, а ты, огромная колесница Малой Медвѣдицы, за бѣгомъ которой еще слѣдилъ Гомеръ, когда онъ въ дѣтствѣ сопровождалъ стада на Олимпѣ.

Вы также горѣли, вѣжныя звѣзды, въ ночь Вилелема, когда одна изъ васъ, какъ говорятъ, засіяла необычайнымъ блескомъ, и это васъ видѣлъ Іисусъ, когда Онъ проповѣдывалъ самаритянкѣ у колодца Іакова, и открылъ ей, что истинные избран-



ники Бога не должны больше строить каменных храмовъ ни въ Иерусалимѣ ни въ другихъ мѣстахъ, но почитать своего Отца въ своемъ сердцѣ, въ умѣ и истинѣ. Да, вотъ наши вдохновители, наши паперники, наши товарищи. Глаза, наблюдавшіе звѣзды въ теченіе вѣковъ, угасли въ темной могилѣ. А наши закроются тоже скоро. Но всегда и послѣ насъ, до тѣхъ поръ пока на землѣ останутся въ живыхъ люди, звѣзды будутъ предметомъ поклоненія смертныхъ. Если мы уснемъ здѣсь только для того, чтобы воскреснуть въ другомъ мѣстѣ, мы найдемъ ихъ также и тамъ; въ какой бы части безконечности мы ни возродились, всегда мы будемъ окружены этими лучезарными мірами и тамъ, по ту сторону земной жизни, какъ и здѣсь, они намъ будутъ говорить о безконечности и вѣчности“.

\* \* \*

Такъ думали мы оба, слѣдуя по пустынной дорогѣ. Подъ вліяніемъ величія и сіянія этой ночи нами овладѣли одинаковыя мысли и, попробовавъ сопоставить созвѣздія съ тѣми, чьи имена они носятъ съ сѣдой древности, мы замолили, унесенные однимъ и тѣмъ же полетомъ мысли отъ дѣйствительности. Моя спутница первая нарушила молчаніе.

— Миѣ кажется,—начала она, что моя жизнь началась только съ того дня, когда я познакомилась съ астрономіей. Я немного знаю ее, но я воображаю, чувствую свою связь съ вселенной. До сихъ поръ я была слѣпой. Все это миѣ ничего не говорило. Я пришла въ міръ, не зная даже его названія. Теперь же я знаю, гдѣ я, и я знаю, что земля уноситъ меня въ небо. Я ориентируюсь, я уже не чужая моему міру. Но больше того,—я чувствую, что я живу, въ то время, какъ прежде моя душа была въ летаргическомъ снѣ. Звѣзды—мои сестры, я зову ихъ по имени, я знаю, гдѣ онѣ находятся, я могу ихъ узнавать. И я спрашиваю себя теперь, какъ можно жить на землѣ и не знать, гдѣ ты находишься.

— И все-таки,—вставилъ я,—даже въ нашей прекрасной Франціи 98 или 99% на 100 существуетъ такихъ людей, которые живутъ въ равнодушіи къ этимъ красотамъ и этимъ подлиннымъ чудесамъ. Эти люди обладаютъ глазами для того, чтобы ничего не видѣть и умомъ для того, чтобы ничего не понимать.

— Можетъ-быть,—возразила она,—это вина воспитанія какъ женскаго, такъ и мужскаго, которое смыслъ поэзіи усматриваетъ исключительно въ стихосложеніи и литературѣ. Намъ кажется, что поэтическія идеи могутъ быть передаваемы только

стихами; насъ учать видѣть литературу въ собственномъ смыслѣ, въ особый міръ, чуждый наукамъ, изученію природы, исторіи,—однимъ словомъ, всему тому, что можетъ дать намъ истинное воспитаніе. Наука признается скучной, а миѣ кажется, что мы достигнемъ того, что красота рѣчи будетъ скрывать ея пустоту. Поэзія связывается по своему происхожденію съ басней и литература—съ романомъ. А, однако, въ дѣйствительности какую возвышенную поэму представляетъ изъ себя книги вселенной! Во сколько разъ она болѣе великолѣпна, плѣнительна, болѣе очаровательна, чѣмъ всѣ сказки прошедшія, настоящія и будущія.

Большимъ шагомъ впередъ было бы, если бы каждый изъ насъ зналъ только то, что земля есть не что иное, какъ *небесное свѣтило*, и что мы въ дѣйствительности находимся на небѣ, и что у насъ есть сосѣди—жители Марса и Венеры. Всѣ заинтересовались бы тогда своими братьями въ безконечности и пожелаали бы узнать отношенія, законы гармоніи, которые связываютъ землю со всей вселенной. Это было бы первое предчувствіе познанія правды.

— Что касается меня, — продолжала она, — то я такъ счастлива, живя въ небѣ, что дѣлаюсь эгоисткой. Миѣ почти что жалко, что мои друзья могутъ пользоваться этими же радостями и миѣ трудно говорить съ ними объ этомъ. Послушайте! вы замѣтили вчера моего маленькаго друга... О, какъ она *прекрасна!*

— Прекрасна!.. та что была рядомъ съ вами?

— Да?.. но я говорю не объ ней. Не замѣтили ли вы великолѣпную падающую звѣзду? Посмотрите, ея слѣдъ и теперь еще виденъ надъ Сѣверной Короной. Какъ она васъ не поразила. Она скользила въ небѣ, какъ огненная полоса.

Въ самомъ дѣлѣ, блестящій слѣдъ былъ замѣтенъ надъ Коронай, названной, какъ всѣмъ извѣстно, „Жемчужиной“ или Маргаритой. Я признался, что ея совсѣмъ не замѣтилъ, но выразилъ надежду, что миѣ простятъ это. Я вспоминалъ, какъ однажды вечеромъ, во времена регентства, одна молодая баронесса была удивлена, посѣтивши Обсерваторію, когда астрономъ направилъ свой телескопъ на двойную звѣзду, чтобы наблюдать ее. Она задала ему нѣсколько вопросовъ, въ то время, какъ онъ набрасывалъ на стѣнѣ площадки карандашомъ вмѣсто вычисленія положенія звѣзды, хорошо извѣстное маленькое четверостишіе: „Около васъ, забывая небеса, астрономъ удивленный смущень. Въ этомъ блескѣ, слишкомъ яркомъ, вашихъ глазъ, ему казалось, что онъ нашелъ двойную звѣзду“.

Моя разсѣянность имѣла аналогичные примѣры въ самомъ святилищѣ Ураніи. Вспомните, какъ Фонтенелль въ своихъ бе-

сѣдахъ съ маркизой въ сочиненіи „Безчисленность міровъ“, винится въ томъ, что онъ иногда забывалъ всѣ звѣзды для одной звѣзды. Пусть тотъ, кто въ данномъ случаѣ божъ грѣха, первый броситъ въ меня камнемъ. Впрочемъ, моя разсѣянность должна исчезнуть, какъ падающая звѣзда и оставить въ моей душѣ только легкій слѣдъ внезапно вспыхнувшего и исчезающаго свѣта.



— Она является къ намъ издали, — возразилъ я, чтобы возстановить нашу прерванную бесѣду. — Она воплощаетъ еще одно сношеніе неба съ землею. Вотъ космическая пыль и немного пепла отъ погибшаго міра. Можетъ-быть, эта падающая звѣзда пронесется черезъ сотни милліоновъ миль по небу, встрѣтила нашу планету, задѣла верхній слой ея атмосферы, отъ тренія воспламенилась и благодаря испаряющимся свойствамъ ея вещества, отъ нея осталось очень немного. Въ эти почти падающія звѣзды слѣдуютъ въ пространствѣ въ томъ же направленіи, какъ и прекрасная комета 1862 года, удаляясь отъ насъ почти что на одинъ милліардъ семьсотъ милліоновъ миль, а для того, чтобы объѣхать свою орбиту, онѣ употребляютъ не менѣе ста лѣтъ. Но что значитъ это разстояніе, когда мы знаемъ, что маленькая звѣзда Лебедя, которая теперь передъ нашими глазами, находится отъ насъ на разстояніи пятнадцати тысячъ милліардовъ миль, и что если вообразить себѣ отправившійся туда нашъ скорый поѣздъ, который ѣдетъ безъ остановокъ съ постоянной скоростью въ шестьдесятъ километровъ въ часъ, то поѣздъ этотъ пріѣдетъ туда не раньше, какъ черезъ *сто десять милліоновъ лѣтъ*. Что значитъ теперь разстояніе этой „сосѣдки“ звѣзды, когда мы знаемъ, что можемъ унести съ скоростью свѣта (70.000 миль въ секунду) къ любой изъ этихъ безчисленныхъ звѣздъ, никогда не приближаясь къ ней, уносясь въ непредѣльность такимъ образомъ, что самое длинное наше путешествіе будетъ совершенно при полной нашей неподвижности, и что мы все-таки будемъ всегда находиться только въ преддверіи вѣчности.

Прекрасная звѣзда Короны, къ которой только что какъ бы прикоснулся нашъ метеоръ, не вызываетъ замѣтнаго параллакса; можно думать, что этотъ свѣтлый лучъ, который достигъ насъ сегодня, совершилъ свое путешествіе съ начала нашей эры. Можетъ-быть, начало его паденія относится еще ко времени сраженій флотовъ Октавіана и Антонія за владычество міра. Мы видимъ нынѣ эту звѣзду не только такой, какой она представляется въ наши дни, но и такой, какой она

была въ моментъ своего отправленія въ видѣ свѣтоноснаго вѣстника. Если бы можно было оттуда, благодаря гениальнымъ умамъ, различить нашу маленькую звезду, то они отстали бы отъ нашей исторіи на девятнадцать вѣковъ и увидѣли бы въ этотъ моментъ Клеопатру въ царской порфирѣ, приближающейся къ берегамъ на своихъ корабляхъ, озаренную послѣдними лучами славы заходящаго солнца. Черезъ тридцать лѣтъ можно было бы присутствовать при ужасной трагедіи на Голгофѣ и только черезъ девятнадцать вѣковъ, если бы мы могли быть перепесенными на это созвѣздіе Короны и, въ особенности, если бы могли быть одарены великой силой Провидѣнія, то увидѣли бы оттуда сегодня эту Европу, эту Францію, эти долины и лѣса и все то, что существуетъ теперь на этой землѣ, мы увидали бы, слѣдовательно, самихъ себя и всю нашу нынѣшнюю жизнь... Да, мы могли бы увидѣть себя снова, слѣдовать непосредственно за ходомъ нашей жизни съ первыхъ игръ нашего дѣтства и до послѣднихъ дней... Чтобы представить себѣ все это, конечно, нужно обладать воображеніемъ, но знаемъ ли мы всю силу природы? Послѣ телеграфа, телефона, спектральнаго анализа, явленій земного магнетизма и сомнамбулизма можемъ ли мы не вѣрить въ неизвѣстное. Никто не знаетъ, какое мѣсто займетъ сонъ при разрѣшеніи проблемъ будущаго? Кто знаетъ, какими чувствами могутъ быть надѣлены надземныя существа? Земля есть не что иное, какъ пловучій островъ на небесномъ архипелагѣ, и въ календарѣ вселенной вся ея жизнь продлилась бы не больше одного дня...

— Ахъ!—воскликнула она, — астрономія побѣдила смерть.— Насъ окружаетъ вѣчная жизнь. Душа преображена въ свѣтъ, зачарована истиннымъ чувствомъ безконечности. Это величественная гармонія. Не думаете ли вы, что Гюно долженъ былъ бы быть астрономомъ?

Въ это время въ безмолвномъ воздухѣ, какъ воплощеніе мечты, раздались звуки возвышенной прелюдіи Баха. Мы очутились передъ замкомъ и не могли себѣ отдать отчета, какой дорогой мы сюда пришли. Общество гостей привѣтствовало насъ послѣ нашего долгаго отсутствія.

— Вотъ такъ прогулка! Мы васъ искали по всему парку. Гдѣ вы были?

— На звездахъ, — отвѣтила она, опираясь на мою руку и входя въ гостиную, — я никогда не могла бы лучше постичь восхитительную прелюдію Баха, какъ сегодня. Не вѣрится ли вамъ, что мы услышимъ сейчасъ эхо небесной гармоніи.

## ВИКТОРЪ ГЮГО АСТРОНОМЪ <sup>1)</sup>.

Безсмертный гений, которому Парижъ, Франція и все чело-  
вѣчество устроили такія блестящія похороны, интересовался  
небесными явленіями и жилъ, созерцая вѣчность. Великіе умы  
жили на землѣ, не зная своей обители, не вѣдая того, что  
наша планета есть небесная звѣзда, не имѣя никакого понятія  
объ общемъ строеніи вселенной. Они могли быть очень свѣ-  
душими въ своихъ спеціальныхъ вопросахъ, учеными, изобре-  
тателями, художниками, поэтами, философами, моралистами и  
т. д., и т. д., но они не вѣрно мыслили, какъ только пытались  
возвыситься до синтеза, и по ихъ сужденіямъ о самыхъ воз-  
вышенныхъ проблемахъ метафизики, вы чувствуете, что ихъ  
кругозоръ ограничивался тѣсными предѣлами непосредствен-  
ныхъ наблюденій, и что они руководились частичнымъ и ту-  
маннымъ свѣтомъ и страшились всякаго широкаго обобщенія.

Викторъ Гюго мыслилъ какъ астрономъ, и въ этомъ заклю-  
чается первая причина необычайной широты его воззрѣній.

Съ дѣтства онъ привыкъ называть звѣзды по ихъ именамъ,  
знать ихъ мѣста на небѣ, замѣчать видимыя планеты, и на-  
блюдать небо нѣсколько по примѣру древнихъ восточныхъ и  
халдейскихъ астрономовъ-созерцателей. Онъ постоянно слѣдилъ  
за успѣхами астрономіи и въ одно важное астрономическое  
открытіе не ускользало отъ него. Въ *le Rhin* можно, между  
прочимъ, встрѣтить прекрасныя страницы о созвѣздіяхъ и звѣз-  
дахъ и дивные полеты за предѣлы первыхъ очертаній небес-  
ной завѣсы. Это, однако, еще простой рассказъ объ юношескомъ  
путешествіи. Но когда среди многочисленныхъ и разнообраз-  
ныхъ произведеній поэта мы доходимъ до *Contemplations*, то  
здѣсь насъ увлекаетъ волшебный полетъ въ полную безпре-  
дѣльность небесъ. Въ *Légende des Siècles* вы чувствуете голо-  
вокруженіе, даже чувство величія иногда исчезаетъ, чтобы  
уступить свое мѣсто ослѣпленію ужаса.

Безсмертныя пѣсни, которыя многимъ читателямъ могутъ  
показаться лишь фантастическими экскурсіями въ области  
астрономіи, составляютъ, наоборотъ, самую основу его поэти-  
ческихъ твореній. Онъ не случайно, а всегда думалъ о небѣ.

Я въ доказательство этого позволю себѣ привести слѣдующій  
отрывокъ изъ письма, которое у меня передъ глазами и на  
которомъ значится дата: „Гернсей 17 декабря 1862 года“.

---

<sup>1)</sup> 1885.

„Моя мысль,—писалъ онъ мнѣ,—постоянно занята тѣми предметами, которые вы изучаете; изгнаніе только усилило во мнѣ эту страсть къ созерцацію, такъ какъ я очутился здѣсь между двумя безпредѣльностями: океаномъ и небомъ. Я чувствую близкое родство съ такими умами, какъ вашъ. Ваши изслѣдованія родственны съ моими. Да, будемъ углублять безконечность. Это истинное назначеніе крыльевъ души“.

Вторая часть *Légende des Siècles*, которую онъ написалъ послѣ этого письма, показываетъ какъ его мысль попрежнему была вѣчно занята вопросомъ о безконечномъ.

Изъ послѣднихъ научныхъ завоеваній, добытыхъ при помощи телескопа, онъ въ высшей степени интересовался относившимися къ географіи Марса, въ особенности открытіемъ загадочныхъ прямолинейныхъ каналовъ, которые какъ бы перестраиваютъ всѣ материкъ этой планеты и соединяютъ всѣ ея маленькія средиземныя моря. Одно время онъ думалъ было завести телескопъ по примѣру Тьера, устроившаго себѣ телескопъ на террасѣ своего дома на площади св. Георгія. Онъ особенно любилъ изучать вопросъ объ условіяхъ жизни на другихъ мірахъ, хотя отлично зналъ, что изобиліе природы превосходить всѣ границы, которыя намъ невѣжество стремится ей противопоставить. Одно изъ его писемъ отъ 1880 года начинается съ слѣдующихъ словъ: „Братъ мой, приходится же обѣдать въ пятницу, чтобы поговорить о Марсѣ...“

Онъ жилъ на небѣ больше, чѣмъ иные астрономы, никогда ничего не понимавшіе о величинѣ ихъ науки. Если онъ и могъ ошибаться въ оцѣнкѣ мелочей, то все же главные черты строенія космоса, правильно обрисовывали ему идеальный храмъ природы, апостоломъ котораго онъ былъ. Припомнимъ, напри-  
мѣръ, это путешествіе къ звѣздамъ.

„Если бы мы могли пересѣчь эти мрачныя пустыни и, миновавъ синія звѣзды Малой Медвѣдицы, проникнуть въ самую глубину безпредѣльныхъ небесъ, такъ, чтобы, наконецъ, въ нѣмощь удивленія увидать, какъ эта маленькая звѣздочка, этотъ атомъ фосфора становится постепенно чудовищемъ лучей, подобно тому, какъ корабль на морѣ все растетъ, возвышается и какъ бы распускается“.

„Если бы намъ дано было совершить это безпредѣльное путешествіе и, перелетая съ одного шара на другой приближаться къ этому невѣдомому солнцу; если бы при помощи любящаго архангела, слѣпой, трепещущій, блѣдный человѣкъ могъ еще при жизни проникнуть въ глубь этой проблемы; если бы мы, отрѣшившись отъ земли и разорвавъ завѣсу, за которую проникаетъ только Богъ, могли приблизиться къ ней“.

щобъ разсмотрѣть эти ночныя громады, то при видѣ того, что представилось бы твоимъ взорамъ, ты содрогнулся бы, ангель! Всѣ видѣнія, всѣ безумныя грезы ничто въ сравненіи съ этимъ страннымъ зрѣлищемъ безформеннаго міра, составленнаго изъ такой тайны, что лучъ его растопилъ бы нашу плоть, этотъ живой воскъ, и отъ насъ, въ охватившемъ насъ ужасѣ, остался бы только пораженный недоумѣніемъ взоръ подъ включеннымъ лбомъ“.

Зная, что физическій міръ служить только лѣсами нравственнаго міра, онъ считалъ астрономію естественной основой философіи. Возлагающимъ свои надежды на исчезновеніе въ пустотѣ, онъ указывалъ на безчисленные міры, вращающіеся въ безпредѣльномъ зѣврѣ.

„Заговорявъ объ этихъ часахъ сомнѣнія, въ которыхъ одни находятъ покой, а другіе мученія, я не скрою отъ людей, меня слушающихъ, что часто думаю объ участи умершихъ.“

„Звѣздная ночь такъ часто утомляла мои взоры и молебны и до того эта тревожная мысль срослась со мною до корня волосъ, что я сталъ вѣрить.“

„Что послѣ смерти душа, продолжая свой путь и помня о своемъ человѣческомъ существованіи, навѣки умчавшись подъ небеснымъ сводомъ, достигнетъ безконечнаго и сольется съ вѣчностью.“

„Я вѣрю, что всѣ свершатъ этотъ путь души, если только они страдали, если только они проливали слезы. Да, всѣ, за исключеніемъ злыхъ, чьи позорныя души являются какъ бы разорванной книгой.“

„Этихъ злыхъ, караемыхъ и небомъ и землею, и ихъ стремленіями и воспоминаніями, приметъ Сатурнъ, этотъ ужасный и пустынный шаръ, приметъ на то время, на какое Богъ захочетъ ихъ покарать.“

„Сатурнъ, этотъ громадный шаръ, эта планета, имѣющая погребальный видъ, эта каторга неба, это тюрьма съ блестящей отдушиной, это цѣлый міръ, отданный въ жертву туману, вѣтру и мраку, это адъ, состоящій изъ зимъ и ночей.“

„Его атмосфера носится извилистыми поясами, два пылающихъ кольца яростно вращаясь образуютъ въ его бронзовомъ небѣ двѣ чудовищныя арки, вселяющія вѣчный и глубокий ужасъ“.

Но можетъ быть самое величественное произведеніе Виктора Гюго—это l'Abîme. Оно, къ сожалѣнію, нѣсколько велико для того, чтобъ я могъ его привести здѣсь цѣликомъ, а потому ограничимся тѣмъ, что напомнимъ его главную мысль:

*Человѣкъ.* Я духъ живой въ нѣдрахъ мертвыхъ вещей; я скова въ ключи, запирающіе двери, я заставляю и мысль нести

на крыльях молнии. Безъ меня нѣтъ ничего. Природа вербуетъ; я заканчиваю. Земля, я—твой царь.

**Земля.** Ты не болѣе какъ мой червь. Сонъ, тяжелая нужда, лихорадка, быстрый огонь, бурное пищевареніе, голодъ, жажда, презрѣнный желудокъ терзаютъ тебя, мрачный прохожій, безчисленными недугами. Ты становишься прахомъ, а я все остаюсь. У меня всегда весна, утренняя заря, дѣвѣты, любовь... Я источникъ и хаосъ, я хороню, я творю...

**Сатурнъ.** Что это за слабый, шепчущій голосъ? Земля, къ чему вращаться въ твой такой ограниченной сферѣ, ты песчинка, сопутствуемая пылинкой пепла? Я въ безпредѣльной лазури свершаю громадный кругъ...

**Солнце.** Планеты, мои вассалы, молчите во глубинѣ небесъ; и да царитъ міръ! Я пастырь, а вы мое стадо. Какъ двѣ колесницы свободно проѣзжаютъ подъ главнымъ входомъ, такъ въ малѣйшій изъ моихъ вулкановъ Сатурнъ съ Землей вошли бы, не касаясь стѣнокъ кратера. Смотрите на меня!..

**Сириусъ.** Я слышу голосъ атома. Замолчи же солнце, прахъ. Замолчи призракъ, мнящій себя свѣтомъ! Пастырь, стадо котораго разбѣгается въ безпредѣльности. Мрачные шары, я не ѣе гордъ, чѣмъ вы. О ты, пастырь планетъ, такъ тщеславись, имѣя семь или восемь овецъ, которыхъ ты пасешь въ лазури. Я, въ моемъ величественномъ, широкомъ и чистомъ шествіи увлекаю тысячу огненныхъ планетъ, и у самой ничтожной изъ нихъ сто лунъ.

**Альдебаранъ.** Сириусъ спитъ, я живу! Онъ едва шевелится, а у меня три солнца: одно бѣлое, другое зеленое, третье красное. Я—центръ вихря необузданныхъ міровъ...

**Септентріонъ.** Я септентріонъ, сіяющій надъ вами семью живыми глазами, зрачками которыхъ служатъ солнца, вѣчные факелы вѣчныхъ тѣней. Сириусъ со всѣми его мірами не былъ бы даже искрой въ моемъ самомъ маломъ горнилѣ. Небесныя звѣзды вращаются тамъ внизу, влача свои золотые шары съ ихъ вѣрными спутниками, и, если бы я въ поляхъ эира, подчиненнаго моему величію, сталъ вращаться среди нихъ, то мое колесо раздавило бы всѣ эти солнца-муравьи!

**Млечный путь.** Моя блестящая бездна служить общимъ нашимъ источникомъ. Сколько звѣздъ, столько же и странныхъ громадъ, различныхъ, похожихъ то на демоновъ, то на ангеловъ, и изъ которыхъ планеты создаютъ столько же націй. Группа міровъ, преданныхъ страстямъ, вращается вокругъ cadaго моего огненного солнца... Моя безпредѣльность, лучезарная и плодотворная, живетъ; и я порою не знаю, не исчезаетъ ли въ моемъ лучезарномъ блескѣ весь



остальной міръ, блуждающій въ какомъ-то уголкѣ мрачнаго небосвода.

*Туманныя звѣзды.* Кому ты это говоришь, порхающій вдали хлопокъ свѣга? Мы едва слышимъ твой голосъ въ безпредѣльных пространствахъ. Намъ ты кажешься туманнымъ сіяніемъ въ самомъ затерянномъ уголкѣ самой мрачной лазури. Оставь же блистать въ мірѣ насъ, освѣщающихъ мракъ, насъ созданий!..

*Богъ.* И стоитъ Миѣ только дунуть, чтобъ все стало тѣнью!

Вотъ поэтъ вѣчной природы! Тотъ, кто такъ поетъ, слышать во глубинѣ своей души небесные голоса. Стоя выше математиковъ, для которыхъ вся вселенная кажется лишь таблицей цифръ и формулъ, онъ является соперникомъ Кеплеровъ и Гершелей. Можетъ-быть, одному изъ тѣхъ, которые явили честь пользоваться его дружбой, позволено будетъ возложить на его могилу совокъ иной вѣнокъ, чѣмъ тѣ, которые клали къ его ногамъ, и воздать въ лицѣ его дань уваженія тому, кто превыше политическаго дѣятеля, превыше героя воинствующаго человечества, превыше даже гуманнаго поэта, а именно мыслителя, этому сверхчеловѣку, уже господствующему надъ міромъ.

К О Н Е Ц Ъ .

Лариса Евгеньевна Быкова

## КАКИЕ БОГИ СОЗДАВАЛИ

Сл. Л.Е.Быковой

Муз. Н.Б.Железнова

Втроем по Питеру гуляем,  
Слегка касаясь мостовых,  
Почти не спим, не доедаем,  
Здесь много радостей иных.

*Припев:*

Какие боги воплощали  
Мечты безумные Петра?  
Ответ сейчас найдем едва ли,  
Вопрос к Петру на небеса.

Весь град на островах построен,  
Проспекты мчат через Неву.  
И, видно, странно мир устроен.  
Коней дыханье на мосту.

*Припев:*

Какие боги создавали  
Мостов воздушных чудеса?  
Ответ мы здесь найдем едва ли,  
Вопрос несется в небеса.

Со мной Евгений и Татьяна  
Летят на "Альге" в Петергоф,  
Стоят под брызгами фонтана.  
"Большой каскад"! — Ах, нету слов.

*Припев:*

Какие боги создавали  
Дворцов и парков чудеса?  
Ответ у них найдем едва ли,  
Вопрос несется в небеса.

Дворцов премного, скажем прямо,  
И тени царственных особ  
За нами шествуют упрямо, —  
Вопрос задать им, что ли, в лоб?

*Припев:*

Какие люди создавали  
Все Петербурга чудеса!  
Им бог иль дьявол помогали?  
Вопрос несется в небеса. (2 раза)

## ПЕСЕНКА О ПУЛКОВСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Сл. Л.Е.Быковой

Муз. Н.Б.Железнова

Двадцатый век — век суеты,  
Безумный бег — бег маяты,  
И только здесь весь мир забыт,  
К богам Вселенной путь открыт.

*Припев:*

Обсерватория, над куполами  
Сияет небо с облаками.  
Обсерватория, там пулковчане  
Подглядывают в мир иной ночами.

В аллеях древних прошлый век,  
Двадцатый — призамедлил бег.  
Здесь волшебство ума и чувств,  
И торжество наук и муз.

*Припев:*

Обсерватория, под куполами  
Там телескопы над лесами.  
Обсерватория, там пулковчане  
Считают звезды ясными ночами.

Мир голубых твоих елей  
И листьев шлейф среди аллей  
Излечат ад душевных мук,  
Избавят от забот и скук.

*Припев:*

Обсерватория, над куполами  
Сияют звезды — ах! — очами.  
Обсерватория, там пулковчане  
Находят спутников ночами.

Эпоха целая и век  
Спешат к концу, смиряя бег.  
Потряхивает шар земной,  
А здесь порядок мировой.

*Припев:*

Обсерватория, над куполами  
Сияет небо с облаками.  
Обсерватория, там пулковчане  
Вращают Землю днями и ночами.

## Максим Александрович Воронков

★ ★ ★

Вот пришел этот день, вот подкрался тот час,  
Оттого ли печален твой взгляд?  
Знаешь ты, знает он, знает каждый из вас,  
Что никто не вернется назад.

Твоя первая ночь, твой последний рассвет.  
Платишь ты за мечту головой.  
Там за тысячи верст, через тысячу лет  
Никому ты не нужен живой.

Кто-то может решать, кто-то может вершить,  
За тебя твою жизнь выбирать.  
Ты живешь, потому что приказано жить,  
А другому — приказ умирать.

Трудно стать властелином и быть таковым  
Тем кто радость и счастье нашел.  
Сильный тот, кто решился остаться живым,  
А не тот, кто бесславно ушел.

Надо крепко держать свое счастье в руках,  
Никому его не доверять.  
Тех, кто счастлив, повсюду преследует страх  
За мгновение все потерять.

Неизвестно зачем, не понять почему  
Этот жребий упал на тебя.  
Все дороги судьбы покорятся тому,  
Лишь тому, кто поверит в себя!

*15 августа 2000 г.*

## Николай Борисович Железнов

### ЗДРАВСТВУЙТЕ, ЭТО МЫ!

Помню много лет назад,  
Хочу вам рассказать,  
В первый раз я здесь был рад  
С друзьями побывать.  
И на этом самом месте  
В доме из сосны  
Мы сказали вам все вместе:  
"Здравствуйте, это мы!"

День за днем, и много лет  
Прошло уже с тех пор.  
Но не раз я слал привет  
Вершинам здешних гор.  
И всегда, без исключенья,  
Были здесь слышны  
Наши речи, наше пенье,  
"Здравствуйте, это мы!"

После тех безумных дней,  
Вернувшись в дом родной,  
Начинал в кругу друзей  
Рассказ веселый свой  
Про морозы и метели,  
Яркий свет Луны,  
И, конечно, как мы пели:  
"Здравствуйте, это мы!"

Жарким летом в сильный зной  
Под пенье соловья  
Улыбалась мне порой  
Одна мечта моя,  
Что когда-нибудь мы снова  
Снежным днем зимы  
Пропоем вам здесь три слова:  
"Здравствуйте, это мы!"

Наконец, и Новый год  
Мечту исполнил в срок.  
Мы приехали без нот,  
Но с песней в сорок строк.  
И с гитарой каждой вечер  
Будем здесь дружны,  
А пока мы рады встрече,  
Здравствуйте, это мы!  
(последние четыре строки — 2 раза)  
Здравствуйте, это мы!

## ОТ БУРГА И ДО БУРГА

На Неве и посреди Уральских гор  
Под названьем "Бург" есть города.  
Между ними ежедневно с давних пор  
Напрямую ходят поезда.

*Припев:*

От Бурга и до Бурга много верст.  
Поезд наш летит вперед.  
Для нас путь, как обычно, будет прост,  
Ведь впереди Коуровка нас ждет.

И когда зимой мы едем на Урал,  
С нашими друзьями встречу ждем.  
Чтобы миг счастливый побыстрей настал  
Под гитару песни мы поем.

*Припев:*

От Бурга и до Бурга много верст.  
Поезд наш летит вперед.  
И путь для нас с гитарой будет прост,  
Ведь впереди Коуровка нас ждет.

После громких песен — длинный разговор  
С юной проводницей мы ведем:  
"Едем мы от Бурга и до самых гор,  
Но на малой станции сойдем".

*Припев:*

От Бурга и до Бурга много верст.  
Поезд наш летит вперед.  
И путь для нас веселых будет прост,  
Ведь впереди Коуровка нас ждет.

Едем за таежной снежной тишиной,  
За весельем бурных вечеров.  
В это время нам не нужен путь иной,  
Хоть вокруг нас множество миров.

*Припев:*

От Бурга и до Бурга много верст.  
Поезд наш летит вперед.  
И путь для нас счастливых будет прост  
Ведь впереди Коуровка нас ждет.

(соло гитары или "пара-папам")

*Припев:*

От Бурга и до Бурга много верст.  
Поезд наш летит вперед.  
Для нас путь, как обычно, будет прост,  
Ведь впереди Коуровка нас ждет...

Ведь впереди Коуровка нас ждет! (2 раза)

## Наталья Дмитриевна Калинина

### Т.П.Н.

За двускатными крышами  
Приютилось тепло.  
Здесь отличная слышимость,  
И от снега светло.

А вокруг верст немеряно  
По погоде любой.  
Да душа здесь потеряна!..  
И не надо другой.

### П.Е.З.

Вызвездило!  
Тут же все проснулось:  
Скрипы, шорох, по железу скрежет.  
То ли мирозданье пошатнулось?  
То ли стороной крадется нежить?

Вызвездило!  
Вот СоБОР Вселенский! ----  
Толковище, звон стекла и хохот.  
А за поворотом тропки снежной  
Ленский,..  
Глушь, мороз, да звезд немолчный ропот...

★ ★ ★

За долгими днями зимы  
Заблещет весны ожерелье.  
Заброшу на печку шимы,  
Отправляюсь бродить по апрелю.

Ах, как одиноко весной!  
Как смутно-любовно, бесстрастно!..  
И голос, почти неземной,  
Шепнет мне:  
— Ты тоже причастна!

Причастна к бессонным свечам!  
Причастна до дрожи безбожной!  
Напрасно ль молюсь по ночам,  
Вздыхая легко и тревожно?..

## Дочери Светлане

Перо. Чернильница. Бумага.  
Простая прелесть бытия.  
И вовсе не нужна отвага,  
Когда так близко Ты,..

и я

Старательной ладошкой  
Гоняю беды по углам.  
И до сих пор гляжусь в окошко,  
Не доверяя зеркалам...

*Май 1995 г.*

Э.Ф.

Давай забудем о делах  
И просто так поговорим.  
Боль, что тогда свела с ума,  
Мы в крепком чае растворим.

Мы соберемся поболтать  
О том, о сем наедине,  
И умудрится промолчать  
О времени и седине.

Давай не будем вспоминать  
О неудачах всех мастей!  
Давай поверим в благодать  
Для неизбежных страстей!

К.В.Х.

Замкнулся круг времен!  
Уж на пороге вечность?!..  
Эстетствующий гранд  
Устал играть кино?

Нет! Молод и влюблен!  
В глазах сквозит беспечность!  
Ваше здоровье, кэп,  
Пьем горькое вино!

*2000 г.*



## Константин Владиславович Холшевников

Последней осенью незаметно пролетевшего тысячелетия был я у своих сибирских друзей. После трудной работы сводили они меня на концерт. Не считая бородачей (хотя бы потенциальных), нас услаждали музыкой шесть прелестных дам, четверо из них носили нежное светлое имя. Я не удержался и прочел им свое древнее стихотворение начала прошлого века. Они попросили записать его в альбом, что я и делаю.

★ ★ ★

На берегах заснеженных Алдана,  
В соборах ли роскошного Милана,  
В стране Ботсвана иль в гостях у свана —  
Всегда со мною образ твой, Светлана!  
В театре льется песнь Кориолана,  
В кино ли дуэлянт сразил улана,  
Или казнен противник Тамерлана —  
Одну тебя я вижу лишь, Светлана!  
Преобразую формулу Кардано,  
Прокладываю ль трассу каравана  
Сквозь ад небес до спутников Урана —  
Передо мною только ты, Светлана!  
Мне не спастись от образа-тирана,  
Не скрыться в тьме могильного кургана.  
На сердце та же кровоточит рана,  
Тобою не замеченном, Светлана!

## Борис Михайлович Шустов

### Лекция о звездах

Вновь коуровские колдовские ночи  
накрывают землю черным тазом.  
Снова я стихами озабочен  
(видно Сашка Соловьев привез заразу).  
Где-то песни, смех и звон гитары.  
Пять утра, но ничего не поздно.  
За столом, раздвинув стеклотару,  
сочиняю.

Лекцию о звездах.

Что ж сказать? Ведь словно о футболе  
судят все о звездах понемногу.

(Даже те, кто ясной ночью в поле  
не топтал кремнистую дорогу,  
кто ни разу не взглянул на небо,  
не видал "жемчужины-плевочки",  
не любил и сам любимым не был,  
и стихов не прочитал ни строчки.)

В общем, всякий мнит себя экспертом,  
и, в тяжелых случаях, — поэтом.

Рыбачок перед рассветом зыбким  
видит в небе милую картину —  
золотые и серебряные рыбки  
дремлют в галактических глубинах.

Медсестра, красивая, как роза,  
объясняла мне, играя бровью:

— Звезды — это вирусы психоза,  
в просторечьи называемом любовью.

А однажды на пороге ночи  
ахнул бригадир из стройотряда:

— Глядь, как купол этот приколочен,  
гвозди бы достать такие надо.

Хмыкнул друг жрецов науки — повар,  
геофизик бывший, славный малый:

— Землю тазом накрывать хреново,  
а вот дуршлагом — оно пожалуй.

И ни в чем не сомневаются туристы,  
у костра охрипшие от пенья:

— Звезды — галактические искры,  
спутницы далекого горенья.

Н-да, модель могла быть и получше.

Сiao всем! Пусть небо кроют тучи.

Но, увы! Вот он — тяжелый случай,  
образы рифмующий до кучи —

если впереди награда встречи,  
звезды — как торжественные свечи;  
если неизбежность расставанья —  
слез неслышных слабое мерцанье;  
если нескончаема тревога —  
птицы счастья, улетевшие далеко;  
если к берегу родному возвращенье —  
путеводные огни спасенья...

Все красиво, хоть ненатурально  
и до окосения астрально.  
Лектор в окосеньи?! Неприлично.  
Не таков я (подтвердит Полина).  
Где-то, как-то, в чем-то романтичный,  
но не романтичней Константина.  
Кстати, пара рифм еще осталась.  
В дело их! На этом и закончим.  
Небо звездное — твой океан Солярис,  
для тебя оно такое, как ты хочешь.  
Так что гой-еси, бойцы аспирантуры  
и другие уважаемые люди,  
вот вам уравнения структуры,  
а о рыбках, птичках,  
дуришлагах, гвоздях,  
искрах, вирусах,  
огнях, свечах,  
и т.д., и т.п.:

временно забудем!

*Январь 2001 г.*

## Содержание

<b>Программа конференции</b>	<b>4</b>
INTAS administration What is INTAS?	13
<b>Обзорные лекции</b>	<b>14</b>
Багров А.В. Фазтон — уничтоженная планета . . . . .	14
Бисноватый-Коган Г.С. Фазовые переходы в звездах: устойчи- вость, Урка-оболочки и предсверхновые . . . . .	17
Блинников С.И. Гамма-всплески и сверхновые . . . . .	18
Быков О.П. Астрометрия с большими телескопами . . . . .	30
Гвоздев А.А., Огнев И.С. Сверхновая II: нейтринные динамиче- ские эффекты . . . . .	33
Григорьев В.М. Современные проблемы солнечной физики и ге- лиостереоскопические эксперименты . . . . .	47
Дудоров А.Е., Степанов К.Е. Основные типы неустойчивостей в межзвездной среде . . . . .	63
Зинченко И.И. Миллиметровая и субмиллиметровая спектроско- пия областей звездообразования . . . . .	63
Кастель Г.Р. Транснептуновые объекты . . . . .	74
Орлов В.В. Орбиты в звездных системах . . . . .	80
Прохоров М.Е. Что будет открыто гравитационными антеннами в 2003–2005 годах? . . . . .	95
Самусь Н.Н. Лучевые скорости Цефеид . . . . .	126
Сахибуллин Н.А. Астрофизические исследования в Казанском уни- верситете . . . . .	131
Холшевников К.В. Топология и метрика пар кеплеровских орбит	145
Шустов Б.М. Ультрафиолетовая астрономия. Цель изучения — межзвездная и межгалактическая среда . . . . .	154
Piskunov N.E. New techniques for the exploration of stellar activity .	155
Shmeld I., Dementjev A., Lipatov B., Molotov I., Ryabov B. The first VLBI observations with Ventspils 32 m radiotelescope	155
<b>Тезисы студенческих докладов</b>	<b>156</b>
Баньщикова М.А. Исследование эффективности преобразований Кустанхаймо–Штифеля в задачах численного моделирова- ния динамики спутников планет . . . . .	156
Барсунова О.Ю. Поверхностная фотометрия близких карликовых галактик . . . . .	157
Васюнин А.И., Соболев А.М., Госьков Г.М., Мауэрсбер- гер Р., Смирнов Г.Т. Наблюдение линий $CH_3OD$ в плот- ных молекулярных ядрах . . . . .	158
Госьков Г.М. Соболев А.М., Васюнин А.И., Смирнов Г.Т., Толмачев А.М. Наблюдения мазерной линии метанола на 37.7 ГГц в ПРАО . . . . .	159
Захаров Е.О. Эволюция магнитостатических межзвездных облаков	160
Игнатьев В.Б. Стохастический фон гравитационных волн от сли- вающихся двойных нейтронных звезд на эллиптических ор- битах . . . . .	161
Кайгородов П.В. Построение кластера "Ninghishzidda" для астро- физических расчетов на базе учебного класса с использо- ванием системы Linux . . . . .	162

<b>Костиа В.М.</b> Эволюция химического состава межгалактической среды . . . . .	163
<b>Краснова Т.В.</b> Оценка численности контактных тесных двойных систем ранних спектральных классов . . . . .	164
<b>Малеев В.М.</b> Ошибки и результаты наблюдения солнечного затмения 11 августа 1999 года на РТ-7.5 . . . . .	164
<b>Масленникова Е.</b> Визуальные наблюдения метеорных потоков Персеид и Акварид и их предварительная обработка . . . . .	165
<b>Мишкин А.В.</b> Аппроксимация эфемерид внешних спутников Юпитера группы Пасифе полиномами Чебышева . . . . .	166
<b>Орехов Н.С.</b> Программа для отождествления одиночных линий в сложных спектрах . . . . .	167
<b>Павлюченков Я.Н.</b> Моделирование процесса переноса излучения в межзвездных облаках . . . . .	168
<b>Рубинов А.В.</b> Динамическая эволюция групп звезд малой кратности . . . . .	169
<b>Сурков А.Е.</b> Наблюдения переменной звезды V664 Cas . . . . .	170
<b>Фадеев Е.Н.</b> Двойные астероиды и кометы: динамические свойства . . . . .	171
<b>Фасхутдинова Н.</b> Перспективы применения GPS-технологий на Альметьевском геодинимическом полигоне . . . . .	172
<b>Харлова М.А.</b> Исследование движения спутников Юпитера группы Гималии . . . . .	173
<b>Шахворостова Н.Н.</b> Возможные наблюдательные проявления первичных ударных волн на ранних этапах образования протоскоплений галактик . . . . .	174
<b>Тезисы кратких сообщений и стендовых докладов</b> . . . . .	
<b>Байбулатова И.</b> Создание учебного видеofilmа "Применение GPS-приемника TRIMBLE 4000 в геодезических работах" . . . . .	175
<b>Бондаренко И.И.</b> Климатология серебристых облаков . . . . .	176
<b>Бондаренко И.И., Никитинова Ю.А.</b> Динамика морфологии серебристых облаков на Урале . . . . .	177
<b>Вибе Д.З.</b> Вторичное звездообразование в шаровых скоплениях . . . . .	178
<b>Вибе Д.З., Ватсон У.Д.</b> Поляризация теплового излучения пыли и магнитные поля в межзвездных облаках . . . . .	179
<b>Воронков М.А., Слыш В.И.</b> Миллисекундная структура мазеров метанола в источниках L1206 и GL2789 . . . . .	180
<b>Галиев А.К., Баязитов У.Ш.</b> 100-уровневая модель атома нейтрального железа . . . . .	181
<b>Данилова И.Е.</b> Тектоника литосферных плит по современным данным космической геодезии . . . . .	182
<b>Дремова Г.Н., Свечников М.А.</b> Оценка временных шкал перехода разделенных двойных систем в контактные . . . . .	183
<b>Гигинейшвили С.В.</b> Численное моделирование коллапса замагниченных вращающихся протозвездных облаков . . . . .	184
<b>Горда С.Ю., Захарова П.Е.</b> ПЗС-фотометрия на базе "Pictor Imager" . . . . .	185
<b>Греб А.В.</b> Алгоритмы и программы массового вычисления коэффициентов зацепления кеплеровских орбит . . . . .	186
<b>Греб А.В., Кузнецов Э.Д.</b> О разложении гамильтониана двухпланетной задачи в ряд Пуассона по всем элементам . . . . .	187
<b>Железнов Н.Б.</b> Определение физических и орбитальных характеристик двойного астероида 1996 FG <sub>3</sub> . . . . .	188

<b>Железнов Н.Б.</b> Новые открытия двойных астероидов . . . . .	189
<b>Захарова П.Е., Кузнецов Э.Д., Колесников В.И., Никульников Ю.В.</b> Некоторые результаты наблюдений геостационарных спутников в АО УрГУ в 2000 году . . . . .	190
<b>Иванова Т.В.</b> Аналитические вычисления в небесной механике . .	191
<b>Казакевич Е.Э.</b> Определение расстояния от Солнца до плоскости Галактики по данным каталога HIPPARCOS . . . . .	192
<b>Калинина Н.Д., Соболев А.М., Салий С.В., Харьюнпя П.</b> Каталог спектральных линий молекулярного ядра NGC6334I .	193
<b>Кузнецов Э.Д., Кайзер Г.Т.</b> Алгоритм уточнения резонансных гармоник геопотенциала по фотографическим наблюдениям геосинхронных спутников . . . . .	194
<b>Магуськин Б.Ф.</b> О распределениях ошибок астрономо-геодезических измерений . . . . .	195
<b>Малышев А.В., Соболев А.М., Эллингсен С.П.</b> Совместный анализ односторонних и интерферометрических наблюдений мазеров в G345.01-1.79 . . . . .	196
<b>Малышева Л.К., Малышев А.И.</b> Проблемы образования гигантских вулканов Марса . . . . .	197
<b>Малышева Л.К., Малышев А.И.</b> Проблемы образования покровно-поточковых структур на поверхности Марса . . . . .	198
<b>Миронов А.В., Захаров А.И.</b> Новые данные ПЗС-фотометрии шаровых скоплений: проблемы и открытия . . . . .	199
<b>Никитинова Ю.А.</b> Возможные причины образования различных структур серебристых облаков . . . . .	200
<b>Орлов С.А.</b> Получение и исследование огибающей поверхности семейства траекторий частиц . . . . .	201
<b>Перевозкина Е.Л., Бондаренко И.И.</b> Определение возрастов маломассивных контактных двойных систем ранних спектральных классов . . . . .	202
<b>Полушина Т.С.</b> Анализ изменений блеска массивной ТДС UU Кассиопеи . . . . .	203
<b>Ромашин Г.С.</b> Программа для построения кривых блеска геостационарных спутников . . . . .	204
<b>Савохин Д.П.</b> Продукты слияния белых карликов . . . . .	205
<b>Салий С.В., Соболев А.М.</b> Физические параметры молекулярного облака G1.6-0.025 по моделированию излучения метанола .	206
<b>Селезнев А.Ф., Ferraro F., Bellazzini M., Pancino E., Piotto G.</b> Статистическое исследование видимого распределения звезд различных населений в шаровом скоплении $\omega$ Cep . . . . .	207
<b>Сергеев А.В., Кайзер Г.Т., Хремли Г.П.</b> результаты сеанса наблюдений ГСС, выполненного в обсерватории МЦ АМЭИ на пике Терскол и в Астрономической обсерватории УрГУ .	208
<b>Соболев А.М., Крэгг Д.М., Малышев А.В., Салий С.В., Калинина Н.Д.</b> Молекулярные данные, необходимые для исследования метанольных мазеров . . . . .	209
<b>Соболев А.М., Салий С.В., Пирогов Л.Е., Эллингсен С.П., Филлипс К.</b> Наблюдения молекул в направлении прото-звезды G34.24+0.13 . . . . .	210
<b>Тараканов П.А.</b> Аномальная диффузия в межзвездной среде Галактики . . . . .	211

<b>Титаренко В.П., Бордовицына Т.В.</b> Численное моделирование тесных сближений астероидов с большими планетами на разрядных сетках большой длины . . . . .	212
<b>Угольников О.С., Маслов И.А.</b> Многоцветная поляриметрия сумеречного неба. Роль многократного рассеяния света как функция длины волны . . . . .	213
<b>Хачай Ю.В., Миндубаев М.Г.</b> Дополнительные эффекты в механизме генерации поля для модели сжимаемой жидкости гидромагнитного динамо Земли . . . . .	214
<b>Чуланова Е.А.</b> Отношение дисперсии скоростей к скорости вращения звездного диска, устойчивого относительно глобальной бар-моды . . . . .	215
<b>Шукстова З.Н., Левитская Т.И.</b> О реальности подсистемы двойных звезд в скоплении М35 . . . . .	216
<b>Литературные страницы</b>	<b>217</b>
<b>Фламарион К.</b> . . . . .	218
<b>Быкова Л.Е.</b> . . . . .	230
<b>Воронков М.А.</b> . . . . .	232
<b>Железнов Н.Б.</b> . . . . .	233
<b>Калинина Н.Д.</b> . . . . .	235
<b>Холшевников К.В.</b> . . . . .	237
<b>Шустов Б.М.</b> . . . . .	238

Научное издание

**Физика Космоса**

Труды 30-й Международной  
студенческой научной конференции  
29 января – 2 февраля 2001 года

Редактор Т.А.Сасина  
Оригинал-макет — Э.Д.Кузнецов, С.В.Салий

ЛР №020257 от 22.11.96

---

Подписано в печать 22.01.01. Формат 60 × 84 1/16. Бумага для множительных аппаратов. Печать офсетная. Уч.-изд. л. 17,6. Усл. печ. л. 14,76. Тираж 150 экз. Заказ 16 .

Уральский государственный университет им. А.М.Горького.  
Екатеринбург, пр. Ленина, 51.

---

ООО "ИРА УТК". 620219, Екатеринбург, ул. К.Либкнехта, 42.