АСТРОНОМИЧЕСКОЕ ОБЩЕСТВО

# АКТИВНОСТЬ ЗВЁЗД И СОЛНЦА
## НА РАЗНЫХ СТАДИЯХ ИХ ЭВОЛЮЦИИ

РАБОЧЕЕ СОВЕЩАНИЕ-ДИСКУССИЯ

МОСКВА
17 – 18 декабря 2010

СБОРНИК СТАТЕЙ

Санкт-Петербург
2010

Сборник содержит доклады, представленные на совещании, состоявшемся 17–18 декабря 2010 года в помещении Государственного астрономического института имени П.К. Штернберга. Тематика докладов посвящена рассмотрению основных этапов эволюции Солнца и звезд, магнитной активности звезд солнечного типа, а также влиянию Солнца на процессы в Планетной системе.

**Программный комитет:**

Черепащук А.М., академик, директор ГАИШ – председатель
Обридко В.Н. *(ИЗМИРАН)* – заместитель председателя
Самусь Н.Н. *(ИНАСАН, АО)* – заместитель председателя
Чепурова В.М. *(ГАИШ, АО)* – секретарь
Наговицын Ю.А. *(ГАО РАН)*
Бисноватый-Коган Г.С. *(ИКИ РАН)*
Лившиц М.А. *(ИЗМИРАН)*
Кацова М.М. *(ГАИШ)*
Гершберг Р.Е. *(КрАО)*

**Оргкомитет:**

Гасанов С.А.
Самусь Н.Н.
Чепурова В.М.
Обридко В.Н.
Штаерман В.Л.

**Ответственные редакторы – В.Н. Обридко, Ю.А. Наговицын**

Технический редактор Е.Л. Терёхина

Компьютерная вёрстка Е.Л. Терёхиной

ISBN 978-5-9651-
© Астрономическое общество, 2010

## СОДЕРЖАНИЕ

***Обридко В.Н., Наговицын Ю.А.***
От редакторов сборника…….. 6

**I. ОСНОВНЫЕ ЭТАПЫ ЭВОЛЮЦИИ СОЛНЦА И ЗВЁЗД**

***Бочкарев Н.Г.***
Рождение звезд……. 11

***Бисноватый-Коган Г.С.***
Эволюция звезд с потерей массы…… 27

***Аюков С.В., Батурин В.А., Горшков А.Б., Миронова И.В.***
Современное состояние эволюционной модели Солнца…….. 39

***Батурин В.А., Аюков С.В.***
Низкая фотосферная металличность – вызов стандартной эволюционной модели Солнца…….. 49

***Горшков А.Б., Батурин В.А.***
Диффузия и осаждение элементов в недрах Солнца в течение его эволюции……... 55

***Синицын М.П.***
Следы изменения солнечной активности в лунном реголите на разных этапах солнечной эволюции…… 63

***Наговицын Ю.А.***
Эволюционные изменения циклических характеристик магнитной активности Солнца……... 71

**II. МАГНИТНАЯ АКТИВНОСТЬ ЗВЁЗД И СОЛНЦА**

***Кацова М.М.***
Активность Солнца и звёзд малых масс, связанная с магнитными полями различных масштабов: квазистационарные процессы…… 81

***Саванов И.С., Дмитриенко Е.С.***
Магнитная активность звезд по наблюдениям с космическим телескопом COROT……. 95

***Бондарь Н.И.***
Магнитная активность в фотосферах звезд типа BY Дракона……. 107

***Гершберг Р.Е., Теребиж А.В., Шляпников А.А.***
Звезды с активностью солнечного типа: Каталог GTSh10……... 111

***Дергачев В.А.***
Долговременные циклы солнечной активности последних 10 тыс. лет по данным о концентрации космогенных нуклидов в природных архивах известного возраста……... 117

***Соколов Д.Д., Задков В.Н., Собко С.Г., Трухин В.И.***
Флуктуации интенсивности динамо и феномены долговременной изменчивости солнечной активности и геомагнитного поля……... 133

***Решетняк М.Ю.***
Параметрический резонанс в моделях солнечного динамо……. 141

***Подгорный И.М., Подгорный А.И.***
Солнечная вспышка – механизм явления и условия возникновения 147

## III. СОЛНЦЕ И ЕГО ВЛИЯНИЕ НА ПЛАНЕТНУЮ СИСТЕМУ

***Витязев А.В., Печерникова Г.В.***
Происхождение и ранняя эволюция Солнечной системы…… 161

***Тлатов А.Г.***
Влияние магнитного цикла Солнца на формирование Солнечной системы…….. 177

***Бахмутов В.Г.***
Палеовековые вариации магнитного поля Земли……. 183

***Язев С.А.***
О вкладе комплексов активности в генерацию геоэффективных проявлений Солнца…….. 199

***Бусарев В.В.***
О возможном источнике углисто-хондритового и предбиологического вещества…….. 205

***Наговицын Ю.А.***
Влияние солнечной активности на изменения климата Земли: оценка нижнего предела…….. 219

## ПУБЛИКАЦИИ В ДИСКУССИОННОМ ПОРЯДКЕ

***Сидоренков Н.С., Жигайло Т.С.***
Причины аномальной жары в европейской части России летом 2010 года…… 225

**Список авторов**……... 233

## От редакторов сборника

Астрономическое Общество с позапрошлого года проводит короткие двухдневные совещания-дискуссии по комплексным астрономическим и связанным с ними проблемам. В частности, в 2009 году прошло совещание-дискуссия, посвященное солнечной и звездной цикличности. Его Материалы легли в основу сборника *Циклы активности на Солнце и звездах*, выпущенного Астрономическим Обществом в начале 2010 года. Сборник вызвал большой интерес научной общественности, и решено практику таких публикаций на основе проведения рабочих совещаний по различным проблемам продолжить.

Предлагаемый читателям новый сборник содержит материалы следующего – второго – мероприятия, которое проходило в декабре 2010 года. Ряд коллег и организаций высказало заинтересованность в проведении совещания-дискуссии на тему солнечно-земной эволюции. Среди обсуждаемых вопросов предполагались следующие:

- Влияние молодого Солнца на появление жизни на Земле. В какой мере солнечная активность могла бы изменить условия на Земле? В какой мере эти условия отличались на Марсе и Венере?
- Могла ли дальнейшая эволюция Солнца в какой-то мере воздействовать на изменение геологических и биологических эпох на Земле? Большие циклы на Солнце и на Земле – связаны ли они?
- Проблема переполюсовок земного магнитного поля. Могло ли это явление влиять на изменение форм жизни на Земле?
- Современные вариации активности на Солнце. Возможность воздействия неантропогенных факторов на погоду и климат.
- Изменение земного магнитного поля в настоящее время.

Совещание прошло 17–18 декабря в ГАИШ МГУ под названием *Активность звезд и Солнца на разных стадиях их эволюции*. Как и ранее, характер проведения совещания был свободный. Это могли быть заранее подготовленные как обзорные, так и короткие доклады, выступления – в том числе и в общей дискуссии. Допускалось представление презентаций отсутствующих докладчиков – с их согласия.

Разумеется, как и почти всегда, полностью выдержать предполагаемую тематику совещания не удалось. Так, отсутствовал важный элемент предварительной программы – обсуждение возможности воздействия эволюции Солнца на изменения геологических и биологических эпох на Земле. Вынужденно отсутствовали аспекты космической погоды в наше время. К сожалению, не состоялся ожидавшийся многими доклад академика РАН А.Ю. Розанова (Институт Палеонтологии РАН) «Проблемы ранней

жизни на Земле».[1] Не представлен для публикации в настоящем сборнике вызвавший интерес и оживленную дискуссию доклад члена-корреспондента РАН И.И. Мохова (Институт физики атмосферы РАН) «Глобальные и региональные климатические изменения и их связь с вариациями солнечного излучения».

В результате, наоборот, было несколько усилено обсуждение вопросов сопоставления солнечной и звездной активности разных типов, и это достаточно полно представлено в представляемом читателю сборнике.

Первый раздел издания посвящен рассмотрению основных этапов эволюции Солнца и звезд – от рождения, эволюции вдоль Главной последовательности, изменения физических характеристик – до современного состояния.

Второй – магнитной активности как существенной особенности звезд солнечного типа, возможным механизмам ее объяснения.

Третий раздел объединяет работы, посвященные влиянию Солнца на Планетную систему и, в частности, на такие земные процессы, как изменения климата.

Отдельно в дискуссионном порядке публикуется доклад о причинах аномальной жары в европейской части России летом 2010 года, интересный – как представляется редакторам – с точки зрения подбора фактического материала об изменениях погоды в прошлом, но не достаточно обоснованный в плане предлагаемой интерпретации.

Остановимся чуть более подробно на обсуждении на совещании аспектов воздействия солнечной активности на климат Земли. Здесь были высказаны противоречивые оценки. Вообще, этот вопрос, к сожалению, в настоящее время приобрел нездоровый характер, в первую очередь из-за разнообразных вненаучных (пиаровских, политических и экономических) высказываний и обсуждений. Фактически специалисты разделены на два лагеря.

Представители первого из них утверждают, что техногенные факторы играют определяющую роль в наблюдаемом потеплении климата, и – хотя не все модели достаточно полны и точны – все-таки с довольно высокой вероятностью можно ожидать сильного потепления к концу 21 века с неминуемо катастрофическими последствиями. Роль Солнца при этом игнорируется полностью, поскольку – это главный аргумент – по спутниковым измерениям в последние *несколько десятков лет* суммарный поток солнечного излучения изменяется весьма мало. Из этого делается известный вывод о необходимости уже сейчас свертывать те виды экономической деятельности человечества, которые приводят к повышению содержания углекислого газа и аммиака в атмосфере.

---

[1] Этот доклад состоялся позднее на отдельном заседании, записан на CD-диск и может быть передан желающим по запросу, направленному в Астрономическое Общество.

Критики же этого направления – представители второго лагеря – обращают внимание на то, что климат испытывает многочисленные колебания, определяемые в том числе и астрономическими факторами, в частности активностью Солнца. В прошлом такие вариации наблюдались неоднократно. В частности, определяющими могут быть вариации потока корпускулярного или коротковолнового излучения Солнца, которые могут быть чрезвычайно значительными, несмотря на малую вариацию полного потока. Указывается также, что рост содержания углекислого газа может быть не причиной, а следствием потепления. Впрочем, и само потепление в последнее время несколько замедлилось. Кроме того, для многих довольно обширных регионов (в том числе – для России) потепление приведет скорее к положительным, а не отрицательным последствиям. Поэтому предлагается принимать не глобальные запретительные меры, а, исходя из специфики каждого региона, выработать несколько сценариев возможных последствий их учета (как потепления, так и похолодания). Появились, однако, и крайние представители данного направления, которые утверждают, что нас ждет очередной так называемый Малый ледниковый период, подобный ситуации в XVII веке (во время Маундеровского минимума на Солнце). И хотя основания для прогноза весьма существенного ослабления солнечной активности в первой половине XXI века действительно есть, трудно представить, что понижение температуры будет значительным.

Вспомним Гете: "Между двумя крайними точками зрения лежит не *истина*, а *проблема*". Можно высказать сожаление, что представители обоих направлений мало прислушиваются к аргументам друг друга. Пока практически нет моделей, учитывающих оба фактора – как техногенного, так и прямого внешнего воздействия на атмосферу. Пожелания об объединении усилий этих двух групп-направлений высказывались на прошедшем Совещании, и Астрономическое Общество вместе с Междисциплинарным научным советом РАН «Солнце–Земля» в настоящее время предпринимает некоторые меры для реализации этих пожеланий.

В.Н. Обридко, Ю.А. Наговицын

# I

# ОСНОВНЫЕ ЭТАПЫ ЭВОЛЮЦИИ СОЛНЦА И ЗВЁЗД

# РОЖДЕНИЕ ЗВЕЗД

**Бочкарев Н.Г.**
*ГАИШ МГУ, Москва, Россия*

## Введение

Звезды формируются силами гравитации из межзвездной среды (МЗС), заполняющей пространство между звездами внутри галактик.

Средняя плотность типичной звезды (Солнца) ~1 г/см$^3$; средняя плотность МЗС ~$10^{-24}$ г/см$^3$ (1 атом в см$^3$), а сгустков, из которых образуются звезды, – $10^{-21}$ г/см$^3$. В процессе образования звезды из МЗС плотность возрастает в $10^{21}$–$10^{24}$ раз, а линейный масштаб уменьшается в $10^7$–$10^8$ раз!

Процесс творения звезд является многоступенчатым. На каждой стадии силам гравитации противостоят разные силы, действует свой набор доминирующих факторов, определяющих возникновение протозвездных сгустков, их эволюцию и превращение в звезды. Различные стадии имеют разные наблюдательные проявления.

Сейчас удается наблюдать практически все стадии образования звезд. Для этого используется самое современное оборудование. Специально для изучения областей звездообразования был запущен в космос и действовал много лет ИК телескоп им. Л. Спитцера. Большое внимание изучению областей звездообразования уделяется на космическом телескопе им. Э. Хаббла, особенно после оснащения его ИК аппаратурой. В настоящее время вводится в строй радиотелескоп ALMA, расположенный в пустыне Атакама на высоте 5050 м над уровнем моря. Он рассчитан на работу в диапазоне длин волн от долей миллиметра до нескольких сантиметров, наиболее удобном для изучения областей звездообразования.

## Межзвездная среда

МЗС является многокомпонентной (табл. 1). Плотности энергии движений газа (кинетическая энергия), магнитного поля и космических лучей примерно равны между собой. Следствием такого «паритета» являются сложная структура МЗС и ее динамичность.

Все компоненты МЗС (любая их пара) взаимосвязаны. В большинстве случаев взаимодействие компонент сильное. Приведем два примера.

- Магнитное поле сильно «сцеплено» с веществом, так что даже в молекулярных облаках при степени ионизации газа $10^{-8}$–$10^{-9}$ движения газа и магнитных полей тесно взаимосвязаны, т.к. выполняются условия вмороженности силовых линий магнитного поля в вещество.
- Газ и пыль равномерно перемешаны друг с другом и двигаются вместе, т.к. «сцеплены» силами газодинамического трения.

**Таблица 1.** Основные компоненты МЗС.

| | |
|---|---|
| •Газ (атомы, молекулы, ионы, электроны) | ≈99% массы |
| •Пыль | ≈ 1% массы |
| •Магнитные поля | ≈ 0% массы |
| •Космические лучи | ≈ 0% массы |
| •Электромагнитное излучение | ≈ 0% массы |

## Гравитационная неустойчивость

Основная действующая сила процесса звездообразования – гравитация. Необходимое (но не достаточное) условие для его протекания – преобладание сил гравитации над силами внутреннего давления газа. В простейшем случае, когда гравитации противодействует только тепловое давление газа нагретого до температуры *T*, *критерий Джинса* для развития гравитационной неустойчивости имеет вид:

$$M_J/M_{SUN} = 40\ (T/30\ \mathrm{K})^{3/2}\ (300\ \mathrm{см}^{-3}/n)^{1/2}. \qquad (1)$$

Здесь $M_J$ – масса Джинса, $M_{SUN}$ – масса Солнца, $n$ – концентрация частиц газа. Самогравитировать может газовое облако с массой, превышающей $M_J$. Формула (1) нормирована на типичные параметры молекулярных облаков.

В настоящее время, как и 5 млрд. лет назад при рождении Солнца, критерий Джинса выполняется только в молекулярных облаках – областях МЗС, экранированных оптически толстым слоем межзвездной пыли от разрушающего молекулы и нагревающего газ УФ излучения звезд.

## Пылевая «завеса»

Процессы зарождения и развития протозвезд («зародышей» звезд) происходят под «завесой» пыли. Иными словами природа скрывает от губительного УФ излучения (а заодно и от нас) «интимные» процессы «зачатия» протозвезд, их развития и превращения в новорожденные звезды.

Эти процессы изучаются в основном по радиолиниям молекул (гл. обр. в мм и см диапазонах), а также по излучению пыли в субмм (~0.1–1 мм) и дальнем ИК (~10–100 мкм) диапазонах. Экранированное пылью от источников нагрева вещество, формирующее звезды, является холодным и способно излучать только фотоны низких энергий, попадающие в указанные участки спектра (см. рис. 1 и 2), и именно для таких фотонов области звездообразования прозрачны и позволяют видеть, что делается внутри. Родившись, звезда сбрасывает давлением своего излучения газопылевую завесу и становится видимой в оптическом диапазоне.

Самогравитирующие сгустки в молекулярных облаках постепенно сжимаются. Энергия сжатия переходит в тепло. На ранних стадиях (пока фрагмент прозрачен для собственного излучения) это не препятствует сжатию, т.к.: а) тепловая энергия, выделяемая при сжатии, тратится на ИК и

радио излучение молекул и пыли; б) возникающее излучение свободно покидает сжимающийся фрагмент.

Фрагменты молекулярных облаков, которые обособляются гравитационной неустойчивостью и начинают сжиматься, обычно имеют массы от 100 до 1000 масс Солнца.

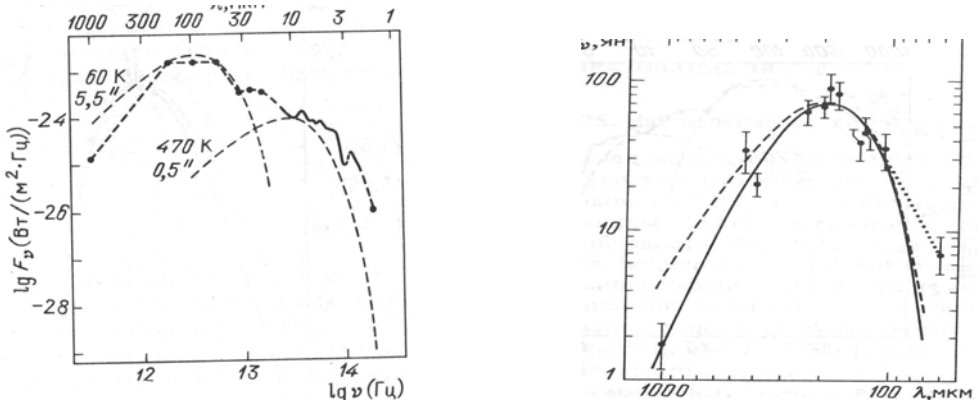


**Рис. 1.** Распределение энергии в спектрах областей, где сейчас образуются звезды [1]: *слева* – спектр ИК источника NGC 2264 в диапазоне 1.6–1000 мкм; *справа* – то же для глобулы B 335 в диапазоне 60–1000 мкм.

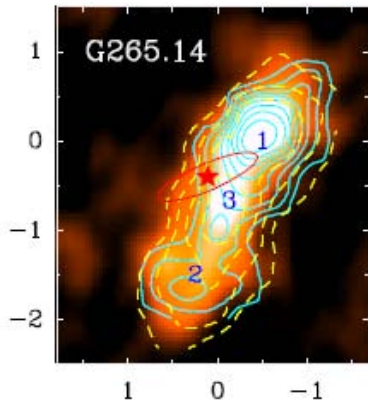


**Рис. 2.** Пример радиоастрономических наблюдений плотных сгустков в областях формирования массивных звезд, выполненных группой И.И. Зинченко (ИПФ РАН, Н. Новгород). Показано излучение пыли в континууме на волне 1.2 мм, сплошные контуры – изофоты излучения молекул CS (переход J = 5–4); прерывистые контуры – изофоты излучения $N_2H^+$ (переход J = 1–0); звездочка – ИК источник из каталога IRAS. Масштаб по осям в угловых минутах.

## Иерархическая фрагментация и образование протозвезд

В процессе развития гравитационной неустойчивости фрагменты облака сжимаются, их плотность возрастает, но $T$ не увеличивается: в веществе, прозрачном для излучаемых им фотонов, потери энергии на излучение быстро возрастают с ростом плотности. Поэтому пока газовый сгусток остается прозрачным для собственного излучения, $M_J$ уменьшается, и внутри сжимающегося фрагмента развивается гравитационная неустойчивость. Исходный фрагмент распадается на более мелкие сгустки. Такой процесс называется *иерархической фрагментацией* и может повториться несколько раз прежде, чем сгусток становится непрозрачным для своего излучения.

Сжатие фрагментов происходит неравномерно: центральные части сжимаются быстрее и оказываются более плотными, чем внешние (рис. 3).

Рост плотности прекращается, как только пыль становится непрозрачной для излучаемых ею фотонов: энергия сжатия не успевает высвечиваться – сгусток нагревается, фрагментация прекращается. Начальная масса такого центрального уплотнения ~0.01 $M_{SUN}$ , но она быстро возрастает, поскольку окружающее вещество продолжает сжиматься и падать на него. Внутри продолжающего сжиматься сгустка формируется непрозрачное тело – *протозвезда*.

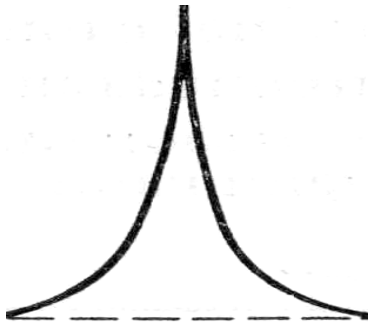

**Рис. 3.** Качественная картина распределения плотности в самогравитирующем фрагменте.

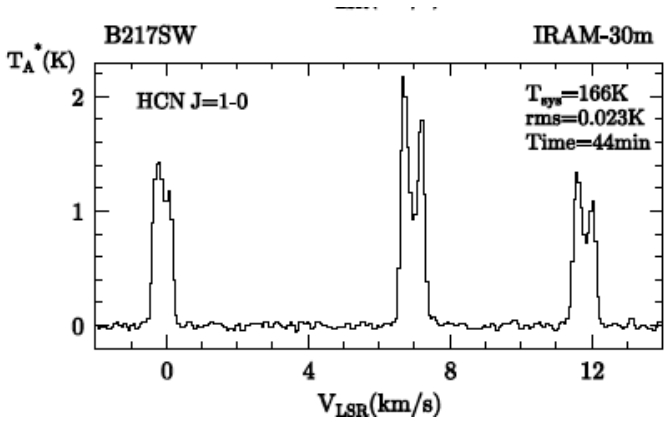


**Рис. 4.** Пример наблюдения радиолиний излучаемых сжимающимся сгустком МЗС.

На рис. 4 приведён пример обнаружения коллапсирующего ядра. Выполненный группой И.И. Зинченко из ИПФ РАН (Н. Новгород) обзор 50 темных облаков в линии ($J$ = 1–0) молекулы HCN с высоким спектральным разрешением (~ 10 кГц) показал, что в спектрах 17 облаков найдена деталь самопоглощения, смещенная в красную сторону, что указывает на сжатие.

## Протозвезды и звездные «коконы»

Масса протозвезды возрастает, поскольку окружающее вещество продолжает сжиматься и падать на неё. За счет энергии сжатия протозвезда нагревается, пылинки в ней испаряются, молекулы диссоциируют, газ нагревается и ионизуется. На этой стадии эволюции протозвезда светится за счет энергии сжатия. Её радиус

$$R_{ps} \sim 80\, R_{SUN}\, (M/M_{SUN}),$$

т.е. порядка 100 радиусов Солнца, а светимость $L \sim 1000\, L_{SUN}$ и постепенно убывает. Здесь $R_{SUN}$ и $L_{SUN}$ – радиус и светимость Солнца соответственно, $M$ – масса протозвезды.

Излучение протозвезды перерабатывается окружающим ее веществом (прежде всего, пылью) – возникает яркий ИК источник.

В сферически-симметричном случае давление излучения тормозит рост массы протозвезды. Вокруг неё образуется непрозрачный *газопылевой «кокон»* (рис. 5). Пылинки устроены сложно. Они состоят из мелких тугоплавких ядрышек и намерзшего на них «грязного льда» – малоле-

тучих газов, воды и т.д. На внутреннем радиусе кокона $r \sim 10^{13}$ см пылинки нагреваются до $T \sim 2000$ К и полностью испаряются. На $r \sim 10^{15}$ см образуется внешний кокон, где $T \sim 200$ К, и с ядрышек пылинок испаряются намерзшие газы. Именно он наблюдается как ИК источник.

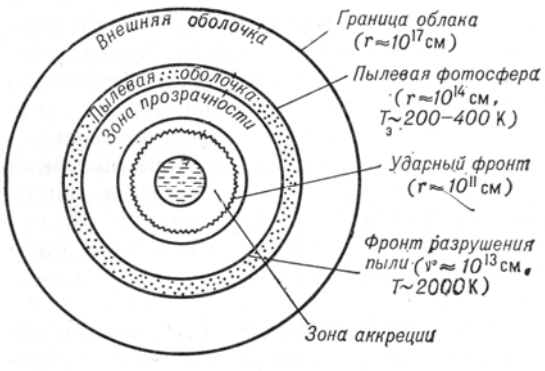


**Рис. 5.** Строение протозвездного облака (фрагмента) на стадии аккреции вещества из газовой оболочки на образовавшееся ядро. Температура внешней поверхности непрозрачной в оптическом диапазоне пылевой оболочки составляет несколько сотен кельвинов, внутренней $\approx 2000$ К. Оболочка излучает в ИК диапазоне (по П.Н. Холопову [2]).

**Таблица 2.** Примеры измеренных параметров протозвездных сгустков.

| Номер сгустка | MM1 | MM2 | MM3 |
|---|---|---|---|
| Масса (в единицах $M_{SUN}$) | ~ 85 | ~30 | ~ 55 |
| Размер (пк) | <0.03 | <0.03 | ~0.06 |
| Дисперсия скоростей (км/с) | ~3 | ~3 | ~2 |
| Вириальная масса ($M_{SUN}$) | <50 | <50 | ~30 |
| Концентрация частиц (см$^{-3}$) | >6 $10^7$ | >2 $10^7$ | ~3 $10^6$ |

В табл. 2 приведены типичные данные о характеристиках плотных сгустков в областях образования массивных звезд. Как видно, измеренные массы фрагментов превышают вириальные значения. Это подтверждает, что фрагменты являются гравитационно-связанными образованиями.

## Стадия Хаяши

Протозвезда, находящаяся в центре кокона, постепенно высвечивает гравитационную энергию, выделяющуюся при уменьшении её радиуса (Ч. Хаяши [3]). Этот этап эволюции протозвезды называется *стадией Хаяши*. На этой стадии термоядерные реакции ещё не идут, протозвезда имеет:

– конвективную оболочку;

– температура поверхности 2000–4000 К;

– светимость $L \sim 400\ (M/M_{SUN})^2\ L_{SUN}$, где $M$ – масса протозвезды.

Продолжительность стадии Хаяши $t_H$ для звезды с параметрами Солнца равна $5 \cdot 10^7$ лет и быстро убывает с ростом массы (табл. 3).

**Таблица 3.** Продолжительность стадии Хаяши $t_H$ для звезд разных масс [1]

| $M/M_{SUN}$ | 3.0 | 2.25 | 1.5 | 1.25 | 1.0 | 0.5 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $t_H$, годы | 2.514 $10^6$ | 5.855 $10^6$ | 1.821 $10^7$ | 2.954 $10^7$ | 5.016 $10^7$ | 1.550 $10^8$ |

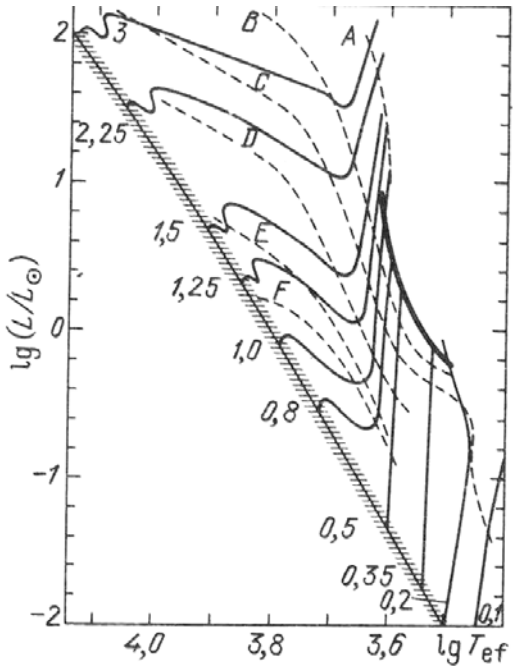


**Рис. 6.** Теоретическая линия рождения звезд (жирная) с массами 0.2–1 $M_{SUN}$ на диаграмме Герцшпрунга-Рессела (lg $L$ – lg $T_{ef}$) [1]. Указаны также линии равного времени квазистатического сжатия к данному состоянию (возраст Кельвина-Гельмгольца) – штриховые линии (A – 3 $10^4$ лет, B – 3 $10^5$ лет, C – $10^6$ лет, D – 3 $10^6$ лет, E – $10^7$ лет, F – 2 $10^7$ лет); эволюционные треки движения к главной последовательности для звезд различных масс – сплошные линии. Заштрихована линия главной последовательности.

Дальнейшая эволюция образованного кокона зависит от его массы $M_f$. Если $M_f < 3\ M_{SUN}$, то продолжительность стадии Хаяши $t_H > t_{cocon}$ – жизни кокона: кокон разрушается раньше, чем образующаяся звезда завершает стадию Хаяши: протозвезда становится видна до загорания в ней термоядерных реакций. Иными словами, звезды небольших масс (в т.ч. подобные Солнцу) «рождаются недоношенными». В этом случае масса рождающейся звезды примерно равна массе фрагмента, образующегося при последнем акте фрагментации. Так образуются звезды типа T Tau (T Тельца) с сильной активностью солнечного типа, превышающей современную активность Солнца в сотни и тысячи раз.

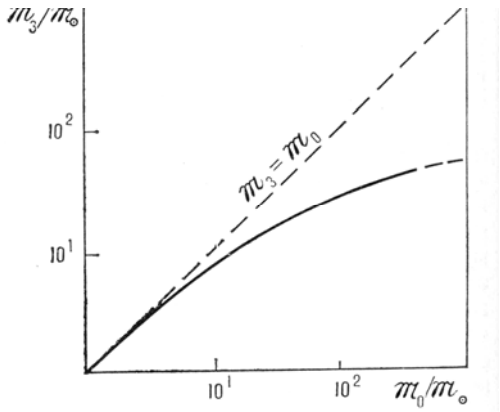


**Рис. 7.** Сплошная линия – зависимость массы рождающейся звезды $M_з$ (отложена по вертикальной оси) от массы газопылевого сгустка (облака) $M_O$, образованного в результате иерархической фрагментации (указана на горизонтальной оси). Массы приведены в массах Солнца.

Если $M_f > 3\ M_{SUN}$, то $t_H < t_{cocon}$: звезда «загорается», т.е. в ней начинают протекать термоядерные реакции, когда она еще находится внутри кокона. В этом случае масса родившейся звезды меньше $M_f$ **:** часть вещества фрагмента не успевает упасть на звезду. Мешает сильное истечение (ветер)

из родившейся звезды. Оно разбрасывает вещество кокона, и звезда становится видна.

На рис. 7 показана зависимость массы рождающейся звезды $M_з$ от массы фрагмента $M_\mathbf{f}$ (сплошная кривая). Как видно, для фрагментов, превышающих ~10 $M_{SUN}$, масса родившейся звезды оказывается существенно меньше массы протозвезды.

## Темп звездообразования и его индикаторы

Время развития гравитационной неустойчивости, приводящей к образованию протозвезды, составляет (1–5) млн. лет в зависимости от исходной плотности газа. За это время все вещество молекулярных облаков в нашей Галактике (несколько млрд. $M_{SUN}$) могло бы превратиться в звезды. В таком случае темп звездообразования в Галактике превышал бы 1000 $M_{SUN}$/год.

На самом деле наблюдающийся в Галактике темп переработки МЗС в звезды находится в пределах 3–5 $M_{SUN}$/год. Это означает, что есть факторы, затрудняющие и замедляющие превращение МЗС в звезды.

Развитию гравитационной неустойчивости препятствуют:

- вращение молекулярных облаков;
- магнитные поля внутри облаков;
- турбулентные движения внутри молекулярных облаков, которые поддерживаются столкновениями облаков.

Баланс массы МЗС в Галактике выглядит следующим образом.

Темпы расхода на:

- звездообразование $\approx$ (2–5) $M_{SUN}$/год;
- вынос вещества из Галактики (галактический ветер) $\approx$ 1 $M_{SUN}$/год;
- ИТОГО расход $\approx$ (3–6) $M_{SUN}$/год.

Темп поступления газа в МЗС от:

- сброса части вещества в конце эволюции звезд $\approx$ (1–2) $M_{SUN}$/год.

Таким образом, вещество МЗС расходуется в ~3 раза быстрее, чем возвращается; количество МЗС в Галактике убывает в 2 раза за время около 2 млрд. лет.

Поскольку места формирования звезд трудно найти, важно знать какие объекты могут служить *индикаторами звездообразования*. Ими служат:

- Яркие ИК источники;
- Сильные космические мазеры;
- Компактные зоны H II;
- Молекулярные ударные волны;
- Плотные сгустки молекул и пыли.

## Влияние центробежных сил и магнитного поля

Любой выделившийся фрагмент облака имеет ненулевой момент вращения. Как бы он ни был мал, при сжатии в 10–100 млн. раз, происходящем в процессе формирования звезды, наступает момент, когда центробежные силы останавливают сжатие вдоль экватора сгустка. Сгусток сплющивается, превращается в кольцо, которое фрагментирует. Часть момента вращения уходит в движение фрагментов друг относительно друга, и сжатие может продолжаться. Так образуются двойные и кратные звезды.

Момент вращения сгустка, сохранившийся при последней фрагментации, приводит к тому, что аккреция на возникающее в нем протозвездное ядро происходит не сферически симметрично: легко оседает газ только вдоль оси вращения; свободное падение в области экватора прекращается. Аккреция становится дисковой.

На стадии *дисковой аккреции* магнитное поле играет двоякую роль. Оно уносит часть момента вращения из центральных частей диска на периферию – это способствует увеличению массы протозвезды. Однако если поле не ослабнет, то, «наматываясь» на вращающуюся протозвезду, оно усилится и затормозит аккрецию.

В эволюции протозвездных дисков имеется стадия, на которой в значительной части диска степень ионизации убывает до $n_e/n = 10^{-12}$–$10^{-14}$, нарушаются условия вмороженности магнитного поля в вещество и амбиполярная диффузия выводит из диска основную часть межзвездного магнитного поля. Детальное компьютерное моделирование этого процесса выполнено группой А.Е. Дудорова в Челябинском Госуниверситете.

## Газопылевые диски вокруг звезд

Газопылевые диски обнаружены вокруг тысяч звезд разных спектральных классов. Многие сотни из них изучены. На рис. 8 и 9 показаны примеры оптических и ИК наблюдений дисков.

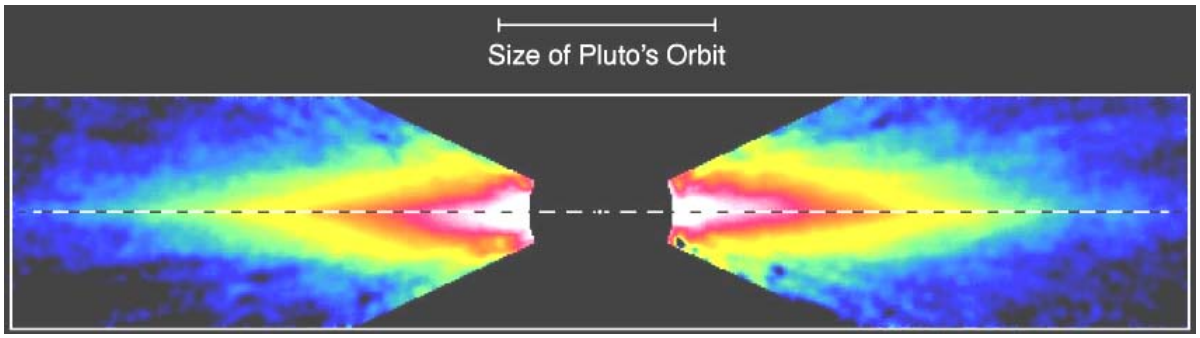


**Рис. 8.** Пылевой диск вокруг звезды β Живописца, наблюдаемый «с ребра». Изображение звезды закрыто экраном. Перемежающимися тонами показаны линии равных значений температуры пылинок: она падает от центра к периферии диска. Для построения изотерм были получены и совместно обработаны изображения диска в нескольких ИК фотометрических полосах. Длина горизонтального отрезка вверху соответствует диаметру орбиты Плутона, т.е. ≈ 80 а. е. = $1.2 \cdot 10^{15}$ см ≈ 0.0004 пк.

На рис. 10 приведена зависимость между массами дисков и их возрастами. По мере старения звезды окружающая ее пыль убывает – вероятно, потому, что поставляющие ее кометы и астероиды постепенно разрушаются. Степенная зависимость массы пыли от возраста позволяет предположить, что все пылевые диски вокруг звезд эволюционируют примерно одинаково. Точка «Солнце» на рис. 10 представляет только зодиакальную пыль. Количество пыли в поясе Койпера неизвестно и может в несколько раз повысить оценку массы пыли в Солнечной системе.

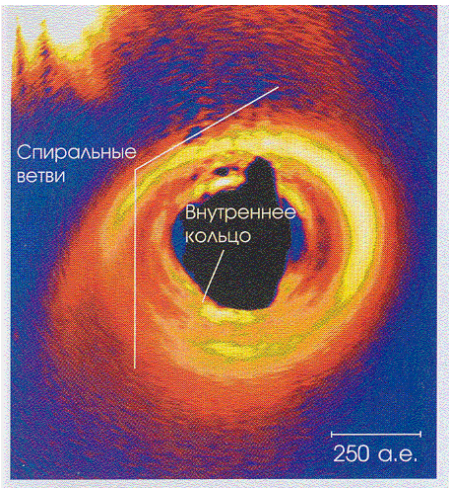


**Рис. 9.** Оптическое изображение диска вокруг звезды HD 141569. Тона серого характеризуют плотность вещества.

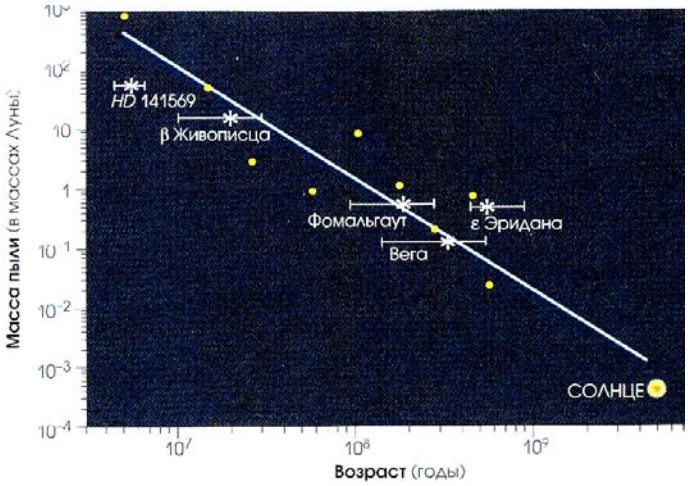


**Рис. 10.** Зависимость между массой околозвездного диска и его возрастом. Данные получены на ИК космической обсерватории им. Л. Спитцера.

### Биконические (биполярные) выбросы и объекты Хербига-Аро

Наблюдения показывают, что во многих случаях около молодых объектов наблюдаются струйные или биконические выбросы газа в направлении, перпендикулярном околозвездному диску (если последний удается наблюдать). Рис. 11 схематически изображает такой характер течения. На рис. 12 показан узкий выброс и две конические ударные волны, которые формируются на их концах.

Картина течения вещества напоминает в миниатюре релятивистские джеты, наблюдаемые в радиогалактиках и в микроквазарах. Детально рассчитаны магнитогидродинамические модели *джетов* – сверхзвуковых (с большим числом Маха) движений струйного выброса («заглубленной струи») с собственным магнитным полем, взаимодействующего с окружающим веществом. Численные модели показывают сложную структуру течения с отдельными перемычками и головными подковообразными ударными волнами. Последние наблюдаются как объекты Хербига-Аро (рис. 12 и 13). Джеты удобно изучать по радиоизлучению в спектральных линиях молекул (рис. 14). В отличие от релятивистских джетов, струи около молодых звезд имеют скорости, не превышающие ~200 км/с.

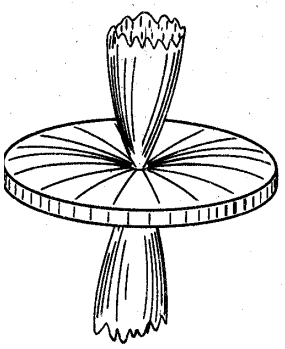

**Рис. 11.** Молекулярный диск вокруг протозвезды и внешние края выбросов, светящиеся при взаимодействии с окружающим газом.

**Рис. 12.** Объект Хербига-Аро HH 34. Виден узкий струйный выброс (в центре, светлый, ориентирован почти горизонтально) и 2 подковообразные ударные волны (справа и слева), сформированные при сверхзвуковом движении сгустков плазмы, выброшенных в противоположные стороны в процессе рождения звезды.

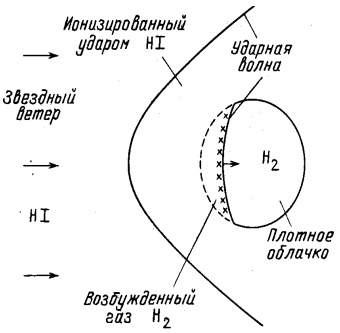


**Рис. 13.** Модель объекта Хербига-Аро в виде плотного облачка, взаимодействующего со звездным ветром.

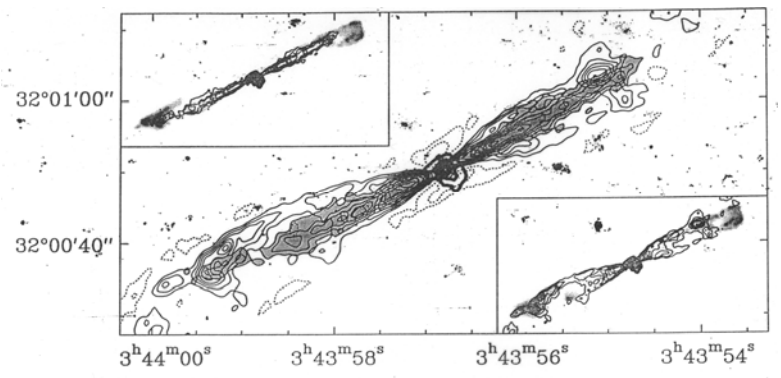


**Рис. 14.** Карта молекулярного джета HH 211. На основной части рисунка показан очень быстрый джет, состоящий из молекул CO (серые тона), накладывающийся на более медленно оттекающий газ, который образует каверну вокруг джета. Жирные линии очерчивают эмиссию в континууме с длиной волны 1.3 мм. На врезках слева вверху и справа внизу показано излучение соответственно быстрых и медленных молекул CO, наблюдаемых в радиолинии 1.3 мм.

## Очаги звездообразования и гигантские оболочки в галактиках

Молодые массивные горячие звезды распределены в спиральных галактиках неравномерно. Они сконцентрированы в очагах звездообразования протяженностью ~100 пк и более. Внутри очагов прослеживается зависимость возрастов звезд от пространственной координаты: чем старше звезды, тем дальше они расположены от края молекулярного облака, внутри которого наблюдаются индикаторы продолжающегося звездообразования.

«Новорожденные» массивные горячие звезды создают вокруг себя зоны H II, нагретые их излучением до ≈ 10000 K. Газовое давление внутри зон H II становиться выше давления окружающего холодного молекуляр-

ного газа. Поэтому зоны H II расширяются, прорывают край облака и разбрасывают остатки его вещества (т.н. «*фаза шампанского*» развития зоны H II). В результате лишь ~ 0.5% массы облака успевает превратиться в звезды.

Молекулярное облако постепенно разрушается: по нему как бы бежит со скоростью 5–10 км/с *волна звездообразования*. Описанная картина схематически представлена на рис. 15.

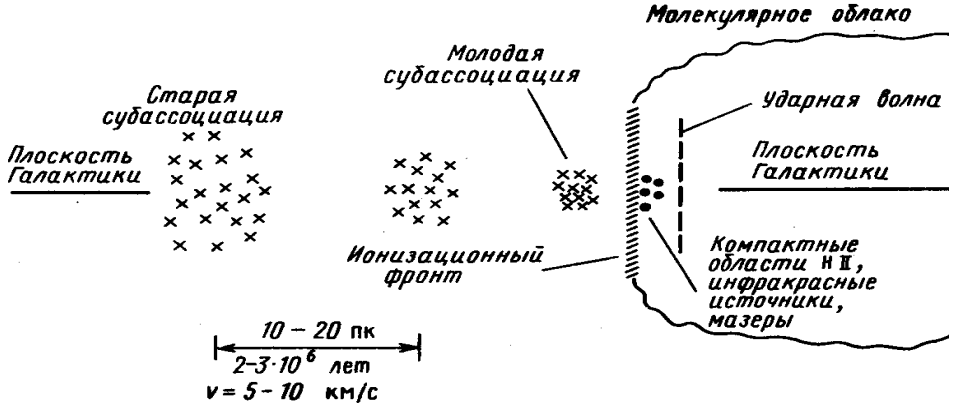


**Рис. 15.** Схема очага рождения звезд с бегущей нему волной звездообразования.

В результате эволюции очага звездообразования формируется звездная ассоциация, содержащая массивные звезды высокой светимости спектральных классов O и B. Звездный ветер OB-звезд ассоциации выметает из неё МЗС и создает *сверхоболочку* (рис. 16) – гигантскую кольцевую туманность диаметром 100–300 пк (зону H II низкой поверхностной яркости).

**Рис. 16.** Кольцевая туманность N 70 в галактике Большое Магелланово облако, снятая в спектральной линии Hα атомарного водорода. Диаметр туманности около 120 пк. В центре расположена молодая звездная ассоциация. Совокупное действие звездных ветров звезд ассоциации вымело межзвездный газ из ассоциации, образовав сферическую оболочку.

Внутри она заполнена т.н. *«корональным» газом* с температурой $T$ = (5–7) $10^5$ К и концентрацией $n \sim 10^{-2}$ см$^{-3}$, наблюдаемым в основном в УФ межзвездных линиях высокозарядных ионов N V и O VI. Крупномасштабная оболочечная структура МЗС в Галактике была обнаружена Дж. Сиваном [4] в 1974 г. с помощью миниатюрной камеры Шмидта диаметром всего 1 см! Когда O-звезды, сформировавшие сверхоболочку, завершают эволюцию, она поддерживается взрывами O-звезд как сверхновых. После рекомбинации водорода оболочки наблюдаются в виде волокон

H I. Солнце расположено вблизи края подобной старой сверхоболочки H I диаметром 350 пк, образованной B-ассоциацией Скорпиона-Центавра [5].

Если очаг звездообразования расположен достаточно далеко от галактической плоскости, то кольцевая туманность вокруг ассоциации оказывается асимметричной. Такова оболочка Ориона-Эридана, сформированная очагом звездообразования Орион А. Рождение звезд здесь происходит на расстоянии более 100 пк под галактической плоскостью (рис. 17). В результате оболочка быстрее расширяется в направлении убывания плотности межзвездной плазмы, т.е. примерно по нормали к плоскости Галактики. Со временем это может привести к прорыву газового диска Галактики и выбросу части МЗС в галактическое гало и даже в межгалактическое пространство, формируя *галактический ветер* и т.н. *«дымоходы» Хайлеса*, по которым разреженный горячий газ, образованный взрывами сверхновых и звездным ветром членов звездной ассоциации, поднимается в галактическое гало. Стенки «дымоходов» наблюдаются в линии 21 см атомов H I.

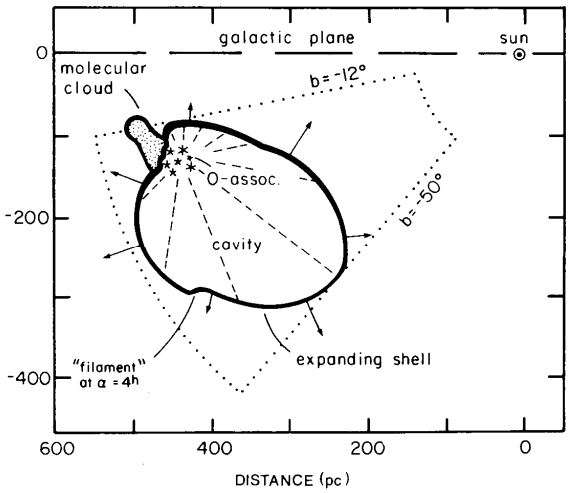


**Рис. 17.** Схема оболочки Ориона-Эридана, сформированной мощным очагом звездообразования в созвездии Ориона. Она продолжается на юг в созвездие Эридана и занимает на небе 38° между галактическими широтами $b$ = –12° и –50°. Показаны: вверху – плоскость Галактики (крупными штрихами) и положение Солнца (кружком); слева вверху – молекулярное облако и O-ассоциация. Жирная линия – расширяющаяся оболочка, ограничивающая область, заполненную корональным газом. По осям – масштаб в парсеках.

## Индуцированное звездообразование

Накоплено много наблюдательных указаний на то, что родившиеся звезды стимулируют звездообразование – т.е. «зачатие» новых зародышей звезд – в ближайших к ним участках МЗС. Упомянем 3 типа таких данных.

1) Схема строения очага звездообразования, показанная на рис. 15, означает, что родившиеся на краю молекулярного облака O и B звезды создают волну уплотнения, распространяющуюся внутрь облака. Волна, встречая имеющиеся в облаке газопылевые сгустки, обжимает их и тем самым запускает развитие гравитационной неустойчивости в тех из них, которые близки к выполнению критерия Джинса. Этот процесс создает упомянутую выше волну звездообразования, «сжигающую» молекулярное облако и превращающую малую часть его вещества в звезды.

2) В неправильных галактиках, в которых отсутствуют спиральные волны плотности звездного населения и созданные ими в МЗС спиральные ударные волны, нет фактора, синхронизирующего рождение звезд по всей

галактике. Зато в них найдены огромные кольцевые образования диаметром 0.5–1 кпк (рис. 18), состоящие из молодых звезд и областей H II. На краях некоторых из таких гигантских колец просматриваются гигантские оболочки H II диаметром ~100 пк.

Качественно такую картину легко объяснить в модели индуцированного рождения звезд. В неправильных галактиках много МЗС. Спонтанно возникший очаг звездообразования создает вокруг себя кольцевую волну индуцированного рождения звезд. В результате в диске галактики возникает расширяющееся кольцо молодых массивных звезд и зон H II. Когда кольцевая волна натыкается на массивный сгусток МЗС, из которого может образоваться массивное плотное гравитационно-связанное звездное скопление [6], оно создает вокруг себя оболочку H II размером ~100 пк.

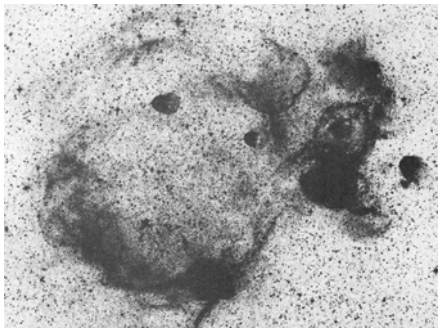

**Рис. 18.** Сверхоболочка SMC 1 в галактике Малое Магелланово Облако, наблюдаемая в спектральной линии Hα. Её угловой диаметр – около 1°, линейный – 600–700 пк. Это одна крупнейших кольцевых структур, вероятно, связанных с индуцированным звездообразованием.

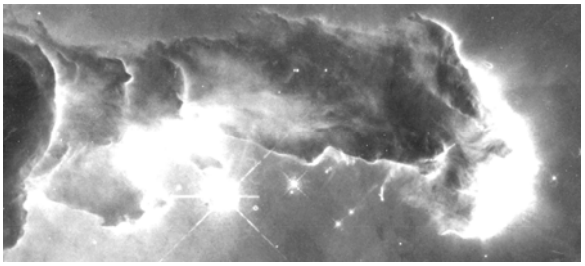

**Рис. 19.** «Слоновый хобот» в центральной части зоны H II – туманности NGC 6611.

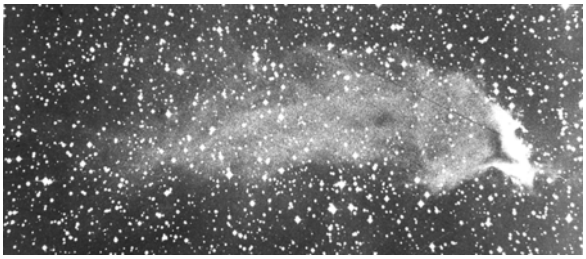

**Рис. 20.** Отражательная кометарная туманность. Точки – звезды Млечного Пути.

3) Ещё одно проявление индуцированного творения звезд связано с обжатием небольших сгустков, попадающих внутрь расширяющейся под действием газового давления зоны H II. Ионизованный газ, обжимая препятствие, создает в их тени длинные темные «пальцы» с яркими ободками вокруг (рис. 19). Такие пальцы часто называют «слоновьими хоботами».

Через ~1–5 млн. лет, когда зона H II перестает быть видна (концентрация частиц $n$ и поверхностная яркость зоны H II $I \sim n^2$ сильно убывают), в обжатом сгустке рождается звезда типа T Тельца. Пылинки, находящиеся в остатках вещества «пальца», рассевают свет звезды и тем самым создают светлую *кометарную туманность* (рис. 20), светящуюся рассеянным на пыли светом звезды. Кометарные туманности столь малы (<0.1 пк), что их яркость успевала меняться за месяцы и годы, отслеживая переменность блеска родившейся звезды T Тельца.

## Крупномасштабный узор областей звездообразования в спиральных галактиках

На изображениях видимых плашмя галактик бросается в глаза детально изученная Ю.Н. Ефремовым (ГАИШ) прерывистость спирального узора, состоящего из отдельных очагов звездообразования (рис. 21), отстоящих друг от друга на расстояние ~1 кпк. С.Б. Пикельнер [6] объяснил это неустойчивостью Рэлея-Тейлора-Паркера, развивающейся в галактическом диске, пронизанном параллельными плоскости галактики силовыми линиями магнитного поля. МЗ газ и пыль, вмороженные в поле, «стекают» по силовым линиям в магнитные «ямы». При этом образуются сгустки вещества, внутрь которых не проникают УФ излучение. В «ямах» возникают условия, пригодные для рождения звездной ассоциации или скопления. На рис. 22 показаны силовые линии магнитного поля и сгустки МЗС – очаги звездообразования в магнитных «ямах» над галактической плоскостью. Расстояние между очагами 0.6–1 кпк.

Момент вращения сгустка может отклоняться от плоскости галактики, что создает волнообразные изгибы диска Галактики.

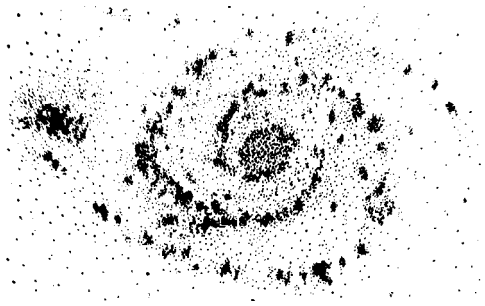

**Рис. 21.** Очаги звездообразования в спиральных рукавах галактики M51.

**Рис. 22.** Формирование очагов звездообразования в результате развития неустойчивости Рэлея-Тейлора-Паркера [6].

## Звездообразование в разные космологические эпохи

Выше кратко рассмотрены процессы, связанные с рождением звезд в современную эпоху. При этом одним из ключевых является вопрос, успевает ли отводиться из сжимающегося сгустка МЗС энергия, выделяющаяся при его гравитационном сжатии. В современной МЗС она отводится излучением газа и пыли, возникающим внутри сгустка и свободно выходящим из него. Сгусток светит в ИК спектральных линиях элементов C, O, Si и Fe, а также в непрерывном спектре излучения пыли, состоящей преимущественно из тех же элементов.

На ранних этапах эволюции Вселенной ни указанных элементов, ни пыли не существовало. Они появились позже в результате термоядерных реакций, происходивших внутри первых звезд. Первичное вещество состояло из водорода и гелия с малой (~$10^{-5}$) примесью дейтерия. В процессе расширения Вселенной и охлаждения вещества сформировалось неболь-

шое количество молекул $H_2$ и HD. Такое вещество гораздо хуже отводит энергию сжатия, чем современная МЗС. Критерию Джинса (1) удовлетворяли лишь сгустки больших масс. Поэтому первые звезды имели массы в многие сотни $M_{SUN}$. Время их жизни – всего несколько млн. лет. Взрываясь как сверхновые, они обогатили окружающее вещество продуктами своей ядерной эволюции – тяжелыми элементами [6]. До настоящего времени такие звезды не дожили, и наблюдать их пока не возможно.

Наблюдения указывают, что на красных смещениях $z$ = 5–8, т.е. через ~1 млрд. лет после Большого взрыва, в среде уже присутствовали тяжелые элементы, пыль, магнитные поля, галактики. Таким образом, при таких $z$ рождение звезд уже могло происходить примерно так же, как и в настоящее время.

Количественные различия определяются, главным образом, содержанием тяжелых элементов $Z$. Распределено $Z$ неравномерно и изменяется со временем. В настоящее время (т.е. при $z \approx 0$) встречаются звезды с $Z$, равным $10^{-4}$ от значения $Z$ для Солнца, и целые галактики, где $Z \sim 0.01$ солнечного.

## Звездообразование и эволюция галактик

Величина $Z$ изменяется со временем как за счет обогащения МЗС продуктами ядерных реакций внутри звезд, так и при слиянии галактик. Поэтому в разных галактиках, а также в разных местах одной галактики процесс обогащения идет по-разному (рис. 23). Однако в МЗС Галактики и других крупных спиральных галактик $Z$ мало отличается от солнечного и варьирует внутри галактики и от галактики к галактике не более чем в ~3 раза.

Темп звездообразования в галактиках изменяется. Временами галактики переживают эпизоды бурного звездообразования, когда очаги формирования звезд покрывают всю галактику. Примерами могут служить NGC 253 и др. «пенящиеся» галактики (рис. 24). В нашей Галактике последний подобный эпизод произошел 5–7 млрд. лет назад. Возможным триггером для таких эпизодов может служить слияние галактик.

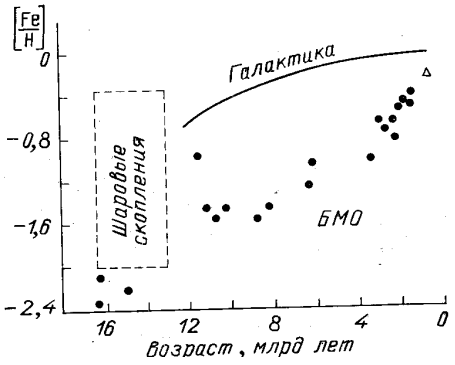


**Рис. 23.** Различие истории химической эволюции Галактики и галактики Большое Магелланово Облако (БМО). Величина [Fe/H] – логарифм содержания железа по отношению к солнечному. Линией показано изменение среднего химического состава звезд Галактики, а точками – данные для звезд БМО. Δ – современное значение металличности БМО.

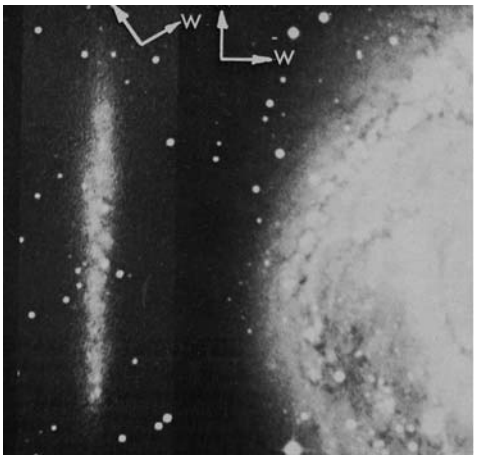


**Рис. 24.** Примеры «пенящихся» галактик с множеством пылевых сверхоболочек: IC 5052 (*слева*); NGC 5236 (*справа*).

Чаще видны локальные всплески темпа рождения звезд. Типичные места для них – ядра галактик. Обычно всплески связаны с активностью галактических ядер. Ярким примером служит «взрывающаяся» галактика M 82. Её ядро скрыто слоем пыли, образовавшейся из газа, разлетающегося со скоростью 1500 км/с вследствие бурного рождения звезд в ее ядре ~$1\cdot10^7$ лет назад. M 82 называют «фабрикой сверхновых», т.к. сейчас взрывы сверхновых в ней происходят много чаще, чем в типичной галактике.

Итак, история звездообразования самым тесным образом связана с эволюцией галактик [6] – разделом астрофизики, который сейчас близок к пику своего развития.

**Литература**

1. *Бисноватый-Коган Г.С.* Физические вопросы теории звездной эволюции, М., 1989.
2. *Холопов П.Н.* Молодые и возникающие звездные скопления, М. 1982.
3. *Hayashi Ch.* Ann. Rev. Astron. Astrophys., v.4, p.171, 1966.
4. *Sivan J.P.* Astron. Astrophys. Suppl., v.16, p.163, 1974.
5. *Бочкарев Н.Г.* Местная межзвездная среда, М., 1990.
6. *Пикельнер С.Б. (ред.).* Происхождение и эволюция галактик и звезд, М., 1976.

## STAR FORMATION

**Bochkarev N.G.**
*Sternberg Astronomical Institute*

We present a brief overview of interstellar medium structure and physical processes leading to star formation: gravitational instability, hierarchic fragmentation, star formation in spherically symmetric case, star cocoons, Hayashi stage. We discuss processes hampering star formation: centrifugal forces, impact of magnetic fields. We also consider three dimension models of star formation and origination of bi-polar jets (ejections). Starburst indicators are listed. Starburst regions and large-scale structure of the interstellar medium in galaxies result from star formation are considered. Cosmological history of star formation is discussed.

# ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗД С ПОТЕРЕЙ МАССЫ

**Бисноватый-Коган Г.С.**
*Институт космических исследований, Москва, Россия*

## 1. Введение

Теория эволюции звезд считается почти завершенной, и сейчас не находится в центре внимания, но некоторые вопросы остались нерешенными, и среди них важнейший – это механизмы потери массы звездами.

## 2. Звездный ветер

Хорошо развита теория звездного ветра, которая включает в себя модель расширяющейся короны, типа солнечного ветра, а также модель истечения из горячих звезд под действием излучения в линиях, расширенных из-за градиента скорости по механизму Соболева. Последняя модель была предложена в работе Люси и Соломона [12] после наблюдательного открытия сильного звездного ветра от горячих звезд [13]. Существенно усовершенствованная версия данной модели была разработана Кастором, Аббатом и Клейном [8] и носит название САК модели. Усовершенствование состояло в том, что были учтены все, даже слабые, линии. В условиях градиента скорости это на порядок увеличило эффективность ускорения и позволило объяснить наблюдения.

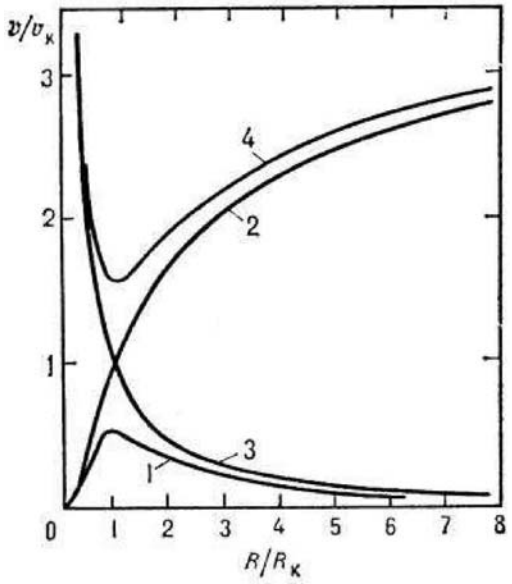


**Рис. 1**: Структура линий тока на плоскости ($v \equiv v_r$, $R$) для звездного ветра и при аккреции на гравитирующий центр. Непрерывное решение 3 из бесконечности проходит через особую точку (пересечение двух кривых); $v_k$ и $R_k$ – параметры особой точки. Решение 2 соответствует солнечному (звездному) ветру, а решения 1 и 4 не соответствуют физическим решениям.

При расширении короны и формировании звездного ветра происходит переход через скорость звука, так что вдали от звезды истечение является сверхзвуковым, рис. 1. Учет релятивистских эффектов в САК модели был

сделан А.В. Дородницыным [9, 10]. Было показано, что красное смещение линий в гравитационном поле приводит тому же эффекту, что и допплеровское смещение при наличии градиента радиальной скорости. Роль красного смещения в ускорении звездного ветра из аккреционных дисков вокруг черных дыр видна на рис. 2 из [9], где релятивистский эффект учитывался использованием потенциала Пачинского-Витты [14]. Точный учет этого эффекта в метрике Шварцшильда сделан в работе [10].

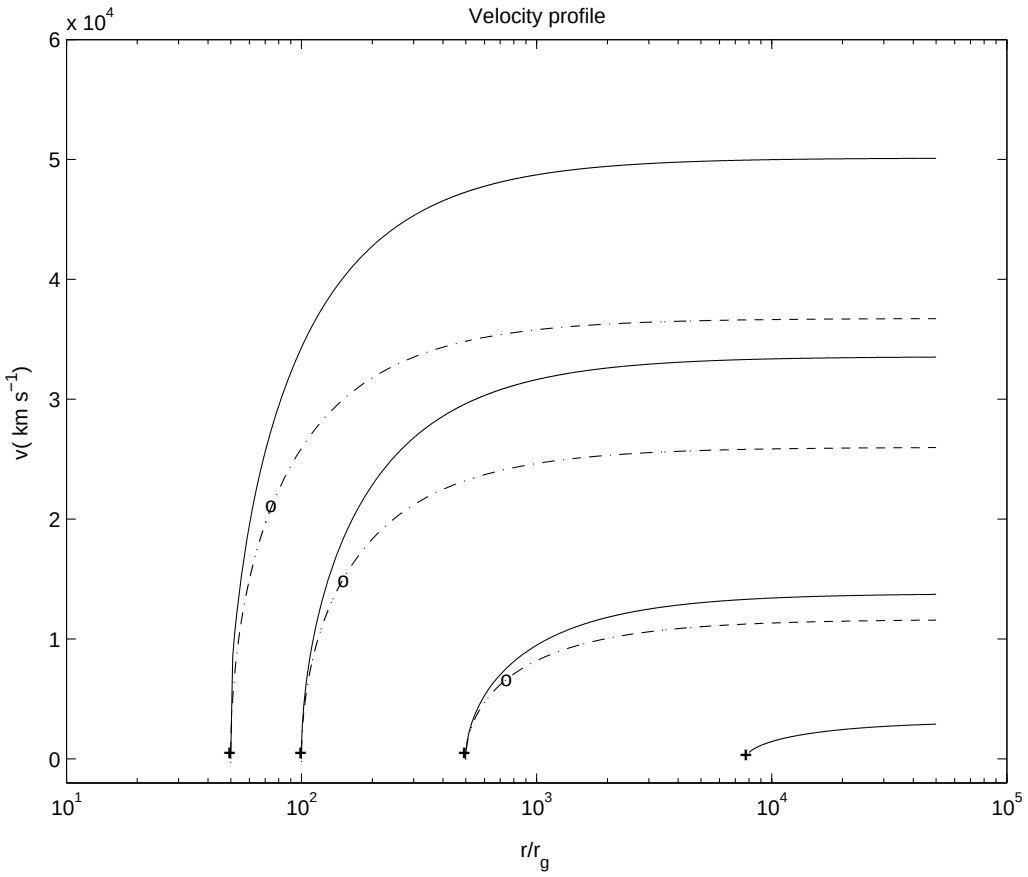


**Рис. 2.** Профили скорости звездного ветра в САК модели (штриховые линии). Сплошные линии – те же профили с учетом гравитационного красного смещения линий в обобщенной САК модели, разработанной А.В. Дородницыным и получившей название GEF (Gravitationally Exposed Flow). Крестиками обозначены критические точки потока в GEF модели, а кружочками – критические точки в САК модели. Кривые для $r/r_g$ = 8000 в GEF и САК моделях неразличимы, из [9].

## 3. Эволюционная роль потери массы

Обе модели рассматривают звездный ветер низкой плотности, в условиях прозрачности в континууме. Потеря массы в таком ветре не превышает $10^{-6}$ солнечных масс в год – для звезд с массами 20–30 солнечных, т.е. почти не влияет на эволюцию звезды.

Между тем известно, что в процессе эволюции массивные звезды теряют более половины своей массы, образуя гелиевые Вольф-Райе звезды, а для звезд средней массы эта доля может быть более 80%

Модель истечения из массивных звезд, где поток массы начинается в плотных оптически непрозрачных слоях, основана на действии силы лучистого давления, которая существенно превышает гравитационную в слоях неполной ионизации водорода и гелия, из-за резкого роста непрозрачности. Для звезд средней массы интенсивная потеря массы возможна на стадии асимптотической ветви гигантов, когда из-за рекомбинации водорода оболочка приобретает положительную энергию и улетает от звезды. Этот результат получен в [17] при расчете эволюции звезд с массами 1–4 М©. На рис. 3 представлены эволюционные треки звезд различной массы без учета потери массы. Для звезд с массами 1, 2, 4 М© указаны состояния, где энергия связи оболочки становится положительной. Для звезд с массами > 30 М© появление истекающей оболочки в эволюционных расчетах связано с детальным учетом всех факторов, включая неадиабатическую конвекцию и сильный рост непрозрачности в зонах ионизации водорода и гелия [5].

Эволюционные треки на диаграмме ГР для представительной выборки звезд, начиная от главной последовательности и до конца эволюции, представлены на рис. 4 из [11].

## 4. Самосогласованный расчет эволюции с потерей массы

Самосогласованный расчет эволюции звезды с учетом потери массы сделан в работе [5]. Расчет ядра звезды был проведен методом релаксации, с пришивкой оболочки, которая являлась статической до начала загорания гелия в ядре. После этого, в результате расширения оболочки, образования нейтрального водорода и сильного роста непрозрачности, существование статической оболочки становится невозможным и начинается сильное истечение. В условиях небольшой плотности в протяженной оболочке неадиабатическая конвекция оказывается неэффективной для переноса тепла в условиях большой непрозрачности и не может препятствовать сильному истечению. Предполагается, что сильное истечение прекращается после обнажения гелиевого ядра звезды и образования звезды Вольф-Райе. Как отмечалось в [5], в этой модели эволюции вокруг звезд Вольф-Райе должны наблюдаться оболочки, образовавшиеся в результате интенсивной потери массы. Подобные оболочки вокруг звезд одиночных Вольф-Райе найдены в наблюдениях [16]. В двойных системах истекающее вещество могло бы перетечь на компаньон. За расчетный период эволюции в 15 лет масса звезды уменьшилась до $M$ = 23 М©. Не исключено, что столь сильный поток массы может быть связан с использованием приближенных внешних граничных условий, когда рассчитывались только оптически толстые области. В реальности темп потери массы может быть на 2–3 порядка меньше. Аналогичные модели рассматривались в работах [18, 19].

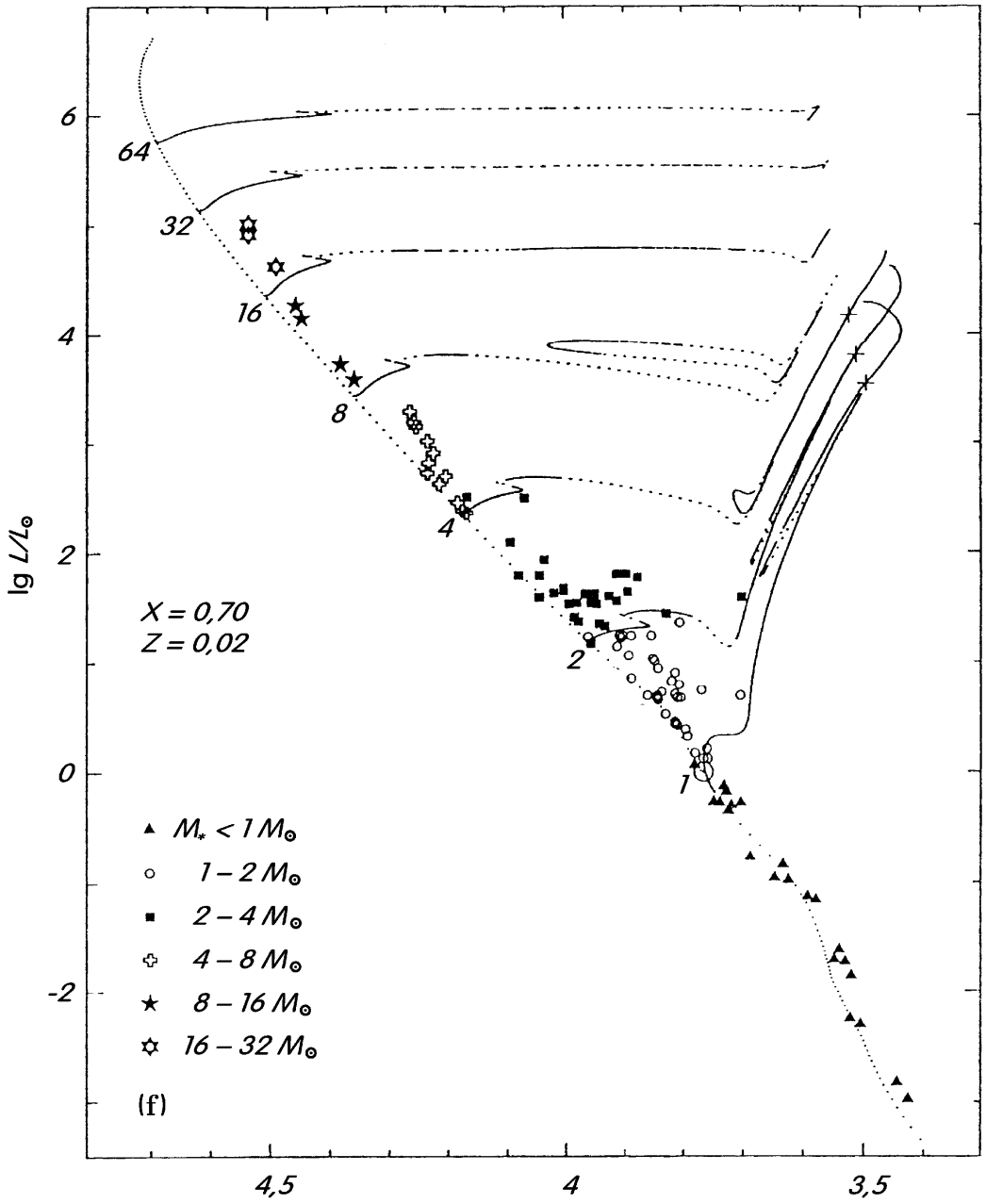


**Рис. 3**: Диаграмма Герцшпрунга-Рассела для главной последовательности и эволюционных треков, рассчитанных в [15]. Массы моделей – в массах Солнца – указаны в начале треков. Сплошные линии на треках соответствуют медленным стадиям эволюции с характерным временем ядерного горения. Пунктирные части линий соответствуют эволюционным стадиям с характерным временем эволюции, равным тепловому, а штриховые части линий соответствуют стадиям, протекающим в промежуточной временной шкале. Различные символы отмечают положения компаньонов двойных систем с хорошо определенными массами, радиусами и светимостями. Положение Солнца указано символом ©.Крестики (+) показывают положения ветвей гигантов для звезд с массами 1-, 2- и 4-$M_0$, где энергия связи оболочки становится положительной

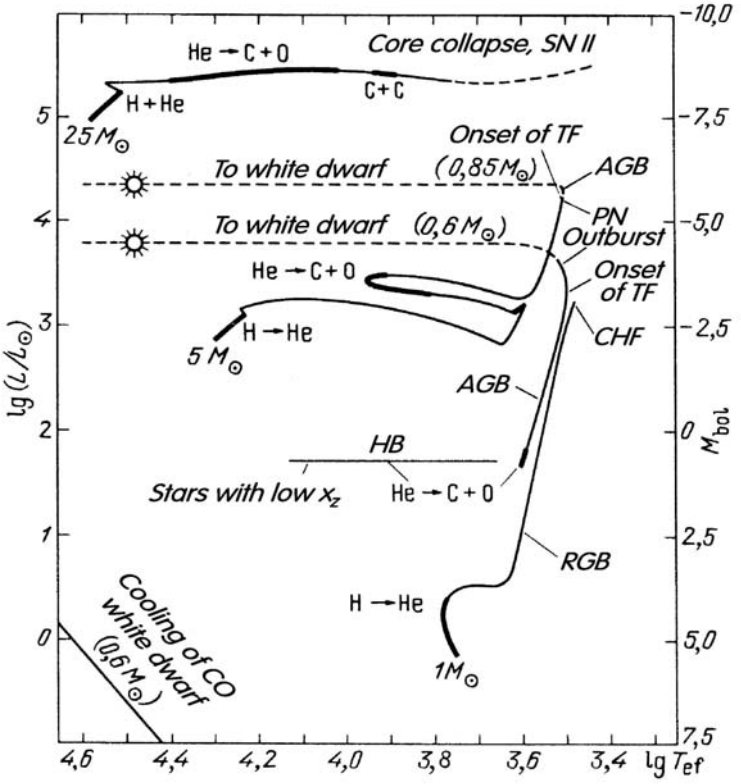


**Рис. 4.** Схематические эволюционные треки звезд с массами $M_i$ = 1, 5, 25М. Жирными частями линий основные фазы горения в ядре. Для $Mi$ < 2.3М, в ядре происходит гелиевая вспышка (CHF), после которой наступает фаза спокойного горения $^4$He. После исчерпания $^4$He в ядре звезда переходит на асимптотическую ветвь гигантов (AGB). Когда масса ядра, не содержащего гелий, достигает ~ 0.53 М, начинаются тепловые вспышки (TF) в гелиевом слоевом источнике. На стадии AGB звезда теряет массу, и этот процесс заканчивается быстрым сбросом оставшейся водородной оболочки в виде планетарной туманности (PN). C–O ядро с массой $M_f$ ~ 0.6 М превращается в белый карлик. В более массивных звездах с начальными массами $Mi$ < 9 М на стадиях AGB и post-AGB эволюция проходит аналогично, $M_f$ возрастает с ростом $M_i$ и достигает 1.08 М при $M_i$ = 8.8 М , из [11].

Символ указывает начало светимости планетарной туманности, когда эффективная температура звезды $T_{ef}$ достигает 3 × $10^4$ K, и в планетарных туманностях начинается ионизация газа.

## 5. Истечение с переходом от оптически толстых к оптически тонким областям

Модель истечения из звезд с плавным описанием перехода от оптически толстых к оптически тонким областям истечения рассмотрена в работах [3, 4]. В работе [3] получена приближенная система уравнений радиационной газодинамики, которая дает корректное описание предельных случаев большой и малой оптической толщи в приближении серой атмосферы. Численное решение, полученное в [3] для истекающей атмосферы, не было полностью самосогласованным, так как доли энергии, уносимые излучением и звездным ветром, считались заданными. Полностью самосогласованное решение, в котором распределение энергий между двумя по-

токами, при известных свойствах ядра звезды, определяется однозначно, было получено в [4]. Система уравнений, описывающая приближенно истекающую оболочку с произвольной оптической толщей, имеет вид

$$u\frac{du}{dr} = -\frac{1}{\rho}\frac{dP_g}{dr} - \frac{GM(1-\tilde{L}_{th})}{r^2}, \tag{1}$$

$$\text{где} \quad \tilde{L}_{th} = \frac{L_{th}(r)}{L_{ed}} \quad , \quad L_{ed} = \frac{4\pi cGM}{\kappa}. \tag{2}$$

Уравнение (1) является точным и не зависит от принятого в данной работе приближенного описания поведения вещества и излучения, при произвольной оптической толще. Интеграл энергии представляется в виде:

$$L = 4\pi\rho u r^2\left(E + \frac{P}{\rho} - \frac{GM}{r} + \frac{u^2}{2}\right) + L_{th}(r), \tag{3}$$

$L$ – постоянный полный поток энергии, состоящий из потока энергии излучения и потока энергии истекающего вещества, $u$ – скорость истечения, $\kappa$ – переменная непрозрачность, $L_{th}$ – поток излучения. Поток излучения $L_{th}$ находится из уравнения переноса, записанного в моментной форме:

$$L_{th} = -\frac{4\pi r^2 c}{\kappa\rho}\left(\frac{dP_r}{dr} - \frac{E_r\rho - 3P_r}{r}\right). \tag{4}$$

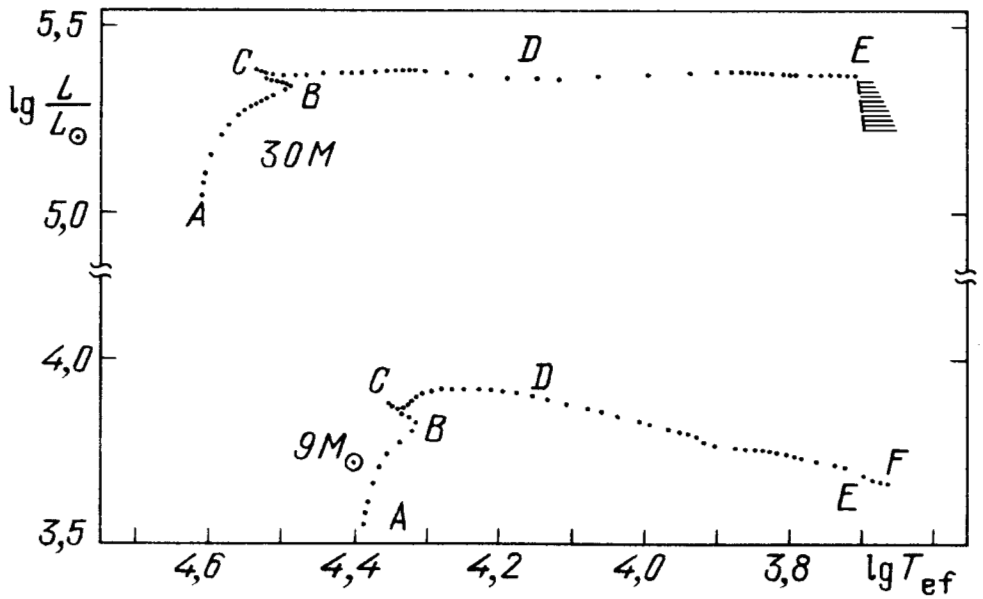


**Рис. 5.** Эволюционные треки звезд с массами 9 и 30 М солнечных от главной последовательности до стадии начала горения $^4$He в ядре с начальным химическим составом Xн = 0.75, Xне = 0.22, Xz = 0.03, при использовании критерия конвекции Леду с длиной пути перемешивания, равной шкале давления l = $H_p$, из [5]. Предполагается, что точка E на треке для $M$ = 30 $M_Q$ определяет начало сильного истечения. Фаза сильного истечения указана заштрихованной линией.

**Таблица 1.** Эволюционные параметры звезд, указанных на рис. 5.

| Point | Model | $T_c$, K | $\rho_c$, g·cm$^{-3}$ | $\frac{L}{L_\odot}$ | $\frac{L_H}{L_\odot}$ | $\frac{L_{He}}{L_\odot}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| A | 0 | 3.1(7) | 1.1(1) | 3.5(3) | 3.5(3) | 0 |
| | 0 | 3.8(7) | 3.7(0) | 1.1(5) | 1.1(5) | 0 |
| B | 20 | 4.0(7) | 2.0(1) | 6.6(3) | 6.6(3) | 0 |
| | 133 | 5.1(7) | 7.5(0) | 2.2(5) | 2.2(5) | 0 |
| C | 28 | 4.5(7) | 5.3(1) | 7.5(3) | 6.7(3) | 0 |
| | 244 | 8.2(7) | 3.6(1) | 2.5(5) | 1.9(5) | 0 |
| D | 64 | 7.8(7) | 1.9(3) | 8.1(3) | 8.5(3) | 0 |
| | 342 | 1.8(8) | 5.9(2) | 2.4(5) | 1.6(5) | 1.3(5) |
| E | 132 | 1.4(8) | 5.1(3) | 5.0(3) | 6.7(3) | 1.1(3) |
| | 452 | 1.8(8) | 5.8(2) | 2.3(5) | 1.6(5) | 1.3(5) |

| Point | $\frac{L_g}{L_\odot}$ | $T_{ef}$, K | $\frac{R_{ph}}{R_\odot}$ | $\frac{M_{conv}}{M}$ | $x_H[x_{^{12}C}]$ | $t_{ev}$, yr |
|---|---|---|---|---|---|---|
| A | 0 | 2.43(4) | 3.4 | 0.29 | 0.75 | 0 |
| | 0 | 4.07(4) | 6.7 | 0.54 | 0.75 | 0 |
| B | 2.3 | 2.08(4) | 6.3 | 0.11 | 0.036 | 2.6(7) |
| | 4.5(2) | 3.10(4) | 16.4 | 0.28 | 0.02 | 5.9(6) |
| C | 7.5(2) | 2.24(4) | 5.7 | 0.037 | 2.8(−4) | 5.6(5) |
| | 5.8(4) | 3.44(4) | 14.0 | 0.12 | 0 | 8.0(4) |
| D | −3.8(2) | 1.57(4) | 12.2 | 0 | 0 | 9.3(4) |
| | −5.1(4) | 1.54(4) | 68.1 | 0.15 | [6.8(−3)] | 1.5(4) |
| E | −2.8(3) | 5.16(3) | 89.0 | 0.035 | [4.4(−3)] | 8.5(4) |
| | −5.5(4) | 5.16(3) | 607 (611) | 0.18 | [1.3(−2)] | 3.0(3) |

Здесь $t_{ev}$ – время эволюции между данной и предыдущей точками эволюционной кривой на рис. 5. Величины для $M$ = 9M солнечных даны на верхних строчках, а для $M$ = 30 M солнечных – на нижних строчках. Число в скобках в столбце $R_{ph}/R_{sun}$ определяет критический радиус первой истекающей модели.

Уравнение неразрывности, а также выражения для давления и плотности энергии, и определение оптической толщи записываются в следующем виде [3]:

$$\frac{\dot{M}}{4\pi} = \rho u r^2, \tag{5}$$

$$P = P_r + P_g, \tag{6}$$

$$E = E_r + E_g + \epsilon_i, \tag{7}$$

$$P_r = \frac{aT^4}{3}\left(1 - e^{-\tau}\right) + \frac{L_{th}^{\infty}}{4\pi r^2 c}, \tag{8}$$

$$E_r \rho = aT^4\left(1 - e^{-\tau}\right) + \frac{L_{th}^{\infty}}{4\pi r^2 c}, \tag{9}$$

$$P_g = \rho \mathcal{R} T \quad , \quad E_g = \frac{3}{2}\mathcal{R}T, \tag{10}$$

$$\tau = \int_r^{\infty} \kappa \rho dr, \tag{11}$$

где $a$ – постоянная плотности энергии излучения, $\mathcal{R}$ – газовая постоянная, являющаяся функцией переменного химического состава, $a$ – удельная энергия ионизации. Остальные переменные имеют обычный физический смысл. Записанные выше уравнения справедливы при переменных $\mathcal{R}$ и $\kappa$, однако в [4] эти величины предполагались постоянными. Учитывая $\mathcal{R} = k/\mu\, \mathrm{m_p}$ и введя обозначения

$$\frac{\partial P_g}{\partial \rho} = \mathcal{R}T\gamma_\rho, \qquad \frac{\partial P_g}{\partial T} = \mathcal{R}\rho\gamma_T, \tag{12}$$

где

$$\gamma_\rho = 1 - \left(\frac{\partial \ln \mu}{\partial \ln \rho}\right)_T, \quad \gamma_T = 1 - \left(\frac{\partial \ln \mu}{\partial \ln T}\right)_\rho. \tag{13}$$

преобразуем уравнение движения (1) к виду

$$\left(\mathcal{R}T\gamma_\rho - \frac{\dot{M}^2}{16\pi^2\rho^2 r^4}\right)\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dr} = \left(\frac{\dot{M}}{4\pi}\right)^2 \frac{2}{\rho^2 r^5} - \frac{GM}{r^2}(1 - \tilde{L}_{th}) - \mathcal{R}\gamma_T\frac{dT}{dr}. \tag{14}$$

Здесь, были использованы соотношения (5), (10) и (12). Подставим (8) – (9) в (4). Учитывая при дифференцировании (11), подставим полученное выражение для $L_{th}$ в (3):

$$4\pi r^2 c\lambda(1-e^{-\tau})\frac{dT}{dr} = \dot{M}\left\{\frac{4aT^4}{3\rho}(1-e^{-\tau})+\frac{5}{2}\mathcal{R}T+\frac{2L_{th}^{\infty}}{4\pi r^2 c\rho}-\frac{GM}{r}+\frac{u^2}{2}+\epsilon_i\right\} + 4\pi r^2 c\frac{e^{-\tau}acT^4}{3} - L. \quad (15)$$

Где $\lambda$ обозначает коэффициент лучистой теплопроводности:

$$\lambda = \frac{4acT^3}{3\kappa\rho}. \quad (16)$$

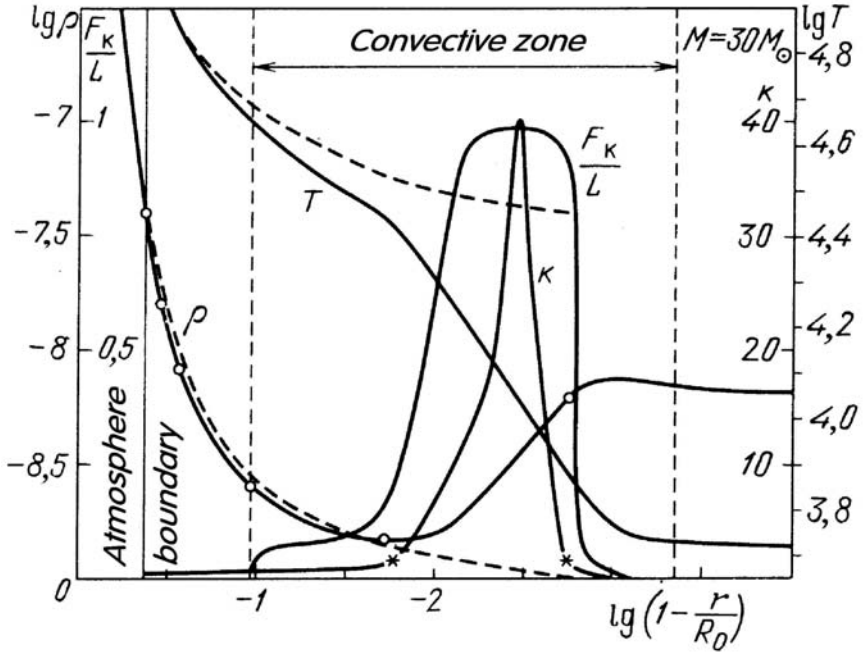


**Рис. 6**. Структура статической *(сплошная линия)* и истекающей *(штриховая линия)* оболочки в точке Е для начальной массы звезды 30 $M_0$. Истекающая оболочка рассчитывалась в приближении оптически толстого потока с приближенной связью параметров в критической точке в качестве внешнего граничного условия. Приведены распределения плотности $\rho$, температуры *T*, непрозрачности *к* (отношение светимости к критической светимости $k = L/L_c$), доля потока энергии, уносимая конвекцией $F_k/L$, $R_0$ - радиус статической звезды. Знаком *звездочка* обозначены места, где *к* = 1 *(к = к₀)*. Нарисованы только части истекающих моделей, примыкающие к статическому ядру. Близкое совпадение кривых P(r) и T(r), относящихся к статической и истекающей моделям, происходит вблизи ядра звезды; $к_0$ = 4ircGM/L = 1.7.

Из (11) имеем:

$$\frac{d\tau}{dr} = -\kappa\rho. \quad (17)$$

Вместе с уравнением (17) уравнения (14), (15) образуют искомую систему дифференциальных уравнений. Уравнение (4) в результате преобразований будет иметь вид:

$$L_{th} = -4\pi r^2 \left( \lambda(1 - e^{-\tau}) \frac{dT}{dr} - \frac{1}{3} acT^4 e^{-\tau} \right). \tag{18}$$

Если сила анизотропного давления излучения много меньше равновесной, изотропной, компоненты в давлении излучения:

$$\frac{L_{th}}{4\pi r^2} \ll acT^4, \tag{19}$$

то в предельном случае $\tau \to \infty$, получим систему уравнений равновесной радиационной газовой динамики, исследованной в [1]. Уравнение (14) имеет особую точку, где его левая и правые части обращаются в ноль. Самосогласованное решение системы уравнений с произвольной оптической толщей, удовлетворяющее условиям вдали от звезды и плавно сшивающееся с решением для статического ядра, было получено в [4]. В результате решения, при данных свойствах ядра звезды и выполнении условий на бесконечности, однозначно определяется доля энергии, уносимая звездным ветром. Пример такого решения представлен на рис. 7.

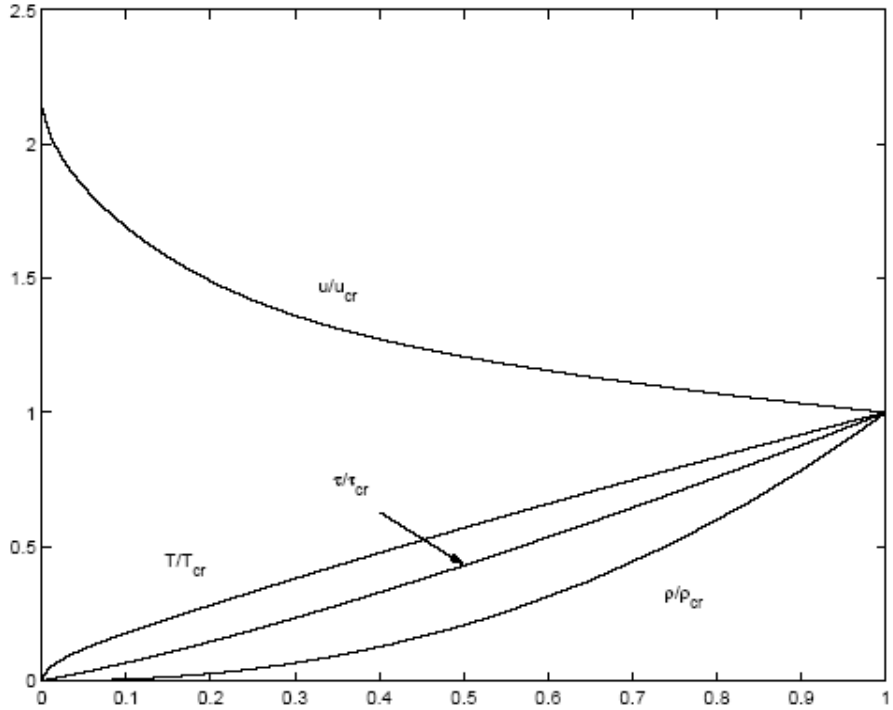


**Рис. 7.** Распределение температуры T, плотности $\rho$ и скорости $u$ в самосогласованной истекающей оболочке. Решение безразмерной системы уравнений получено путем численного интегрирования из особой точки на бесконечности ($x$ = 0) внутрь и из звуковой точки ($x$ = 1) наружу и гладкой сшивки в промежуточной области. Выход из особых точек осуществлялся по разложениям. Представленное решение характеризуется следующими безразмерными параметрами: $A_1$ = 4.73, $A_2$ = 2.82 • $10^{-5}$ (выбраны произвольно), $A_3$ = 6.70, $A_4$ = 0.82, $A_5$ = 0.05, $\tau_{cr}$ = 14.3, $L_{th}^{\infty}$ = 0.570, $L$ = 0.579 (получены из самосогласованного решения). Точка сшивки задавалась при $r_{cr}/r$ = 0.5, из [4].

Безразмерная система уравнений содержит 5 безразмерных параметров

$$A_1 = \frac{4aT_{cr}^3}{3\rho_{cr}\mathcal{R}} \quad , \quad A_2 = \frac{3\kappa}{4ac}\frac{\rho_{cr}\mathcal{R}}{r_{cr}T_{cr}^3}\frac{\dot{M}}{4\pi}, \tag{20}$$

$$A_3 = \frac{GM}{r_{cr}\mathcal{R}T_{cr}} \quad , \quad A_4 = \frac{3\kappa L}{16ac\pi}\frac{\rho_{cr}}{r_{cr}T_{cr}^4}. \tag{21}$$

Физический смысл безразмерных параметров следующий: [1]. $A_1/4$ является отношением изотропной части давления излучения в критической точке к газовому давлению в критической точке. $(2A_3)^{1/2}$ - отношение параболической скорости в критической точке к изотермической скорости звука в критической точке. $A_1A_4/A_3$ – отношение полного потока энергии к критической Эддингтоновской светимости в критической точке. Параметр

$$A_5 = \frac{1}{r_{cr}\kappa\rho_{cr}}, \tag{22}$$

есть величина порядка обратной оптической толщины в критической точке. Условие выхода из особой точки накладывает 2 связи на эти безразмерные параметры [3, 4].

## 6. Заключение

1. Самосогласованная модель мощного истечения из массивных звезд с образованием звезд Вольф-Райе [5] получена в условиях больших упрощений в описании оптически тонкой оболочки и требует доработки.

2. В расчетах эволюции звезд средней массы показано образование оболочки с положительной энергией из-за рекомбинации водорода и гелия [17], что должно привести к сбросу оболочки и образованию белого карлика. Однако, не было попыток подтвердить этот качественный вывод самосогласованными расчетами с учетом потери массы.

3. Последовательный сброс оболочек возможен при эволюции звезд средней массы на стадии асимптотической ветви гигантов, где развивается тепловая неустойчивость в тонком слое горения гелия, приводящая к тепловым вспышкам. Здесь также отсутствует самосогласованный расчет эволюции с потерей массы.

4. Последовательная теория звездной эволюции с самосогласованным учетом потери массы ждет своего развития.

Работа была выполнена при частичной поддержке грантом РФФИ 08-02-00491, Президентским грантом "Ведущая научная школа" НШ-8784.2010.1, программой РАН "Происхождение, образование и эволюция объектов во вселенной".

**Литература**

1. *Bisnovatyi-Kogan G.S.* (1967), Течение идеального газа в сферически симметричном поле тяжести с учетом лучистой теплопроводности и лучистого давления. Prikl. Mat. Mech. 31, 762.
2. *Bisnovatyi-Kogan, G.S.* Stellar Envelopes with Supercritical Luminosity (1973) Astrophysics and Space Science, Volume 22, Issue 2, pp.307-320.
3. *Bisnovatyi-Kogan, G.S.; Dorodnitsyn, A.V.* On modeling radiation-driven envelopes at arbitrary optical depths Astronomy and Astrophysics, v.344, p.647-654 (1999).
4. *Bisnovatyi-Kogan, G.S.; Dorodnitsyn, A.V.* The Construction of Self-Consistent Models for Outflowing Stellar Envelopes Astronomy Reports, Volume 45, Issue 12, December 2001, pp.995-1001.
5. *Bisnovatyi-Kogan, G.S.; Nadyozhin, D.K.* (1972) The Evolution of Massive Stars with Mass Loss Astrophysics and Space Science, Volume 15, Issue 3, pp.353-374.
6. *Bisnovatyi-Kogan, G.S.; Zel'Dovich, Ya.B.* Adiabatic Outflow from a Star and Equilibrium States with Excess Energy Astronomicheskii Zhurnal, Vol. 43, p.1200 (1966).
7. *Bisnovatyi-Kogan, G.S.; Zel'Dovich, Ya.B.* Mass Outflow from Stars Induced by High Atmospheric Opacity. AZh, 45, 241; Soviet Astronomy, Vol. 12, p.192 (1968).
8. *Castor, J.I.; Abbott, D.C.; Klein, R.I.* Radiation-driven winds in Of stars Astrophysical Journal, vol. 195, Jan. 1, 1975, pt. 1, p. 157-174.
9. *Dorodnitsyn, A.V.* (2003) Line-driven winds in the presence of strong gravitational fields Monthly Notice of the Royal Astronomical Society, Volume 339, Issue 2, pp. 569-576.
10. *Dorodnitsyn, A.V.; Novikov, I.D.* (2005) On the Structure of Line-driven Winds Near Black Holes The Astrophysical Journal, Volume 621, Issue 2, pp. 932-939.
11. *Iben, I.* (1985): The life and times of an intermediate mass star – in isolation/in a close binary. Quart. J. Roy. Astron. Soc. 26, 1–39 (1985).
12. *Lucy, L.B.; Solomon, P.M.* (1970) Mass Loss by Hot Stars Astrophysical Journal, vol. 159, p.879.
13. *Morton, D.C.* (1967) Mass Loss from Three OB Supergiants in Orion : Astrophysical Journal, vol. 150, p.535.
14. *Paczyn'ski, B.; Wiita, P.J.* (1980) Thick accretion disks and supercritical luminosities Authors: Astronomy and Astrophysics, vol. 88, p. 23-3.
15. *Pols, Omno R.; Tout, Christopher A.; Eggleton, Peter P.; Han, Zhanwen.* Approximate input physics for stellar modelling Authors: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 274, Issue 3, pp. 964-974 (1995).
16. *Smith, Lindsey F.* (1967) Small Nebulae Associated with Wolf-Rayet Stars. Astronomical Journal, Vol. 72, p. 829.
17. *Wagenhuber, J.; Weiss, A.* Termination of AGB-evolution by hydrogen recombination. Astron. Astrophys. 290, 807-814 (1994).
18. *Zytkow, A.* (1972) On the Stationary Mass Outflow from Stars. I. The Computational Method and the Results for 1 M solar Star. Acta Astronomica, Vol. 22, p.103.
19. *Zytkow, A.* (1973) On the Stationary Mass Outflow from Stars. II. The Results for 30M solar Star. Acta Astronomica, Vol. 23, p.121.

## STELLAR EVOLUTION WITH MASS LOSS

**Bisnovatyi-Kogan G.S.**
*Space Research Institute Rus. Acad. Sci., Moscow, Russia*

Mechanisms of mass loss from stars are discussed, at different stages of evolution. We consider also the influence of mass loss processes on stellar evolution.

# СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ЭВОЛЮЦИОННОЙ МОДЕЛИ СОЛНЦА

**Аюков С.В., Батурин В.А., Горшков А.Б., Миронова И.В.**
*ГАИШ МГУ, Москва, Россия*

## 1. Введение

Понятие о модели внутреннего строения и эволюции звезды в астрофизике хорошо известно и широко используется. Применительно к Солнцу существуют особенности, делающие задачу особенно интересной. Во-первых, для Солнца известны глобальные параметры – масса, радиус, светимость, возраст. Во-вторых, детальные спектральные наблюдения позволяют определить состав поверхностных слоев, хотя и не полностью. В-третьих, появились и наблюдательные данные, позволяющие заглянуть в недра Солнца (измерения потоков нейтрино и частот акустических колебаний), – об этом ниже.

Наличие точных значений глобальных параметров означает наличие дополнительных граничных условий у задачи, а именно, модель с заданной массой при заданном возрасте должна иметь заданные светимость и радиус, соответствующие современным наблюдаемым значениям. Для удовлетворения двум граничным условиям в модели варьируются два свободных параметра: начальное содержание водорода и параметр теории конвекции (безразмерная длина пути перемешивания). Эта процедура обычно называется эволюционной калибровкой. Содержания водорода и гелия из спектральных наблюдений точно не определяются, поэтому до недавнего времени эволюционная калибровка была единственным средством оценки содержания гелия на Солнце.

По-видимому, первая эволюционная модель Солнца так, как мы ее теперь понимаем, была рассчитана Шварцшильдом и коллегами в середине 1950-х; модель правильно описывала гидростатическое равновесие, генерацию энергии, ее перенос (как лучистую теплопроводность, так и конвекцию). Эта модель впервые являлась эволюционной, т.е. водород в центре частично выгорел в соответствии с временем существования Солнца, и калиброванной (светимость и радиус звезды при заданном возрасте совпадали с солнечными). После этого основной прогресс в моделировании происходил, с одной стороны, в физике (уточнение непрозрачностей, сечений ядерных реакций и т.д.) и, с другой стороны, – благодаря увеличению быстродействия компьютеров, которые позволяли учитывать все более и более тонкие эффекты с все возрастающей точностью.

## 2. Данные гелиосейсмологии

В 1975 году было показано, что обнаруженные на Солнце пятиминутные колебания являются глобальными, т.е. проникают почти до самого центра и охватывают всю поверхность. По аналогии с земной сейсмологией новую науку назвали «гелиосейсмологией». Как и земная сейсмология, гелиосейсмология использует данные о распространении звуковых волн внутри Солнца для анализа его внутреннего строения. Частоты собственных колебаний Солнца измерены с очень большой точностью приборами, установленными на спутнике SOHO (это MDI и GOLF), и наземной сетью GONG. Сами частоты зависят от большого числа параметров и для анализа не очень удобны. Гораздо удобнее производные от них величины, которые получаются в результате обработки частот, а именно решения обратных задач (инверсий).

В данной работе используются три такие величины: положение нижней границы конвективной зоны $R_{cz}$, содержание гелия в конвективной зоне $Y_s$ и профиль скорости звука; конкретные значения взяты из обзора [1]. Согласно этим данным, граница конвективной зоны расположена в точке 0.7133±0.0005 по радиусу, массовая доля гелия в конвективной зоне – 0.248±0.0034. На рис. 1 нанесен профиль скорости звука, полученный путем инверсии, а также скорость звука в модели S ([2]).

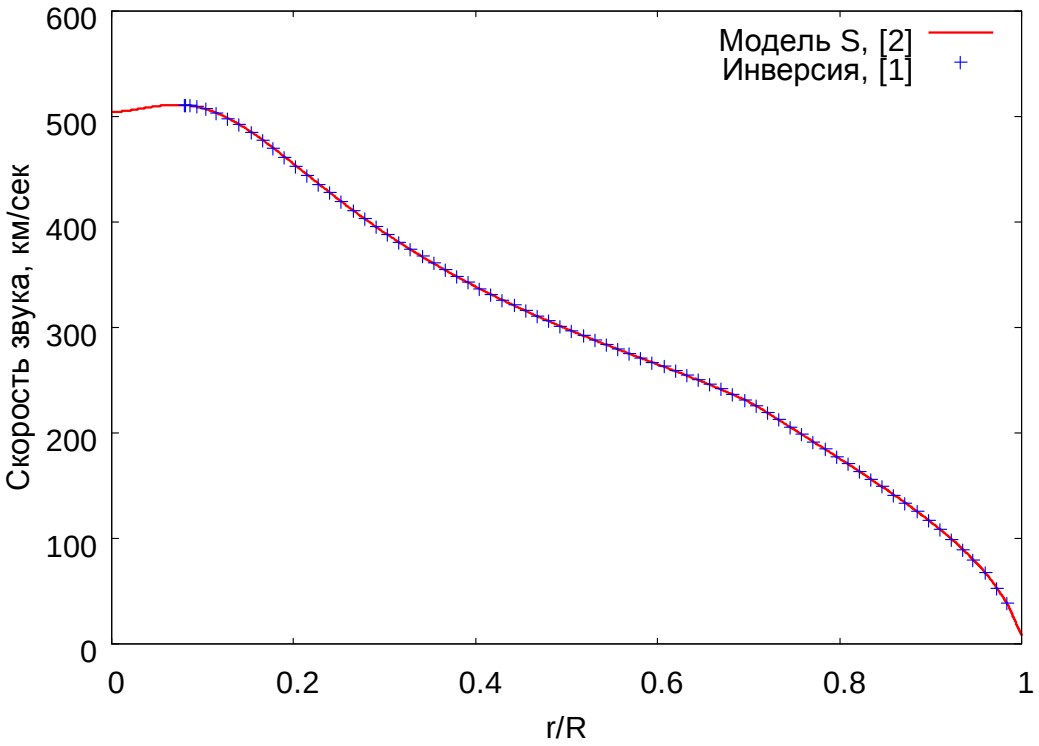


**Рис. 1.** Скорость звука по гелиосейсмическим данным и в модели Солнца.

Из физики, используемой при моделировании, обратим внимание на один сравнительно недавно введенный в расчеты процесс. Это осаждение

элементов к центру Солнца, или диффузия. Как известно, содержание инертных газов на Солнце плохо определяется по спектру. Вследствие этого содержание гелия, который является на Солнце самым распространенным элементом после водорода, было известно лишь из моделей, и оно получалось примерно 28% по массе (на поверхности). Примерно в 1992 г. появились первые гелиосейсмические определения содержания гелия [3], и постепенно стало ясно, что в конвективной зоне Солнца гелия меньше, чем дают модели, а именно, примерно 25%. Чтобы разрешить это противоречие, в модели было введено осаждение. К счастью, модели с осаждением дали как раз нужную цифру. Заметим, что в текущих расчетах осаждения величина утекания гелия получается около 3% по массе всего или 10% от количества самого гелия, и описание осаждения не является параметрическим. Помимо гелия, из конвективной зоны осаждаются также более тяжелые элементы, и их утекает тоже около 10% от их содержания.

После введения диффузии в модель, примерно к 1996 г. теория внутреннего строения Солнца подошла с очень хорошим результатом. И содержание гелия, и глубина конвективной зоны, и профиль скорости звука хорошо согласовывались с данными гелиосейсмических инверсий. На рис. 1 показана скорость звука для модели S ([2]) и результат современной (2004) инверсии. Разница на графике не видна и в действительности не превышает десятых долей процента! После этого результата в течение примерно 8 лет считалось, что глобальные проблемы решены, и мы в целом знаем, как устроено Солнце.

Расчет наших моделей Солнца, использованных в данной работе, описан в [4].

## 3. Химический состав поверхностных слоев

Количество основных компонентов солнечного вещества – водорода и гелия – из солнечного спектра не определяется. По спектральным линиям (современная версия метода кривых роста) можно определить относительное содержание элементов тяжелее гелия, да и то не всех. Дополнительные данные дают метеориты. Комбинируя эти источники, получаются относительные содержания элементов тяжелее гелия, нормированные на $10^{12}$ атомов водорода. Такие таблицы обычно называются смесями, за последние 20 лет их было опубликовано не так много: AG89 [5], GN93 [6], GS98 [7], AGS05 [8], AGSS09 [9].

В 2004 вышла работа [10], в которой для анализа солнечного спектра были использованы трехмерные модели атмосфер. Авторам удалось получить, как они считают, очень удачную модель атмосферы, хорошо описывающую особенности спектра. Относительные содержания почти всех элементов были определены заново; основной пересмотр пришелся на элементы CNO (рис. 2). Это придало новый импульс теории внутреннего

строения, т.к. с новыми данными выходило, что Солнце гораздо беднее тяжелыми элементами.

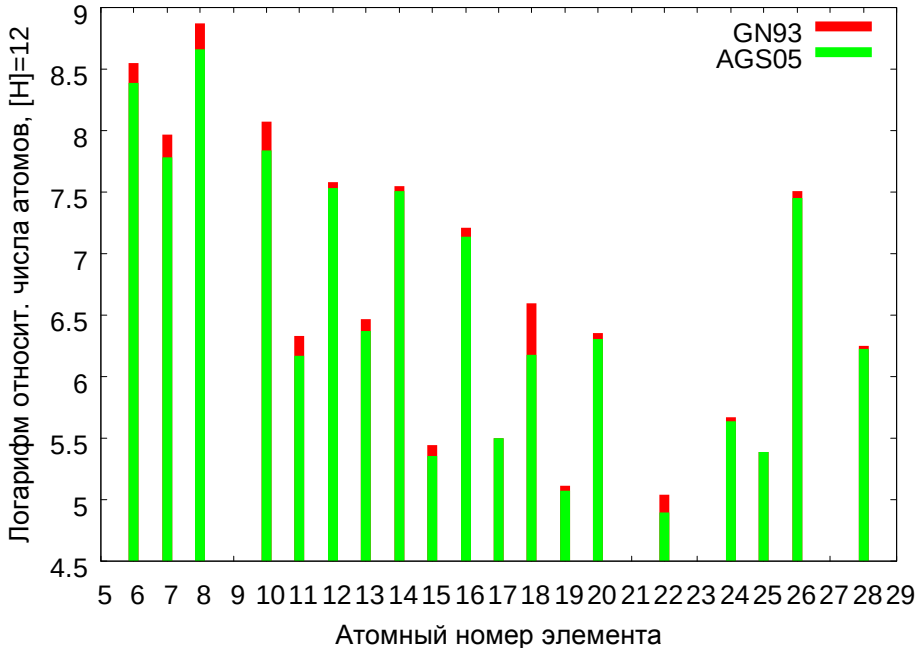


**Рис. 2.** Относительное содержание тяжелых элементов на Солнце.

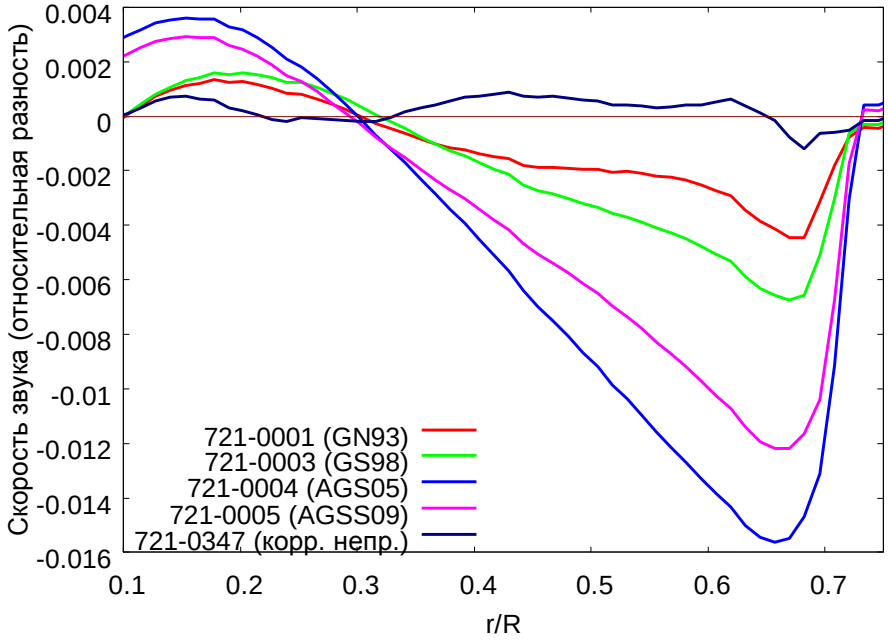


**Рис. 3.** Скорость звука в моделях, сравнение с инверсией

Как это отразилось на модели внутреннего строения Солнца? Уменьшение количества тяжелых элементов приводит к понижению непрозрачности. Помимо некоторой общей перестройки модели, смещается точка перехода от конвекции к лучистому переносу (меняется глубина конвективной зоны). Поскольку в этой точке скорость звука имеет небольшой из-

лом, это сразу отражается на разностях скорости звука (рис. 3). Итак, модель с новым химическим составом сразу по трем направлениям теряет согласованность с данными гелиосейсмических инверсий: глубина конвективной зоны, содержание гелия в оболочке, профиль скорости звука (табл. 1 и рис. 3). В результате тема низкого содержания тяжелых элементов стала самой обсуждаемой темой последних 5 лет в теории строения Солнца. В 2009 г. вышла еще одна работа по химическому составу ([9]); в ней цифры были пересмотрены в сторону увеличения, но все равно содержание тяжелых элементов остается очень низким.

**Таблица 1.** Стандартные модели Солнца с разным химическим составом. Z/X – отношение массовой доли тяжелых элементов к массовой доле водорода для внешних слоев; $Y_s$ – массовая доля гелия в конвективной зоне; Rcz – положение дна конвективной зоны по радиусу; $T_c$ – центральная температура, млн. К; Ga – количество захватов нейтрино для галлиевого детектора; три последние колонки – поток нейтрино на Земле от реакций распада ядер $^8$B, $^7$Be и $^{15}$O соответственно, в см$^2$/сек. Модель 721-0347 основана на смеси AGSS09, но содержит коррекции непрозрачностей, делающие ее согласованной с гелиосейсмическими данными.

| **Модель** | **Смесь** | **Z/X** | **$Y_s$** | **$R_{cz}/R$** | **$T_c$, $10^6$ K** | **Ga, SNU** | **$^8$B, $10^6$** | **$^7$Be, $10^9$** | **$^{15}$O, $10^8$** |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 721-0006 | AG89 | 0.02740 | 0.25387 | 0.70814 | 15.977 | 138 | 8.45 | 5.56 | 7.01 |
| 721-0001 | GN93 | 0.02440 | 0.24267 | 0.71509 | 15.732 | 129 | 6.58 | 5.02 | 5.43 |
| 721-0003 | GS98 | 0.02306 | 0.24289 | 0.71837 | 15.716 | 129 | 6.50 | 5.01 | 4.97 |
| 721-0004 | AGS05 | 0.01652 | 0.22685 | 0.73058 | 15.483 | 119 | 4.95 | 4.41 | 2.99 |
| 721-0005 | AGSS09 | 0.01812 | 0.23226 | 0.72664 | 15.569 | 122 | 5.48 | 4.61 | 3.55 |
| 721-0347 | AGSS09 | 0.01812 | 0.24895 | 0.71299 | 15.804 | 130 | 7.06 | 5.17 | 4.27 |
| Гелиосейсм. инверсия [1] | | | 0.248 | 0.7133 | | | | | |

Одной из первых попыток исправить ситуацию стало искусственное увеличение непрозрачностей. Нами рассчитана модель 721-0347 (см. также [11]), в которой скорость звука, глубина конвективной зоны и содержание гелия согласуются за счет коррекции непрозрачностей (см. рис. 3 и табл. 1). Требуемое увеличение непрозрачностей составляет примерно 20–30% в районе дна конвективной зоны и меньше в более глубоких слоях; необходимая коррекция при этом имеет довольно сложную форму (рис. 4). Это могло бы стать решением проблемы, но три независимых расчета (OPAL, Opacity Project, LEDCOP) согласуются между собой в пределах нескольких процентов. Поэтому такое произвольное изменение непрозрачностей кажется маловероятным.

Вторым изученным эффектом стало увеличение скорости осаждения элементов. Поскольку мы наблюдаем лишь внешние слои, а глубина конвективной зоны определяется внутренними слоями, то можно предположить, что оболочка была обеднена за счет диффузии, в то время как внутри Солнца сохраняется более высокое содержание тяжелых элементов. Такие модели тоже были рассчитаны, но в них содержание

гелия в оболочке оказалось очень низким, 22-23%, что далеко от данных гелиосейсмологии. Более подробно этот путь обсуждается в [11]. Рассматривались также модели с комбинацией сильного осаждения и увеличения непрозрачностей; модели с аккрецией вещества на Солнце, с дополнительным перемешиванием под дном конвективной зоны, с проникающей конвекцией, но все они оказались неспособными удовлетворить всем трем ограничениям (глубина конвективной зоны, содержание гелия в оболочке, профиль скорости звука) без значительной коррекции непрозрачностей.

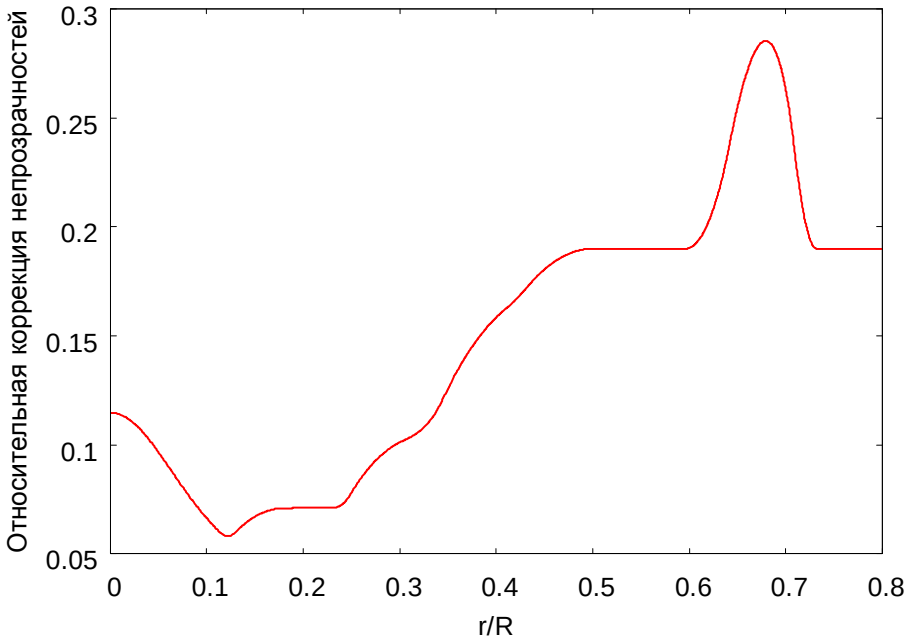


**Рис. 4.** Относительная коррекция непрозрачностей в модели 721-0347, позволяющая получить гелиосейсмически согласованную модель с низким содержанием тяжелых элементов.

**Таблица 2.** Наблюдаемые и расчетные потоки нейтрино.

| | |
|---|---|
| **Поток от реакции распада $^{8}$B, $10^{6}$ см$^{2}$/сек** | |
| Эксперимент SNO, 2010 [12] | 5.05±0.02 |
| A.Serenelli, high-Z, 2010 [13] | 5.88 |
| Данная работа, high-Z | 6.6 |
| **Поток от реакции распада $^{7}$Be, $10^{9}$ см$^{2}$/сек** | |
| Эксперимент Borexino, 2008 [14] | 5.18±0.51 |
| A.Serenelli, high-Z, 2010 [13] | 5.08 |
| Данная работа, high-Z | 5.05 |
| **Скорость захвата нейтрино для галлиевого детектора, SNU** | |
| Эксперимент SAGE (Баксан), 2009 [15] | 65.4±6 |
| Эксперимент GALLEX, 2010 [16] | 73.4±7.2 |
| Bahcall, Pinsonneault 2004 [17] | 131 |
| Данная работа | 137 |

## 4. Потоки нейтрино

В 1968 г. нейтринный эксперимент Дэвиса и Баколла дал результаты, впервые измерив то, что пришло прямо из центра Солнца, а именно поток нейтрино. Как известно, он оказался значительно меньше ожидаемого, что привело к почти тридцатилетним спорам и нескольким новым экспериментам по наблюдениям нейтрино от Солнца. Как было доказано уже в XXI веке, нейтрино на пути от места рождения до Земли частично превращаются из одного вида в другой (нейтринные осцилляции). Эксперимент Дэвиса же подсчитывал только электронные нейтрино. Современные эксперименты считают нейтрино всех видов, и получаемые цифры согласуются с данными моделей гораздо лучше (табл. 2).

Первая часть таблицы приводит потоки высокоэнергетичных «борных» нейтрино. Именно эти нейтрино регистрировались в первом нейтринном эксперименте. На Солнце эта ветвь протон-протонной цепочки достаточно редка, всего около 0.1%, поэтому небольшие отклонения в центральной температуре дают большой эффект в потоке нейтрино. Если рассмотреть подмножество моделей с одними и теми же скоростями ядерных реакций, то между центральной температурой и потоком борных нейтрино существует зависимость; наблюдаемый поток соответствует центральной температуре 15.507±0.003 млн. К, в то время как в модели 721-0001 (с high-Z смесью GN93) центральная температура равна 15.73 млн. К. Причина этого расхождения пока не ясна. Вряд ли оно свидетельствует в пользу low-Z моделей; причин разницы в центральной температуре может быть много. Весьма интересно, что измеренный поток нейтрино $^{8}$B служит весьма точным термометром для центра Солнца, хотя калибровка этого термометра, конечно, зависит от принятых сечений ядерных реакций и, возможно, от других факторов.

Бериллиевые нейтрино, поток которых был измерен сравнительно недавно, являются гораздо более надежным интегральным индикатором (15% общего энерговыделения). Модели воспроизводят этот поток очень хорошо, что говорит о корректности энергетического баланса в модели.

Последняя часть относится к галлиевому детектору, который регистрирует поток нейтрино от самой частой реакции p(p, e+ ν)d. К сожалению, детектор считает только электронные нейтрино, и вследствие нейтринных осцилляций регистрируемый поток значительно меньше ожидаемого. Количественных расчетов осцилляций для солнечных нейтрино на данный момент не существует.

Солнечные нейтрино могли бы пролить свет на проблему химического состава, рассмотренную в предыдущем разделе. Энерговыделение (и поток нейтрино) в CNO цикле зависит не только от центральной температуры, но и от содержания элементов группы CNO в центре Солнца. Последняя колонка в табл. 1 содержит потоки CNO нейтрино для разных моделей. Как видим, модели с low-Z смесями (AGS05, AGSS09) имеют

значительно более низкий поток CNO нейтрино по сравнению с потоком от high-Z модели 721-0001. Измерив поток CNO нейтрино и сопоставив его с потоком борных нейтрино, можно получить оценку содержания тяжелых элементов в центре Солнца. Необходимые расчеты уже проделаны (см., например, [13]). К сожалению, поток CNO нейтрино пока не измерен.

## 5. Заключение

На рис. 5 треугольниками изображены модели с разными химическими составами, а прямоугольником – результаты инверсии. Координатами служат глубина конвективной зоны и содержание гелия в оболочке. Рисунок наглядно иллюстрирует, каким по гелиосейсмическим данным должен быть химический состав Солнца. Согласно рисунку, содержание тяжелых элементов на Солнце должно быть даже несколько выше, чем предсказывает high-Z модель (смеси GN93, GS98).

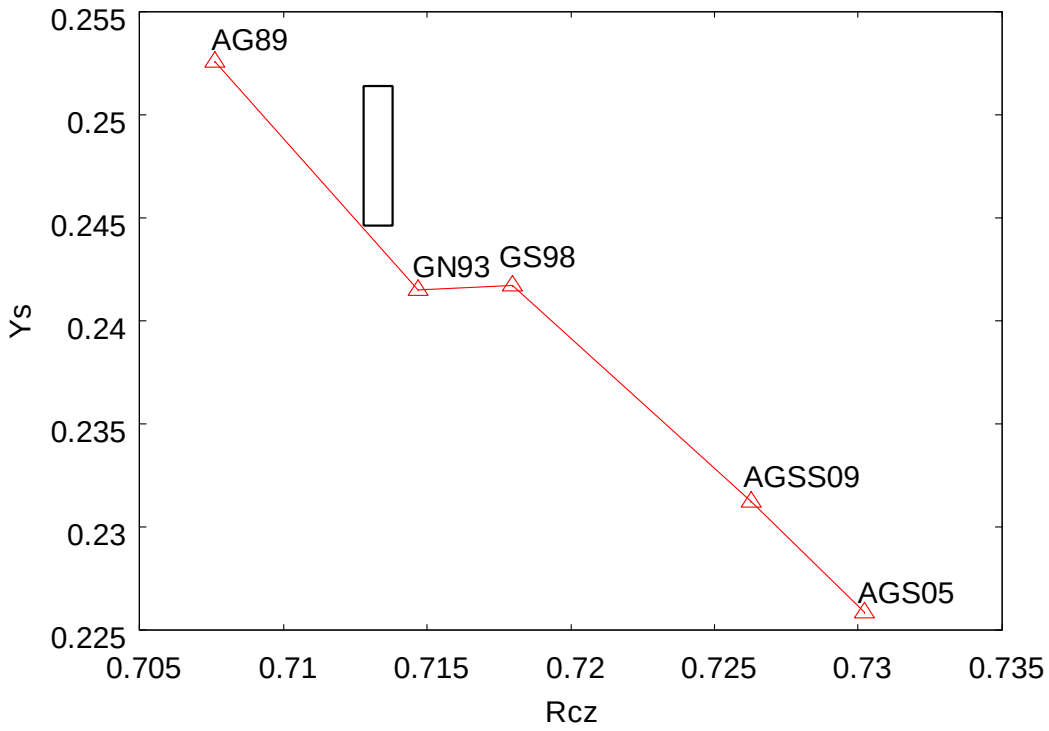


**Рис. 5.** Глубина конвективной зоны и содержание гелия в оболочке

Как видим, согласованной модели Солнца с низкой металличностью на поверхности без искусственных предположений пока получить не удалось. Что это значит? Если принять, что новые данные верны, то есть два основных варианта. Первый: наши знания о физике плазмы (например, непрозрачности) содержат существенные ошибки. Активная проверка и попытки пересмотра этих данных уже идут. Второй вариант: есть процессы, о которых мы не знаем или не учитываем в модели Солнца. Это один из самых интересных путей.

Если вспомнить недавнюю историю, в теории внутреннего строения Солнца уже были загадки, которые помогли существенно улучшить наше понимание физики Солнца. Это нехватка нейтрино и избыток гелия в конвективной зоне. Станут ли новые данные о химическом составе таким движущим фактором или будут отвергнуты как ошибочные, покажут время и дальнейшие исследования. Теория строения Солнца имеет достаточный вес, чтобы на ее основании делать выводы. С этой точки зрения в пересмотре нуждаются модели атмосферы, а не модель внутреннего строения Солнца.

**Литература**

1. *Basu, S., Antia, H.M.*: Phys. Rep. **457**, 217 (2008).
2. *Christensen-Dalsgaard, J.C., et al.*: Science **272**, 1286 (1996).
3. *Vorontsov S.V., Baturin V.A., Pamyatnykh A.A.*: Nature, **349**, 49-51 (1991).
4. *Ayukov, S.V., Baturin, V.A.*: Astrophysics and Space Sci., **328**, 23-27 (2010).
5. *Anders, E., Grevesse, N.*: Geochim. Cosmochim. Acta **53**, 197 (1989) (AG89).
6. *Grevesse, N., Noels, A. In: Prantzos, N., Vangioni-Flam, E., Casse, M.* (eds.) Origin and Evolution of the Elements, vol. 15. Cambridge University Press, Cambridge (1993) (GN93).
7. *Grevesse, N., Sauval, A.J.*: Space Sci. Rev. **85**, 161 (1998) (GS98).
8. *Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, J.*: Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis, 336, 25 (2005) (AGS05).
9. *Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, J., Scott, P.*: Annu. Rev. Astron. Astrophys. **47**, 481 (2009) (AGSS09).
10. *Asplund, M. et al.*: Astron. Astrophys. **417**, 751 (2004).
11. *Ayukov, S.V., Baturin, V.A.*: J. Phys.: Conf. Ser. **271**, 012033 (2011).
12. *Aharmim, B. et al.*: Phys. Rev. C **81**, 055504 (2010).
13. *Serenelli, A.M.*: Astrophys Space Sci. **328**, 13 (2010).
14. *Arpesella, C., et al.*: Phys. Rev. Lett. **101**, 091302 (2008).
15. *Abdurashitov, J. N. et al.*: Phys. Rev. C, **80**, 015807 (2009).
16. *Kaether, F. et al.*: Physics Lett. B, **685**, 47-54 (2010).
17. *Bahcall, J.N., Pinsonneault, M.H.*: Phys. Rev. Lett. **92**, 121301 (2004).

## CURRENT STATE OF THE SOLAR MODEL

**Ayukov S.V., Baturin V.A., Gorshkov A.B., Mironova I.V.**
*Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia*

Modern aspects of the solar internal structure and evolution are discussed. Helioseismic inversion results (convection zone depth, sound speed profile and helium abundance in the convection zone) are used to verify modelling results. Recent heavy element abundance determination (low-Z controversy) is examined and corresponding models are analyzed. It is shown that models with new abundances are not compatible with helioseismic results. Solving this problem by opacity correction and enhanced diffusion is considered. It is shown that no natural solution for low-Z problem exists at this moment.

Neutrino fluxes for these models are also discussed. $^{8}$B flux indicates that central temperature is not correctly predicted by high-Z model; however, this hardly can serve as evidence for low-Z solar composition. $^{7}$Be neutrino flux verifies general energy output in the

model. CNO neutrino flux can help to resolve the problem because it is related to heavy element content in the core; low-Z models have significantly lower CNO fluxes. However, CNO flux is not yet measured.

# НИЗКАЯ ФОТОСФЕРНАЯ МЕТАЛЛИЧНОСТЬ – ВЫЗОВ СТАДАРТНОЙ ЭВОЛЮЦИОННОЙ МОДЕЛИ СОЛНЦА

**Батурин В.А., Аюков С.В.**
*ГАИШ МГУ, Москва, Россия*

## 1. Стандартная эволюционная модель

Задача о внутреннем строении и эволюции звезд главной последовательности считается решенной уже к середине 50-х годов XX века. Ее содержание сводится к теореме Фойгта-Рессела, которая утверждает, что для заданной массы звезды и профилей распределения по радиусу относительного содержания элементов можно *единственным* образом построить «квазистатическую» модель внутреннего звезды, с некоторыми, заранее неизвестными, радиусом и светимостью. «Квазистатичность» понимается как описание «моментального» состояния звезды, при которой выполняется гидростатическое равновесие, и условие стационарности потока энергии. Основную роль играет распределение гелия, поскольку эволюция звезды на ГП понимается как эволюция содержания гелия, образующегося из водорода в ядерных реакциях.

Значение теоремы исключительно велико в теории строения звезд, хотя она никогда не доказывалась в строгом математическом смысле. Мы фокусируемся на следствии этой теоремы, касающемся Солнца. Модель современного Солнца должна иметь известные радиус и светимость. Тем самым, целью является получение такого профиля химического состава, который бы обеспечивал солнечные радиус и светимость звезды.

Для получения нужного профиля рассчитывается последовательность эволюционных профилей содержания гелия, начиная с однородного профиля в звезде нулевого возраста (ZAMS – звезды начальной главной последовательности) с учетом накопления гелия в ядерных реакциях до достижения возраста Солнца (по метеоритным данным, t = 4.6 млрд. лет).

Для получения солнечных радиуса и светимости в процессе *эволюционной калибровки* подбираются некоторые параметры, которых должно быть не менее двух. Классически принято подбирать начальное содержание гелия $Y_0$, и параметр строения конвективной оболочки. Полученная таким образом модель внутреннего строения Солнца называется Стандартной Солнечной Моделью (ССМ), иногда с добавлением – «эволюционная».

В начале остановимся на *классической* ССМ, построенной к началу 60-х годов, и в дальнейшем уточнявшейся. Ее основными особенностями являются (а) неизменность содержания гелия во внешней оболочке; (б) произвольно задаваемая (например Z = 0.02) массовая доля тяжелых элементов, которая остается постоянной как по радиусу, так и по времени;

(в) определяемая в процессе калибровки радиуса энтропия и глубина конвективной зоны.

Важнейший астрофизический результат классической ССМ состоит в определении *начального содержания гелия* $Y_0$, а также в определении количества *гелия, накопленного за время эволюции* в процессе ядерного горения водорода. В рамках классической модели, начальное содержание гелия равно содержанию гелия в конвективной оболочке современного Солнца, которое нельзя получить другими, в частности, спектроскопическими методами. Это определение содержания гелия в современном Солнце долгое время оставалось основным и единственным.

В 90-х годах прошло «кардинальное» изменение представлений об эволюции химического состава. Это стало прямым результатом гелиосейсмологических исследований, к которым мы вернемся ниже. В данный момент рассмотрим, что изменилось в *современной* ССМ.

Главным является то, что за время эволюции профиль содержания любой компоненты подвергается диффузионному перераспределению (при сохранении его общего количества). В итоге, в современном Солнце уменьшается содержание гелия в конвективной зоне по сравнению с его начальным содержанием и увеличивается содержание гелия в ядре дополнительно к ядерному накоплению гелия. Аналогичным изменениям подвергается профиль тяжелых элементов. Кроме того, в современной ССМ накладывается ограничение на глубину конвективной зоны $h_{cz}$, что интерпретируется как требование относительно высокого содержания тяжелых элементов в конвективной зоне ($Z_{cz} \approx 0.018$).

В результате модельная калибровка содержания гелия перестала быть источником информации о современном содержании гелия $Y_{cz}$, которое складывается из двух слагаемых: начального содержания гелия $Y_0$ (хорошо определяемого ядерной эволюцией) и величины диффузионного осаждения $\Delta Y_{diff}$. Последняя величина оценивается чисто теоретически и обладает значительно большей ошибкой как из-за неопределенности в сечении столкновений, так и из-за зависимости от прошедшей эволюции. В настоящее время используется не модельное, а гелиосейсмическое определение гелия ($Y_{cz} = 0.245$)!

## 2. Гелиосейсмический вызов ССМ и строение конвективной зоны

Первым вызовом ССМ принято считать проблему дефицита нейтрино, возникшую в конце 60-х. Хотя проблема касалась строения ядра современного Солнца, ее влияние на теорию внутреннего строения оказалось довольно ограниченным. Как полагают в настоящее время, низкий поток нейтрино связан с нейтринными осцилляциями и нечувствительностью детекторов к мюонным нейтрино. Теория ССМ была тщательно пересмотрена и уточнена в основном в отношении ядреной эволюции в глобальной серии работ Дж. Баккала и его соавторов (подробнее см. [1]).

По-настоящему принципиальным явились результаты гелиосейсмологии, полученные в начале 90-х годов. Исторически первым результатом было определение глубины конвективной зоны в конце 80-х. Однако, в тот момент значение данного результата не было оценено, поскольку в классической ССМ на глубину КЗ не накладывается никаких ограничений. Однако уже в 1992 году выходит серия работ по определению содержания гелия в оболочке современного Солнца. Даже с учетом разброса первых результатов, стало ясно, что содержание гелия в оболочке Солнца на 3% ниже, чем в классической ССМ.

Это «несоответствие» привело к включению диффузионной эволюции в ССМ и в середине 90х появляется модель-S [2], де-факто принимаемая как современная ССМ до настоящего времени.

Диффузионное осаждение объясняет разницу между высоким начальным ($Y_0$ = 0.28) и низким современным ($Y_{cz}$=0.245) содержанием гелия. Модель с диффузионной эволюцией «автоматически» дала хорошее согласие не только по содержанию гелия, но по глубине конвективной зоны $h_{cz}$ = 0.287, а модель-S до настоящего времени демонстрирует «хорошее» согласие по профилю скорости звука (подробнее см. [1]).

Гелиосейсмические результаты касаются также второго параметра калибровки. Параметр конвективной эффективности физически определяет скачок энтропии между фотосферой и адиабатической частью конвективной зоны. С точки зрения ССМ, важна термодинамическая энтропия в нижней, адиабатической части конвективной зоны. То есть в процессе эволюционной калибровки в ССМ определяется как содержание гелия, так и энтропию вещества конвективной зоны.

С другой стороны, при гелиосейсмических определениях содержания гелия методами, также определяется энтропия, как «сопряженная» переменная. Таким образом, гелиосейсмические результаты должны согласовываться с ССМ по двум калибровочным параметрам – как по содержанию гелия в конвективной зоне, так и по энтропии адиабатической части конвективной зоны.

Отметим, что энтропия как термодинамическая функция не является инвариантной по отношению к химическому составу. Другими словами, при определении энтропии любым методом (из модельной калибровки, либо из гелиосейсмической) числовое значение зависит от принимаемого химического состава, и прежде всего от содержания гелия.

Примерно в этот же период стало ясно, что использование критерия Шварцшильда для определения границы конвекции, определяется функциональная зависимость между энтропией S, плотностью ρ и непрозрачностью κ в основании конвективной зоны. Учитывая, что непрозрачность κ(T,ρ,Y,Z) есть функция температуры и плотности и химического состава, а температура в адиабатической оболочке Солнца – почти однозначной функцией радиуса T(r), получаем, что модель с заданной глубиной конвек-

тивной зоны $h_{cz}$ определяет зависимость S(Y) при заданном Z (и принятых непрозрачностях, конечно).

В результате, в современной модели ССМ, с заданной глубиной КЗ, содержание тяжелых элементов Z оказывается определенным. Другими словами, глубина конвективной зоны в модели при фиксированных непрозрачностях определяет *содержание тяжелых элементов* Z=0.018. Это «новый» модельный результат зависит от эволюции модели только через содержание гелия $Y_{cz}$.

Достигнутые результаты в гелиосейсмических определениях содержания гелия и энтропии конвективной оболочки смогли быть достигнуты только при условии правильного определения величины кулоновского взаимодействия в плазме и корректного уравнения состояния. Только при переходе к уравнениям состояния MHD, затем к OPAL, а в настоящее время (уже в нашем столетии) – к SAHA-S [3], удалось определить значение параметров калибровки: $Y_{cz}$, так и $S_{cz}$.

Таким образом, в современной ССМ, построенной с учетом диффузионного перераспределения элементов, получается хорошее согласование параметров строения конвективной зоны Солнца (глубина КЗ, содержание гелия и энтропия) с результатами гелиосейсмического определения. Это общее согласование рассматривалось как подтверждение точности непрозрачностей, использованных при построении ССМ.

### 3. Проблема низкой фотосферной металличности

В 2005 году была опубликована статья Asplund, Grevesse, Sauval [4], в которой были пересмотрены в сторону понижения определения фотосферных содержаний тяжелых элементов, прежде всего – углерода и кислорода. Отметим, что исходные данные, которые использовали авторы, не изменились: это оптические и инфракрасные атласы спектральных линий, полученные еще в 70-80-х годах прошлого столетия. Вопрос о построении ССМ с новыми содержаниями принято называть проблемой низкой металличности (или “low-Z”)

Какие же изменения в интерпретации данных, по мнению самих авторов работы, произошли в новом тысячелетии, которые заставили сделать такой вывод? Во-первых, это изменения в представлениях о распределении конвективных скоростей и флуктуаций температуры и плотности с глубиной в фотосферных слоях. Как результат, при переходе от «старых» одномерных моделей фотосферы к «новым» трехмерным моделям, профили линий стали лучше согласовываться с наблюдаемыми спектрами, но соответствовать меньшим содержаниям. Во-вторых, были уточнены данные о вероятностях переходов (то же самое, о сечениях поглощения) для некоторых критических линий, причем в большую сторону. С увеличением сечения поглощения для получения наблюдаемых спектральных линий требуется несколько меньшее содержание самих атомов. И наконец, в-третьих,

были выполнены расчеты с учетом возможного отклонения от ЛТР распределения в населенностях уровней атомов в поле излучения. В результате было найдено, что основной уровень оказывается перенаселенным по сравнению с ЛТР-приближением, что снова ведет к понижению оценки содержания элементов при фиксированной ширине линии.

В результате, общее содержание тяжелых элементов в конвективной зоне Солнца уменьшилось с Z = 0.018 – по данным 1989г [5] до Z = 0.0134 – по данным 2009 г. [6] (подробнее см. [1]). Следствием такого изменения является уменьшение непрозрачности и уменьшение глубины конвективной зоны, что приводит к противоречию с данными гелиосейсмологии, а значит, и с современной ССМ моделью.

Как говорилось выше, низкая металличность не согласуется с высоким модельным значением $Z_{cz} = 0.018$. Рассмотрим возможные изменения в модельных предположениях.

Предположим, что определение энтропии является недостаточно точным. Тогда вместо одной точки ($h_{cz}$, S, Y) при заданном Z мы получаем функциональную (почти линейную) зависимость $h_{cz}(Y)$. Вопрос состоит в том, проходит ли эта зависимость через значения $(h_{cz},Y)^{seism}$. Оказывается, что при низком Z такая линейная зависимость не соответствует гелиосейсмическим параметрам КЗ при любой энтропии. Таким образом, проблема остается, даже если не использовать энтропию как калибровочный параметр.

Другой возможностью являются вариации непрозрачности, что подробно рассматривается в докладе [1]. Укажем лишь, что перекалибровка непрозрачности в зависимости от Z является, конечно, наиболее «естественным» решением проблемы. При этом мы «возвращаемся» к современной ССМ, «называя» старые непрозрачности для высоких Z как «новые модифицированные» для низких Z. Произвольные изменения непрозрачностей сложно исследовать, хотя в [1] представлен пример модели, которая обладает хорошей скоростью звука в лучистой зоне и одновременно удовлетворяет основным параметрам конвективной зоны (глубина конвективной зоны и содержание гелия). Остается открытым вопрос о единственности такой модификации, а также о физической возможности подобных вариаций непрозрачности. Кроме того, в такой модели «низкие Z» проявляются только в уравнении состояния, и его адекватность требует дополнительного изучения.

Существует гипотетическая возможность, что фотосферное содержание тяжелых элементов не совпадает с содержанием у основания конвективной зоны. Механизм такой эффективной сегрегации в динамически перемешиваемой среде весьма сложно себе представить. Однако даже если такой механизм был бы реализован, ничего нового в строение модели это бы не привнесло. По-существу, такая гипотеза эквивалентна «игнорированию» низких фотосферных содержаний.

## 5. Заключение

Таким образом, невозможно согласовать современную ССМ, построенную с текущими непрозрачностями, с низкой фотосферной металличностью. Для решения данной проблемы исключительно важно подтвердить или опровергнуть вопрос о низком содержании тяжелых элементов на основании гелиосейсмических методов. Если низкие Z будут подтверждены по профилю показателя адиабатической сжимаемости (см. [7], хотя предварительные данные не указывают на это), то это будет означать необходимость серьезного пересмотра значений теоретических непрозрачности. Альтернативно, будет подтверждена современная ССМ.

Работа выполнена при поддержке МНТЦ 3755.

### Литература

1. *Аюков, С.В., Батурин, В.А., Горшков, А.Б., Миронова, И.В.* «Современное состояние эволюционной модели Солнца», в сборнике трудов "Активность Солнца и звезд на разных стадиях их эволюции" (2011).
2. *Christensen-Dalsgaard, J.C., et al.*: Science **272**, 1286 (1996).
3. *Gryaznov, V.K. et al.:* J. Phys., A. Math. General **39**, 4459 (2006).
4. *Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, J.*: Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis, 336, 25 (2005) (AGS05).
5. *Anders, E., Grevesse, N.*: Geochim. Cosmochim. Acta **53**, 197 (1989) (AG89).
6. *Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, J., Scott, P.*: Annu. Rev. Astron. Astrophys. **47**, 481 (2009) (AGSS09).
7. *Baturin, V.A.*: Astrophysics and Space Sci., **328**, 147–151 (2010).

## LOW PHOTOSPHERIC METALICITY – A CHALLENGE TO THE STANDARD EVOLUTIONARY MODEL OF THE SUN

**Baturin V.A., Ayukov S.V.**
*Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia*

Classic and modern standard solar models (SSM) are considered in the view of helioseismic calibration of the solar convection zone parameters – the depth of the convection zone and the helium abundance. These restrictions in a modern SSM lead to high value metalicity Z, what is in contradiction with recent low-Z photospheric abundances. Accordance of the parameters may be reached with artificial modifications of opacity. A possibility of helioseismic determination of the metalicity in the convection zone may serve to solve the problem.

# ДИФФУЗИЯ И ОСАЖДЕНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ В НЕДРАХ СОЛНЦА В ТЕЧЕНИЕ ЕГО ЭВОЛЮЦИИ

**Горшков А.Б., Батурин В.А.**
*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Россия, Москва*

## Введение

В условиях Солнца наличие градиентов давления и температуры приводит к диффузионному разделению элементов. В то время как водород накапливается в оболочке, гелий и более тяжелые элементы «оседают» по направлению к центру.

Отметим, что скорость осаждения гелия из конвективной зоны — один из ключевых параметров солнечной эволюции — зависит от положения дна конвективной зоны и физических условий в его окрестности. Скорость осаждения элементов тяжелее гелия (т. н. тяжелых элементов) зависит от их степени ионизации и потока излучения. В данной работе представлены оценки этих эффектов для шести тяжелых элементов, включая железо, базируясь на уравнении состояния SAHA-S из [1] и [2].

Кроме того, рассчитаны скорости осаждения (всплывания) для водорода, гелия и тяжелых элементов, а также относительный вклад различных механизмов диффузии. Уравнение диффузии численно решено на заданной эволюционной последовательности солнечных моделей, и получены профили химического состава для смеси вида ($H^+ + He^{2+} + Me^{Z+} + e^-$), где под $Me^{Z+}$ обозначен тяжелый элемент с зарядом $Z$.

## Солнце — эволюционная последовательность моделей

Распределение термодинамических величин в модели Солнца задается эволюционным треком 610-0111 [3] в виде зависимостей $T(r,t)$, $\rho(r,t)$ и др. Конвективную зону мы трактуем как область с очень сильной диффузией, подразумевая при этом, что конвекция быстро сглаживает любые неоднородности химического состава по всей конвективной зоне. Мы принимаем, что Солнце имеет сферическую симметрию, и пренебрегаем его вращением, магнитным полем и нерадиальными потоками вещества.

## Система динамических уравнений для смеси ионизованных газов

Рассмотрим смесь ионизованных газов, находящуюся в поле силы тяжести. Уравнения Бюргерса [4], выражающие сохранение массы, импульса и энергии в каждой точке такой смеси, в сферически-симметричном случае записываются в виде (следуя обозначениям из [5]):

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 n_s w_s\right) = \left(\frac{\partial n_s}{\partial t}\right)_{nucl.} \qquad (1)$$

$$\frac{dP_s}{dr} + \rho_s g - \rho_{es} E = \sum_{t \neq s} K_{st} \left[ \left( w_s - w_t \right) + 0.6 \left( x_{st} r_s - y_{st} r_t \right) \right] \qquad (2)$$

$$\frac{5}{2} n_s k \frac{dT}{dr} = \sum_{t \neq s} K_{st} \left\{ \frac{3}{2} x_{st} \left( w_s - w_t \right) - y_{st} \left[ 1.6 x_{st} \left( r_s + r_t \right) + Y_{st} r_s - 4.3 x_{st} r_t \right] \right\} - 0.8 K_{ss} r_s$$

при этом коэффициенты в правых частях второго и третьего уравнений получены из расчетов интеграла столкновений с использованием кулоновского потенциала и дебаевского радиуса обрезания. Здесь $s$ и $t$ – индексы компонентов смеси, ρ и $\rho_e$ – плотность массы и заряда соответственно, $g = \left| \nabla P / \rho \right|$ – ускорение свободного падения, $E = \left| \mathbf{E} \right|$ – напряженность электрического поля, $r_s$ – приведенный тепловой поток, ассоциированный с $s$-молекулами, $\mu_{st} = m_s m_t / (m_s + m_t)$ – приведенная масса, $x_{st} = \mu_{st}/m_s$, $y_{st} = \mu_{st}/m_t$, $Y_{st} = 3y_{st} + 1.3 x_{st} m_t/m_s$, а коэффициент трения $K_{st}$ между компонентами смеси $s$ и $t$ задается выражением

$$K_{st} = \frac{2}{3} \mu_{st} \sqrt{2kT / \mu_{st}}\, n_s n_t \sigma_{st}$$

где сечение столкновений $\sigma_{st} = 2\sqrt{\pi} e^4 Z_s^2 Z_t^2 \mu_{st} \left( kT \right)^{-2} \ln \Lambda_{st}$, а кулоновский логарифм $\ln\Lambda_{st}$ вычисляется по формуле:

$$\ln \Lambda_{st} = \frac{1.6249}{2} \ln \left[ 1 + 0.18769 \left( \frac{4kT\lambda}{Z_s Z_t e^2} \right)^{1.2} \right]$$

где $\lambda = \max(\lambda_D, a_0)$, $\lambda_D = (kT/4\pi e^2 \sum_s n_s Z_s^2)^{1/2}$ – дебаевский радиус, $a_0 = (3/4\pi \sum_s n_s)^{1/3}$ – среднее расстояние между ионами в плазме.

Уравнения Бюргерса дополняются законами сохранения заряда (электрическая нейтральность), тока (сумма токов в выбранном объеме равна нулю) и массы (центр масс выбранного объема в процессе диффузии не смещается). Записанная выше система соответствует методу 13 моментов, изложенному в монографии Жданова [6].

Удобный метод решения задачи, основанный на решении уравнений Бюргерса для импульса и энергии, описан Тоул с соавторами в [5] (ниже будем обозначать его Th94). В число его преимуществ входит возможность естественным образом вводить в уравнения силу давления излучения (через модификацию $g$ в (2)), а также вычислять одновременно скорости диффузии для произвольного числа компонентов смеси.

Более популярной альтернативой Th94 является метод Мишо и Проффита [7] (далее обозначается как MP93). Он дает выражение для скорости диффузионного потока через градиенты давления, температуры и концентрации. Например, для водорода в смеси с гелием и электронами имеем:

$$V_{\text{Н}} = -\frac{BT^{5/2}}{\rho \ln\Lambda\,(0.7+0.3X)}\left[\left(\frac{5}{4}+\frac{9}{8}\frac{\mathrm{d}\ln T}{\mathrm{d}\ln P}\right)(1-X)\frac{\mathrm{d}\ln P}{\mathrm{d}r}+\frac{(3+X)}{(1+X)(3+5X)}\frac{\mathrm{d}\ln X}{\mathrm{d}r}\right]$$

$$B = \frac{15}{16}\sqrt{\frac{0.4\,m_0}{\pi}}\,\frac{k^{5/2}}{e^4}$$

где $m_0$ — атомная единица массы.

Полученные тем или иным способом скорости диффузионных потоков подставляются в уравнение диффузии, которое затем интегрируется по времени (с учетом начального и граничных условий), приводя к решению – профилю содержания выбранного элемента. В физике Солнца традиционно содержание (по массе) водорода обозначается через $X$, гелия – через $Y$, остальных элементов – через $Z$.

## Диффузионная эволюция профилей химического состава

Классическая эволюция Солнца – это ядерная эволюция химического состава, т. е. превращение водорода в гелий в центральных областях. В 90-х годах прошлого столетия теория эволюции была дополнена диффузионным осаждением гелия к ядру. Одновременно происходит обеднение гелием внешней конвективной зоны.

В центре внимания данной работы находится процесс диффузии, так что на графиках влияние ядерных реакций не изображено.

При отсутствии диффузии содержание тяжелых элементов (т. е. элементов тяжелее гелия) не изменяется со временем. Диффузия приводит к осаждению тяжелых элементов из внешних слоев в центральную область. Расчеты показывают, что более тяжелые элементы осаждаются из конвективной зоны быстрее.

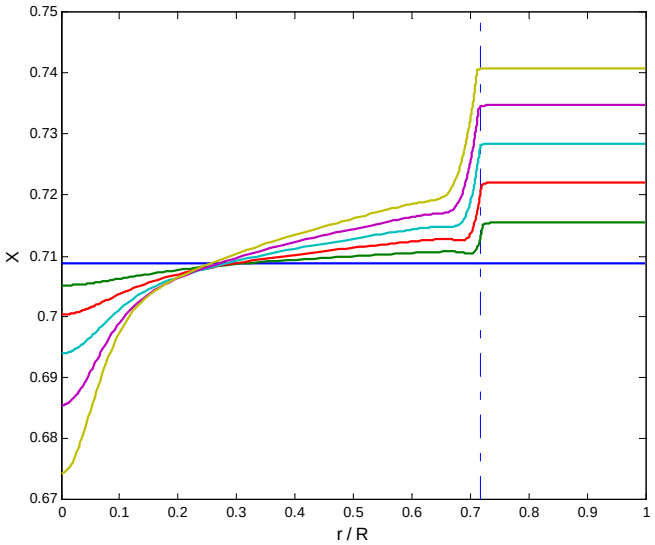


**Рис. 1.** Диффузионная эволюция содержания водорода. Приведены профили массовой доли водорода $X$, равномерно распределенные по времени между моментами t = 0 (синяя линия) и t = 4.6 Глет (коричневая линия).

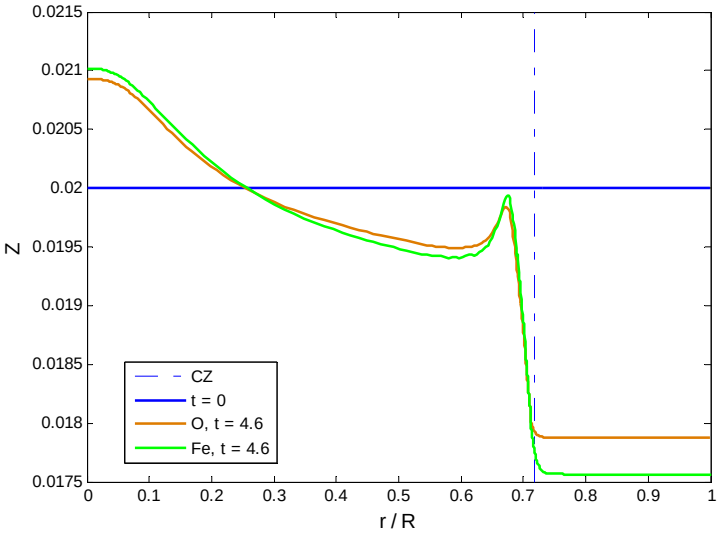


**Рис. 2.** Сравнение диффузионных профилей кислорода (коричневая линия) и железа (зеленая линия). Приведены результаты расчета моделей, учитывающих изменение степени ионизации с глубиной и взаимодействие с потоком излучения.

## Роль различных диффузионных механизмов

Ниже на графиках приведены результаты расчетов, характеризующие влияние различных параметров расчетной модели на диффузионные профили химического состава. В данной работе мы сравниваем результаты расчетов с диффузионными скоростями, полученными разными методами, а также показываем роль термодиффузии, глубины конвективной зоны, учета давления излучения (фотодиффузии) и изменения степени ионизации элементов с глубиной.

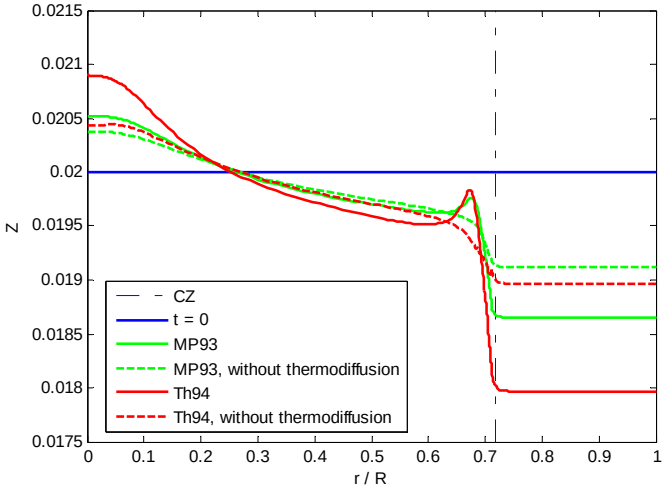


**Рис. 3.** Приведены **результаты расчетов, выполненных различными методами:** по MP93 (зеленые линии) и Th94 (красные линии). Скорость осаждения без учета **эффекта термодиффузии** (штриховые линии) оценивается примерно одинаково обоими методами, в то время как величина вклада термодиффузии сильно разнится (сплошные линии). Кроме того, термодиффузия приводит к появлению области «накопления» тяжелых элементов под дном конвективной зоны. Существенная разница в оценке содержания элементов в ядре Солнца возникает также благодаря термодиффузии.

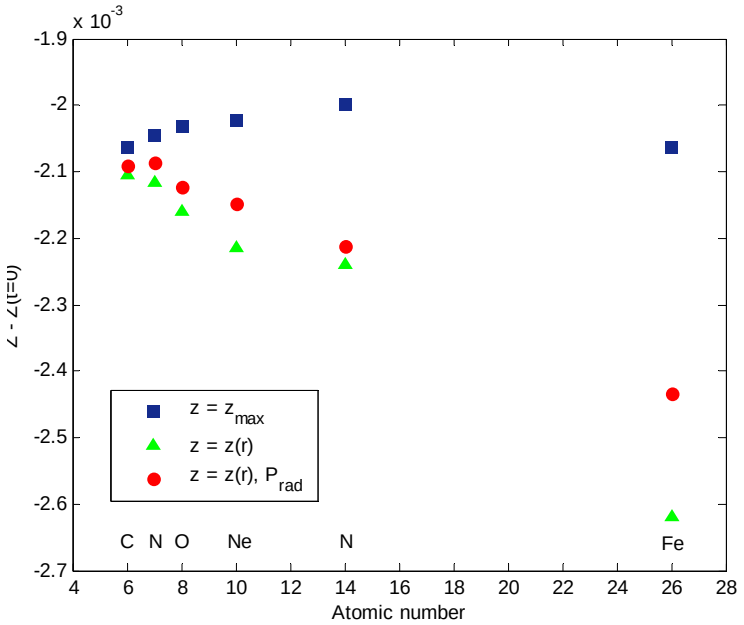


**Рис. 4. Частичная (неполная) ионизация и давление излучения.** Показано изменение массовой доли шести тяжелых элементов в конвективной зоне. Синие квадратики — модель в приближении полной ионизации; зеленые треугольники — модель с учетом переменной по радиусу степени ионизации; красные кружки — модель с переменной степенью ионизации и учетом давления излучения (радиационные ускорения вычислялись по [8]).

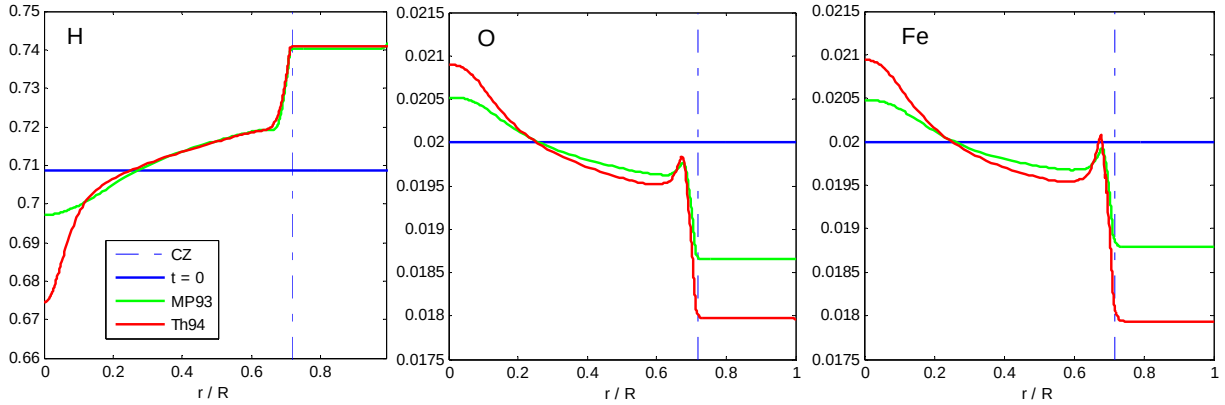


**Рис. 5. Метод расчета скорости диффузии.** Метод Th94 (красные линии) дает более высокие оценки для скоростей диффузии по сравнению с MP93 (зеленые линии). Это относится как к водороду, так и к тяжелым элементам. В то же время, оба метода дают очень близкие оценки для обогащения конвективной зоны водородом.

**Глубина конвективной зоны** оказывает влияние на изменение в ней содержания химических элементов. Вследствие очень быстрого выравнивания неоднородностей химического состава за счет конвекции, скорость осаждения элементов из конвективной зоны определяется диффузионным потоком на ее границе, который, в свою очередь, является функцией локальной плотности, которая быстро растет с глубиной, а также градиентов температуры, давления и т.п. За более подробным анализом отсылаем читателя к [9].

Граница конвективной зоны смещается со временем. В эволюционной последовательности 610-0111 она смещается от $M_r$ = 0.9707 до $M_r$ = 0.9756 по массе. Кроме стандартных расчетов, учитывающих это смещение, мы провели тестовые вычисления с границей перемешивания, зафиксированным либо на нижней, либо на верхней границе этого диапазона. Полученные величины изменения содержания водорода и кислорода в конвективной зоне сведены в таблицу:

| **Граница КЗ, $M_r$** | **0.9707** | **0.9707–0.9756** | **0.9756** |
|---|---|---|---|
| **Водород, MP93** | 0.0291 | 0.0316 | 0.0324 |
| **Кислород, Th94** | –0.00182 | –0.00203 | –0.00208 |

## Выводы

1. В условиях наличия на Солнце больших градиентов давления и температуры диффузионные процессы приводят не к выравниванию содержания химических элементов, а к их разделению – во внешних слоях Солнца содержание водорода увеличивается, а содержание гелия и более тяжелых элементов уменьшается. В ядре Солнца – наоборот, водорода становится меньше, а остальных элементов – больше.

2. Диффузия ускоряет исчерпание термоядерного топлива (водорода) в энерговыделяющем ядре, что сокращает время жизни Солнца на Главной последовательности диаграммы Герцшпрунга-Рассела.

3. Диффузионное изменение содержания элементов во внешних слоях Солнца чувствительно к глубине конвективной зоны: оно тем меньше, чем глубже КЗ. Этот факт важен для моделирования Солнца вследствие того, что содержание элементов во внешних слоях и глубина конвективной зоны известны из наблюдений (спектроскопических и гелиосейсмологических, соответственно) с определенной погрешностью.

4. Частичная ионизация элементов существенно уменьшает сечение их взаимодействия с другими компонентами смеси, что ускоряет диффузию. С другой стороны, не полностью ионизованные элементы хорошо взаимодействуют с потоком излучения, что заметно снижает эффект от неполной ионизации. Следовательно, для элементов тяжелее неона необходимо учитывать как их частичную ионизацию во внутренних слоях Солнца, так и фотодиффузию.

5. Из двух наиболее популярных в моделировании Солнца методов решения диффузионных уравнений – по Th94 [5] и MP93 [7] – использование первого приводит к более существенному диффузионному эффекту. Относительная разница результатов невелика для водорода и гелия (1,5% в конвективной зоне) и существенна для кислорода: 50% в конвективной зо-

не. Различие возникает в основном из-за разницы в оценке величины термодиффузионного эффекта.

**Благодарности**

Авторы благодарны С.В. Аюкову за предоставленные эволюционные последовательности моделей.

Работа выполнена в рамках проекта №3755 МНТЦ.

**Литература**

1. *Аюков С.В., Батурин В.А., Грязнов В.К., Иосилевский И.Л., Старостин А.Н., Фортов В.Е.* Анализ малых примесей тяжелых элементов в солнечной плазме с помощью уравнения состояния SAHA-S // Письма в ЖЭТФ, 2004, Т.80. С.163–166.
2. *Gryaznov V.K., Ayukov S.V., Baturin V.A., Iosilevskiy I.L., Starostin, A.N., Fortov, V.E.* Equation of State and Phase-Transition in Models of Ordinary Astrophysical Matter // AIP Conference Proceedings, 2004. V.731. P.147–161.
3. *Ayukov S.V., Baturin V.A., Gorshkov A.B.* Solar evolution model with diffusion and new equation of state // Proceedings of SOHO 18/GONG 2006/HELAS I, Beyond the spherical Sun (ESA SP-624). 7–11 August 2006, Sheffield, UK. Editor: Karen Fletcher. Scientific Editor: Michael Thompson, Published on CDROM, p.19.1.
4. *Burgers J.M.* Flow equations for composite gases. New York: Academic, 1969. 332 c.
5. *Thoul A.A., Bahcall J.N., Loeb A.* Element diffusion in the solar interior // Astrophysical Journal, 1994. V.421, P.828–842.
6. *Жданов В.М.* Процессы переноса в многокомпонентной плазме. М.: Физматлит, 2009. 280 с.
7. *Michaud G., Proffitt C.R.* Particle transport processes //Inside the stars, IAU Coll. 137, eds. Weiss W.W., Baglin A., ASP Conf. Ser. San Francisko: ASP, 1993. V.40. P.246–259.
8. *Seaton M.J., Yu Yan, Mihalas D., Pradham A.K.* Opacities for stellar envelops //Monthly Notices of Royal Astronomical Society, 1994. V.266, P.805–828.
9. *Батурин В.А., Горшков А.Б., Аюков С.В.* Диффузионная эволюция химического состава в солнечной модели // Астрономический журнал, 2006. Т.83. С.1115–1127.

## DIFFUSION AND SETTLING OF ELEMENTS IN THE SUN INTERIORS DURING ITS EVOLUTION

**Gorshkov A.B., Baturin V.A.**

*Sternberg Astronomical Institute, Россия, Москва*

Temperature and pressure gradients in the Sun lead to a separation of elements. Hydrogen tends to “float” in the upper layers, whereas helium and heavier elements “settles” toward the center.

The settling rate of helium from the convection zone – one of key parameters of the solar evolution – depends on the position of the bottom of the convection zone and the physical conditions in the surrounding area. The settling rate of elements heavier than helium is sensitive to their degree of ionization and interaction with the radiation flux. In this study, we evaluated the impact of these effects for six heavy elements including iron, under the assumption of LTE, and based on thermodynamic calculations using the equation of state [1] and [2].

In addition, we calculated the settling (or floating) rate for hydrogen, helium and heavier elements and the relative contribution of different mechanisms of diffusion, and solved

numerically the diffusion equation at a given evolutionary sequences of solar models, obtaining profiles of the chemical composition of the mixture ($H^+ + He^{2+} + Me^{Z+} + e^-$), where $Me^{Z+}$ denotes a heavy element with charge Z.

# СЛЕДЫ ИЗМЕНЕНИЯ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В ЛУННОМ РЕГОЛИТЕ НА РАЗНЫХ ЭТАПАХ СОЛНЕЧНОЙ ЭВОЛЮЦИИ

**Синицын М.П.**
*ГАИШ МГУ, Москва, Россия*

## Виды излучения, воздействующие на Лунный реголит

Среди внутренних планет солнечной системы есть безатмосферные тела (Меркурий и Луна), поверхность которых подвержена воздействию широкого спектра излучений извне. Вполне очевидно ожидать, что космические излучения оставляют следы, которые будут находиться в непосредственной близости от поверхности таких тел. Если это так, то исследуя реальные образцы, доставленные с поверхности Луны, вполне возможно попытаться рассмотреть историю накопления следов излучений в лунном реголите, а, следовательно, и историю изменения потоков и составов самих излучений. Такая работа была проведена и проводится до настоящего времени с образцами лунного грунта, доставленными аппаратами Аполлон и Луна.

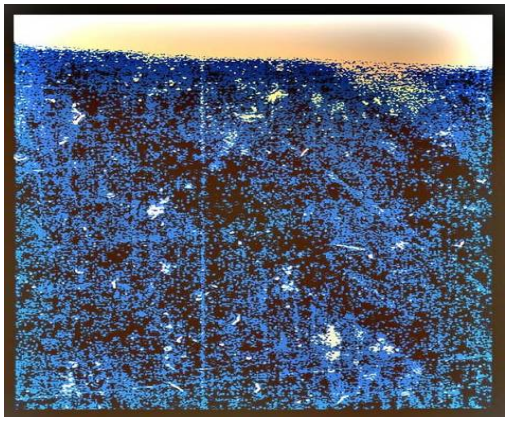

**Рис. 1.** Треки, оставленные внутри лунной породы галактическими космическими лучами(GCR) и солнечными космическими лучами (SCR) (*слева*);
вид реголита на поверхности Луны в месте посадки космического аппарата Аполлон-16 (*справа*).

Необходимо отметить, что поверхность Луны и Меркурия существенно отличается от атмосферных планет (Земля, Венера, Марс). Поверхность последних в разной степени защищена от космических излучений. К тому же её формирование происходит под существенным влиянием газообмена с атмосферой а на Земле ещё и под влиянием флоры и микроорганизмов. Поверхность Луны, Меркурия и астероидов покрыта слоем так называемого реголита, который представляет собой спрессованный слой брекчий и агглютинатов, образующихся под влиянием космических излучений и микрометеоритной бомбардировки (рис. 1).

Космические излучения, проникающие сквозь поверхность безатмосферной планеты (Луна скорее близка по своим свойствам к планете, хотя и является спутником Земли), в основном делятся на три основные вида (табл. 1): солнечный ветер(SW), солнечные космические лучи (SCR), галактические космические лучи (GCR). Данные виды излучения могут быть достаточно надёжно идентифицированы в лунных образцах в связи с их различной глубиной проникновения. Из таблицы видно, что каждый из трёх видов излучений имеет свою характерную энергию и глубину проникновения.

Солнечный ветер проникает только в самый верхний слой поверхности минералов; солнечные космические лучи проникают под поверхность на глубину нескольких сантиметров; галактические космические лучи проникают на глубины до нескольких метров. Все три вида излучений также имеют приблизительно одинаковый состав (90% протоны, 10% альфа частицы). Такое отличие по глубине проникновения позволяет идентифицировать следы, оставляемые потоками частиц, относящимися к различным видам излучений в лунных породах и минералах.

**Таблица 1.** Три типа космических излучений, воздействующие на поверхность безатмосферных космических тел.

| | SW | SCR | GCR |
|---|---|---|---|
| - энергия нуклонов | 0.3 – 3 кэВ | 1 – 100 МэВ | 0.1 – 10 ГэВ |
| - поток $p^+$ $(1/см^2 сек)$ | $3*10^8$ | $\sim 10^6$ | 2 – 4 |
| - отношение $p^+/\alpha$ | ~ 22 | ~ 60 | ~ 7 |
| - глубина проникновения | | | |
| $p^+, \alpha$ | *<мкм* | *сантиметры* | *метры* |
| *тяжёлые нуклиды* | *<мкм* | *миллиметры* | *сантиметры* |
| - состав (%) | | | |
| $p^+$ | | $\sim 85-90$ | |
| $\alpha$ | | $\sim 10$ | |
| *тяжёлые нуклиды* | | $\sim 1$ | |

Таким образом, можно ожидать, что с течением времени на лунной поверхности и на глубине в несколько метров скапливается информация в виде треков (следов), оставленных в основном протонами ($^1_1H$), альфа частицами и другими составляющими космических излучений. Накопление самих частиц также будет происходить на разных глубинах. В связи с этим – важно сказать – скорость накопления самого реголита на поверхности Луны составляет около 1-го миллиметра за миллион лет. Это означает, что на глубине одного метра мы ожидаем увидеть историю космических излу-

чений (в особенности солнечного ветра), воздействию которых подвергалась лунная поверхность за последний миллиард лет. Следы же, относящиеся к самой глубокой истории возникновения Луны, можно ожидать увидеть на глубинах около 2–3 метров, так как скорость образования реголита в то время была значительно выше.

**Повышенная концентрация водорода молодых лунных образований**

В Лаборатории Исследований Луны и Планет ГАИШ производился анализ распределения водорода по поверхности Луны, полученного нейтронным спектрометром (LPNS), установленным на космическом аппарате Lunar Prospector (старт 6 января 1998 года). Основная цель работы прибора – исследование полярных областей Луны. Мы же построили карту распределения водорода в том числе и для молодых кратеров экваториальной области (рис. 2,3).

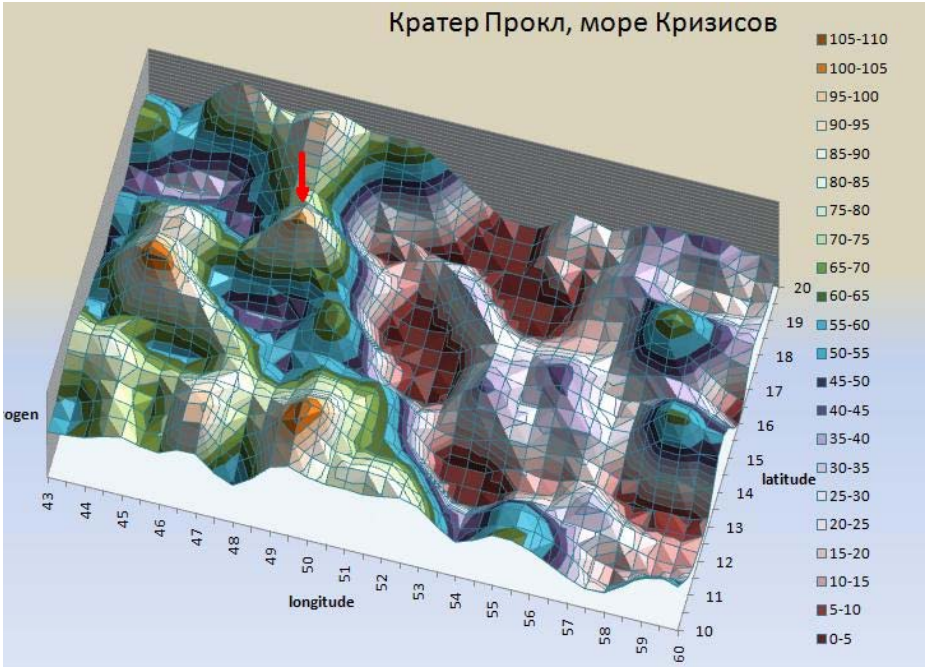


**Рис. 2.** Распределение водорода по поверхности Луны в районе моря Кризисов. Красной стрелкой указан пик концентрации в районе кратера Прокл (20–40 млн. лет. Справа цветными квадратами представлены значения концентрации в милли-бромилях (ppm), что соответствует размерности мкг/г.

В настоящее время достаточно очевидным считается тот факт, что концентрация летучих элементов (в том числе и водорода) в реголите повышается со временем. Эта закономерность много раз подтверждалась как с помощью прямых исследований лунного грунта (космические аппараты Аполлон и Луна), так и дистанционных. Наши исследования показали, что такая закономерность может нарушаться. Из рис. 2 видно, что один из водородных пиков присутствует в месте расположения кратера Прокл, возраст которого оценивается в 20–40 млн. лет, что соответствует чрезвычай-

но молодому образованию на поверхности Луны. Такое же явление наблюдается и в районе кратера Аристарх (~ 60 млн. лет, рис. 3).

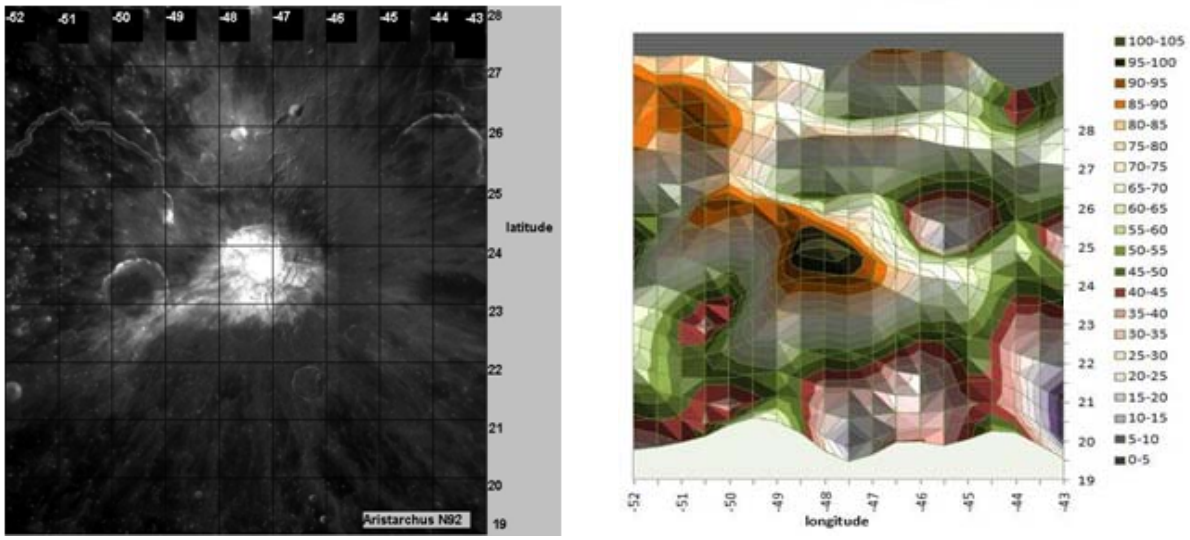


**Рис. 3.** Фотоизображение кратера Аристарх (*слева*) и распределение водорода (*справа*). Пик водорода (изображён чёрным,100 ppm) соответствует расположению кратера.

Множество более ранних исследований показывают, что столь значительное содержание водорода характерно в основном для полярных районов, куда водородосодержащие летучие мигрируют со всей поверхности, приобретая весьма высокую скорость миграции под действием солнечных лучей на дневной стороне. Здесь же мы наблюдаем высокую концентрацию водорода в местах, где её совсем не приходится ожидать.

Для объяснения этого явления нами было выдвинуто следующее достаточно очевидное предположение. Поток солнечного ветра в период образования молодых кратеров (20–40 млн. лет) был значительно более высоким, что привело к быстрому накоплению протонов (водорода) во вновь образованных кратерах.

По-видимому, стоит поискать подтверждение нашим предположениям и на других планетах земной группы. Очевидно, что доставка новых образцов с Луны могла бы иметь в этой связи определяющее значение для исследования солнечной эволюции и эволюции солнечной системы в целом.

## Изменения изотопного состава солнечного ветра

Среди одного процента частиц солнечного ветра, соответствующего более тяжёлым, чем водород и гелий, элементам присутствуют изотопы благородных газов, таких как неон и аргон. Эти изотопы оседают и надолго задерживаются в реголите. Если сравнить соотношения некоторых изотопов в реголите [3], относящемуся к разным эпохам с соотношениями

этих же изотопов в современном солнечном ветре [4], то можно представить как изменяется состав солнечного ветра с течением времени.

Исследования соотношений изотопов $^{4}_{2}He/^{3}_{2}H$, $^{22}_{10}Ne/^{21}_{10}N$, $^{36}_{18}Ar/^{38}_{18}A$ в реголите разных возрастов показывают, что наблюдается почти полное соответствие этих соотношений с аналогичными в солнечном ветре. В результате, удалось выяснить, что изотопический состав солнечного ветра существенно не меняется на протяжении последних 3-х миллиардов лет. Таким образом, по исследованиям реголита можно заключить, что солнечный ветер демонстрирует удивительную стабильность [3].

Но всё же не обошлось без исключений. Выявлено, что азотное соотношение $^{15}_{7}N/^{14}_{7}N$ в реголите растёт приблизительно на 15% каждые миллиард лет [3]. Единственное правдоподобное объяснения этого факта – изменение соотношений изотопов азота в солнечном ветре. Надо сказать, что этот результат, полученный в процессе исследований лунных образцов, доставленных аппаратами Аполлон, остаётся до сих пор необъяснённым. Вполне возможно, что это соотношение указывает на изменение потока солнечного ветра со временем.

На то, что поток древнего Солнца был в 2-3 раза больше, указывает анализ изменения содержания ксенона (Xe) в реголите со временем. Но этот вывод является смоделированным, а не экспериментально установленным.

**Вертикальная структура лунного реголита, палеореголит**

Очевидно предположить, что изъяв вертикальную колонку лунного реголита высотой 2–3 метра с помощью космических аппаратов и досконально изучив распределение внедрённых изотопов солнечного ветра и космических лучей в зависимости от глубины, мы получили реальную возможность для изучения историй изменения солнечного ветра и космических лучей на период до 3–4 миллиардов лет. После того, как аппарат Аполлон-12 произвёл выемку колонки реголита глубиной 3 метра (рис. 4), надежды на лёгкий путь к такого рода исследованиям, к сожалению, оказались практически разрушенными[3].

Дело в том, что ожидаемое распределение реголита в колонке по глубине (чем глубже, тем старше) оказалось совершенно иным. Это произошло вследствие перемешивания вещества в процессе метеоритной бомбардировки, которая с разной степенью интенсивности происходит на Луне постоянно. Поэтому вещество реголита с поверхности может быть погребено на некоторую глубину и находиться там, пока новый удар метеорита снова не переместит его на поверхность. Таким образом, вертикальная выемка грунта состоит из значительно перемешенного вещества, которое могло за несколько миллиардов лет по нескольку раз экспонироваться на поверхности и снова уходить на глубину.

Таким образом, разобраться в истории распределения реголита в колонке весьма не просто. В действительности, эта задача не имеет единственного решения. То есть не представляется возможным с достаточной степенью достоверности определить историю экспонирования реголита.

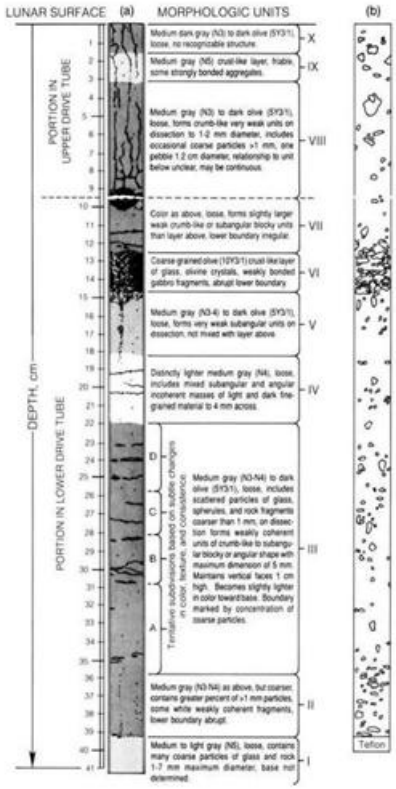


**Рис. 4.** Структура вертикальной колонки лунного реголита высотой 3 метра, доставленной космическим кораблём Аполлон-12 [3].

В этой связи в настоящее время предпринимаются попытки к отысканию так называемого *палеореголита* [2] .Это предполагаемый вид реголита, экспозиция которого происходила только однажды, в промежуток до ~200 млн. лет. После чего экспозиция прекратилась по какой-либо геологической причине. Палеореголит предполагают обнаружить в промежутках между двумя лавовыми потоками, каждый из которых извергался с промежутком до нескольких десятков миллионов лет [5].

В настоящее время зоны возможного залегания палеореголита отыскиваются геологическими методами с помощью подробного анализа потока лав в районах лунных морей. Отложения реголита такого рода вполне возможно было бы отыскать, например, на склоне кратера, образовавшегося на морском участке и открывшего несколько древних лавовых слоёв (рис.5). При таком расположении кратера и древних лавовых потоков ожидается выход интересующего нас слоя реголита на внутреннем склоне. Поиски в этом направлении ведутся с помощью аппарата LRO[1], работающего в настоящее время на орбите Луны.

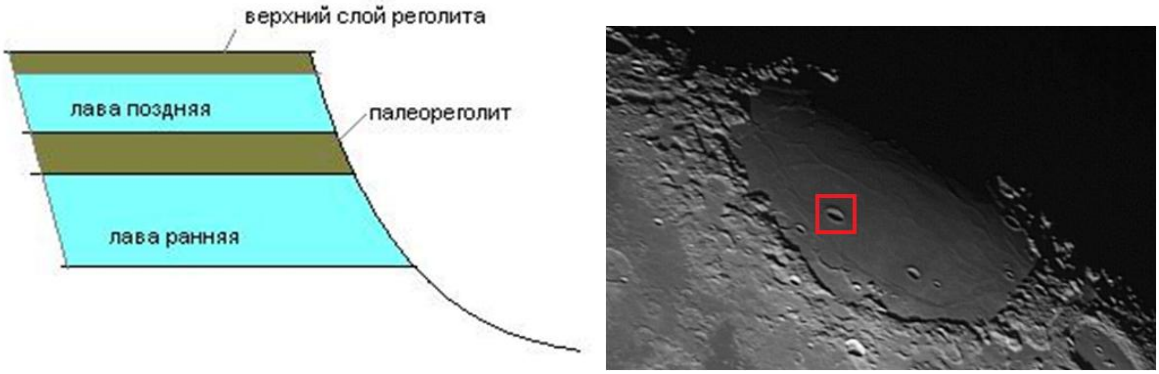


**Рис. 5.** Предполагаемое расположение палеореголита (*слева*) между более поздней и более ранней лавами; пример кратера, расположенного на морском участке (*справа*, обведён красным). На склоне подобных кратеров наиболее вероятно обнаружить отложения палеореголита.

## Основные результаты

Судя по потоку частиц (Табл. 1), солнечный ветер является основным поставщиком летучих изотопов (H, He, Ar, Ne, Xe, N) на поверхность Луны. Сравнивая изотопный состав отложений этих веществ в реголите с изотопным составом солнечного ветра, можно сделать заключение о том, что количественные соотношения изотопов в солнечном ветре существенным образом не изменились за последние 2,5–3 млрд. лет. Это свидетельствует о том, что представление об эволюции Солнца как стабильной звезды главной последовательности, в основном подтверждаются с точки зрения следов в лунном реголите.

Но всё же необходимо заметить, что соотношения некоторых летучих, в частности ксенона, заметно меняется со временем, что указывает на то, что поток древнего солнечного ветра (~3.5–4 млрд. лет) был в 2–3 раза выше. Особенно стабильно проявлено изменение соотношение изотопов азота $^{15}_{7}N/^{14}_{7}N$ в сторону увеличения на величину порядка 15% за каждый миллиард лет. К сожалению, этот феноменальный результат до сил пор не имеет объяснения, но предполагается, что увеличение данного соотношения также является указанием на увеличение потока солнечного ветра древнего Солнца. Предполагается также, что солнечный ветер, к тому же, был ещё и более энергетичным.

Исследования нашей лаборатории результатов распределения водорода (по данным космического аппарата Lunar Prospector) указывают на локальные по времени изменения потока солнечного ветра 20–60 млн. лет назад, что отражено в быстрых накоплениях водорода в молодых образованиях (кратеры Прокл, Плиний, Аристарх и другие).

Открытие палеореголита в будущем и анализ содержания летучих в нём даст возможность восстановить точную хронологическую шкалу времени для процессов эволюции в Солнечной системе, связанных с активностью Солнца.

### Литература

1. *Crawford I.A. et al.* The Importance of Lunar Palaeoregolith Deposits and the Role of Lunar Reconnaissance Orbiter. Lunar Reconnaissance Orbiter Science Targeting Meeting (2009).
2. *Crozaz G. et al.* The Record of Solar and Galactic Radiations in the Ancient Lunar Regolith and their implications for the Early History of the Sun and Moon. Phil. Trans. R. Soc. Lond. A 1977 285, 587–592.
3. *Heiken G.H. et al.* Lunar Sourcebook, The Record of Solar History Preserved in the Lunar Regolith, Cambridge University Press, LPI 1991.
4. *Wiens R.C. et al.* Solar and solar-wind isotopic compositions, Earth and Planetary Science Letters 222 (2004) 697–712.
5. *Takayuki Ono et al.* Lunar Radar Sounder Observations of Subsurface Layers Under the Nearside Maria of the Moon, Science, vol 323, Febuary 2009.

# THE FOLLOWING CHANGES OF SOLAR ACTIVITY IN LUNAR REGOLITH AT DIFFERENT STAGES OF SOLAR EVOLUTION

**Sinitsyn M.P.**
*SAI MSU*

It is well known that planets like Mercury and Moon are atmosphereless bodies of Solar system's inner area. Due to the lack of atmosphere, lunar regolith is able to collect the volatiles of both the Solar wind (SW) and Galactic cosmic rays (GCR). A study of lunar samples brought by Apollo spacecraft, were able to identify the isotopic ratios (like $^{4}_{2}He/^{3}_{2}H$, $^{22}_{10}Ne/^{21}_{10}N$, $^{36}_{18}Ar/^{38}_{18}A$) of volatiles in the regolith, belonging to different epochs of the evolution of the solar system. It should be noted that traces of GCR are at much greater depth than the traces of the SW, which makes possible the most complete identification of volatiles related to the solar wind and GCR. These studies have shown that the isotopic composition of volatiles in the regolith, relating to different ages, largely corresponds to that of modern solar wind. This suggests that the composition of the solar wind has not changed over the last 3 billion years. Fairly large fluctuations xenon concentration with time in the simulation indicate an increase in solar wind stream of the ancient Sun at 2–3 times. Occupies a special place increase the ratio of nitrogen isotopes ($^{15}_{7}N/^{14}_{7}N$ ) by 15 percent for every billion years, which has no satisfactory explanation right now.

We carried out a study of the hydrogen concentration in the regolith of very young craters (20–60 million years). As a result, significant excess of hydrogen concentration in these structures, which suggests periods of increased solar wind, tens of millions of years ago.

To establish a reliable time scale for the processes of evolution in the space the inner solar system, directly related to the evolution of the Sun, the ability to identify and study by future spacecraft so-called palaeoregolith, keeping intact traces of the ancient SW and GCR dynamics intervals of hundreds of millions of years.

# ЭВОЛЮЦИОННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ЦИКЛИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ СОЛНЦА

**Наговицын Ю.А.**
*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

Солнечная активность (СА) проявляет себя как процесс циклических изменений магнитного поля Солнца на различных временных масштабах. Кроме наиболее известного 11-летнего (цикла Швабе-Вольфа), существуют и долгопериодические циклы: 80–90 лет (цикл Гляйсберга), ~200 лет (цикл Зюсса), ~900 лет и больше. Теория динамо связывает цикличность поведения магнитного поля с двумя его глобальными конфигурациями: тороидальной и полоидальной, а также с двумя эффектами превращения одной конфигурации в другую: т.н. ω- и α- эффектами. Оба последние эффекта определяются структурой поля скорости на Солнце, играющего активную роль в самовозбуждении магнитного поля в проводящей плазме.

В этой статье нас будут интересовать фактические данные о длительных изменениях характеристик цикличности, которые в той или иной мере должны быть связаны с медленными изменениями глобального поля скорости на Солнце.

Вначале о данных, лежащих в основе нашего исследования.

Прямыми данными о СА мы обеспечены только начиная с первой половины 17 века, а прямыми и сравнительно регулярными – вообще только с 20-х годов 19 века. Поэтому для реконструкции цикличности на более длительных интервалах мы должны с одной стороны привлекать косвенные источники данных, а с другой – использовать специальные подходы, позволяющие получить общую непротиворечивую картину изменений СА.

В [1–2] и др. предложен подход «временных шкал», выделяемых в соответствии с нашими возможностями использования для реконструкций того или иного наблюдательного материала. Всего мы выделяем следующие шкалы: а) шкала 100–150 лет – прямые регулярные наблюдения СА; б) шкала 400 лет – нерегулярные прямые наблюдения СА; в) шкала 1000–2000 лет – набор косвенных данных о солнечной активности (полярные сияния, пятна, замеченные невооруженным глазом; радионуклиды в природных архивах; г) шкала 10000 лет – косвенные данные («proxies») о СА: данные по концентрации радиоуглерода и бериллия-10 в датированных образцах (кольцах деревьев, полярных льдах); д) шкала более 10000 лет – гипотетические данные (толщины варв, слойков глины), происхождение которых приписывается некоторыми авторами солнечной активности. Оправданность такого подхода вытекает с одной стороны из «логарифмической логики» исследования: для представления более продолжительных

интервалов требуется более грубая информация, а с другой – каждая следующая по времени шкала опирается на предыдущую как на эталонную, что важно для последовательной калибровки реконструкций.

В этой работе мы рассмотрим изменение циклических характеристик СА на длинной (порядка 2000 лет) и сверхдлинной (10000 лет и более) временных шкалах. Нас будут интересовать, главным образом, изменения текущих частот (периодов) 11-летнего и 200-летнего циклов. Заметим, что в применении к задачам реконструкции изменения частотных характеристик по сравнению с амплитудными почти всегда изучать проще: они в меньшей степени подвержены трендам и случайным ошибкам, искажающим информацию.

## Метод изучения вариаций периодов циклов

Вейвлет-подход – метод изучения локального частотного поведения процессов циклического характера, позволяющий локализовать функцию по времени и по частоте одновременно. Техника разложения по вейвлетам – самоподобным хорошо локализованным функциям солитоноподобной формы – получила развитие в целом ряде задач, начиная с работ Гроссмана и Морле [3]. Ортонормированный базис, по которому осуществляется разложение функции, строится с помощью линейных растяжений и трансляций базового вейвлета, так что вейвлет-преобразование выступает в роли некоторого “математического микроскопа”, работающего с различными временными масштабами сигнала [4].

Для задач, требующих хорошей временной локализации сигнала, часто используют вещественный MHAT-вейвлет

$$\psi(t) = (1 - t^2)e^{-t^2/2}, \tag{1}$$

представляющий собой элемент семейства, образуемого *m*-ой производной гауссианы $\psi^{(m)} = (-1)^m \frac{\partial^m}{\partial^m} e^{-\frac{t^2}{2}}$ при $m = 2$. Для лучшего разрешения в частотной области наиболее широко применяют вейвлет Морле

$$\psi(r) = \exp(imr)e^{-\frac{r^2}{2}} \tag{2}$$

при $m = 5$ или 6.

Ортонормированный базис в смысле нормы $\|p\| = \langle p, p\rangle^{1/2}, \langle p, q\rangle^{1/2} = \int_{-\infty}^{\infty} p(t)q^*(t)dt$ формируется из базового вейвлета как $\psi_{jk}(t) = 2^{j/2}\psi(2^j t - k)$.

Непрерывное вейвлет-преобразование исследуемой функции $f(t)$ определяется формулой

$$[W_\psi f](a,b) = |a|^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} f(t)\psi^*\left(\frac{t-b}{a}\right)dt, \qquad (3)$$

где параметры $a$ и $b$ связаны соответственно с частотной и временной шкалами. Таким образом, выполняя вейвлет-преобразование (3), мы находим корреляцию между $f(t)$ и анализирующим вейвлетом при его линейных масштабных преобразованиях («dilation» в англоязычной литературе) и его перемещению по длине реализации («translation»).

Вычисление вейвлет-преобразования от синусоиды и построение т.н. «скелетона», очерчивающего изменения положения максимумов $[W_\psi f](a,b)$, позволяют интерпретировать (3) от $f(t)$ в терминах локальных частот и амплитуд сигнала.

В этой работе для выделения циклов конкретной продолжительности мы первоначально будем с помощью MHAT-вейвлета (1) производить частотную фильтрацию временного ряда (зануляя после прямого вейвлет-преобразования все частотные компоненты, кроме требуемой, и выполняя затем обратное вейвлет-преобразование), а затем – с помощью скелетона вейвлета Морле 6 порядка (2) анализировать текущие изменения периодов.

## Вариации продолжительности цикла Швабе-Вольфа на 2000-летней шкале

Известно, что численность низкоширотных полярных сияний N изменяется параллельно 11-летнему циклу СА [5]. Используем исторические сведения о них в качестве proxy длительности цикла, а в качестве источника данных – обширный каталог Сильвермана [6], удалив из него события, наблюденные в высокоширотных (> 50° СШ) странах – см. рис. 1а.

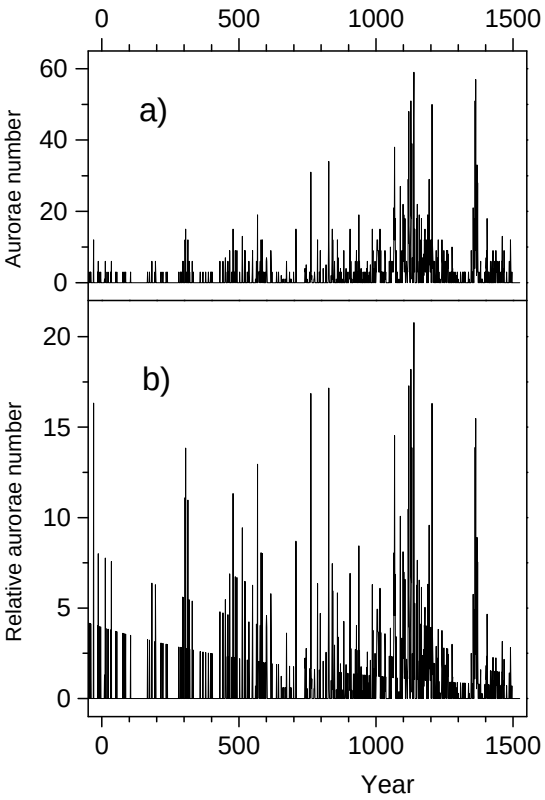


**Рис. 1.** Среднегодовое число полярных сияний из каталога Сильвермана [6]: а) наблюденное; б) скорректированное по (4)–(5).

Как мы уже отмечали в [7], архивная историческая информация подвержена временному рассеиванию (потерям из рассмотрения). Это хорошо видно из рис. 1а): по мере углубления в прошлое вариации затухают. Попробуем скорректировать этот эффект. Пусть $N(0,\tau)$ – истинное число полярных сияний в году $\tau$, а $N(t,\tau)$ – их число, дошедшее до нас через время $t$ после $\tau$. Тогда, в предположении регулярного рассеивания информации,

$$\frac{\partial N(t,\tau)}{\partial t} = -\gamma N(t,\tau). \tag{4}$$

Отсюда получаем

$$N(0,\tau) = N(t,\tau)\exp(\gamma t). \tag{5}$$

Понятно, что процедура (4)–(5) корректирует рассеивание информации только в первом приближении: она не в силах учесть отдельные эпизоды тотальных потерь (типа варварского уничтожения рукописных источников, произошедших, например, в Китае в 202 г. при императоре Цинь Шихуанди или в Александрии в 642 г. при халифе Омаре). С другой стороны, если нас, как в этой статье, интересует именно частотная информация, монотонное непрерывное мультипликативное корректирование не изменяет частотную структуру в избранной полосе. В то же время, процедура (4)–(5) показалась нам перспективной для будущих исследований, касающихся реконструкции уровня СА, и мы ее привели.

Кроме полярных сияний, в этом разделе мы использовали традиционный ряд числа Вольфа и нашу «нелинейную версию» хода этого показателя, начиная с 11 века [8].

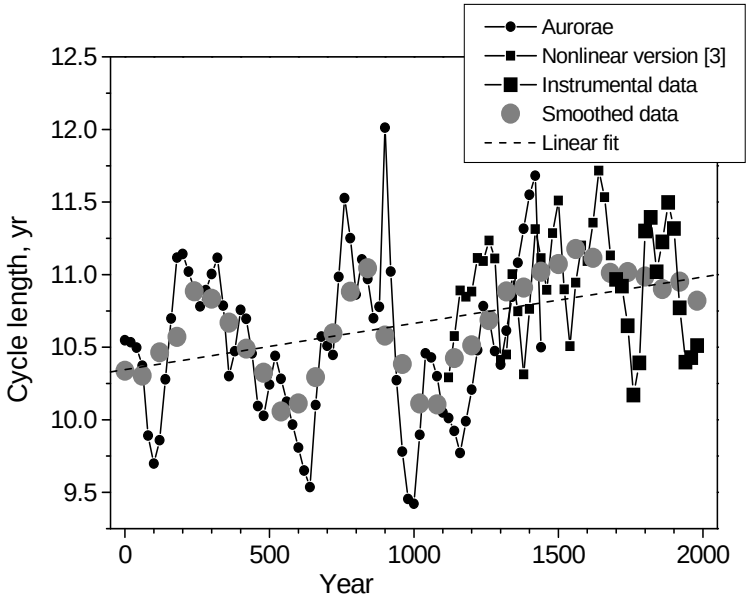


**Рис. 2.** Изменение продолжительности 11-летнего цикла СА в 0–2000 гг., полученное по различным источникам данных (см. легенду в верхней части рисунка).

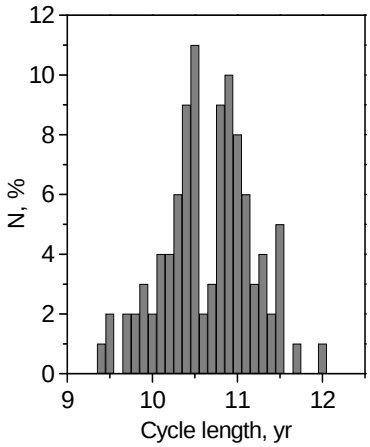


**Рис. 3.** Гистограмма встречаемости значений $T_{11}$ в 0–2000 гг.

Рис. 2 иллюстрирует полученную картину изменения продолжительности 11-летнего цикла $T_{11}$ на шкале 2000 лет. Мы видим, что она не является постоянной. За два тысячелетия имеется значимый (на уровне 3.7σ) тренд, наблюдаются длительные – в несколько столетий – вариации. Если же мы построим гистограмму встречаемости отдельных значений $T_{11}$, то увидим, что она бимодальная с максимумами около 10.5 и 11.0 лет. – см. рис. 3, что находится в согласии с [8].

**Вариации продолжительности цикла Зюсса на шкале 10000 лет**

На интервалах более 2000 лет мы уже не располагаем приемлемыми proxies для изучения 11-летней цикличности. Однако для исследования более длинных циклов – а нас будет сейчас интересовать 200-летний цикл Зюсса – информация имеется.

В этом разделе в качестве исходных данных мы использовали известную подекадную реконструкцию длительного хода СА из [9], основанную на измерении относительной концентрации радиоуглерода в кольцах деревьев.

На рис. 4 приведены полученные результаты.

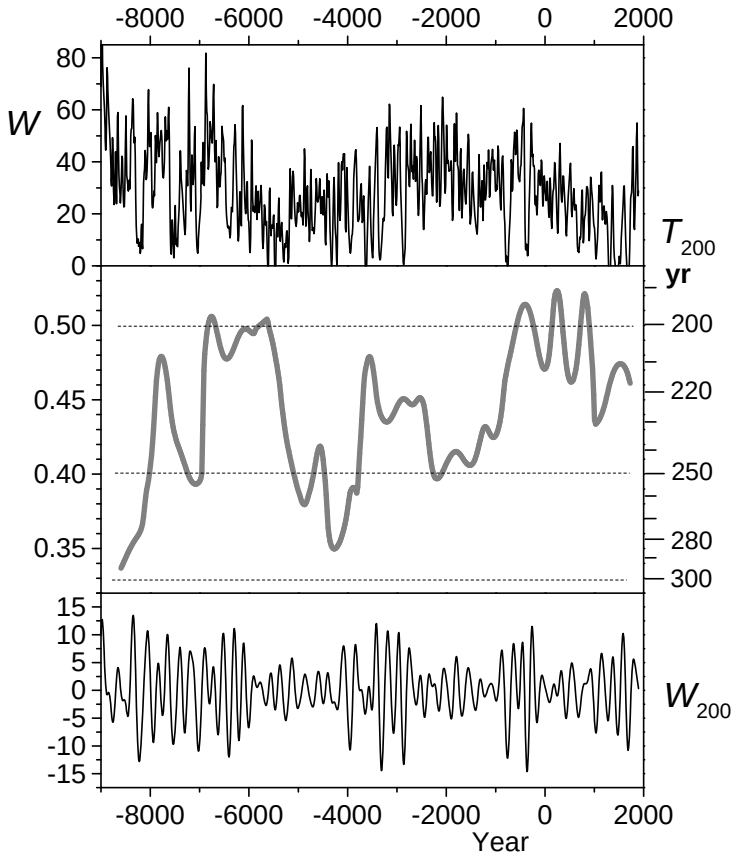


**Рис. 4.** Реконструкция хода солнечной активности во времена Голоцена, основанная на измерениях относительной концентрации радиоуглерода в кольцах деревьев [9] (*сверху*), отфильтрованная MHAT-вейвлетом Зюсс-компонента (*снизу*) и ее скелетон, полученный с помощью вейвлета Морле (*посередине*). Размеры квадратов у скелетона пропорциональны локальным амплитудам циклов.

Мы видим, что продолжительность цикла Зюсса испытывает значимое (8.9σ) изменение, так что за время Голоцена его период уменьшается (в среднем) с 250–280 до 200–210 лет.

## Циклы Элатины и гипотетические изменения параметров солнечной цикличности за несколько сотен миллионов лет

30 лет назад в литературе широко дискутировался вопрос о солнечной (или не-солнечной) обусловленности толщин варв поздне-докембрийской (возраст – почти 700 млн. лет) формации Элатина в Южной Австралии по данным Вильямса [10–11]. Сам автор опубликованных рядов в конце концов склонился к гипотезе о приливном механизме вариаций размеров слойков. Однако, как нам представляется, окончательно точки над «и» в этом вопросе не расставлены.

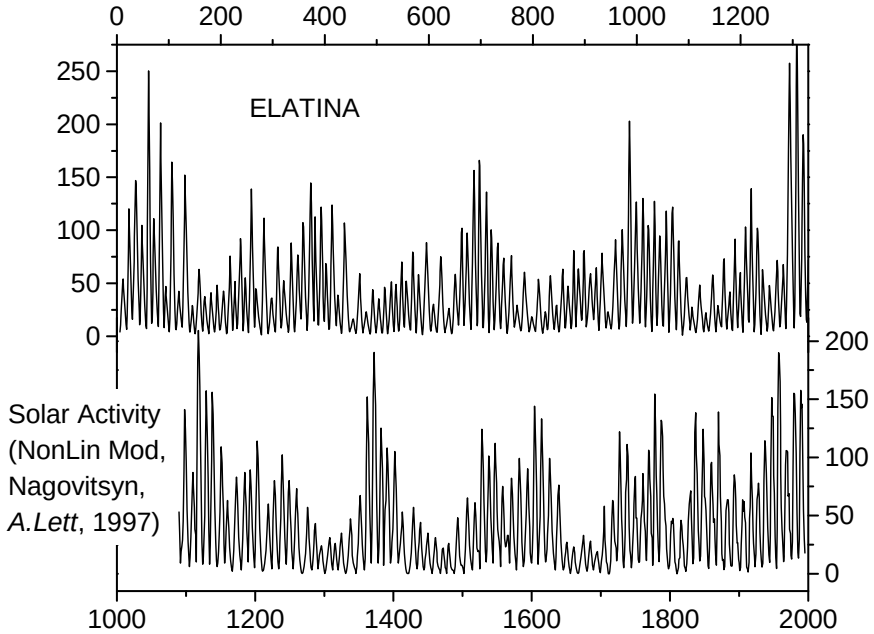


**Рис. 5.** Сравнение рядов толщин варв Элатины (*сверху*) и хода солнечной активности по [8] (*снизу*).

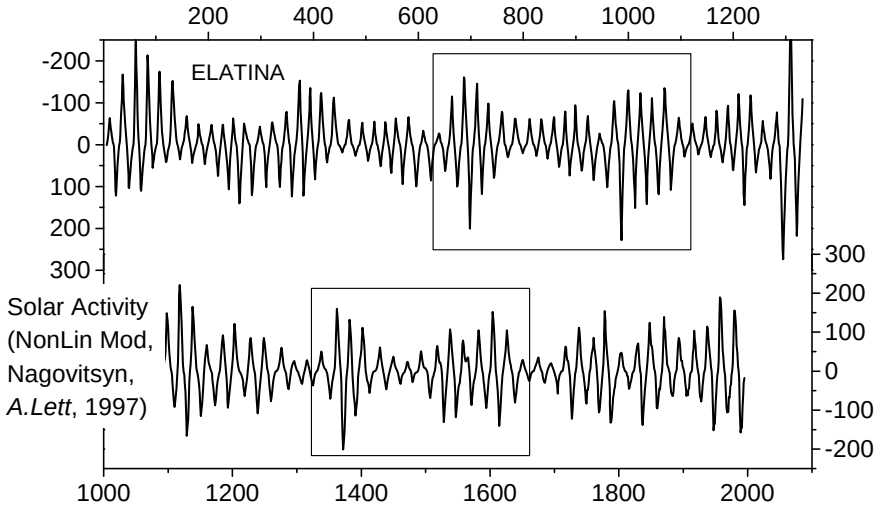


**Рис. 6.** Сравнение альтернированных рядов толщин варв Элатины (*сверху*) и хода солнечной активности по [8] (*снизу*).

Рассмотрим тонкую временную структуру ряда толщин варв $E(t)$ в сравнении с рядом СА $W(t)$ – рис. 5. На рис. 6 показаны также эти ряды в т.н. «альтернированном», знакопеременном варианте. Обращает на себя

внимание очень похожий временной ход рядов, особенно знакопеременных (сравним, например, фрагменты на рис.6, помещенные в прямоугольники). Кроме того, построим Фурье-спектры $E(t)$ и $W(t)$ – рис. 7.

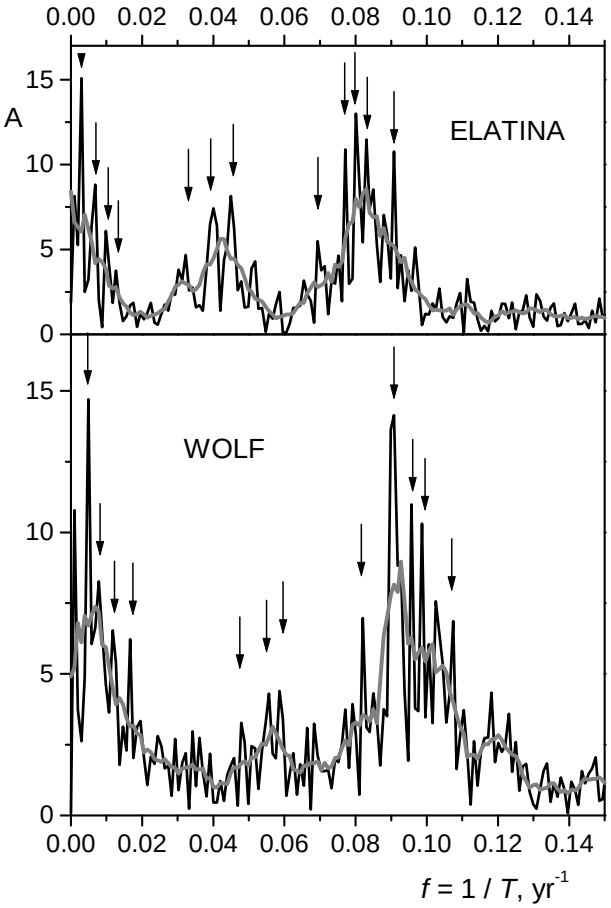


**Рис. 7.** Фурье-спектры рядов Элатины и числа Вольфа по [8].

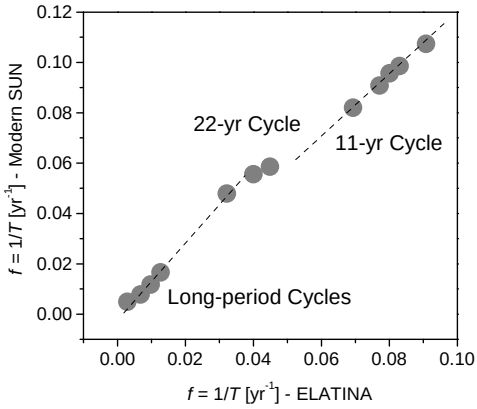


**Рис. 8.** Сравнение положений частотных компонентов в Фурье-спектрах рядов Элатины и числа Вольфа по [8].

Фурье-спектры оказываются удивительно схожими с точностью до некоторого непрерывного преобразования положений отдельных частотных компонентов: рис. 8.

Резюмируя, заметим, что структура временного ряда $E(t)$ не противоречит предположению о его солнечной природе. Имея это в виду, рассмотрим изменение длительности цикла Зюсса на сверхдлинной шкале. На рис.9 приведены: изменение периода этого цикла в Голоцене по данным из предыдущего раздела, линейная экстраполяция этого изменения с 5% доверительными интервалами, а также независимое значение периода для Элатины (Поздний Докембрий – 680 млн. лет назад). Видно, что если мы принимаем гипотезу о солнечной обусловленности циклов Элатины, значение периода цикла Зюсса за последние полмиллиарда лет уменьшилось более чем в полтора раза.

Это может свидетельствовать о длительных изменениях характеристик вращения Солнца и параметров конвективной зоны в течение его эволюции на Главной последовательности.

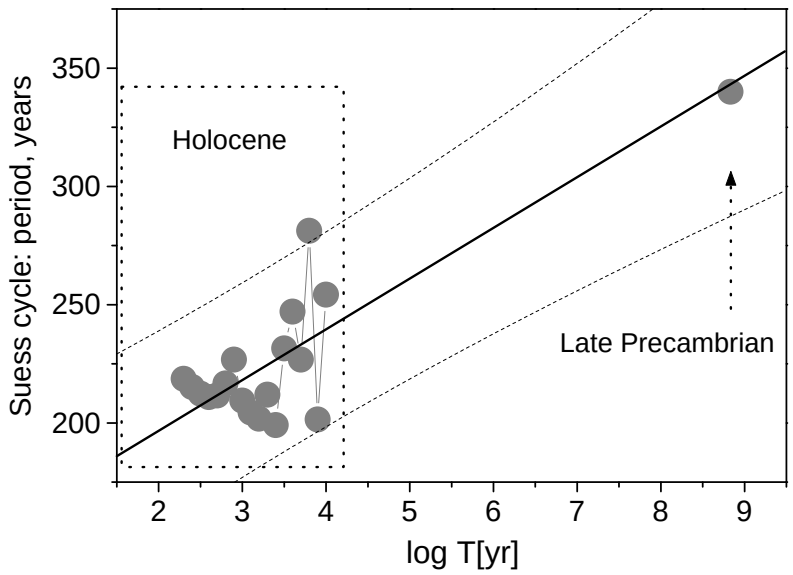


**Рис. 9.** Изменение периода цикла Зюсса в последние 680 млн. лет. Сплошная линия – линейная экстраполяция его продолжительности по данным в Голоцене, пунктир – 5% доверительные интервалы.

Работа поддержана грантами РФФИ № 09-02-00083, 10-02-00391, 11-02-00755, НШ-3645.2010.2, программами Президиума РАН, а также ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

**Литература**

1. *Nagovitsyn Yu.A., Ivanov V.G., Miletsky E.V., Volobuev D.M.* // Solar Physics, v.224, pp. 103–112, 2004.
2. *Наговицын Ю.А., Милецкий Е.В., Иванов В.Г., Гусева С.А.* // Космические иссл., т. 46, сс.291–302, 2008.
3. *Grosmann A. and Morlet J.* // SIAM J. Math. Anal. 15, p. 723–736, 1984.
4. *Астафьева Н.М.* // *УФН*. т. 166, с. 1145–1170, 1996.
5. *Schove D.J.* Sunspot cycles. (Stroudsburg: Hutchinson Ross. Publ., 1983).
6. http://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/miscellaneous/aurora/cat_ancient_auroral_obs_666bce_1951/
7. *Наговицын Ю.А.* // Письма в Астрон. журн., т.31, № 8, с. 622, 2005.
8. *Наговицын Ю.А.* // Письма в Астрон. журн., т. 23, № 11–12, с. 851, 1997.
9. *Solanki, S.K.; Usoskin, I.G.; Kromer, B.; Schüssler, M.; Beer, J.* // Nature, v. 431, pp. 1084–1087, 2004.
10. *Williams, G.E.; Sonett, C.P.* // Nature, v. 318, pp. 523–527, 1985.
11. *Sonett, C.P.; Finney, S.A.; Williams, C.R.* // Nature, vol. 335, pp. 806–808, 1988.

## EVOLUTIONAL CHANGES IN CYCLIC CHARACTERISTICS OF MAGNETIC ACTIVITY OF THE SUN

**Nagovitsyn Yu.A.**
*Central astronomical observatory at Pulkovo of RAS, St.-Petersburg, Russia*

Changes in duration of the 11-year and 200-year cycles of solar activity are analyzed with use of various types of data. Arguments are given in favor of the assumption that the length of the Suess cycle over the past half a billion years decreased by more than one and a half. It may indicate long-term changes of the solar rotation characteristics and the convective zone parameters during evolution of the Sun on the Main Sequence.

# II

# МАГНИТНАЯ АКТИВНОСТЬ ЗВЁЗД И СОЛНЦА

# АКТИВНОСТЬ СОЛНЦА И ЗВЁЗД МАЛЫХ МАСС, СВЯЗАННАЯ С МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ РАЗЛИЧНЫХ МАСШТАБОВ: КВАЗИСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ

**Кацова М.М.**
*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ, Москва, Россия*

## 1. Введение

В настоящее время, благодаря внеатмосферным наблюдениям, обнаружено несколько тысяч маломассивных звёзд спектральных классов от F до M с активностью солнечного типа. Ранее основную информацию о таких квазистационарных процессах давал только мониторинг хромосферного излучения более 100 звёзд, проводящийся в рамках НК проекта уже свыше 50 лет. В частности выяснилось, что существуют медленно вращающиеся звёзды спектрального класса K с хорошо выраженной циклической активностью и вращающиеся быстрее G и F звёзды, характеризующиеся более высокой, но менее регулярной активностью. Наиболее детально изучена активность Солнца, которое является типичным представителем группы G–K звёзд с периодами осевого вращения от 25 до 50 суток. У этих звёзд активность проявляется на всех уровнях от фотосферы до короны. Пятна занимают малую долю поверхности, и изменения их площади носят циклический характер. Циклы на этих звёздах выявляются не только в фотосфере (по количеству пятен и.т.п.), но и в хромосфере и короне. В настоящее время чувствительность аппаратуры в мягком рентгеновском диапазоне находится на таком уровне, что удается наблюдать «спокойные Солнца» на расстояниях до 200 парсек.

Существует группа активных поздних звёзд с периодами вращения 1–10 дней, рентгеновское излучения которых достигает насыщения: отношение рентгеновской светимости к болометрической, ***L_X/L_bol***, приближается к $10^{-3}$, что в тысячи раз превосходит соответствующее солнечное значение. Последние результаты указывают на то, что насыщение характерно также и для активности на хромосферном уровне [1]. Характер поверхностной активности таких одиночных поздних звёзд значительно отличается также от солнечной тем, что пятна занимают в сотни раз большие площади и концентрация центров активности к определённым долготам у этих объектов выражена гораздо сильнее, чем у звёзд с активностью солнечного типа.

Известно, что уровень активности звезды определяется скоростью её осевого вращения. Поэтому основным фактором эволюции активности является потеря углового момента количества вращательного движения. Ре-

зультаты выполнения нескольких международных программ «Солнце во времени», «Жизнь со звездой» и др. позволили выявить статистическую зависимость уровня корональной активности от скорости осевого вращения отдельно для G, K и M звёзд. Естественно допустить, что это происходит и на хромосферном, и на фотосферном уровнях. Оказалось, однако, что при переходе от группы медленно вращающихся звёзд к быстро вращающимся объектам, чья активность достигает насыщения, потоки хромосферного излучения меняются не плавно, а скачком. Это следует, например, из рис. 7 в [1] для K звёзд, у которых потоки излучения в линиях H и K CaII изменяются примерно на порядок при переходе от группы звёзд с циклами к быстро вращающимся звёздам. Таким образом, помимо основного фактора, а именно осевого вращения, существуют, вероятно, и другие.

У Солнца и других поздних звёзд уровень активности связан с развитием локальных магнитных полей. Циклическая активность наиболее отчётливо проявляется именно в количестве активных областей и их яркости. Проведенное нами ранее исследование места солнечной активности среди процессов на звёздах НК проекта показало, что Солнце имеет примерно такой же уровень хромосферной активности, как и другие звёзды с циклами (в основном, это K звёзды), тогда как уровень корональной активности Солнца на 1–2 порядка ниже, чем у таких звёзд с циклами. Это указывает на изменение соотношения между хромосферной и корональной активности при переходе от K звёзд с циклами к Солнцу. Такой эффект можно связать с тем, что на Солнце крупномасштабное магнитное поле несколько усиливает хромосферное излучение, особенно в период переполюсовки, когда магнитный экватор располагается в меридиональной плоскости и флоккулы над нейтральной линией занимают значительные площади. В то же время на Солнце крупномасштабные магнитные поля, явно не участвуя в формировании активности, регулируют общий ход развития квазистационарных процессов.

До сих пор при оценке возраста звезд использовалась только зависимость уровня активности от скорости осевого вращения. Недавно выяснились два фактора, которые необходимо учитывать в соответствующих работах по гирохронологии. Первый связан с обсуждаемым выше положением Солнца среди других звёзд с циклами, второй определяется тем, что корональная активность поздних F, G, K и M звёзд в каждом спектральном классе по-разному зависит от периода осевого вращения [2, 3, 4]. Физически эти эффекты обусловлены тем, что толщина конвективной зоны различна у звёзд каждого спектрального класса. Скорее всего, это указывает на то, что эволюция крупномасштабных магнитных полей может быть связана с динамо процессом в тахоклине, в то время как локальных – непосредственно с подфотосферными явлениями.

## 2. Активность К карликов системы OU Gem

Для понимания физики происходящих процессов, развития теории динамо важно понять, какие причины определяют преобладание на данной звезде того или иного типа активности. Это требует детального изучения звёзд с периодами осевого вращения от двух до 20 суток. В качестве первого шага на пути исследования сформулированной общей проблемы мы начали анализировать наблюдения К звёзд, уровень активности которых достаточно высок, но не достигает насыщения ни в хромосфере, ни в короне. Мы обратились к исследованиям звезды OU Gem, состоящей из двух карликов спектральных классов К2 и К5, которые вращаются почти синхронно с орбитальным периодом 6.99 суток. Иначе говоря, каждые 7 дней наблюдаются одни и те же долготы на поверхностях звёзд.

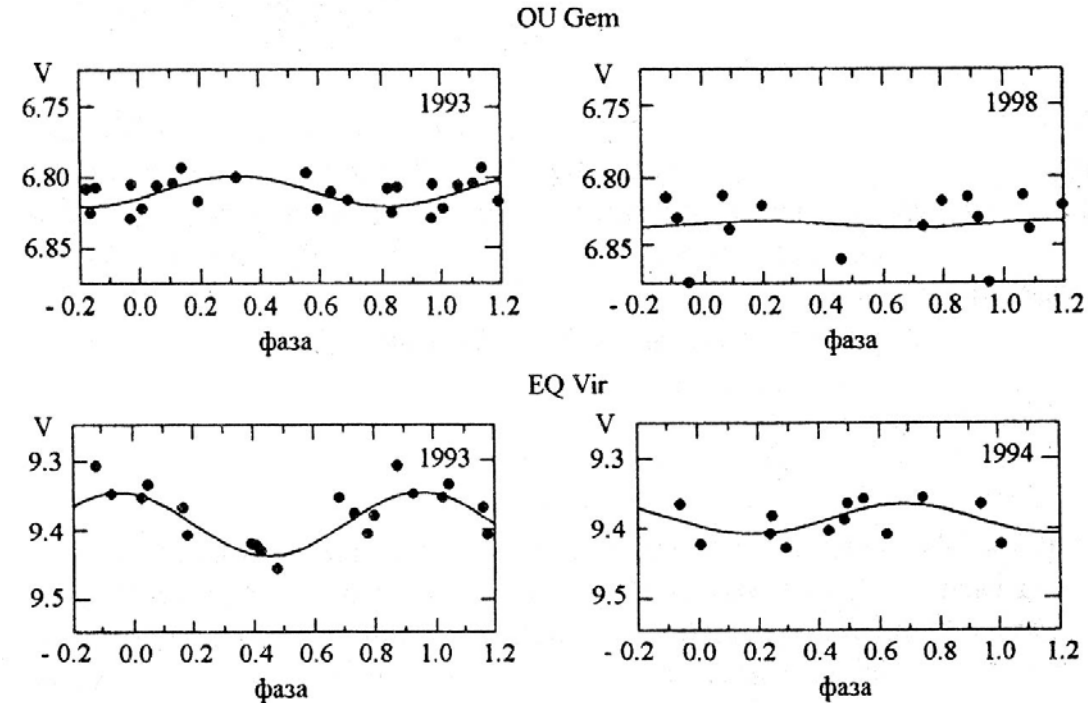


**Рис. 1.** Кривые блеска OU Gem и EQ Vir в полосе ***V*** [5] (Алексеев, 2001).

Мониторинг непрерывного оптического излучения этой системы проводится достаточно длительное время. Амплитуда вращательной модуляции невелика, не превышает 0.05–0.07 звёздной величины в полосе ***V*** (см. рис. 1; видимая область спектра около 5500 А). Для характеристики активности OU Gem на уровне фотосферы важно то, что форма кривой вращательной модуляции неустойчива на протяжении нескольких оборотов и претерпевает внезапные изменения. Для сравнения на рис.1 приведена фотометрическая переменность звезды EQ Vir (K5V) с периодом осевого вращения 3.96 суток [5]. У К звёзд двойной системы OU Gem максимальная площадь, занимаемая пятнами, ***S_max***, составляет примерно 10%; у звезды EQ Vir эта величина несколько больше, около 15%. Заметим, что среди сильно запятнённых звёзд (звёзд с насыщением активности) относи-

тельная площадь пятен на OU Gem и EQ Vir близка к минимальной (см., например, [6]). Это указывает на то, что активность компонентов системы OU Gem не только существенно выше солнечной, где ***S_max*** = 0.3%, но звёзд НК проекта, включая и более молодые среди них.

Спектральные наблюдения OU Gem немногочисленны, они включают в себя линии Н-альфа и некоторые другие линии серии Бальмера (см. [7] и ссылки там) и линии CaII в ультрафиолетовой и ближней инфракрасной областях. Нашей целью является изучение характера хромосферной активности этих звёзд, для чего необходимы спектры, относящиеся к разным фазам периодов осевого и орбитального вращений.

Наблюдения OU Gem были проведены Мишениной и др. [8] на обсерватории Haute Provence на 1.93-м телескопе с оптоволоконным спектрографом SOPHIE с разрешением $\Delta\lambda/\lambda$=75 000. Использование эшелле, позволяющее регистрировать спектры во многих порядках дифракционной решетки, дает возможность изучать весь видимый диапазон. Методика наблюдений включает автоматическое определение лучевой скорости звёзд. Отношение сигнала к шуму менялось в пределах 100–200. Здесь используются наблюдения восьми ночей в марте и октябре 2009 г. В феврале–марте 2009 г. были проведены фотометрические наблюдения в полосах ***B*** и ***V*** на 1-м телескопе Выхорлатской обсерватории в Словакии на двухканальном фотометре [9].

Активность солнечного типа проявляется в спектрах системы OU Gem в существовании эмиссии H и K ионизованного кальция, в изменении близ центров линий $H_\alpha$ и $H_\beta$, а также в появлении эмиссии в линии $H_\varepsilon$ при фазах, когда она не блендируется линией H CaII другого компонента. Видно, что более горячая звёзда активнее вторичного, холодного компонента. Цвет ***B-V*** системы изменяется на разных орбитальных фазах в пределах 0.86–0.82, что указывает на влияние поверхностных неоднородностей (холодных пятен). Имеются указания на то, что компоненты OU Gem несколько моложе звёзд главной последовательности соответствующих масс. Так, в спектре более горячего компонента регистрируется линия лития 6707 А. Кроме этого, наблюдавшийся на IRAS некоторый избыток излучения в диапазоне 12 и 25 микрон [10] также может свидетельствовать о возможном присутствии холодного вещества или пыли в окрестности этих звёзд, что присуще молодым объектам.

Уровень высокой хромосферной активности OU Gem согласуется со значительным рентгеновским излучением. Её рентгеновская светимость по наблюдениям на обсерватории ***EINSTEIN*** составляет ***log L_X*** = 29.19 [11] и по данным ***ROSAT*** – ***log L_X*** = 29.5 [12]. Соответственно отношение рентгеновской светимости к болометрической составляет ***L_X / L_bol*** = (1.5–3) $10^{-4}$. Иначе говоря, уровень корональной активности на три порядка превышает солнечный в эпоху максимума, что свидетельствует о доста-

точно мощных коронах обеих звёзд. По уровню активности в хромосфере и короне и наблюдениям линии лития возраст звезды оценивается в 2 млрд. лет.

### 3. Излучение в линиях ионизованного кальция при разных фазах

Как и ранее (см. [7] и ссылки там), в новых спектрах зарегистрированы изменения профилей линий поглощения, свидетельствующие о значительных изменениях структуры хромосферы обоих компонентов. Эмиссия в центре линий поглощения отчетливо наблюдается в линиях ионизованного кальция как в оптической, так и в ближней инфракрасной области. Следует отметить, что в спектрах с достаточно высокой дисперсией эти эмиссии часто удается наблюдать отдельно для каждой из К звёзд системы. Наблюдения линий водорода и ионизованного кальция показывают, что активность хромосфер обоих компонентов достаточно велика, хотя количественно её трудно сравнить с другими звёздами, например, изученными в рамках НК проекта, поскольку индекс ***R´_HK*** для OU Gem не определён. Наблюдения OU Gem были продолжены Мишениной и др. [8] на обсерватории Haute Provence на описанной выше аппаратуре.

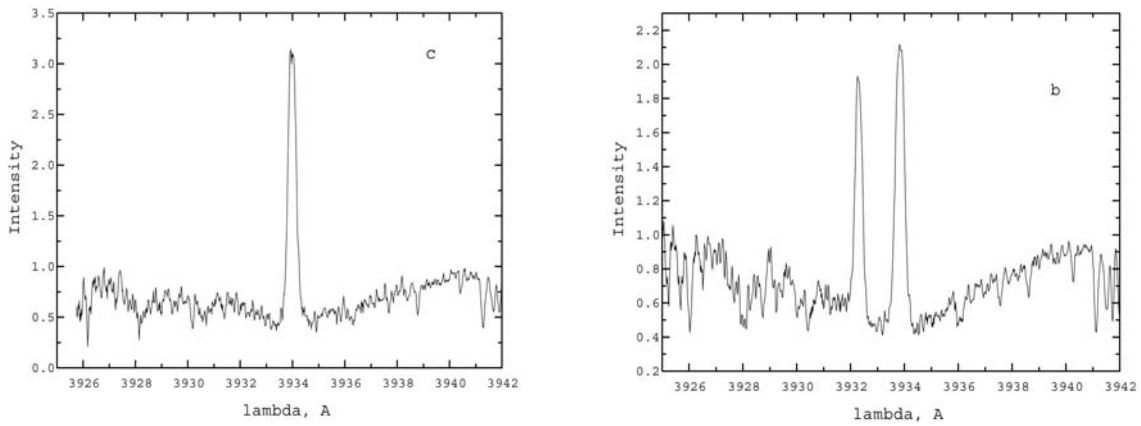


**Рис. 2.** Два спектра OU Gem в области линии K CA II, полученные на различных фазах. Они соответствуют №2 и №3 в Таблице 1.

Примеры спектров приведены на рис. 2. На фазе 0, когда более горячий главный компонент находится на луче зрения в наиболее удаленной точке орбиты, линии ионизованного кальция сливаются. На остальных фазах видны линии обоих компонентов, при этом максимальное расхождение эмиссионных «пиков» происходит на фазах 0.25 и 0.75.

Результаты наблюдений представлены в Таблице 1, где даны эквивалентные ширины ***EW*** по отношению к суммарному непрерывному спектру системы. Эти величины достаточно велики по сравнению с наблюдаемыми у других активных К звёзд, но они меньше тех значений, которые наблюдали в спектрах OU Gem Montes et al в [7] в другие годы. Это может быть связано с долговременной переменностью хромосферного излучения звезды.

Заметим, что при фазе, близкой к 0, эквивалентная ширина линий H и K CaII заметно меньше суммарной по сравнению со всеми другими фазами. Поскольку плоскость орбиты наклонена на 86$^{o}$ к видимой плоскости, это может быть вызвано тем, что свечение главного компонента ослабляется в окрестности вторичного компонента. Подобный, но более слабый эффект присутствует и около фазы 0.5, что может быть обусловлено аналогичным эффектом при обратном взаимном расположении звёзд.

Результаты определений эквивалентных ширин ***EW*** линий H и K CaII для OU Gem приведены в Таблице 1. Эти величины являются фактически потоками излучения линий H и K CaII обеих звёзд, выраженными в относительных единицах. Для 8 экспозиций даны даты наблюдений, фаза орбитального движения, величины ***EW*** (в миллиангстремах, мА) линий K и H – для главного (1) и вторичного (2) компонентов. В третьем спектре линии компонентов сливаются, поэтому приводятся суммарные для обеих звезд значения для каждой линии.

**Таблица 1.**

| | 2009 год | Фаза | K1 | K1+K2 | K2 | H1 | H1+H2 | H2 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 7.03-19:30 | 0.764 | | | | 229 | | 124 |
| 2 | 8.03-19:30 | 0.904 | 256 | | 160 | 288 | | 166 |
| 3 | 9.03-19:30 | 0.045 | | 308 | | | 319 | |
| 4 | 10.03-19:30 | 0.204 | 246 | | 170 | 249 | | 172 |
| 5 | 24.10-04:40 | 0.673 | 280 | | 161 | 253 | | 150 |
| 6 | 26.10-03:03 | 0.949 | 248 | | 161 | 222 | | 136 |
| 7 | 27.10-02-57 | 0.091 | 264 | | 170 | 230 | | 162 |
| 8 | 28.10-02:57 | 0.234 | 306 | | 188 | 244 | | 178 |

Полученные данные позволяют проследить изменение потоков излучения во времени. Из Таблицы 1 и рис. 3 видно, что для каждой линии горячего и холодного компонентов наблюдается одинаковая тенденция: увеличение ***EW*** при изменении фазы орбитального движения от 0 до 0.25, а также уменьшение ***EW*** на фазах от ≈ 0.75 до 1. При анализе этих данных необходимо принимать во внимание, что при фазе около 0.5 вероятнее всего величины ***EW*** снова достигают минимальных значений.

Мы проанализировали те случаи, когда эмиссионные линии H и K наблюдаются отдельно. Поскольку при фазе 0.764 данные о линии K отсутствуют, а линия H достаточно слаба, эти наблюдения далее не учитываются. Таким образом, имеется четыре ряда значений эквивалетных ширин для шести фаз орбитального периода. Мы пронормировали величины ***EW,*** разделив наблюдаемые значения четырёх рядов на среднее значение в каждом из них. Эти значения составляют: для линии K первой звезды – 266.7 мА, второй – 168.3 мА, для линии H первой звезды – 247.7 мА и 160.7 мА – для второй.

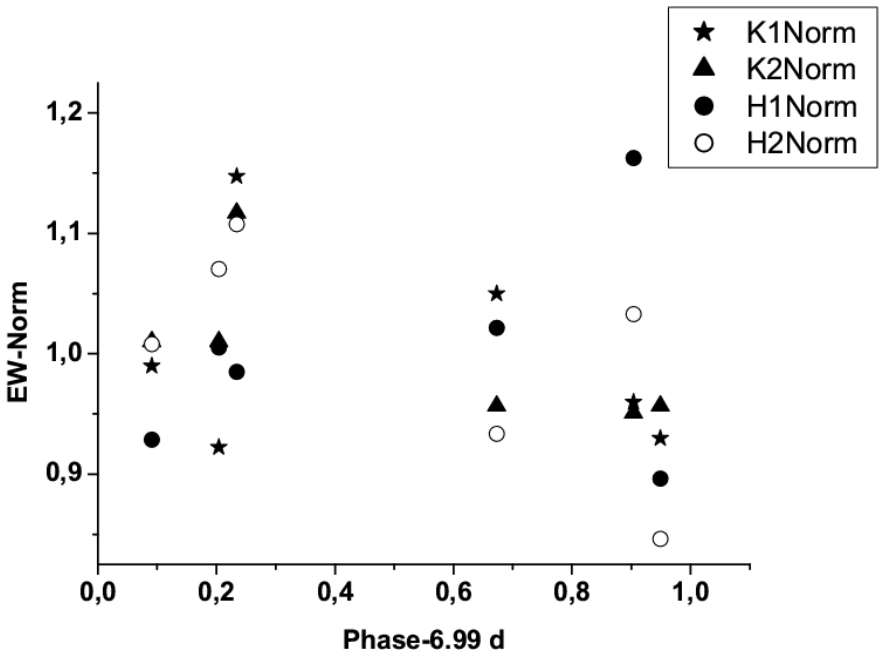


**Рис. 3.** Пронормированные значения эквивалентных ширин ***EW*** линий H и K CaII для обоих компонентов OU Gem. Условные обозначения рядов данных даны справа вверху.

Результат приведен на рис. 3, где видно, что эквивалентные ширины в зависимости от фаз изменяются примерно на 20%. Отметим, что при фазе 0 соответствующие значения ***EW***, пронормированные с учётом средних значений для всех 6 фаз, должны несколько превышать 0.76. Возможно, вблизи фаз около 0.5 величины ***EW*** должны также приближаться к значениям, заметно меньшим средних.

В отличие от прежних результатов изучения системы OU Gem, наш материал, во-первых, определенно свидетельствует о существовании зависимости энергии, излучаемой в линиях H и K CaII, от фазы орбитального периода. При этом подтверждается различие уровней хромосферной активности компонентов.

Во-вторых, по нашим данным, с учётом выводов [7], эта зависимость наилучшим образом проявляется на фазах от 0 до 0.2, тогда как при фазах от 0.8 до 1 разброс значений ***EW*** становится сильнее. Можно также полагать, что изменения ***EW*** при фазах около 0.5 не точно соответствуют тому, что происходит при фазах вблизи 1. Вероятно, здесь несколько проявляется возможность эффектов затмения в данной двойной системе.

В-третьих, изменения ***EW*** с фазой орбитального периода не являются строго регулярным. Они меняются от сезона к сезону, иногда изменения могут происходить с характерными временами, меньшими орбитального периода. Здесь следует подчеркнуть, что фотометрические наблюдения показывают, что показатель цвета ***B–V*** изменяется от 0.82 до 0.86, что явно указывает на влияние поверхностных неоднородностей на хромосферное излучение. Таким образом, обнаруженные изменения ***EW*** связаны скорее всего как с активными долготами, так и с двойственностью системы – воз-

можными затмениями внешних слоёв атмосфер активных К звёзд. Подробнее этот вопрос будет обсуждён далее.

Полученные данные позволяют оценить различие потоков излучения звёзд системы. Сумма средних значений эквивалентных ширин линий Н и К для главного компонента составляет 514.4 мА, для вторичного – 329 мА, их отношение равно 1.56. Оценить потоки хромосферного излучения можно, следуя [7]. Это соответствует различию потоков обеих звёзд, превышающему 2 раза.

Здесь подробно не обсуждаются наблюдения OU Gem в Бальмеровских линиях. Однако для интерпретации полученных выше результатов заметим, что поведение избытка излучения в линиях $H_\alpha$ и $H_\beta$ ведёт себя аналогично характеру изменений линии CaII. Для нас существенно, что отношение потоков дополнительной эмиссии в ряде случаев характеризует уже не возникновение этих линий в хромосфере, а их формирование в более разреженных и протяжённых слоях в окрестностях звёзд. Впервые вывод о влиянии гигантских протуберанцев на характеристики спектра OU Gem сделан в [13].

## 4. О возможном влиянии магнитных полей различных масштабов на формирование активности Солнца и звёзд

Ясно, что активные процессы в различных слоях атмосфер Солнца и поздних звёзд связаны с эволюцией магнитных полей. Надёжная информация о солнечных пятнах существует уже на протяжении 200 лет, в то время как прямые и косвенные данные о магнитных полях и яркости хромосферы имеются для последних 100 лет. Однородные ряды данных о яркости короны и измерения магнитных полей, в частности, поля Солнца как звезды, охватывают примерно 5 солнечных циклов. Эти данные свидетельствуют о том, что все индексы солнечной активности демонстрируют циклические изменения. Вообще говоря, самые мощные проявления активности – крупные пятна, большие вспышки – связаны с эволюцией локальных магнитных полей. Масштаб в одну или несколько угловых минут, соответствующий размеру группы пятен, условно отнесём к локальных полям. Эти поля активных областей (факелов, флоккул, пор) характеризуются напряженностями от сотен до 1–2 тысяч гаусс. Развитие многих активных областей даже без пятен, определяется эволюцией магнитных полей именно такого масштаба.

С другой стороны, переполюсовка глобального магнитного диполя является прямым свидетельством присутствия и некоторого влияния полей самого крупного масштаба. Однако к настоящему времени можно говорить о существенном влиянии на активность полей с характерным размером порядка 10 угловых минут, т.е. десятые доли радиуса Солнца. Этот масштаб виден на лимбе в виде шлемов корональных стримеров (см., например, рис. 1 в статье [14] Yeates et al 2010, озаглавленной «*Solar Cycle Variation*

*of Magnetic Flux Ropes in a Quasi-Static Coronal Evolution Model*»). Большое внимание изучению крупномасштабных магнитных полей уделено в работах В.Н. Обридко, обзор которых приведен в монографии «Плазменная астрофизика» 2008 г. [15]. В наблюдениях они выделяются как участки поверхности размерами больше двух угловых минут, где регистрируется продольное магнитное поле одного знака. Прямые измерения этих полей проводятся с начала 1960-х годов, но по косвенным данным структуру крупномасштабного поля можно восстановить с начала XX века. Самыми популярными являются описания этих полей и расчёты их поведения на различных высотах в приближении потенциального поля. Однако в последнее время появляются и расчёты, учитывающие влияние токов. Различие результатов расчётов для короны можно увидеть на рис. 3 работы [14]. Наиболее характерными элементами крупномасштабных полей являются области открытых полей, отождествляемые с корональными дырами (рис. 4). Относительная площадь КД могла бы служить независимым индексом активности, лучше всего описывающим влияние крупномасштабных полей.

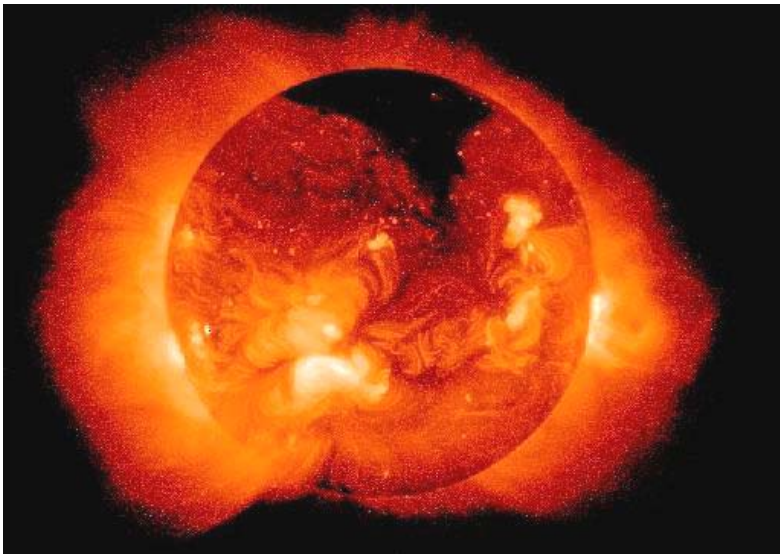

**Рис. 4.** Изображение Солнца в мягком рентгеновском диапазоне, полученное на спутнике ***Yohkoh*** 8 мая 1992 г**.** (http://solar.physics.montana.edu/sxt/)

Другой особенностью, связанной с крупномасштабными полями, считаются активные долготы. В прямых измерениях магнитных полей они проявляются плохо [16]. В этой работе по 14-летнему ряду SOHO/MDI магнитограмм показано, что во время высокой активности на всех широтах наблюдается явная связь между долготными вариациями для умеренно сильных ($|B|>50$ Гс или $|B|>100$ Гс) и относительно слабых ($|B|\leq 50$ Гс или $|B|\leq 100$ Гс) полей. Вне фазы сильной активности цикла также наблюдается связь между долготными вариациями для умеренно сильных и относительно слабых полей, но преимущественно на широтах, не превышающих $\approx 30^{o}$.

Таким образом, на Солнце влияние активных долгот на физические процессы пренебрежимо мало. Возможно, это относится к случаю, когда на звезде, в частности, на Солнце, существует устойчивый цикл.

Нейтральная линия, разделяющая крупномасштабные магнитные поля противоположных знаков, является областью, где происходят многие нестационарные процессы – вспышки, выбросы коронального вещества (CME) и волокон. Здесь также локализуются квазистационарные системы петель, образующих активные области на разных стадиях их эволюции, спокойные протуберанцы и гигантские петли, соединяющие удалённые центры активности. Кроме того, большие комплексы активности развиваются в подавляющем большинстве случаев вблизи нейтральной линии крупномасштабного поля. Наряду с процессами на границах корональных дыр, развитие активности вблизи нейтральной линии дает некоторое основание для утверждений о том, что крупномасштабное магнитное поле регулирует всю совокупность активных процессов на Солнце.

Наблюдения других активных поздних звёзд не дают пока информации о существовании корональных дыр в их коронах. У них невозможно прямо изучать распределение магнитных полей по поверхности, и активные долготы являются основным трассером магнитных полей крупного масштаба. Вращательная модуляция фотосферного излучения многих сильно запятнённых звезд наблюдается отчетливо, и это связывают с концентрацией поверхностных неоднородностей, прежде всего, пятен около фиксированной долготы. Такой вывод был сформулирован Бердюгиной и др. [17], изучавшими звезду LQ Hya.

Этот красный карлик спектрального класса K1 относится к быстро вращающимся маломассивным звёздам, уровень активности которых достигает насыщения. Такой эффект выявлен впервые для мягкого рентгеновского излучения: светимость звёздной короны не может превышать 0.001 болометрической светимости. Недавно подобное насыщение продемонстрировано не только для коронального, но и для хромосферного излучения поздних звёзд. В работе [1] выделена группа звёзд с периодами вращения от нескольких часов до нескольких дней. В частности, звезда LQ Hya с периодом 1.6 суток входит в эту группу. Переход от звёзд с низким уровнем активности к звёздам с насыщением происходит скачком в пределах данного спектрального класса. Это четко проявляется в $H_\alpha$ излучении и несколько хуже – в линиях CaII.

Звёзды системы OU Gem не входят в выделенную группу прежде всего потому, что их корональная активность не достигает уровня насыщения. Наш анализ хромосферной активности показывает, что уровень активности холодного компонента соответствует верхнему пределу для спокойных K звёзд, тогда как горячий компонент непосредственно приближается к группе звёзд с насыщением. Это следует из сопоставления наших результатов с данными [1, рис. 7].

## 5. Дискуссия

На примере рассматриваемой звезды OU Gem, вращающейся с периодом около 7 дней, мы продемонстрировали существование активной долготы в хромосфере. Вращательная модуляция фотосферного излучения появляется не в каждый наблюдательный сезон. В те эпохи, когда на Солнце и других звёздах с циклами активные долготы обнаруживаются, они проявляются одновременно на всех уровнях атмосферы (в фотосфере, хромосфере и короне). Иначе говоря, фазы вращательной модуляции разных типов излучения практически совпадают. Поэтому в определённой степени можно говорить о том, что на OU Gem реализуется другой тип активности, отличный от солнечной и характерный для более молодых звёзд. Физически это означает, что меняется соотношение вклада локальных и крупномасштабных магнитных полей в формирование активности.

Следует подчеркнуть, что вопрос о влиянии магнитных полей различных масштабов на активность Солнца и звёзд только начал изучаться и заслуживает дальнейшего исследования. Известно, что светимость Солнца в оптическом диапазоне (солнечная постоянная) в течение цикла изменяется таким же образом, как и его полное излучение в мягком рентгеновском диапазоне и в хромосферных линиях H и K CaII. Для Солнца это связано с тем, что полная площадь пятен даже в максимум активности весьма мала, и более яркие фотосферные факелы вносят больший вклад в непрерывное оптическое излучение. В нескольких наших работах ([18], [2] и [19]) мы подчёркивали, что при переходе к активным поздним звёздам связь изменений их полного излучения с индексами активности превращается в антикорреляцию фотосферного и хромосферного излучений. Это обусловлено более сильной запятнённостью этих звёзд.

Сейчас появляются возможности изучения долговременных изменений излучения Солнца как звезды в различных спектральных диапазонах на протяжении одного или нескольких циклов. Для такого анализа существуют ряды данных, например, интенсивности излучения солнечной короны в линии 5303 A (база данных J.Sykora [20], расчеты распределения яркости на синоптических картах [21]). Оценки полного излучения зеленой короны проведены в [22], внеатмосферные потоки излучения всего Солнца в линиях хромосферы, переходной области и короны проанализированы в [23]. Кроме того, здесь могут быть полезны оценки излучения хромосферы всего Солнца по данным обсерватории Кодайканал (Индия) [24].

Дальнейшее развитие представлений о влиянии магнитных полей различных масштабов на формирование активности существенно для анализа проблем эволюции активности солнечного типа. В этом направлении можно естественно приблизиться к точке зрения о том, что генерация и усиление магнитных полей в поздних звёздах происходит на двух уровнях – под фотосферой и вблизи нижней границы конвективной зоны.

Активность солнечного типа связана с динамо процессами, развивающимися в конвективной зоне. При очень малой ее толщине (или при

очень большой) генерация или усиление поля происходит, скорее всего, в тонком слое непосредственно под фотосферой. Масштаб полей связан со шкалой высот в области генерации, и поэтому не превышает 10–30 тыс. км, т.е. диаметра супергранул на Солнце. При увеличении толщины конвективной зоны (от малых размеров до толщин, сравнимых с радиусом звезды), вероятно, реализуется двухуровневое динамо, когда процессы генерации и усиления полей происходят в области перехода к лучистой зоне (к тахоклину) и к фотосфере. При этом на поверхности уже появляются неоднородности распределения физических параметров. Размеры этих поверхностных неоднородностей сопоставимы с радиусом звезды.

Дальнейшее развитие этих представлений существенно для анализа проблем эволюции активности солнечного типа. В рамках предлагаемых представлений о двухуровневом динамо в принципе возможны два пути такой эволюции на временном интервале, сопоставимом с миллиардом лет. Первый путь характерен для тех К звёзд, у которых в настоящую эпоху цикличность носит регулярных характер. На возможность реализации другого пути указывает открытое нами расхождение особенностей дифференциального вращения Солнца и других звёзд с хорошо выраженными циклами [25]. А именно, свойства дифференциального вращения Солнца оказались более близкими к звёздам с менее регулярной активностью (типичной для более молодых звёзд), чем к звездам с установившимися циклами. Наши исследования [2, 19] также указывают на отличие эволюции активности Солнца от звёзд, у которых развитие динамо процесса завершается выходом на асимптотический режим хорошо выраженного цикла. На некоторой фазе развития активности доминирование крупномасштабного поля нарушается возрастающим влиянием локальных полей, и весь процесс переходит на жесткий колебательный режим обмена энергией между полями этих масштабов. При этом формируется цикл, период которого неизменен на большом временном интервале.

Вероятен и второй путь эволюции активности, при котором уже вначале, при достаточно высоком уровне активности, сразу проявляется влияние и локальных, и крупномасштабных магнитных полей. На этом этапе основной угловой момент количества вращательного движения уже потерян, и такой характер активности сохраняется, лишь постепенно затухая в течение нескольких млрд лет. Связь между локальными и крупномасштабными магнитными полями также существует, но носит не вполне регулярный характер. Это проявляется в одновременном существовании изменений с характерными временами порядка 10 лет (так называемый одиннадцатилетний цикл), около 100 лет, а также 1 – 2 года. Сложность картины долговременных изменений подтверждается наличием громадных минимумов (типа Маундеровского) и максимумов активности (конца 50-х годов XX века).

Работа выполнена в рамках грантов РФФИ 09-02-01010 и НШ 7179.2010.2.

**Литература**

1. *R. Martinez-Arnaiz, J. Lopes-Santiago, I. Crespo-Chacon, D. Montes* 2011, MNRAS, in press = arXiv 1102.4506.
2. *М.М. Кацова, М.А. Лившиц* 2006, Астрон. журн. 83, 649–658.
3. *E.F. Guinan, E.G. Scott* 2009, in: The Age of Stars. Proc.of IAU Symp. 258 /Eds. E.E.Mamajek & D.Soderblom. 258, 395–408.
4. *L.E. DeWarf, K.M. Datin, E.F. Guinan* 2010, Astrophys. J. 722, 343–357.
5. *И.Ю. Алексеев* 2001 Запятнённые звёзды малых масс. Одесса. Астропринт. 137С.
6. *Е.А. Бруевич, И.Ю. Алексеев* 2007, Астрофизика 50, No. 2, 233–241.
7. *D. Montes et al* 2000, A&A Suppl. 146, 103–140.
8. *Т.В. Мишенина, К. Субиран, В.В. Ковтюх, И. Кудзей, П. Дубовский* 2009, Кинематика и физика небесных тел. Декабрь (доп. том 6).
9. *I. Kudzej et al.* 2007, Odessa Astron.Publ. 20, 100–105.
10. *M.M. Katsova, V. Tsikoudi, M.A. Livshits* 1993, Aph Sp Sci Libr. 183 Kluwer, Dordrecht, The Netherlands, 483–487.
11. *M.M. Katsova, V. Tsikoudi* 1993, ApJL 402, L9–L12.
12. *J.H.M.M. Schmitt, C. Liefke* 2004, A&A 417, 651–665.
13. *A. Latorre, D. Montes & M.J. Fernandez-Figuerra* 2001, in: The 11th Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun. ASP Conf.Ser. 223, 997–1002.
14. *A.R. Yeates, J.A. Constable, P.C.H. Martens* 2010, Solar Phys. 263, 121.
15. *В.Н. Обридко* 2008, Плазменная астрофизика. Под ред. Л.М. Зелёного и И.С. Веселовского. М.: Физматлит. Т.1 разд.1.4.2. 44–48.
16. *В.Н. Обридко, В.Е. Чертопруд* 2011, Письма в Астрон. журн. 37, № 5, в печати.
17. *S.V. Berdyugina, J. Pelt, I. Tuominen* 2002, A&A 394, 505
18. *И.Ю. Алексеев, Р.Е. Гершберг, М.М. Кацова, М.А. Лившиц* 2001, Астрон. журн. 78, 558–574.
19. *М.М. Кацова, Вл.В. Бруевич, М.А. Лившиц* 2007, Астрон. журн. 84, 747–759.
20. *J. Sykora, J. Rybak* 2005, Adv.Space Res. 35, 393.
21. *О.Г. Бадалян, В.Н. Обридко, Ю. Сикора*, 2005, Астрон.журн. 82, 535.
22. *М.М. Кацова, И.М. Лившиц, Ю. Сикора* 2009, Астрон. журн. 86, 379–391.
23. *G. Del Zanna, V. Andretta* 2009, in: Solar and Stellar Variability: Impact on Earth and Planets. Proc. of IAU Symp. 264, Eds.A.G. Kosovichev, A.G. Andrei & J.-P. Rozelot. 78–80.
24. *A.G. Tlatov, A.A. Pevtsov, Jagdev Singh* 2009, Solar Phys. 255, 239–251.
25. *M.M. Katsova, M.A. Livshits, W. Soon, S.L. Baliunas, D.D. Sokoloff* 2010, New Astronomy 15, 274–281.

## ACTIVITY OF THE SUN AND LOW-MASS STARS ASSOCIATED WITH MAGNETIC FIELDS OF VARIOUS SCALES: QUASI-STATIONARY PROCESSES

**Katsova M.M.**
*Sternberg State Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, Russia*

The aim of this work is to clear up properties of magnetic activity of late-type stars. There are a few groups of stars with different activity levels from the Sun and slow rotating K stars with cycles up to fast rotating very active stars with saturation of the soft X-ray flux. Besides, recently saturation of the chromospheric activity is found for active late-type stars. The question is whether changes of the activity level are gradual or not and it needs to take into account the scale of the magnetic fields.

As an example we consider two K stars with rotational periods of 7 days which are components of the binary system OU Gem (K2V + K5V). High levels of the chromospheric activity of each of these stars are revealed and the hotter K2 star posses the higher activity than that of the K5 star. The clear dependence of the chromospheric emission on the phase of the orbital motion is found. This indicates an existence of a well-expressed active longitude in the chromosphere. Thus, fast-rotating K stars demonstrate a kind of the activity that differs from the solar one which is typical for stars with regular cycles. This conclusion concerns to the stars whose coronal and chromospheric activity levels are not saturated.

In this context we discuss a possible role of local and large-scale magnetic fields in formation of the activity. We suppose that the dynamo acts at two levels – under the photosphere and near the lower boundary of the convection zone. This determines apparently that the activity of F, G and K stars evolves through the time by different ways: depending on initial conditions and the mass the first one leads to formation of an excellent cycle while the second one gives less regular activity.

# МАГНИТНАЯ АКТИВНОСТЬ ЗВЕЗД ПО НАБЛЮДЕНИЯМ С КОСМИЧЕСКИМ ТЕЛЕСКОПОМ COROT

**Саванов И.С.[1], Дмитриенко Е.С.[2]**
[1]*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*
[2]*Государственный Астрономический Институт имени П.К. Штернберга МГУ, Москва, Россия*

## Введение

Фотометрические наблюдения, полученные с космическими телескопами миссий CoRoT и KEPLER, открывают уникальные возможности для изучения магнитной активности и ее проявлений у звезд различных типов. Нами были разработаны методы решения обратной задачи восстановления поверхностной температурной неоднородности звезды по ее фотометрической кривой блеска и проведен анализ поверхностных температурных неоднородностей звезд по их фотометрическим кривым блеска (в различных узко- и широкополосных фильтрах). Построенные нами карты поверхностных температурных неоднородностей звезд (распределения факторов заполнения $f$ по поверхности звезды) получены при отсутствии каких-либо предположений о форме, конфигурации пятен или их числе. Разработанная и примененная методика анализа фотометрических наблюдений звезд показала свою эффективность при решении задачи восстановления поверхностной температурной неоднородности звезд. Данная методика уже была применена к анализу ряда наземных и космических фотометрических наблюдений, в данном исследовании мы приводим новые результаты анализа наблюдений с космическим телескопом COROT.

## Построение температурных карт

Для всех наших исследований применялась методика решения обратной задачи восстановления положения холодных пятен на поверхностях звезд по фотометрическим кривым блеска в различных узко- и широкополосных фильтрах. Этот метод реализован в созданной нами программе iPH [1]. Основу программы составляет статистический подход, развитый в работе [2]. Данный метод использует усеченную оценку главных компонент решения обратной проблемы. Детали метода подробно рассмотрены в [1], а в применении к задаче доплеровского картирования – в [3]. Программа iPH решает обратную задачу восстановления поверхностной температурной неоднородности звезды в двухтемпературном приближении. Поверхность звезды разбивается на элементарные площадки размером 6º×6º. Интенсивность излучения от каждой площадки складывается из двух компонент: фотосферы и холодного пятна. Взвешенные доли площади элементарной площадки, покрытой пятнами: $I = f \times IP + (1 - f) \times IS$, где $f$ – фактор запол-

нения *(0 < f < 1)*, *IP* и *IS* – интенсивности излучения фотосферы и пятна, соответственно. Результатом восстановления поверхностной температурной неоднородности звезды является распределение величины *f* по поверхности звезды. В данном методе не принимается никаких упрощающих предположений о форме и конфигурации пятен или их числе. Интенсивность излучения от каждой площадки рассчитывается по моделям атмосфер Куруца. Коэффициенты потемнения к краю диска точно учтены согласно вычислениям по соответствующим моделям атмосфер.

## Фотометрические наблюдения HD 181906: звезды с двумя системами активных долгот

В ходе выполнения программы миссии Corot (http://smsc.cnes.fr/COROT/Fr/) в течении 5-месячного периода выполнялся непрерывный фотометрический мониторинг ряда объектов для проведения в дальнейшем их астросейсмологического анализа. В их число входит звезда HD 181906, звезда-карлик (m = 7.65 mag) спектрального класса F8. Первые результаты астросейсмологического анализа звезды опубликованы в [4]. Там же приводится обзор основных характеристик HD 181906 и ее атмосферы. В основном они основаны на результатах анализа высокодисперсионных спектрограмм, выполненных Брунттом и представленных в [5] (см. также табл.1 в [4]). Масса и радиус звезды составляют 1.144 ± 0.119 и 1.392 ± 0.054 масс и радиусов Солнца соответственно. Эффективная температура атмосферы звезды равна 6300 ± 150 К, а ускорение силы тяжести – log g = 4.220 ± 0.056. Металличность звезды близка к солнечной или немного меньше ее: [Fe/H]=(-0.11 ± 0.14) dex. В [4] обсуждаются проблемы, связанные с возможной двойственностью звезды. В этом случае согласно [5] величина v sin i должна составлять 10 ± 1 км/с вместо 16 ± 1 км/с. Считая, что изменения блеска HD 181906 происходят вследствие вращения запятненной поверхности звезды, мы выполнили анализ магнитной активности звезды и сопутствующих ей явлений на основе моделирования кривой блеска [3].

Необходимые редукции и коррекции наблюдений были аналогичны рассмотренным нами ранее [6]. В случае HD 181906 мы использовали данные о кривых блеска из архива данных Corot (http://sdc.laeff.inta.es/). Наша редукция включала учет тренда, связанного со старением детектора и удалением сильно отличающихся отсчетов-выбросов. Как было указано, основные параметры, необходимые для моделирования, были взяты из статей [4,5].

Детальный анализ амплитудного спектра переменности блеска звезды в области частот, соответствующих периоду в 2.8 дня, указал на двойную структуру пика с максимумами около 2.9 и 2.6 дней. Авторы [4, 5] высказали предположение, что присутствие двух пиков вместо одного может свидетельствовать о наличии двух пятен или групп пятен на различных широ-

тах на поверхности звезды, обладающей дифференциальным вращением. Присутствие дифференциального вращения у карликов спектрального класса F достоверно установлено по исследованиям [4], а указания на нетвердотельное вращение трех из четырех исследованных объектов спектральных классов F2-G0 были получены в [7] (в том числе и HD 181906). Период вращения звезды был взят нами согласно [7] равным 2.6 дням. В совокупности для дальнейшего анализа нами было отобрано 1156 единичных измерений блеска звезды, охватывающих период наблюдений в 156 дней.

***Построение температурных карт.*** Весь наблюдательный материал был разделен на 60 сетов, каждый из которых последовательно охватывает один полный период вращения звезды. Как правило, каждый сет включает в себя порядка 19 единичных фотометрических оценок. Каждая из 60 индивидуальных кривых блеска была проанализирована нами с помощью программы iPH [1]. Температура фотосферы звезды была принята равной 6300 K [5]. Согласно [8], для исследуемой нами звезды следует ожидать, что температура запятненной поверхности ниже температуры фотосферы на 1500 K. Отметим, что входными параметрами нашего анализа являются непосредственно температуры пятен и фотосферы (и соответствующие им величины поверхностной яркости, вычисленные по моделям атмосфер), а не яркостные контрасты пятен, как, например, в [7]. Рассматриваемая нами модель включает только невозмущенную фотосферу и холодные пятна.

Основу программы iPH составляет метод статистического подхода к решению обратных задач [2], который использует усеченную оценку главных компонент решения проблемы. Свойства программы и ее тесты были рассмотрены в наших предыдущих публикациях (см., например, [6]). Кривая блеска звезды была нормирована на ее максимальное значение и условно отнесена к величине максимального блеска, равного V = 7.65 mag. Согласно [7], точное значение величины угла наклона оси вращения звезды i составляет $45^o \pm 25^o$ – эта величина и была принята в нашем анализе. Отметим, что в литературных источниках содержатся и другие оценки величины угла наклона оси вращения звезды. Например, в [5] указывается, что в зависимости от принимаемой величины проекции скорости вращения звезды на луч зрения – 10 км/с или 16 км/с – величина i может лежать в пределах от $24^o \pm 3^o$ до $37.5^o \pm 4.5^o$.

Поверхность звезды была разделена на элементарные площадки размером $6^o \times 6^o$, и для каждой площадки были определены факторы заполнения f (доли поверхности элементарной площадки, занимаемая пятнами). По построенным картам мы определили долготы, соответствующие максимальным значениям f.

***Флип-флопы и две системы положений активных долгот.*** Как и в наших предыдущих исследованиях, по распределению восстановленных значений f мы установили положения поверхностных температурных не-

однородностей (в первую очередь это долготы активных областей). Величины активных долгот выражены нами или в градусах, или в долях фазы (от 0.0 до 1.0), точность их определений в случае HD 181906 высока и составляет 0.03. Данные об измерениях активных долгот приводятся на рис. 1. Впервые при исследовании активных областей и долгот на поверхности звезд нами было установлено, что фазы активных долгот концентрируются вблизи двух систем активных долгот. На рис.1(B) они обозначены горизонтальными сплошными и пунктирными линиями. В каждой системе активные долготы отделены друг от друга на 0.5 по фазе (180 градусов по долготе). Смещение самих систем между собой составляет 0.3 по фазе. Заштрихованные области на рис. 1 (B) соответствуют промежуткам времени, в течение которых мы могли наблюдать на поверхности звезды первую систему активных долгот, незаштрихованные – вторую систему. Вертикальные сплошные линии на этом и последующих рисунках (рис. 1 (B-E)) отражают моменты переключения активных долгот (более активная долгота изображена заполненным символом). В течение 2/3 периода наблюдений переключения систем активных долгот происходили квазипериодически с характерным времененем в 30–35 дней, в последнюю треть наблюдений они происходили менее регулярно.

Смены переключения положений активных областей в пределах каждой из систем активных долгот (называемые часто – флип-флопами) 4 раза происходили через 20–25 дней, а два раза – через 40–45 дней – промежуток времени, который, возможно, составляет удвоенное значение цикла флип-флопа.

Изменения запятненности поверхности звезды Sp представлены нами на рис. 1 (C). Мы можем выделить три основных временных промежутка со следующими свойствами: в течение первого их них величина была ниже среднего значения, второго – продолжительностью около 40 дней – выше среднего, а в течении третьего была примерно постоянной и соответствовала своему среднему значению. Отметим, что хотя в промежутки времени 2452690-2452720 и 2452750-2452785 на поверхности звезды существовали одинаковые конфигурации систем активных долгот и положений самих долгот в системах, им соответствовали разные уровни запятненности звезды (величины Sp различаются почти в два раза).

Нам не удалось проверить наличие (впервые отмеченной нами при анализе субгиганта спектрального класса K HD 291095 и позднее установленной для других объектов, в том числе – для исследованного нами ранее Corot-Exo-2a [6]) особенности активности, состоящей в том, что моменты переключения долгот совпадают по времени с экстремумами амплитуд переменности блеска. Отметим, что сама амплитуда фотометрической переменности HD 181906 составляет менее 0.002 mag, а изменения амплитуды - в два раза меньше.

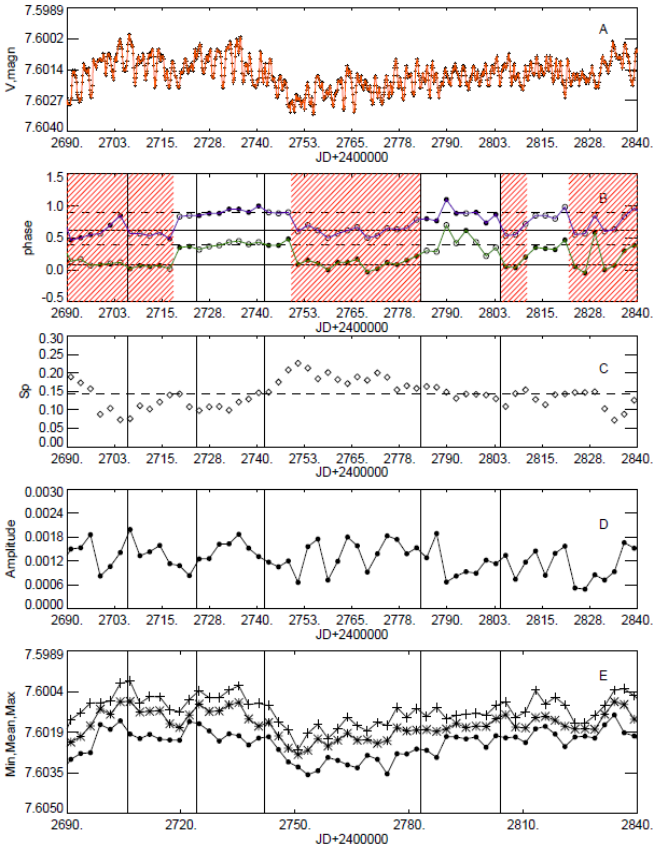


**Рис. 1.** Кривая блеска HD 181906 (A). Фазы активных долгот: заполненные кружки – более активная область, незаполненные – менее активная;(B). Изменения запятненности поверхности HD 181906 (C). Изменения амплитуды колебаний блеска (D) и средних, минимальных и максимальных значений для каждого из 60 сетов (E). Горизонтальные сплошные и пунктирные прямые (B) – две системы активных долгот, в каждой системе активные долготы отделены друг от друга на 0.5 по фазе. Смещение самих систем между собой составляет 0.3 по фазе. Заштрихованные области (B) соответствуют промежуткам времени, в течение которых мы могли наблюдать на поверхности звезды первую систему активных долгот, незаштрихованные – вторую систему. Вертикальные сплошные линии на этом и последующих рисунках (B-E) отражают моменты переключения активных долгот (более активная долгота изображена заполненным символом).

Мы не смогли зарегистрировать заметной миграции ни самих активных областей, ни систем активных долгот друг относительно друга, даже с учетом того, что в последнюю треть периода наблюдений переключения носили более хаотичный характер. Поскольку мы не обладаем информацией о положении активных областей на поверхности звезды по широте, можно заключить, что активные области располагаются на близких широтах, либо что дифференциальное вращение звезды мало.

***Эволюция активных областей.*** Особо отметим, что это второй (после Солнца и Corot-Exo-2a) случай, когда благодаря высокому качеству наблюдательного материала и непрерывности ряда наблюдений продолжительностью в 156 дней мы можем столь детально проследить появление и

развитие особенностей температурных неоднородностей на поверхности звезды.

Рассмотрим результаты анализа изменений активности HD 181906 (см. рис. 2). В интересующем нас временном диапазоне от 10 до 150 дней по программе [9] были рассчитаны амплитудные спектры мощности изменений блеска, амплитуды блеска, площади запятненной поверхности S, положений систем и самих активных областей на поверхности звезды. Как и в [6], для моделирования переменности положений систем и самих активных областей на поверхности звезды были сгенерированы два ряда данных, состоящих из 0 и 1, соответствующих моментам наблюдений, в которые были активными та или иная активная долгота или система активных долгот. Можно отметить, что если переменность в изменениях блеска и амплитуды имеет характерные времена порядка 110 суток, то изменения запятненности и смен положений активных долгот развиваются на меньших временных масштабах (около 55–75 дней). На графиках всех перечисленных выше спектров мощности имеются пики в диапазоне 25–38 дней.

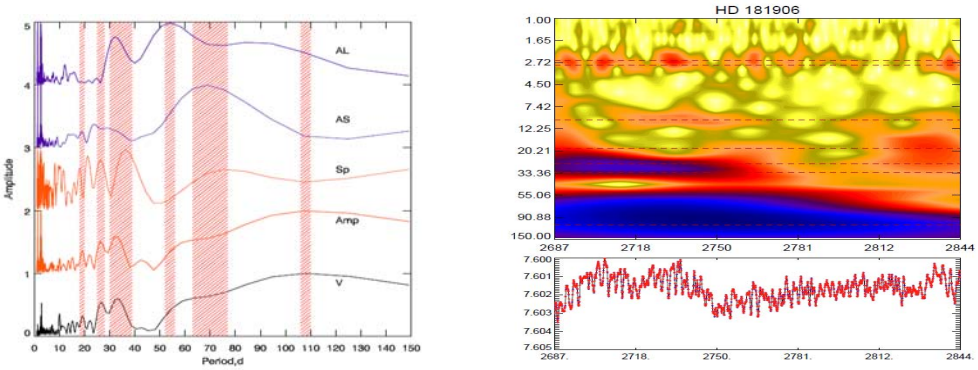


**Рис. 2.** *Слева:* Нормированные амплитудные спектры мощности для данных о переменности блеска HD 181906, переменности амплитуды блеска, запятненности и положений систем активных областей (снизу – вверх, спектры мощности смещены относительно друг друга). Вертикальные заштрихованные области соответствуют характерным временам изменений активности звезды HD 181906.
*Справа:* Вейвлет спектр мощности для данных о переменности блеска HD 181906 для временного интервала от 1 до 150 дней (для сравнения в нижней части представлена кривая блеска HD 181906).

Несомненно, что изменения блеска, амплитуд блеска, площадей запятненной поверхности S, положений систем и самих активных областей на поверхности звезды носят более сложный характер, чем представлено на рис. 2. Для того чтобы проиллюстрировать это предположение, мы провели вейвлет анализ переменности блеска звезды, аналогичный выполненному в [6], но охватывающий временной интервал от 1 до 150 суток. Результаты анализа, представленные на рис. 2, указывают на то, что все из рассмотренных выше процессов носили квазипериодический характер, причем на всех характерных временах амплитуды переменности ослабева-

ли во второй половине (или последней трети) периода наблюдений. Наиболее очевидные проявления ослабления переменности зарегистрированы для временных масштабов около 25–38 дней.

Также обращают на себя внимание изменения переменности с характерным временем 2.6–3 дня, связанные с пятнообразовательными процессами на поверхности звезды и вращательной модуляцией ее блеска (и значительное ослабление этой модуляции в промежуток HJD 2452811–2452824).

**Анализ наблюдений звезды HD 170987**

Нами выполнено исследование пятен на звезде HD 170987 (HIP 90851), наблюдения которой были недавно проведены с космическим телескопом миссии COROT. Этот объект является более ярким компонентом двойной системы, он классифицируется как карлик спектрального класса F5 с яркостью около 7.5 звездной величины. Результаты спектрального и астро- сейсмологического анализа звезды были представлены в [10]. Там же приводится обзор основных характеристик HD 170987 и ее атмосферы. Преимущественно они основаны на результатах анализа высокодисперсионных спектрограмм HD 170987, полученных в июле 2009 со спектрографом NARVAL 2x метрового телескопа обсерватории Pic di Midi. По результатам анализа спектральных наблюдений HD 170987 в [10] был сделан вывод о том, что звезда по своим параметрам близка к Проциону. Эффективная температура атмосферы звезды HD 170987 равна 6540 ± 80 K, ускорение силы тяжести – log g = 4.20 ± 0.05. Металличность звезды близка к солнечной или немного меньше ее: [M/H] = (–0.15 ± 0.06) dex. Однако, в отличие от Проциона, HD 170987 имеет существенно более высокое значение проекции скорости вращения на луч зрения – v sin i составляет (19.0 ± 1.5) км/с. Имеющаяся асимметрия среднего профиля спектральных линий, полученного по методике деконволюции, была в [10] интерпретирована как вклад спектра близлежащего компонента. Однако анализ [10] показал, что это слабо влияет на результаты определения параметров звезды. Масса и радиус звезды составляют 1.4 ± 0.2 и 2.1 ± 0.2 массы и радиуса Солнца соответственно. Считая, что изменения блеска HD 170987 происходят вследствие вращения запятненной поверхности звезды, мы выполнили анализ магнитной активности звезды и сопутствующих ей явлений на основе моделирования кривой блеска [1].

Рассматриваемые нами фотометрические наблюдения HD 170987 охватывают временной интервал продолжительностью в 149 дней с 11 апреля по 7 сентября 2008 года. Они проводились в ходе второго длительного обзора в направлении галактического центра (LRc02). Необходимые редукции и коррекции наблюдений были аналогичны рассмотренными нами ранее [6]. Мы использовали данные о кривых блеска HD 170987 из архива данных CoRoT (http://sdc.laeff.inta.es/). Как и в [6], наша редукция включа-

ла учет тренда, связанного со старением детектора, и удаление сильно отличающихся отсчетов-выбросов.

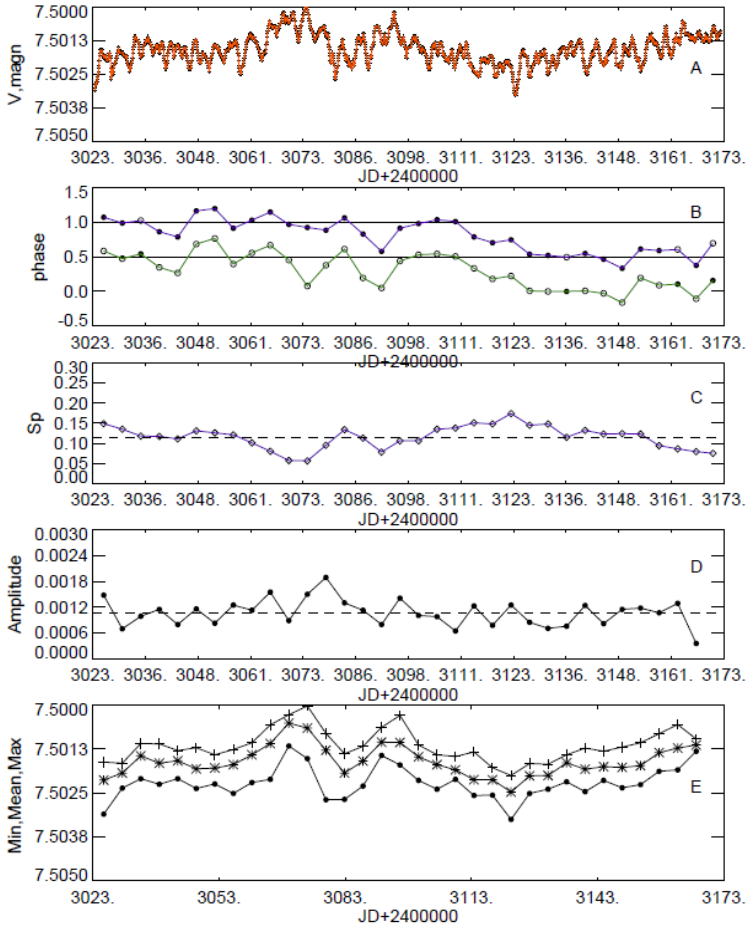


**Рис. 3.** Кривая блеска HD 170987 (A). Фазы активных долгот: заполненные кружки – более активная область, незаполненные – менее активная; (B). Изменения запятненности поверхности HD 170987 (C). Изменения амплитуды колебаний блеска (D) и средних, минимальных и максимальных значений для каждого из 34 сетов (E). Горизонтальные сплошные и пунктирные прямые (B) – две активные долготы, разделенные на 0.5 по фазе.

Период вращения звезды согласно [10] составляет 4.3 суток. В совокупности для дальнейшего анализа нами было отобрано 1272 единичных измерений блеска звезды, охватывающих период наблюдений в 149 дней. Весь наблюдательный материал был разделен на 34 сета. Каждый сет последовательно охватывает один полный период вращения звезды и включает 61 или 62 единичных фотометрических оценок (кроме последнего, 34-го сета, с 49 измерениями). Каждая из 34 индивидуальных кривых блеска была проанализирована нами с помощью программы iPH [1]. Температура фотосферы звезды была принята равной 6540 К [10]. Исследуемая звезда лежит вне интервала температур, для которого было установлено соотношение [8]. Тем не менее, экстраполируя его, следует ожидать, что температура запятненной поверхности ниже температуры фотосферы не менее чем

на 1700 К. Наша модель включает только невозмущенную фотосферу и холодные пятна и не рассматривает дополнительно участки поверхности звезды, покрытые факельными полями.

Кривая блеска звезды была нормирована на ее максимальное значение и условно отнесена к величине максимального блеска, равного V = 7.5 mag. Значение величины угла наклона оси вращения звезды i составляет 50º ± 20º [10] – эта величина и была принята в нашем анализе. Поверхность звезды была разделена на элементарные площадки размером 6º×6º, и для каждой площадки были определены факторы заполнения f (доли поверхности элементарной площадки, занимаемая пятнами). По построенным картам мы определили долготы, соответствующие максимальным значениям f. Как и в наших предыдущих исследованиях, по распределению восстановленных значений f мы установили положения поверхностных температурных неоднородностей (в первую очередь это долготы активных областей). Величины активных долгот выражены или в градусах, или в долях фазы (от 0.0 до 1.0), точность их определений в случае HD 170987 высока и составляет не более 0.05, кроме ряда сетов, например, 32-го, когда активная область была значительно вытянута по долготе.

По высокоточным спектральным наблюдениям в [10] была выполнена оценка атмосферных параметров и химического состава HD 170987. К числу относительных особенностей химического состава HD 170987 следует отнести ее пониженную металличность (–0.15 ± 0.06) и высокое содержание лития в ее атмосфере. В [10] было высказано предположение о вероятной связи содержания легких элементов (лития) в атмосфере данной звезды со свойствами ее внутреннего вращения.

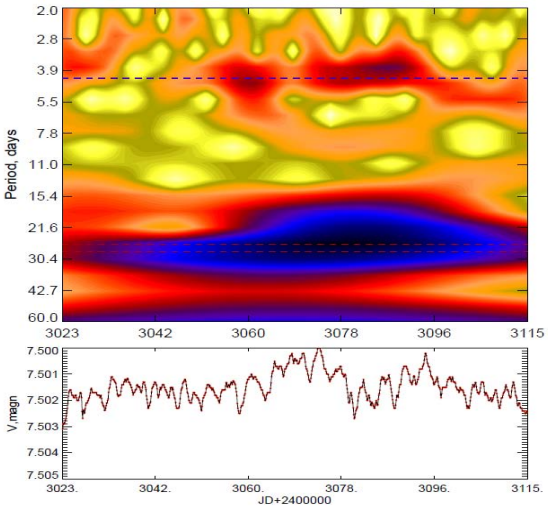


**Рис. 4.** Вейвлет спектр мощности для данных о переменности блеска HD 170987 для временного интервала от 1 до 60 дней (для сравнения в нижней части представлена кривая блеска HD 170987).

Обладая $T_{эфф}$ = 6540 К, HD 170987 попадает в диапазон эффективных температур звезд (5400–6850 КК), для которых наблюдаются пониженные содержания таких элементов, как литий и бериллий. Но повышенное содержание лития в атмосфере HD 170987 прямо указывает на отсутствие

глубокого перемешивания внутри звезды и, косвенно, на отсутствие дифферециального вращения с глубиной (см. об этом подробнее в [10)). Продолжая ход этих рассуждений, можно высказать дальнейшее предположение о том, что для HD 170987 следует ожидать пониженный уровень активности, обусловленной генерацией магнитных полей при процессах динамо. Действительно, анализ пятенной модуляции кривой блеска HD 170987 показал, что общий уровень активности этой звезды ниже, чем у изученных в [7] двух других объектов астросейсмологических исследований – HD 175726 ($T_{эфф}$ = 6030) и HD 181906 ($T_{эфф}$ = 6360). Кроме того, для HD 170987 нами не было зарегистрировано явления устойчивого переключения активных долгот (если не принимать во внимание спонтанных переключений в сетах 2, 25 и 32). Среди других проявлений магнитной активности звезды отметим наличие систематических смещений положений активных долгот (см. рис. 3), а также то, что пятенная модуляция с периодом в 4.3 дня неоднозначно проявлялась в течение наблюдений (рис. 4). Выполненный нами вейвлет анализ фотометрических наблюдений HD 170987 указывает на присутствие долгопериодической переменности блеска с характерными временами 26–28 дней (рис. 4).

## Заключение

Мы провели изучение поверхностных температурных неоднородностей звезды – карлика спектрального класса F HD 181906 и проследили их непрерывную эволюцию в течение почти пяти месяцев. Весь наблюдательный материал, полученный в ходе непрерывных 156-дневных уникальных фотометрических наблюдений с телескопом CoRoT, был разделен на 60 сетов, каждый из которых последовательно охватывает один полный период вращения звезды. Анализ каждой индивидуальной кривой блеска был выполнен с помощью программы iPH, решающей обратную задачу восстановления температурных неоднородностей звезды по кривой блеска в двухтемпературном приближении. Впервые при исследовании активных областей и долгот нами было установлено, что фазы активных долгот на поверхности HD 181906 концентрируются вблизи двух систем активных долгот. В каждой системе активные долготы отделены друг от друга на 180 градусов по долготе. Смещение самих систем между собой составляет порядка 100 градусов. В течение 2/3 периода наблюдений переключения систем активных долгот происходили квазипериодически с характерным временем в 30–35 дней, в последнюю треть наблюдений они происходили менее регулярно. Смены переключения положений активных областей происходили либо через 20–25 дней, либо через 40–45 дней (что, возможно, составляет удвоенное значение цикла флип-флопа). Переменность в изменениях блеска и амплитуды имеет характерные времена порядка 110 суток. Изменения запятненности и смен положений активных долгот развиваются на меньших временных масштабах (около 55–75 дней). Присутствует пе-

ременность всех перечисленных выше параметров в диапазоне 25–38 дней. Проведенный нами вейвлет анализ переменности блеска звезды указывает на то, что все из рассмотренных выше процессов носят квазипериодический характер, причем на всех характерных временах активность переменности ослабевала в последней трети периода наблюдений.

Из анализа кривой блеска звезды HD 170987, полученной с телескопом миссии CoRot, следует, что общий уровень активности этой звезды ниже, чем у других изученных объектов астросейсмологических исследований – HD 175726 и HD 181906. Для HD 170987 не установлено явления устойчивого переключения активных долгот. Отметим присутствие систематических смещений положений активных долгот. Пятенная модуляция с периодом в 4.3 дня по-разному проявлялась в течение наблюдений. Нами зарегистрировано присутствие долгопериодической переменности блеска звезды с характерными временами 26–28 дней.

**Литература**

1. *Savanov I.S., Strassmeier K.G.*, Light-curve inversions with truncated least-squares principal components: Tests and application to HD 291095 = V1355 Orionis // Astron. Nachr., 329, 364 (2008).
2. *Теребиж, В.Ю.*, Ведение в статистическую теорию обратных задач. Физматлит, М. (2005) 375 с.
3. *Savanov, I.S., Strassmeier, K.G.*, Surface imaging with atomic and molecular features. I. A new inversion technique and first numerical tests // Astronomy and Astrophysics, 444, 931 (2005).
4. *Garcia R.A., Regulo C., Samadi R., et al.*, Solar-like oscillations with low amplitude in the CoRoT target HD 181906 // Astronomy and Astrophysics, 506, 41 (2009).
5. *Bruntt H.*, The solar-like Accurate fundamental parameters of CoRoT stars HD 49933, HD 175726, HD 181420, and HD 181906 // Astronomy and Astrophysics, 506, 235 (2009).
6. *Саванов И.С.* Магнитная активность звезды Corot-Exo-2a // Астрономический журнал, том 87, №5, 483 (2010).
7. *Mosser B., Baudin F., Lanza A.F., et al.*, Short-lived spots in solar-like stars as observed by CoRoT // Astronomy and Astrophysics, 506, 245 (2009).
8. *Berdyugina S.V.*, Living Reviews in Solar Physics, 2, 8 (2005).
9. *Breger M.*, Comm. Asteroseism // 6, 1 (1990).
10. *Mathur S., García R.A., Catala C.* The solar-like CoRoT target HD 170987: spectroscopic and seismic observations // Astronomy and Astrophysics, 518, A53 (2010).

## STELLAR ACTIVITY CYCLES FROM THE SPACE AND GROUND-BASED OBSERVATIONS

**Savanov I.S.[1], Dmitrienko E.S.[2],**
[1]*Institute of astronomy of RAS*
[2]*Sternberg Astronomical Institute, Moscow University*

We present the result of light-curve inversions obtained with the space telescope CoRoT. We used continuous 156-day CoRoT photometric observations of the F dwarf HD 181906 to analyze temperature inhomogeneities on the stellar surface and follow their evolu-

tion. The analysis used the iPH code, which solves for the temperature inhomogeneities in a two-temperature approximation without any assumptions about the shape or number of spots on the surface. For the first time in studies of active regions and active longitudes, we find that the phases of the active longitudes on the surface of HD 181906 are concentrated close to two systems of active longitudes. In each system, the active longitudes are separated by 180◦ while the shift between the systems is about 100◦. During the observing period, switches between the systems of active longitudes occurred quasi-periodically on a time scale of 30–35 days about 2/3 of the period of observations and less frequently in the last one-third part. The positions of the active regions switched either every 20–25 days or 40–45 days. The periodicity of brightness and amplitude variations is of the order of 110 days. Variations in the spot coverage and changes in the active longitudes have shorter time scales (about 55–75 days). All these parameters are variable on time scales of 25–38 days. A wavelet analysis of the periodicity of the brightness variations indicates that all processes are quasi-periodic; activity on all time scales became less pronounced in the last third of the observing period. The star HD 170987 has been observed by CoRoT in the seismic field during 149 nights in 2008. From our light-curve inversions we constructed 34 surface maps of the star and determined positions of the active longitudes. No systematic flip-flops of the positions of the longitudes except its slow drift were registrated. Wavelet technique was used for the determination of the rotation period and the periodicities of the photometric activity (4.3 and 26–28 days, accordingly). High Li abundance in the atmosphere of HD 170987 directly supports the absence of deep mixing and indirectly supports stable magnetic activity of the star.

# МАГНИТНАЯ АКТИВНОСТЬ В ФОТОСФЕРАХ ЗВЕЗД ТИПА BY ДРАКОНА

**Бондарь Н.И.**
*НИИ «Крымская астрофизическая обсерватория» п. Научный АР Крым 98409*

## Введение

Магнитная активность является наиболее ярким проявлением нестационарности у звезд с массами, сравнимыми или меньше солнечной. Теоретическое обоснование действия динамо процессов в атмосферах вращающихся звезд с развитыми конвективными зонами было разработано в [1]. В рамках теории динамо получили объяснения различные проявления активности на Солнце. Открытие вспышек у звезд малых масс было первым свидетельством аналогии солнечной и звездной активности [2]. В 60-е годы XX в. у звезды BY Дракона и еще у нескольких звезд были обнаружены изменения блеска, которые указывали на присутствие пятен на их поверхности [3]. Одиночные и двойные звезды-карлики, проявляющие малоамплитудную переменность блеска с периодом осевого вращения, были названы звездами типа BY Dra. На диаграмме Герцшпрунга-Рессела они находятся на главной последовательности или чуть выше нее, в верхней части примыкают к звездам солнечного типа и родственным объектам – звездам T Tau и двойным системам RS CVn, а в нижнй части – к вспыхивающим звездам типа UV Cet [4]. Отличительными характеристиками звезд BY Dra являются: спектральный класс K0Ve-M5.5Ve; масса, эффективная температура и светимость меньше солнечных величин; вспышки более редкие и менее мощные, чем у звезд UV Cet; компонентами двойных систем являются K-M карлики.

Звезды типа BY Dra часто исследуются в совокупной выборке F-M карликов или как более ранние объекты в группе вспыхивающих звезд. Задачами исследования являются изучение уровня магнитной активности у звезд разных масс и возрастов, в том числе прошлого и будущего солнечной активности, определение параметров активных областей и временных характеристик их развития, влияния двойственности на масштабы и длительность активности. Для их решения требуются долговременные наблюдения, более продолжительные, чем 11-летний солнечный цикл. Звезды типа BY Dra наблюдают разными методами, но наиболее многочисленны данные широкополосной фотометрии. Источником фотометрических данных являются мониторинговые программы различных обсерваторий, фотографические архивы, космические обзоры.

**Фотометрические характеристики фотосферной активности**

Развитие неоднородностей на поверхности звезды приводит к переменности ее блеска и изучается по кривым блеска, построенным на разной временной шкале. Фазовая кривая представляет поведение блеска за время, равное периоду осевого вращения звезды. Появление пятна регистрируется на кривой как малоамплитудные колебания (вращательная модуляция). Широкополосная фотометрия показала, что переменность блеска вызывают холодные пятна, температура которых слабо меняется относительно температуры фотосферы. Масштаб переменности определяется изменениями площади равномерно и неравномерно распределенных пятен ($\Delta V \sim f_s = f_u + f_{as}$) и зависит от условий их видимости. В заданную эпоху $\Delta V = \Delta V_u + A_{mod}$, где $\Delta V_u$ – понижение блеска относительно незапятненной поверхности равномерно распределенными и/или полярными пятнами, $A_{mod}$ – амплитуда модуляции, обусловленная неравномерно распределенными пятнами. Блеск незапятненной фотосферы известен для небольшого числа звезд, т.к. для его определения требуются длительные наблюдения. Данные современной фотометрии для большинства звезд получены на ограниченных интервалах. По таким рядам можно получить нижнюю оценку реального понижения поверхностной яркости, а следовательно, нижнюю оценку полной площади запятнения поверхности $f_s$. Как показано в [5], между значениями $(A_{mod})_{max}$ и $\Delta V_{max}$ существует линейная корреляция. Яркие образования (факелы) могут компенсировать вклад холодных пятен, поэтому $(A_{mod})_{max}$ соответствует нижней оценке площади ассиметрично распределенных пятен.

Форма кривой блеска, амплитуда и фотометрический период (период изменения блеска) изменяются от сезона к сезону. Изменения фотометрического периода и его фазы вызваны миграцией пятен по широте и долготе. Дифференциальное вращение у звезд типа BY Dra значительно меньше по величине, чем солнечное – $D = 0.03 – 0.09$, $D_{\odot} = 0.19$. В большинстве случаев направление широтного движения пятен такое же, как у Солнца, но встречается противоположное (например, у BY Dra и V833 Tau) или разнонаправленное [4, 6]. Изменения наблюдаемого $P_{rot}$ могут происходить циклически, с периодом цикла пятнообразования. На Солнце это проявляется в виде известных диаграмм бабочек Маундера.

Большинство пятен группируются на определенных активных долготах, отстоящих друг от друга на 180° ($\varphi = 0.5$), иногда <100°. Смена активных долгот (флип-флоп цикл) происходит за несколько лет. Амплитуда такого цикла сравнима с $(A_{mod})_{max}$, т.к. полная площадь запятнения не изменяется.

Переменность сезонных кривых блеска отражает эволюцию пятен, их рост и разрушение, изменение параметров. Время жизни небольших пятен, обычно локализованных в узком широтном поясе, 200–500 дней; крупные высокоширотные пятна сохраняются в течение нескольких лет. На поверх-

ности звезды могут одновременно присутствовать старые и новые пятна. Изменяются не только их площади, у некоторых звезд температуры пятен к концу цикла могут понижаться ~ в 2 раза. При разрушении холодных пятен возрастает вклад факелов, особенно у старых звезд.

На интервале в несколько лет становятся существенными изменения среднего годового блеска звезды. Поведение среднего блеска обычно изучают в полосе *V*, а при использовании фотографических архивов – в полосе *B*. Долговременные изменения могут носить циклический характер с параметрами цикла $A_{cyc}$ и $P_{cyc}$. Они отражают изменения общей площади запятненности, что аналогично изменениям годовых чисел Вольфа. У звезд BY Dra наиболее длинные циклы составляют 50–70 лет [7, 8]. У продолжительных циклов $A_{cyc}$ ~ 0.4–0.8. Для активности F-M карликов, в том числе и типа BY Dra (BY Dra, V833 Tau, PZ Mon, EV Lac), характерна мультипериодичность, т.е. одновременное действие нескольких циклов разной мощности и длительности. Основным считается цикл, у которого $A_{cyc}$ максимальна в данную эпоху, со временем он сменяется другим, более продуктивным циклом.

Короткие циклы (2–6 лет) отражают процессы эволюции и перераспределения пятен. Циклы пятнообразования могут быть сравнимы с солнечным циклом и составлять 7–15 лет, но могут достигать 30 лет и более, часто они выражены как тренды, поскольку превышают длительность наблюдательного ряда. Моделирование долговременных изменений показало, что $A_{cyc}$ зависит от угла наклона оси вращения. Для звезд с $I \sim 20°$ $A_{cyc}$ ~ в 3 раза превышает амплитуду модуляции, для $I \sim 50°$ – в 1.5–2 раза, для $I \sim 70°$ амплитуды сравнимы [9].

Наземная фотометрия позволяет обнаружить неоднородности с относительной площадью более 5%. Внеатмосферные наблюдения с высоким временным разрешением регистрируют запятненности до 2% и изменения кривой блеска за время, меньшее $P_{rot}$. Температурные карты поверхности позволяют выявить наличие небольших пятен, разрушающихся через несколько дней, и короткие флип-флоп циклы (десятки дней) [10].

Данные в других полосах (кроме *V*) дают дополнительную информацию для определения параметров пятен и температуры фотосферы, позволяют выявить вспышки, определить активность каждого компонента в двойных системах.

### Активность звезд BY Dra в группе запятненных F-M карликов

Масштабы фотосферной активности определяют уровень активности всей звезды. Изучение амплитуды переменности блеска как показателя запятненности фотосферы у звезд разного возраста и массы показало, что уровень активности G8-K5 карликов выше, чем у F-M карликов с такими же периодами вращения [11]. Наиболее длинные и глубокие циклы пятнообразования также найдены у K-карликов [7, 8]. Модельные расчеты пло-

щади пятен показали, что в отличие от Солнца, у которого в максимуме цикла пятна покрывают малую долю поверхности, у К-карликов площади активных областей в 20–40 раз больше, а у М-карликов – в 8–10 раз.

Короны красных карликов также отличаются высокой активностью. Значения $L_x/L_{bol}$, характеризующие мощность рентгеновского излучения, у них в $10^2$–$10^3$ больше, чем у Солнца. Рентгеновская светимость возрастает с увеличением запятнённости поверхности [12]. Особую группу составляют экстремально быстрые карлики с $P_{rot} < 1.1$ d, показатели активности которых близки к уровню насыщения. В условиях, когда насыщения не достигается, $L_x/L_{bol} \sim (P_{rot}/\tau_c)^{-2}$ [13]. Выделение из F-M карликов наиболее активной G8-K5-группы, в которую попадает звезда-прототип, приводит к заключению, что звезды типа BY Dra отличаются от других пятнистых карликов высоким уровнем поверхностной активности и, как следствие, – высокой активностью в целом, обусловленной не только вращением, но и строением атмосферы.

Автор выражает глубокую благодарность М.М. Кацовой и М.А. Лившицу за полезные комментарии.

**Литература**

1. *Parker E.N.* 1979, Cosmic magnetic fields, their origin and activity. Oxford.
2. *Гершберг Р.Е.* 1978, Вспыхивающие звезды малых масс. М. Наука.128 с.
3. *Чугайнов П.Ф.* 1973, Изв. Крым. астрофиз. обс. 48, 3.
4. *Алексеев И.Ю.* 2006, Астрофизика 49, 303.
5. *Messina S., Rodono M., Guinan E.F.* 2001, Astron. Astrophys. 366, 215.
6. *Messina S., Guinan E.F.* 2003, Astron. Astrophys. 409, 1017.
7. *Olah K., Kollath Z., Strassmeier K.G.* 2000, Astron. Astrophys. 356, 643.
8. *Бондарь Н.И.* 2002, Астрон. журн., 79, 542.
9. *Olah K., Strassmeier K.G.* 2002, Astron. Nachr. 323, 361.
10. *Саванов И.С.* 2009, в сб.: Циклы активности на Солнце и звездах. С.-Пб. с.37.
11. *Messina S., Pizzolato N., Guinan E.F., Rodono M.* 2003, Astron. Astrophys. 410, 671.
12. *Кацова М.М.* Циклы активности на Солнце и звездах. С.-Петербург, 2009, с.27.
13. *Pizzolato N., Maggio A., Micela G., et al.* 2003, Astron. Astrophys. 397, 147.

## MAGNETIC ACTIVITY ON PHOTOSPHERES OF BY DRA STARS

**Bondar' N.I.**
*SRI Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Crimea 98409*

General charactericstics of BY Dra-type stars and their photospheric activity relatively others F-M active dwarfs are described briefly. Intensity of spot activity on this type stars provides a high activity level at all atmospheric layers including X-ray power of corona. Such active processes occur on these stars not only due their rotation, but also to an internal structure.

# ЗВЕЗДЫ С АКТИВНОСТЬЮ СОЛНЕЧНОГО ТИПА: КАТАЛОГ GTSh10

**Гершберг Р.Е., Теребиж А.В., Шляпников А.А.**
*Крымская астрофизическая обсерватория, Научный, Крым, Украина*

## 1. Введение

Как известно, красные карликовые вспыхивающие звёзды типа UV Кита были выделены в отдельный класс переменных звёзд на основании их чисто фотометрической характеристики – спорадических быстрых вспышек заметной амплитуды. Первые списки таких объектов содержали по 2–3 десятка звёзд. Вскоре у звёзд типа UV Кита были обнаружены малоамплитудные периодические колебания блеска, интерпретированные как эффект тёмных звёздных пятен, сильные эмиссионные линии водорода и кальция, свидетельствовавшие о мощных звёздных хромосферах, и нетепловое радиоизлучение, возникающее в звёздных коронах. Поскольку все такие структуры уже были известны на Солнце, их открытия на звёздах позволили выдвинуть концепцию физической идентичности активности вспыхивающих красных карликовых звёзд и солнечной активности [9].

В конце 90-х годов в КрАО была составлена наиболее полная на то время база данных по вспыхивающим звёздам и родственным им объектам. На основе этой базы данных, включавшей 462 объекта, была составлена и опубликована работа «Каталог и библиография вспыхивающих звезд типа UV Cet и родственных им объектов в солнечной окрестности» [10]. Собственно Каталог был дан в виде электронного приложения к журнальной публикации и позднее напечатан в монографии [8]. В поисковой системе SIMBAD этот Каталог получил обозначение GKL99.

## 2. Первое дополнение к GKL99

Каталог GKL99 был составлен по карточному каталогу, который вёлся в ходе многолетнего изучения вспыхивающих звезд в КрАО с середины 60-х годов. После опубликования GKL99 библиография по этим объектам продолжает накапливаться в нашей компьютерной базе данных и сейчас содержит около 4400 наименований. При подготовке английского издания монографии [8] из публикаций последних лет в неё были включены дополнительно упоминания о многих десятках объектов с интересующей нас переменностью.

## 3. Второе дополнение к GKL99: звезды-карлики с водородной эмиссией

Тесная связь вспышечной активности красных карликов с водородной эмиссией в их спектрах была обнаружена еще в 60-е годы; такие эмисси-

онные карлики получили даже специальное обозначение dKe и dMe. Первые оценки физических параметров звёздных хромосфер по водородной эмиссии – температуры, плотности и Бальмеровского декремента – и их сравнение с характеристиками солнечной хромосферы были получены в [5, 7, 28] соответственно. В дальнейшем наблюдениям и теоретическому анализу водородной эмиссии холодных карликов было посвящено более трёх десятков исследований. Публикации [24] и [18] дали несколько десятков новых эмиссионных красных карликов.

## 4. Третье дополнение к GKL99: звезды-карлики с кальциевой эмиссией

С переходом от K к G звёздам водородная эмиссия в спектрах карликов систематически ослабевает, и основной наблюдаемой характеристикой звёздной хромосферы становятся, как и на Солнце, эмиссионные линии H и K CaII.

Для количественной характеристики мощности звёздной хромосферы Дункан и др. [13] ввели обобщенную эквивалентную ширину эмиссионных линий H и K – величину S, и эта характеристика стала широко использоваться.

Проведя выборку из работ [6, 22, 21, 11, 12], мы получили большой список звёзд с измеренными величинами S.

## 5. Четвертое дополнение к GKL99: звезды-карлики с рентгеновскими коронами

Систематическое исследование рентгеновского излучения звёздных корон было начато американской астрофизической обсерваторией высоких энергий HEAO-2 – обсерваторией Эйнштейна, выведенной на орбиту в конце 1978 года. Следующий крупный рентгеновский эксперимент был проведен на европейском спутнике EXOSAT в 1985–88 годы.

С точки зрения отождествления на звёздах активности солнечного типа по их рентгеновскому излучению, наиболее эффективным был эксперимент ROSAT (1990–1997 гг.). Для пополнения нашего списка мы использовали следующие публикации, основанные только на итоговых данных по ROSATу: [29, 23, 27, 26, 14, 15].

## 6. Пятое дополнение к GKL99: звезды с поверхностной неоднородностью

Звёздный магнетизм солнечного типа обусловливает поверхностную неоднородность звёзд. Из 462 звёзд в GKL99 у 69 были отмечены тёмные пятна. Подавляющее большинство таких объектов – это K-M карлики типа BY Dra, у которых поверхностная неоднородность была найдена благодаря обнаруженным малоамплитудным периодическим колебаниям блеска с характерным периодом в несколько суток.

В ряде работ [1, 2, 17, 3, 16, 25, 20, 19, 30] опубликованы обширные исследования и обзоры по запятнённости поздних звёзд. Но лишь два десятка объектов, рассмотренных в них и относящиеся к звёздам с активностью солнечного типа, представили интерес для нас.

В Международном индексе переменных звёзд VSX [4] – постоянно обновляемой базе данных – к переменным типа BY отнесены 456 звёзд. Объединение с упомянутыми 20 запятнёнными звёздами и исключение повторяющихся звёзд и объектов, относящихся к другим типам переменности, а также имеющих спектральные типы более ранние, чем F0, дали пятое дополнение к GKL99.

## 7. Шестое дополнение к GKL99: вспыхивающие объекты с активностью солнечного типа, недавно пополнившие интерактивные базы данных

Международный индекс переменных звёзд VSX содержит 1050 объектов, классифицированных как объекты типа UV, то есть вспыхивающие. Для большей части из них указаны амплитуды вспышек. Как и при рассмотрении BY объектов в п.6, мы дополнили список VSX недавно внесенными в SIMBAD вспыхивающими звездами. После исключения повторов получен окончательный список 5535 звёзд с активностью солнечного типа; это число в 12 раз превосходит число объектов в GKL99.

## 8. Каталог GTSh10

Все отобранные нами звёзды с проявлениями активности солнечного типа собраны в каталоге GTSh10. Он состоит их двух Таблиц, которые представлены на сайте КрАО в электронном виде по адресу:
http://crao.crimea.ua/~aas/CATALOGUEs/G+2010/eCat/G+2010.html

В Таблице I собраны результаты нашей компиляции из многочисленных упомянутых выше публикаций. Она содержит имена звёзд, их координаты, звёздные величины, спектральные типы и качественные и/или количественные характеристики различных проявлений активности.

В Таблице II собраны все наименования рассматриваемых звёзд, и простейший алгоритм поиска позволяет по одному известному наименованию звезды находить её остальные имена и её номер в Таблице I.

Составленная нами Таблица I является результатом большого числа независимых наблюдений с аппаратурой разной проницающей силы. Поэтому выборки звёзд с тем или иным типом проявления активности, которые можно извлечь из Таблицы I, будут разной степени полноты, относиться к околосолнечным областям разных размеров и не смогут отражать реального соотношения пространственных плотностей таких объектов. Тем не менее, эта Таблица будет полезна для планирования дальнейшего исследования звёзд с активностью солнечного типа.

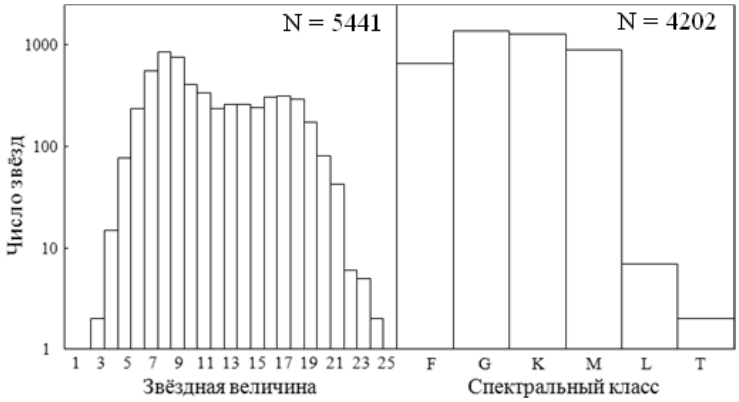


**Рис. 1.**

На рисунке 1 представлены распределения всех звёзд из GTSh10 в зависимости от яркости и спектрального класса. На рисунке 2 представлены аналогичные распределения звёзд GTSh10 с разными проявлениями активности солнечного типа:

a) с оптическими вспышками;
b) с Hα эмиссией;
c) с кальциевой эмиссией;
d) с пятнами;
e) с рентгеновским излучением;
f) с радиоизлучением.

При построении распределений в зависимости от яркости не учитывалась конкретная полоса измерения блеска объектов, так как диапазон показателей их цвета существенно у́же диапазона рассматриваемых яркостей.

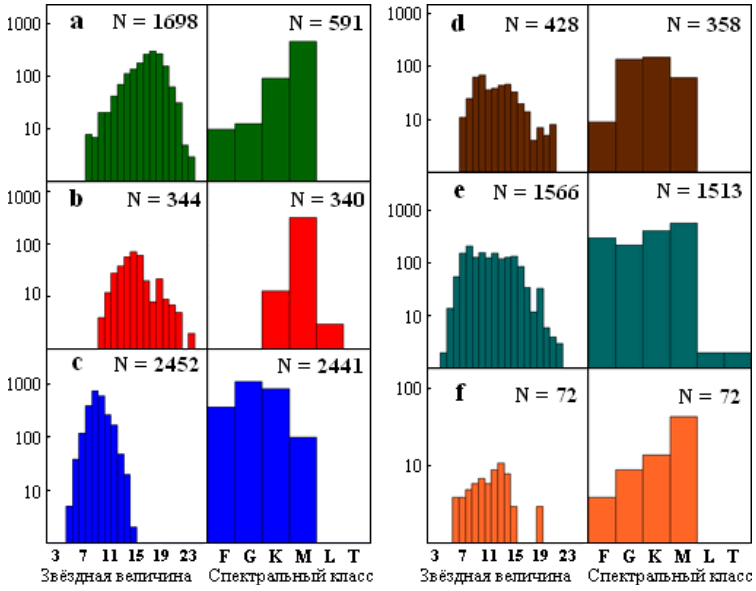


**Рис. 2.**

Рисунки 1 и 2 дают чёткое представление о диапазонах яркостей и спектральных классов звёзд, в которых наблюдаются рассматриваемые

проявления активности солнечного типа, и о тех яркостях и спектральных классах, на которые приходятся максимумы соответствующих распределений. Очевидно, что границы указанных диапазонов и локализация максимумов распределений существенно зависят как от физики процессов активности, так и от наблюдательной селекции, и разделение этих независимых факторов требует в каждом случае специального исследования.

В полном виде эта работа публикуется в Известиях Крымской астрофизической обсерватории Т. 107, 2011.

Авторы считают приятным долгом поблагодарить сотрудников Страсбургского астрофизического центра данных (Франция), которые обеспечивают работу интерактивных приложений SIMBAD, VizieR, Aladin, и М.М. Кацову за важное конструктивное замечание к предварительной версии работы.

**Литература**

1. *Алексеев И.Ю.*, 2001 – «Запятнённость звёзд малых масс», Одесса, АСТРОПРИНТ, 136 с.
2. *Алексеев И.Ю.*, 2008 – Известия Крымской астрофизической обсерватории Т.104 N1, С.272.
3. *Бердюгина С.В. (Berdyugina S.V.)*, 2005 - lrsp V.2 N8, P.1.
4. *Ватсон (Watson C.L.)*, 2006 – The International Variable Star Index (VSX) // The Society for Astronomical Sciences 25th Annual Symposium on Telescope Science. Held May 23–25, 2006, at Big Bear, CA. Published by the Society for Astronomical Sciences., p.47
5. Вилсон (Wilson O.), 1961 – PASP V.73 P.15.
6. *Генри и др. (Henry T.J., Soderblom D.R., Donahue R.A., Baliunas S.L.)*, 1996 – Astron. J. V.111 P.439.
7. *Гершберг Р.Е.*, 1970 – Астрофизика Т.6 С.191.
8. *Гершберг Р.Е.*, 2002 – «Активность солнечного типа звезд главной последовательности». Астропринт. Одесса. 688С. (Gershberg R.E., 2005 – “Solar-type activity in main-sequence stars”. Heidelberg. Springer. 494P.)
9. *Гершберг и Пикельнер (Gershberg R.E. and Pikel’ner S.B.)*, 1972 – Comments on astrophysics and space physics V.4 P.113.
10. *Гершберг, Кацова, Ловкая и др. (Gershberg R.E., Katsova M.M., Lovkaya M.N. et al.)*, 1999 – Astron.Astrophys.Suppl.Ser. V.139 P.555.
11. *Грей и др. (Gray R.O., Corbally C.J., Garrison R.F., McFadden M.T., Robinson P.E.)*, 2003 – Astron.J.V.126 P.2048.
12. *Грей и 7 др. (Gray R.O. and 7 others)*, 2006 – Astron.J. V.132 P.161.
13. *Дункан и 17 др. (Duncan D.K. and 17 others)*, 1991 – Astrophys. J.Suppl.Ser. V.76 P. 383.
14. *Марино и др. (Marino A., Micela G., Peres G.)*, 2000 – Astron. Astrophys. V.353 P.177.
15. *Марино и др. (Marino A., Micela G., Peres G., Sciortino S.)*, 2002 – Astron. Astrophys. V.383 P.210.
16. *Мессина (Messina S.)*, 2008 – Astron.Astrophys. V.480 issue 2 P.495.
17. *Мессина и Гайнан (Messina S. and Guinan E.F.)*, 2002 – Astron. Astrophys.V.393, P. 225.
18. *Моханти и Басри (Mohanty S. and Basri G.)*, 2003 – Astrophys.J. V.583 P.451.

19. *Ола и др. (Olah K., Kollath Z., Granzer T., Strassmeier K.G., Lanza A.F., Jaervinen S., Korhonen H., Baluinas S.L., Soon W., Messina S., Cutispoto G.),* 2009 – Astron. Astrophys. V.501 P.703.
20. *Пагано (Pagano I.),* 2009 – in A.G. Kosovichev et al. (eds) Solar and stellar variability. Proc.IAU Symp. N264 P.136.
21. *Райт и др. (Wright J.T., Marcy G.W., Butler R.P., Vogt S.S.),* 2004 – Astrophys. J. Suppl. Ser. V.152 P.261.
22. *Тинни и др. (Tinney C.G., McCarthy C., Jones H.R.A. et al.),* 2002 – MNRAS V.332 P.759.
23. *Фурмайстер и Шмитт (Fuhrmeister B. and Schmitt J.H.M.M.),* 2003 – Astron. Astrophys. V.403 P.247.
24. *Холи и др. (Hawley S.L., Gizis J.E., Reid I.N.),* 1996 – Astron.J. V.112 P.2799.
25. *Холл и др. (Hall J.C., Henry G.W., Lockwood G.W., Skiff B.A., Saar S.H.),* 2009 – Astron.J. V.138 issue 1, P.312.
26. *Хюниш, Шмитт и др. (Huensch M., Schmitt J.H.M.M. et al.),* 1999 – Astron. Astrophys. Suppl.Ser.V.135, P.319.
27. *Хюниш, Шмитт и Фогес (Huensch M., Schmitt J.H.M.M., Voges W.),* 1998 – Astron. Astrophys. Suppl.Ser.V.132 P.155.
28. *Шаховская Н.И.,* 1974 – Известия КрАО. Т.51. С.92.
29. *Шмитт и Лифке (Schmitt J.H.M.M. and Liefke C.),* 2004 – Astron. Astrophys. V.417 P.651.
30. *Штрассмайер (Strassmeier K.G.),* 2009 – Astron.Astrophys.Rev. V.17 I

## STARS WITH THE SOLAR-TYPE ACTIVITY: GTSH10 CATALOGUE

**Gershberg R.E., Terebizh A.V., Shlyapnikov A.A.**
*Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Crimea, Ukraine*

Using the last 10–15 year publications the Catalogue of dwarf stars with various displays of the solar-type activity is compiled. It includes objects with dark spots, with hydrogen and calcium chromospheric emissions, with short-lived flares in different ranges of wavelengths, with radio and X-ray radiation of stellar coronae. The Catalogue contains 5535 objects.

# ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ ЦИКЛЫ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ПОСЛЕДНИХ 10 ТЫС. ЛЕТ ПО ДАННЫМ О КОНЦЕНТРАЦИИ КОСМОГЕННЫХ НУКЛИДОВ В ПРИРОДНЫХ АРХИВАХ ИЗВЕСТНОГО ВОЗРАСТА

**Дергачев В.А.**
*Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия,*
e-mail: v.dergachev@mail.ioffe.ru

## Введение

Прямая регистрация солнечной изменчивости охватывает только примерно 400 лет, что не дает возможности изучать долговременные изменения длины и амплитуды циклов солнечной активности (СА) и не достаточно для понимания механизмов, которые управляют солнечными процессами. Кроме того, поскольку многие земные явления, в частности, изменения климата, связаны с солнечной изменчивостью, ограниченная шкала наблюдений не позволяет корректно определить, какую роль солнечная изменчивость играет в изменении климата. Поэтому и астрофизики, и геофизики, и климатологи заинтересованы в получении достоверных данных об изменении СА на длинных временных шкалах.

В настоящее время непрерывно пополняется база данных, свидетельствующих о довольно широком спектре долговременной солнечной изменчивости. А раз так, то расширяются возможности понять, каков характер этой изменчивости, определить ее длительность и установить, на каком участке этой изменчивости мы находимся, чтобы получить более-менее адекватные ответы на многие изучаемые процессы, имевшие или имеющие место на Солнце и Земле. Ясно, что для установления долговременной солнечной цикличности без привлечения косвенных данных не обойтись.

Известно, что образование $^{10}$Be,$^{14}$C, $^{36}$Cl и других космогенных нуклидов в земной атмосфере связано с СА. Скорость образования этих нуклидов в верхних слоях атмосферы при бомбардировке ее галактическими космическими лучами увеличивается или уменьшается, соответственно, при уменьшении или увеличении СА, а также зависит от изменения напряженности геомагнитного поля. Космогенные нуклиды в ряде природных архивов, позволяющих приписать им точную временную шкалу, дают уникальную возможность для детектирования солнечных циклов различной продолжительности на различных по длительности масштабах времени. Хорошо известный 11-летний цикл СА был найден в данных концентрации $^{10}$Be, $^{14}$C и может быть значительно продлен по сравнению с наблюдательными данными солнечных пятен.

Концентрации космогенных нуклидов в природных архивах являются многообещающими в качестве индикаторов как солнечной, так и палеоклиматической изменчивости, но интерпретация данных достаточно сложна, поскольку требует понимания процессов образования, переноса и динамики отложения, которая контролирует их концентрации. Надежная реконструкция изменений скорости образования этих нуклидов в прошлом возможна только из стратиграфически неповрежденных архивов, имеющих слоистую структуру. Такими архивами являются: кольца деревьев, слои льда, отложения озер и морей, кораллы, лёссы, многие из которых имеют годичное разрешение.

В данной работе на основе анализа данных об изменении инструментальных и исторических наблюдений за Солнцем и космогенных нуклидов $^{10}$Be и $^{14}$C, модулируемых СА, исследуемых в естественных архивах известного возраста, приведены доказательства долговременных циклических изменений СА на протяжении последних столетий и тысячелетий, что позволяет более точно рассчитать поведение СА в современную эпоху.

## Солнечная активность по данным инструментальных наблюдений и исторических летописей

Наблюдения за Солнцем ведутся с 1610 года, со времени открытия солнечных пятен Галилеем, но на регулярной основе наблюдения солнечных пятен ведутся только с 1700 года. На основе фактического материала о наблюдении солнечных пятен, кроме 11- и 22-летних циклов, по мощности пятнообразования в 11-летних циклах был выделен примерно 80–90-летний цикл (цикл Глайсберга).

Анализ распределения количества солнечных пятен в период до 1700 года, начатый Р. Вольфом, продолжили другие два известных астронома: Г. Шпёрер и Э. Маундер. Последний [1] в 1894 году опубликовал статью, в которой был выделен продолжительный минимум солнечных пятен, приходящийся на интервал времени 1645–1715 гг., названный позднее Маундеровским минимумом СА. Вейвлет анализ числа солнечных пятен (рис. 1) ясно указывает на Маундеровский минимум (1645–1715 гг.) очень низкой СА. Также видно, что после 1940 года СА резко усилилась.

Исторические источники о солнечных пятнах, видимых невооруженным глазом, и полярных сияниях дают ценную информацию об изменении СА за пределами инструментальных наблюдений за Солнцем. С 4 века до н.э. восточные астрономы наблюдали пятна на Солнце, видимые невооруженным глазом, что позволяет реконструировать солнечную активность в более далёкое прошлое.

В 1889 году по данным китайских летописей опубликован список [2] из 45 наблюдений солнечных пятен, видимых невооружённым глазом, за период времени 301–1205 гг. После этой публикации записи о наблюдении

солнечных пятен, видимых невооружённым глазом, были выявлены в других китайских источниках, а также в корейских и японских летописях.

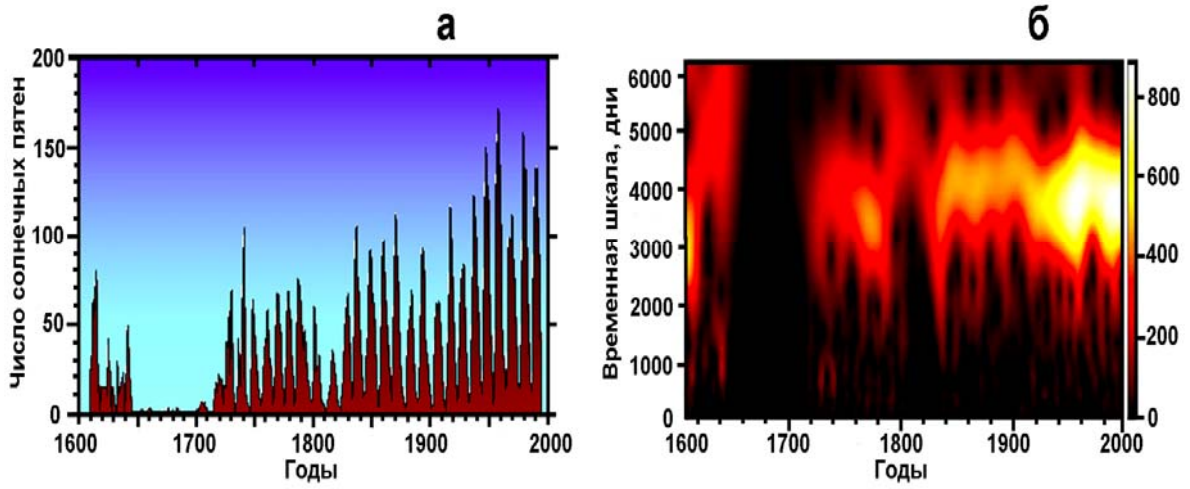


**Рис. 1. а)**. Изменение числа солнечных пятен во времени (1610–1995 гг.) и **б)**. Вейвлет скалограмма числа групп солнечных пятен, зарегистрированных инструментальными методами.

В работе [5] были внесены коррекции в ряд каталогов Кореи и Китая по результатам наблюдений за Солнцем и получены новые таблицы числа солнечных пятен и полярных сияний для временного интервала 11–18 столетий, и на рис. 2 представлены распределения солнечных пятен и полярных сияний. На рисунке хорошо прослеживаются глубокие минимумы, хорошо совпадающие в обоих распределениях, таким образом иллюстрируя особенности поведения СА на больших временных шкалах.

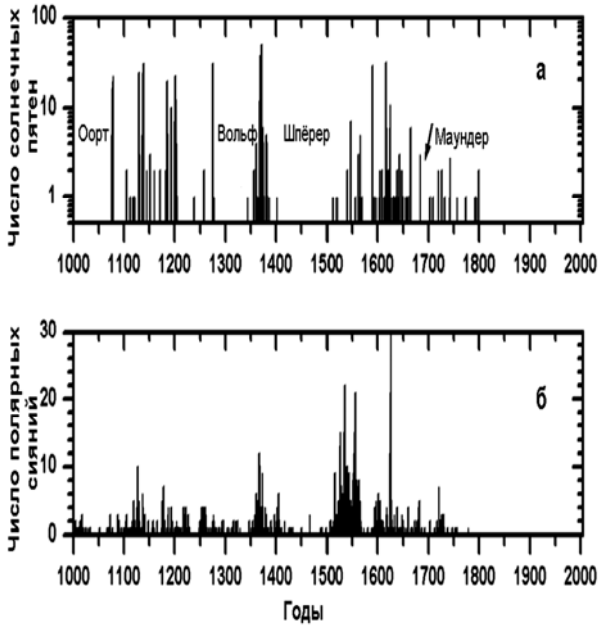


**Рис. 2**. Исторические наблюдения **а)** солнечных пятен и **б)** полярных сияний в Корее и Китае в 11–18 столетиях. По данным солнечных пятен обозначены глубокие минимумы СА.

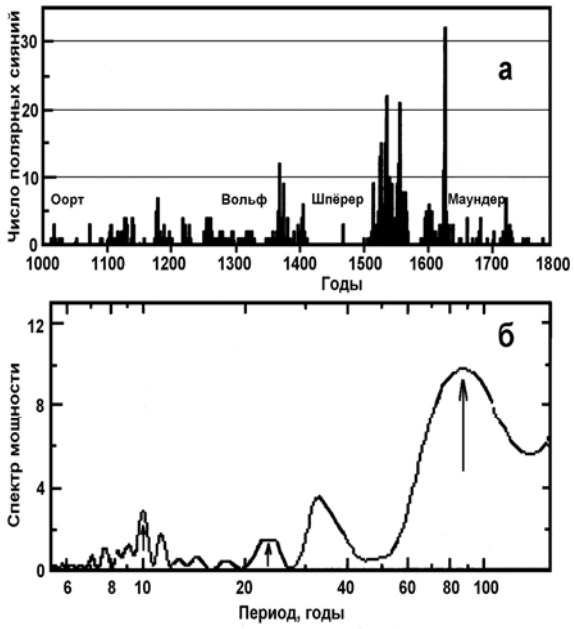


**Рис. 3. а)** Распределение наблюдений полярных сияний в Корее в течение 11–18 столетий; **б**) Спектр мощности данных о полярных сияниях за интервал времени 1397–1799 гг.

В работе [6] проведен анализ исторических данных о полярных сияниях по наблюдениям в Корее в течение 11–18 столетий (рис. 3). Из рис. 3а следует, что между минимумами Маундера и Шпёрера интенсивность полярных сияний наиболее высокая. Наиболее заметные особенности в изменении полярных сияний за примерно 400-летний интервал прослежены на рис. 3б. Спектральный анализ этих данных показал, что найденные циклы 11.2 и 88.4 года в изменении полярных сияний совпадают с циклами СА, установленными по телескопическим наблюдениям. Стрелки на рис. 3 указывают на примерно 11-, 22- и 80–90-летнюю цикличность, совпадающую с известными солнечными циклами.

Ксю [7] рассчитал по каталогу [3] спектр мощности распределения солнечных пятен в древнем Китае в течение последних примерно 2000 лет и выделил гармоники с периодом 10,62, 86,96 и 212,77 лет. При этом оказалось, что наибольшую значимость в спектре мощности имеет ~210-летний цикл.

Наговицын [8], используя каталоги Виттмана и Ксю [3] наблюдений в прошлом солнечных пятен, видимых невооруженным глазом, получил четыре временных ряда, характеризующие различные стороны поведения СА в прошлом. Он установил несколько наиболее выразительных пиков в периодичности СА, соответствующих примерно 11, 90, 200 и 400 лет.

В последние годы появились работы, учитывающие новые данные исторических хроник о СА в прошлом.

В качестве примера представляет интерес сравнить результаты работ Летфуса [9], и Вагуэро [10], которые включили в рассмотрение ряд новых данных. На рис. 4 представлены распределения солнечных пятен за период с 1100 года до 1900 года (рис. 4а) и период с 165 года до н.э. до 1950 года (рис. 4б). Ясно видны вековые минимумы СА: Вольфа, Шпёрера, Маундера и Дальтона в обоих распределениях.

Остановимся на хорошо известной публикации Шоува [11], который одним из первых проделал огромную работу по расширению базы данных для исследования долговременных изменений СА с 649 г. до нашей эры, используя исторические сведения о полярных сияниях. В работе [12] на основе современных методов обработки сигналов показано, что анализируемый ряд [11] обладает высоким качеством для извлечения информации, касающейся длины и фазы солнечного цикла, и может быть хорошим индексом, продолжающим ряд прямых наблюдений индексов СА, по крайней мере, для последних 2000 лет. Была выделена область структурированных фазовых циклов, амплитуда которых имеет временную зависимость. Автор установил, что в спектре прослеживается доминирующий, слабо изменяющийся во времени компонент с периодом не менее 1700 лет.

Представляет интерес понять природу этого долговременного тренда, которая может быть связана как с характером изменения СА на больших масштабах времени, так и с изменением напряженности геомагнитного по-

ля во времени, влияющим на частоту проявления полярных сияний в земной атмосфере.

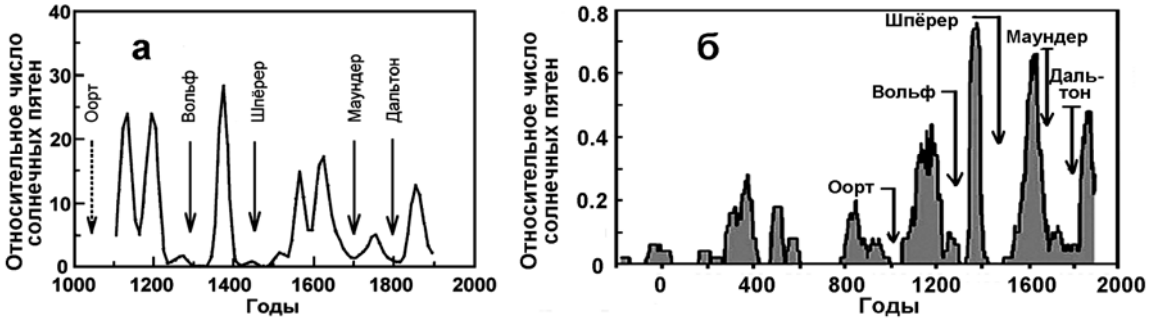


**Рис. 4**. **а).** Вековые вариации десятилетних сумм дней наблюдений пятен, видимых невооруженным глазом в последнее тысячелетие [9], сглаженных биномиальным фильтром по пяти точкам и **б)**. 50-летняя скользящая средняя числа погодичных наблюдений видимых невооруженным глазом солнечных пятен в течение 22 столетий [10].

После устранения из временного ряда полярных сияний этого долговременного тренда, в спектре изменения фазы проявляются наиболее мощные ~210-летний и ~80-летний циклы (рис. 5). Следует отметить, что эти же гармоники выделяются и в изменениях длин (по крайней мере, 11-летнего) солнечных циклов.

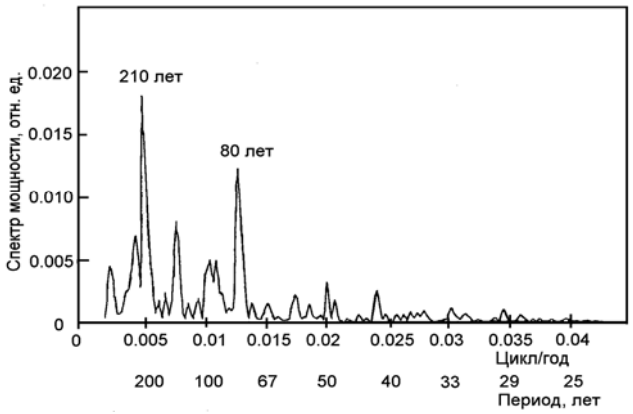


**Рис. 5.** Спектр мощности фазы солнечного цикла.

Как инструментальные наблюдения изменений СА, так и восстановленные данные изменений в прошлые эпохи показывают цикличность СА различной продолжительности. В то же время даже наиболее изученный продолжительный Маундеровский минимум СА всё же попадает на начальный период развития телескопических наблюдений за Солнцем, характеризующийся существенной неопределенностью в числе групп солнечных пятен, наличием ошибок, нерегулярностью наблюдений, что требует поиска дополнительных данных о реальной продолжительности этого минимума, не говоря уже о других продолжительных минимумах СА в прошлом [13]. Солнечные пятна, наблюдённые ранее невооруженным глазом и записанные в исторических хрониках, и наблюдения полярных сияний дают только качественную картину изменения СА, т.е. являются грубым индикатором СА. И трудно представить, что обнаружение новых ис-

торических хроник о наблюдениях за Солнцем может существенно улучшить ситуацию в установлении закономерностей изменения СА на больших интервалах времени.

## Солнечная активность по данным изменений галактических космических лучей и космогенных нуклидов в прошлом

### *1. Связь между изменениями солнечной активности, интенсивности космических лучей и космогенных нуклидов*

Другим индикатором изменения СА могут служить потоки галактических космических лучей, попадающие на Землю из космического пространства. Многолетние регулярные измерения космических лучей (КЛ) в атмосфере (до высот 30–35 км) с помощью специальных радиозондов, были начаты в Мурманской и Московской областях в середине 1957 года и продолжаются до настоящего времени, т.е. уже охватывают пять 11-летних солнечных циклов [14]. Долговременные ряды подобных измерений, продолжительностью 10 лет и более, получены и на других станциях мира. На поверхности Земли заряженную компоненту КЛ регистрируют с помощью нейтронных мониторов. По экспериментальным данным установлено, что интенсивность КЛ зависит от уровня СА, корреляция которой с интенсивностью КЛ хорошо видна на рис. 6 [15]. Длительные непрерывные измерения потоков КЛ с помощью аэростатов и наземных ионизационных камер и нейтронных мониторов показывают три особенности в изменчивости потоков КЛ и чисел Вольфа: во-первых, отчетливо видна ~ 11-летняя модуляция интенсивности потоков КЛ; во-вторых, четко прослеживается долговременная изменчивость минимальных потоков КЛ во время максимумов циклов СА, а также отсутствие линейной связи между максимальными значениями числа Вольфа и минимальными значениями потоков КЛ в цикле.

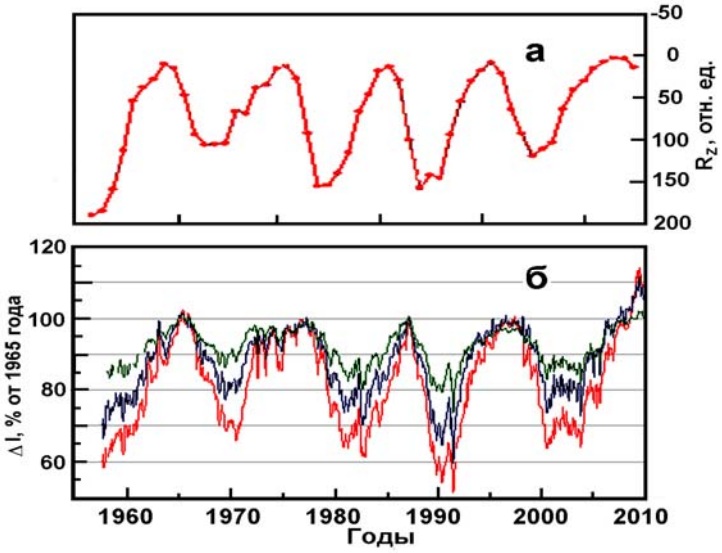


**Рис. 6.** Сопоставление относительных изменений **а)** числа солнечных пятен $R_z$ и **б)** среднемесячных значений потоков космических лучей **ΔI** по измерениям в атмосфере над Мурманском (красная кривая), Москвой (синяя кривая) и на поверхности Земли – нейтронный монитор (Москва).

К сожалению, прямые измерения КЛ с помощью аппаратуры, устанавливаемой на спутниках, как и измерения характеристик СА вне атмосферы Земли, имеют короткую временную шкалу.

В то же время известно, что под действием КЛ в атмосфере Земли образуются космогенные нуклиды, например, $^{14}C$ и $^{10}Be$, привлекательность которых для исследования СА в прошлом заключается в том, что они откладываются в архивы, имеющие абсолютную временную шкалу. Космогенные нуклиды $^{14}C$ и $^{10}Be$ играют центральную роль в извлечении информации о прошлой интенсивности КЛ и СА. В то же время интерпретация данных $^{14}C$ и $^{10}Be$ не является простой, поскольку измеряемый сигнал содержит в себе компоненты образования и обменной системы.

Отличие этих нуклидов заключается в следующем. Радиоуглерод после образования в форме $^{14}CO_2$ участвует в обмене между четырьмя резервуарами углеродной системы: атмосферой, биосферой, верхним перемешиваемым и глубинным слоями океана (рис. 7), и вследствие больших размеров этих резервуаров (демпфирующий эффект углеродной системы), в концентрации $^{14}C$ ($\Delta^{14}C$) сильно подавляется амплитуда скорости образования коротких циклов (амплитуда 11-летней гармоники в $\Delta^{14}C$ подавляется почти на два порядка). Кроме того, необходимо учитывать разный фазовый сдвиг, зависящий от длины исследуемого цикла, между сигналами образования и атмосферной $\Delta^{14}C$ (от нескольких лет до нескольких десятков лет). Для циклов длительностью в сотни лет подавление амплитуды составляет 10–20 раз, а фазовый сдвиг – десятки лет. Важно отметить, что вследствие относительно долгого времени пребывания $^{14}C$ в атмосфере, распределение $^{14}CO_2$ становится однородным, в результате чего вариации $\Delta^{14}C$ легко связать с глобальной скоростью образования $^{14}C$.

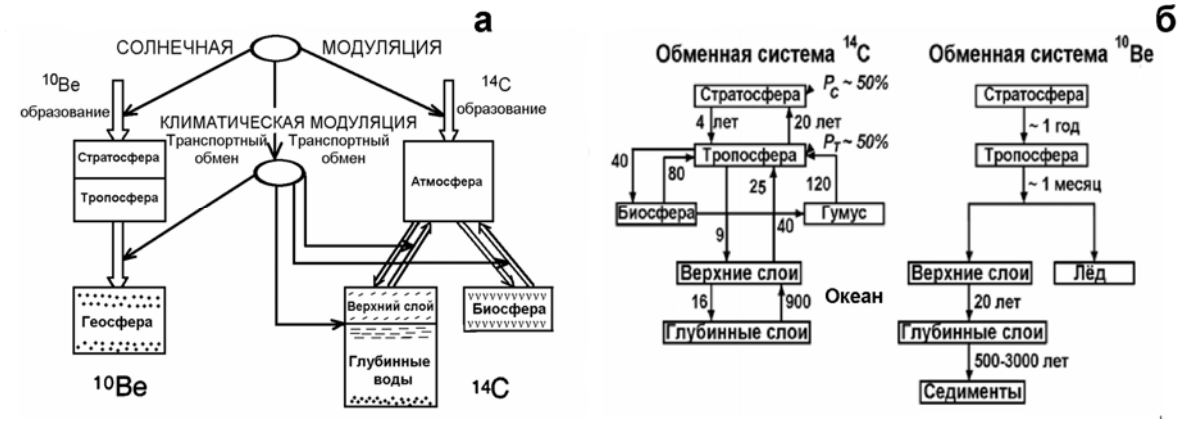


**Рис. 7. а).** Различие обменных систем для космогенных нуклидов $^{14}C$ и $^{10}Be$ и **б).** Ящичные модели переноса $^{14}C$ и $^{10}Be$ после их образования из атмосферы в земные архивы [16]. Цифрами указаны времена переноса (годы), $P_c$ и $P_т$ – относительные скорости образования $^{14}C$ в стратосфере и тропосфере, соответственно.

В отличие от $^{14}C$ в кольцах деревьев, $^{10}Be$ в слоях льда имеет более простую обменную систему (Рис. 7). После образования в атмосфере $^{10}Be$

прикрепляется к аэрозолям и попадает в ледяные шапки или океанические отложения сухим осаждением или с осадками за время от нескольких месяцев до 1-2 лет. Это означает, что кратковременные флуктуации скорости образования $^{10}$Be не подвергается сильному ослаблению и фазовому сдвигу, как это имеет место для $^{14}$C. Для описания процессов переноса в этом случае достаточно учитывать только атмосферу. Грубо можно считать, что измеряемый во льдах поток $^{10}$Be отражает среднюю глобальную скорость образования $^{10}$Be.

В настоящее время нет никакого сомнения, что вариации $\Delta^{14}$C в земной атмосфере в прошлом являются источником важной дифференциальной во времени информации по изучению СА и других природных процессов на длительных временных шкалах, имеющих абсолютную хронологию (например, [17]). Радиоуглерод является глобальным трассером этих процессов, о чем свидетельствует рис. 8, на котором представлены результаты высокоточных измерения концентраци $^{14}$C в кольцах деревьев из северного [18] и южного [19] полушарий. Содержание $^{14}$C также отражает влияние антропогенного воздействия на уровень, который уменьшился за счет сжигания ископаемого топлива (Зюсс эффект) и увеличился за счет взрыва атомных бомб в атмосфере Земли. Все кривые на рисунке хорошо согласуются. Следует отметить, что антропогенный эффект на уровень $^{14}$C существенно превышает его естественное изменение, в особенности после взрывов бомб в атмосфере, что не позволяет проследить детальную картину связи изменений уровня $^{14}$C и СА с начала промышленной революции (поэтому имеющиеся данные по изменению содержания $^{14}$C в прошлом отсчитываются от 1950 года). В тоже время по данным рис. 9 можно проследить, что экстремальные изменения СА чётко прослеживаются в данных $\Delta^{14}$C: минимальные уровни СА соответствуют максимальным значениям $\Delta^{14}$C и наоборот, что имеет ясное физическое обоснование.

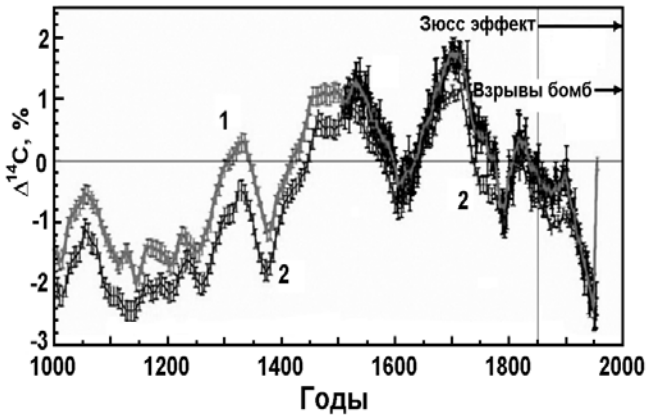


**Рис. 8.** Сравнение изменений концентрации $^{14}$C ($\Delta^{14}$C), измеренной в блоках колец деревьев известного возраста для северного – **1** [18] и южного полушарий - **2** [19]. Кривая **3** отражает годичные $\Delta^{14}$C в кольцах деревьев из северного полушария [20].

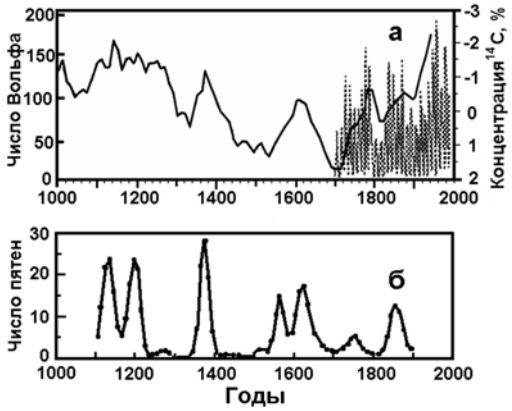


**Рис. 9.** Изменение во времени:
**а)** концентрации $^{14}$C (по десятилетиям) – шкала инвертирована и
**б)** числа солнечных пятен, видимых невооружённым глазом [9].

Несмотря на обширное использование $^{10}$Be как наиболее существенного источника информации о СА и интенсивности КЛ в эпоху антропогенного вмешательства в природные процессы, основная информация с годичным разрешением на шкале несколько столетий была получена только по данным со станции Dye-3 (Гренландия) с 1500 года [21]. В последующем были получены данные по $^{10}$Be и по другим станциям.

На концентрацию $^{10}$Be в керне льда влияют как изменения в скорости образования этого изотопа во времени, так и процессы переноса и отложения. Изменения в скорости образования зависят от солнечной активности и напряженности геомагнитного поля. На перенос и отложение влияет атмосферное перемешивание (например, стратосферно-тропосферный обмен) и скорость накопления снега, что является главной проблемой, с которой приходится сталкиваться при извлечении информации о СА и КЛ из данных по $^{10}$Be в кернах льда. Важный вопрос: до какой степени изменения в концентрации $^{10}$Be замаскированы метеорологическими условиями в течение периодов переменного климата?

Стожков [22] из сравнения рядов данных о концентрации радионуклидов $^{10}$Be в кернах льда и $^{14}$C в кольцах деревьев (примерно за последние 500 лет) сделал вывод о бесперспективности использования этих радионуклидов для восстановления потоков ГКЛ и характеристик СА в прошлом. Так ли это?

В работе [23] представлены новые данные по $^{10}$Be годичного разрешения, охватывающие временной интервал 1389-1994 гг., измеренные в керне льда со станции NGRIP в центральной части Гренландии. Отметим, что данные $^{10}$Be со станций NGRIP и Dye-3 показывают подобную долгосрочную циклическую изменчивость на всём протяжении солнечных минимумов Маундера и Шпёрера, хотя имеют место и нерегулярные кратковременные различия в данных между этими двумя гренландскими станциями, что указывают на то, что, по крайней мере, необходимы две серии $^{10}$Be данных высокого разрешения, чтобы оценить локальные изменения и уверенно восстанавливать СА.

Различие в географическом местоположении станций NGRIP и Dye-3 обусловлено не только широтой и высотой, но также и расстоянием от побережья, что, по-видимому, должно сказываться на переносе и отложении $^{10}$Be в этих двух местах по-разному. Выделяемые из кернов льда $^{10}$Be сигналы в этих местах не прямо сопоставимы из-за местных погодных эффектов. Проведенный в работе [24] анализ причин, влияющих на уровень $^{10}$Be извлекаемого из слоёв льда Гренландии и Антарктиды, показывает, что образование является доминирующим глобальным сигналом по сравнению с транспортным или погодным сигналом локального характера.

На рис. 10 сравнены погодичные данные $^{10}$Be с двух станций NGRIP и Dye-3 для последних нескольких десятилетий с данными потоков КЛ (нейтронные мониторы и ионизационные камеры), которые, как было рассмот-

рено выше, отражают солнечную активность. В отсутствие надёжных данных $^{14}C$ естественного происхождения данные $^{10}Be$ в кернах льда подтверждают, что $^{10}Be$ отражает солнечные изменения 11-летнего цикла Швабе.

Для выявления связи между потоком $^{10}Be$ и СА следует изучить связь между потоками солнечного ветра, связанными с магнитными полями на Солнце, и земной магнитосферой. Локвуд и Стампер [26] оценили изменение интенсивности КЛ в течение последних примерно 140 лет, используя данные нейтронного монитора на ст. Клаймакс (жесткость обрезания 3 ГВ) и геомагнитный *aa*-индекс с 1868 г. Они обнаружили отрицательную корреляцию (коэффициент корреляции равен – 0.874) между годовыми средними значениями отсчетов, наблюдаемых на станции Dye-3 и полным корональным потоком, оцененным из геомагнитных наблюдений *aa*-индекса, и установили наилучшее линейное регрессионное соответствие.

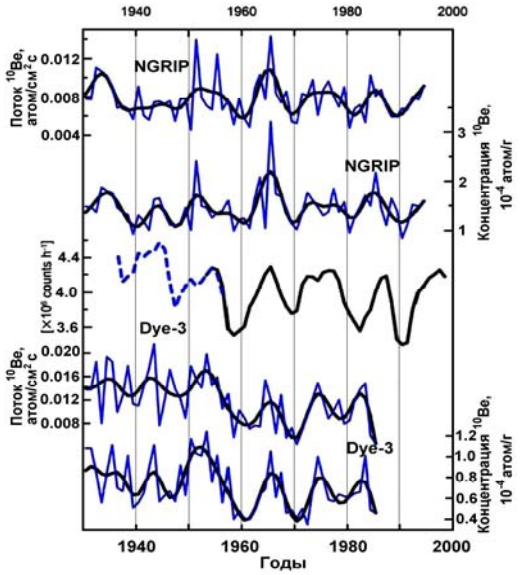


**Рис. 10.** Сравнение отфильтрованных фильтром низких частот и погодичных значений концентраций и потока $^{10}Be$ в кернах NGRIP и Dye-3 с данными нейтронных мониторов (1953–1998 гг.) – сплошная кривая и ионизационных камер (1936–1956 гг.) – штриховая кривая [25].

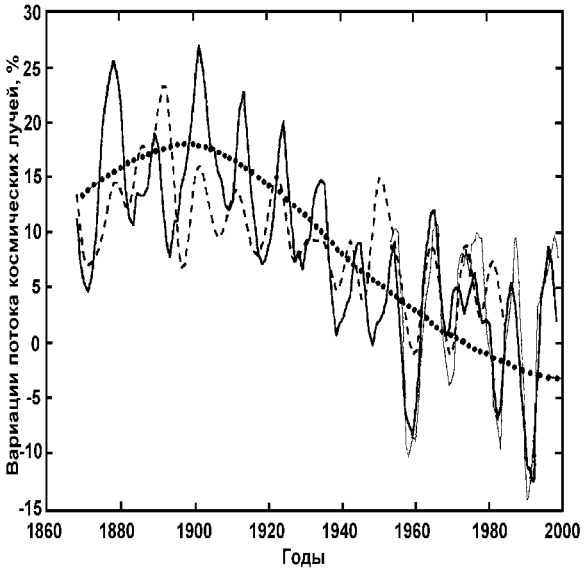


**Рис. 11.** Оцененные вариации потока КЛ за последние 140 лет. Сплошная кривая – вариации, полученные из линейной регрессии потоков КЛ и потока коронального источника. Пунктирная кривая – вариации, полученные из данных концентрации $^{10}Be$ в керне гренландского льда. Экспериментальные отсчеты данных нейтронного монитора Клаймакс изображены тонкой линией. Точечная линия – ~ 210-летняя волна СА.

Рис. 11 сплошной линией показывает (в процентах относительно средних значений для 21 цикла) вариации потока КЛ из регрессионного соответствия. Экстраполяция предсказывает падение средних потоков КЛ на 20% с 1900 г., что согласуется с оценками изменения КЛ по стратосфере. И, как видно на рисунке, пунктирной линией указан поток КЛ, выведенный из бериллиевых данных, который также хорошо согласуется с этой

картиной изменчивости. Тренд на рис. 11, изображенный пунктирной линией, соответствует ~ 200-летней волне СА, согласующейся с данными, выведенными из исторических хроник.

Данные измерений концентрации $^{10}$Be, представленные на рис. 12, также показывают ясное сходство с изменением концентрации $^{14}$C в кольцах деревьев. Прослеживаемый сдвиг в концентрации $^{14}$C относительно $^{10}$Be в несколько десятков лет обусловлен влиянием глобального углеродного цикла. Рис. 12 показывает, что как концентрация $^{10}$Be, так и $^{14}$C подобны по форме 11-летней скользящей средней числа групп солнечных пятен [27], что снова предполагает близкую связь между флуктуациями концентрации $^{10}$Be в кернах льда из Антарктиды и изменениями СА.

Таким образом, сравнение арктических и антарктических данных о концентрации $^{10}$Be в слоях льда и концентрации $^{14}$C в кольцах деревьев с данными числа групп солнечных пятен показывает одинаковый характер их изменения, что свидетельствует о том, что концентрации космогенных изотопов, по-видимому, обусловлены процессами, происходящими на Солнце.

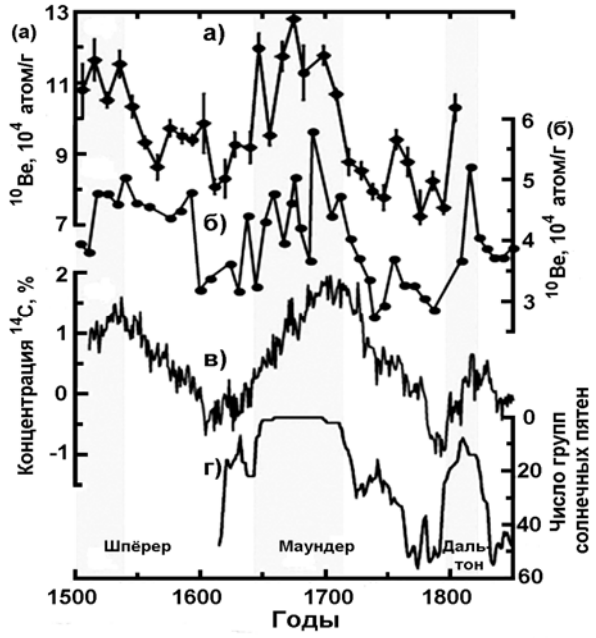


**Рис. 12.** Сравнение изменений концентрации $^{10}$Be в кернах льда Антарктиды, полученных на станциях: **а)** Dome Fuji [28], **б)** South Pole [29] с данными **в)** концентрации $^{14}$C в кольцах деревьев [30] и **г)** 11-летней сглаженной кривой числа групп солнечных пятен [27]. Указаны периоды экстремально низкой СА: минимумы Шпёрера, Маундера, Дальтона.

### *2. Результаты спектрального анализа данных по изменениям космогенных нуклидов в прошлом и солнечная активность*

Анализ как наблюдательных и исторических данных по изменению СА, интенсивности КЛ, так и данных о космогенных нуклидах, получаемых из косвенных источников в природных архивах (кольца деревьев, слои льда, сталактиты и т.д.) даёт убедительные доказательства связи между этими природными процессами на временных масштабах в десятки-сотни-тысячи лет. Заметим, что потоки ГКЛ и связанные с ними уровни космогенных нуклидов в природных архивах, приходящие в земную атмосферу, модулируются и рассеиваются не только гелиомагнитными полями,

но зависят и от параметров земного магнитного поля. Сопоставление данных по изменению концентрации $^{14}C$ [31] (Рис. 13а) и $^{10}Be$ [32] (Рис.13б) с изменением дипольного момента [33–35] (Рис.13в,г,д – шкалы инвертированы) показывает одинаковые долговременные тенденции в их изменениях.

Спектральный подход является основным методом изучения радиоуглеродных временных рядов. В течение предшествующих лет спектральный анализ высокоточных значений концентрации $^{14}C$ в длинных временных рядах был выполнен рядом исследователей, например за ~ 9000 лет[36]. Спектры мощности отличаются как по высоте линий, так и по их положению. Такое различие в спектральных оценках может быть обусловлено нестационарностью временных рядов. Здесь выделяются два мощных пика с периодами в ~ 200 и ~ 2300 лет. Исследование крупномасштабной солнечной модуляции скорости образования $^{14}C$ по имеющимся экспериментальным данным на протяжении ~ 10 тыс. лет был выполнен в работе [37].

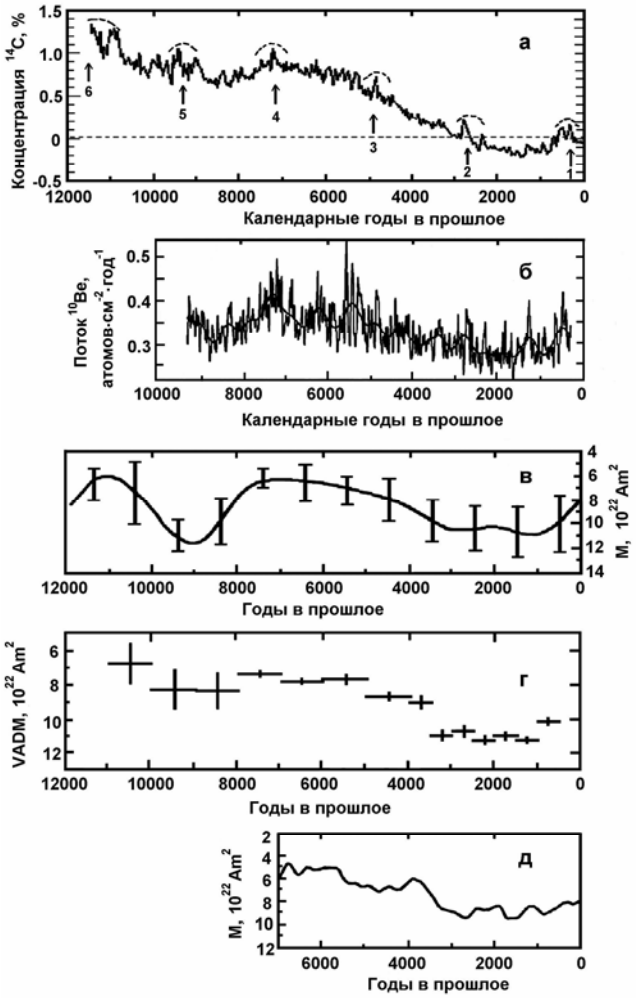


**Рис. 13.** Сравнение изменений во времени:

**а)** концентрации радиоуглерода в образцах колец деревьев известного возраста по 10–20 лет [31], стрелками указаны наиболее значительные повышения;

**б)** потока бериллия-10, полученного из слоев льда в шапках Гренландии [32];

**в)** сглаженные данные об изменении магнитного момента Земли [33], вертикальные линии указывают на неопределенность данных;

**г)** данных по изменению VADM по результатам работы [34];

**д)** новые оценки для геомагнитного дипольного момента, основанные на сферическом гармоническом анализе для последних 7000 лет [35].

В работе [38] выполнен спектральный анализ изменений концентрации $^{14}C$ на интервале последних 11400 лет (рис. 14), а динамику изменения содержания $^{14}C$ хорошо показывает вейвлет анализ скорости образования $^{14}C$. Рис. 15 на этом временном интервале показывает ряд долговременных изменений: примерно 200 лет, 400–500 лет, 900–1100 лет и 2300–2500 лет.

В работе [39] детально исследован ~2400-летний цикл изменения концентрации $^{14}C$ и возможная причина этой долговременной циклической изменчивости. С этой целью анализировались высокоточные измерения концентрации $^{14}C$ датированных образцов древесины за временной интервал от 6000 г. до н.э. до 1950 г. н.э. [40] с 10-летним шагом. Спектральная плотность мощности вариаций ряда $^{14}C$ для последних 8000 лет ($\Delta^{14}C_D$) после удаления долговременного тренда приведена на рис. 16. Показано, что амплитуда вариаций концентрации $^{14}C$ циклически изменяется. Период крупномасштабного цикла равен 2300–2500 лет. Основное внимание было обращено на проявление нестационарности в рядах имеющихся данных по $^{14}C$ после удаления из них долговременного тренда.

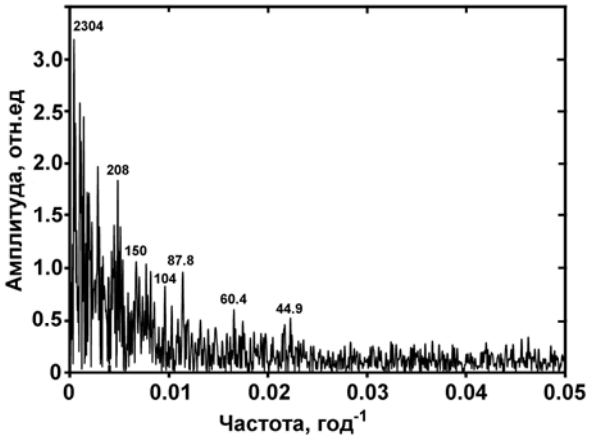


**Рис. 14**. Амплитудные спектры ряда $^{14}C$ после удаления из данных долговременного тренда, полученные с помощью дискретного Фурье преобразования.

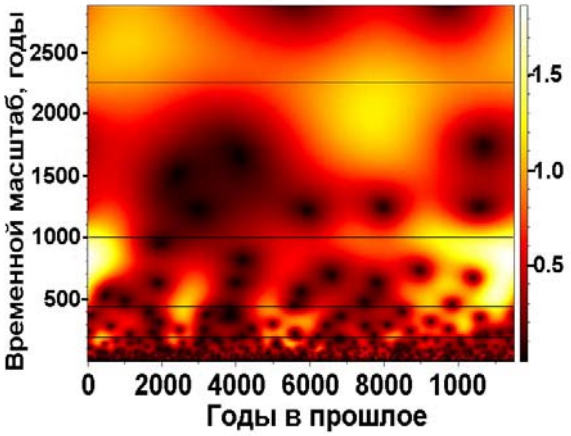


**Рис. 15.** Вейвлет-скалограмма скорости образования $^{14}C$ на интервале последних 11400 лет (рис. 13а). Линиями выделены крупномасштабные циклы.

Используя метод множественной фильтрации данных [41], который позволяет получить зависимость амплитуды флуктуаций от двух параметров: частоты и времени, было установлено: 1) прослеживается амплитудная модуляция исследуемого ряда данных $^{14}C$ для широкого интервала частот; 2) период модуляции совпадает с периодом наиболее интенсивной линии в спектре мощности ~2400 лет; 3) фаза максимального значения модулирующего сигнала (период ~2400 лет) совпадает с фазой максимальной амплитуды модулируемых компонент.

Более детальное изучение амплитудной модуляции было выполнено с использованием биспектрального анализа [42]. В работе выполнен спектральный, спектрально-временной и биспектральный анализы данных по содержанию радиоуглерода в атмосфере Земли за последние 8000 лет. Заметим, что многие проблемы, возникающие при анализе данных, содержащих информацию о взаимодействии колебаний, можно решить в рамках биспектрального анализа [43], техника которого во многом аналогична обычному спектральному анализу. Биспектральный анализ данных проде-

монстрировал существование амплитудной модуляции. Период основной модулирующей составляющей равен ~2400 лет. В результате анализа биспектра произведена классификация линий, наблюдаемых в спектре мощности (рис. 16). Связь основных периодов спектрограммы (Рис. 16) со спектральными линиями, полученными из биспектра $\Delta^{14}C_D$, представлена на рис. 17. Кроме модулирующей компоненты с периодом около 2400 лет, выделены три базисные линии **α, β, γ**, имеющие периоды 710, 420 и 210 лет.

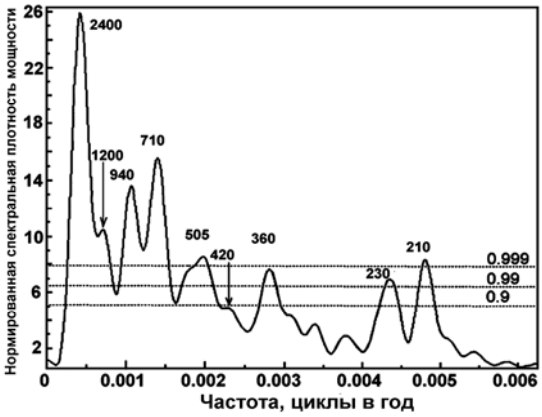


**Рис. 16.** Спектральная плотность мощности ряда $\Delta^{14}C_D$, полученная методом Блэкмана-Тьюки.

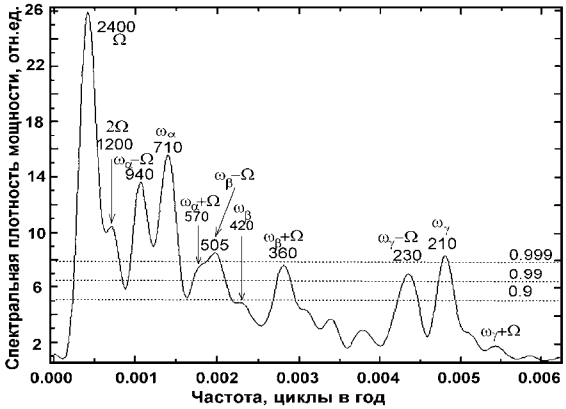


**Рис. 17.** Связь основных периодов спектрограммы (Рис. 16) со спектральными линиями, полученными из биспектра $\Delta^{14}C_D$.

Эти основные линии спектра с периодом 710, 420 и 210 лет, как показывает спектральный анализ, имеют сателлиты, расположенные по обе стороны от базисной спектральной линии на расстоянии ± **Ω.** Наблюдаемое расщепление базисных линий происходит из-за эффекта амплитудной модуляции.

Показано, что линия α имеет первую гармонику, а частоты $\omega_\beta$ и $\omega_\gamma$ кратны. Соотношение амплитуд линий **β** и **γ** таково, что колебания с $\omega_\beta$ удобно рассматривать в качестве модулирующего фактора по отношению $\omega_\gamma$. Вследствие кратности частот линий **β** и **γ** имеет место чередование амплитуд четных и нечетных циклов ~210-летних вариаций. Присутствие в спектре мощности первой и второй гармоник основной модулирующей компоненты наряду с отсутствием расщепления базисных линий этими гармониками демонстрирует неприменимость традиционных схем описания изменения амплитуды вариаций во времени.

Что касается спектрального анализа данных по $^{10}Be$, периодограмма данных (рис. 13б) показывает ряд мощных линий, из них наиболее мощная имеет период ~ 2300 лет (рис. 18). Природа мощных линий, присутствующих на периодограмме, может быть солнечного, геомагнитного и климатического происхождения и анализируется в работе [44]. Показано, что проявление этих линий может быть результатом ослабления солнечной активности в эпохи глубоких минимумов типа Маундеровского.

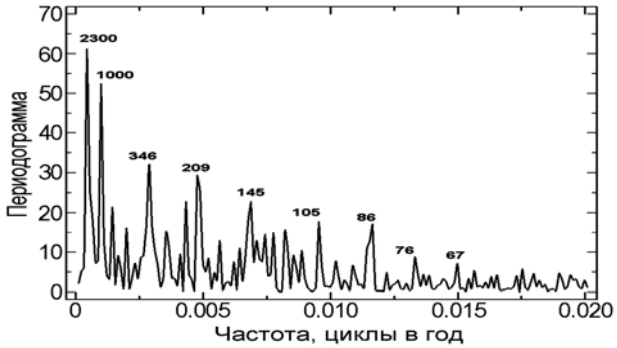


**Рис. 18.** Периодограмма данных по потоку $^{10}$Be (рис. 13б). По вертикальной оси – мощность линий в относительных единицах. Указаны периоды в годах наиболее значимых линий спектра.

В целом, результаты анализа данных по изменению уровня космогенных радионуклидов в земных архивах однозначно убеждают в огромном потенциале использования $^{14}$C и $^{10}$Be для исследования особенностей солнечной изменчивости и интенсивности космических лучей на большой временной шкале. Вне всякого сомнения, что как $^{14}$C, так и $^{10}$Be, являющиеся индикаторами интенсивности космических лучей, позволяют реконструировать историю ряда характеристик солнечно-земных связей.

Работа поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований (проекты 09-02-00083, 10-05-00129, 10-02-00391).

**Литература**

1. *Maunder E.W.* // Knowledge. V. 17. P. 173-176. 1894.
2. *Hirayama S.* // The Observatory. V. XII. P. 217. 1889.
3. *Wittmann A.D.*, Xu Z.T. // Astron. Astrophys. Suppl. Series. V. 70. P. 83–94. 1987.
4. *Yau K.K.C., Stephenson F.R.* // Q. J. R. Astron. Soc. V. 29. P. 175–197. 1988.
5. *Lee E.H., Lee D.Y.* // Advances in Space Res. V. 40. P. 942–950. 2007.
6. *Lee E.H., Ahn Y.S., Yang H.J., Chen K.Y.* Solar Phys. 224. P. 373–386. 2004.
7. *Xu Z.* // Philos. Trans. R. Soc. (London). V. A 330 P. 513–515. 1990.
8. *Наговицын Ю.А.* // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 41. С. 263-266. 2001.
9. *Letfus V.* // Solar Physics. V. 197. P. 203–213. 2000.
10. *Vaquero J.M.* // Advances in Space Res. V. 40. P. 929–941. 2007.
11. *Schove D. J.* // J. Geophys. Res. V. 60. P. 127–146. 1955.
12. *Jelbring H.* // J. Coastal. Research, Special Issue. V. 17. P. 363-369. 1995.
13. *Usoskin I.G., Solanki S.K., Kovaltsov G.A.* // Astron. Astrophys. V. 471. P. 301–309. 2007.
14. *Зацепин Г.Т., Роганова Т.М.* // УФН. Т. 179. № 11. С. 1203-1211. 2009.
15. *Базилевская Г.А., Крайнев М.Б., Махмутов В.С. и др.*, 31-я ВККЛ, Москва, НИИЯФ МГУ, МОД / MOD_05. 5-9 июля 2010 г.
16. *Scherer K ., Fichtner H., Borrmann N. et al.* // Space Sci. Rev. V. 127. P. 327-465. 2006.
17. *Дергачев В.А.* // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 36. С. 49-60. 1996.
18. *Reimer P.J., Baillie M.G.L., Bard E. et al.* // Radiocarbon. V. 46. P. 1029–1058. 2004.
19. *McCormac F.G., Hogg A.G., Blackwell P.G. et al.* // Radiocarbon. V. 46(3). P. 1087-1092. 2004.
20. *Stuiver M., Braziunas T.* // Holocene. V. 3. P. 289-305. 1993.
21. *Beer J., Blinov A., Bonani G. et al.* // Nature. V. 347. P. 164–166. 1990.
22. *Стожков Ю.Н.* // Краткие сообщения по физике ФИАН. № 5. 2007
23. *Berggren A.-M., J. Beer, G. Possnert et al.* // Geophys. Res. Lett. V. 36. L11801, doi:10.1029/2009GL038004. 2009.

24. *Heikkilä U., J. Beer J., FeichterJ. et al.* // Atmos. Chem. Phys. V. 8. P. 2797–2809. 2008.
25. *McCracken K.G., Beer J.* // J. Geophys. Res., V. 112. P. A10101, doi:10.1029/2006JA012117. 2007.
26. *Loockwood M., Stamper R.* // Geophys. Res. Lett. V. 26. P. 2461-2464. 1999.
27. *Hoyt D.V., Schatten K.* // Solar Phys. V. 179 P. 189–219. 1998.
28. *Horiuchi K., Ohta A., Uchida T. et al.* // Nucl. Instrum. Methods B. V. 259. P. 584–587.
29. *Bard E., Raisbeck G.M., Yiou F. et al.* // Earth Planet. Sci. Lett. V. 150. P. 453–462. 1997.
30. *Stuiver M., Braziunas T.F.* // Nature. V. 338. P. 405–408. 1989.
31. *Stuiver M., Raimer R.J., Braziunas T.F.* // Radiocarbon. V. 40(3). P. 1127-1151. 1998.
32. *Vonmoos M., Beer J., Muscheler R.* // J. Geophys. Res. V. 111. P. A10105, doi:10.1029/2005JA011500. 2006.
33. *Teanby N., Gubbins D.* // Geophys. J. Int. V. 142. P. 563-570. 2000.
34. *Yang S., Odah H., Shaw J.* // Geophys. J. Intern. V. 140. P. 158–162. 2000.
35. *Korte M., Constable C.* // Earth Planet. Sci. Lett. V. 236. P. 348–358. 2005.
36. *Damon P.E. and Sonett C.P.* In *The Sun in Time*. Tucson, The University of Arizona Press. P. 360-388. 1992.
37. *Дергачев В.А.* // Изв. АН. Сер.физ. Т. 59. № 7. С.53-62. 1995.
38. *Peristykh A.N., Damon P.E.* // J. Geophs. Res. V. 108. P. 1003, doi:10.1029/2002JA009390. 2003.
39. *Васильев С.С., Дергачев В.А. //* Биофизика. Т. 43(4). С. 681–688. 1998.
40. *Stuiver M., Becker B.* // Radiocarbon V. 35(1). P. 35–65. 1993.
41. *Dziewonski A.M., Bloch* S., *Landisman N. //* Bull. Seism. Soc. Amer. V. 59. P. 427–444. 1969.
42. *Vasiliev S.S., Dergachev V.A. //* Annales Geophysicae. V. 20, P. 115-120. 2002.
43. *King T.* // Quaternary Sci. Rev. V. 15. P. 247–266. 1996.
44. *Васильев С.С., Дергачев В.А.* // Известия РАН. Сер. физ. Т. 73. С. 396-399. 2009.

## LONG-TERM CYCLIC VARIATIONS OF SOLAR ACTIVITY IN THE PAST 10 THOUSAND YEARS USING DATA FROM THE COSMOGENIC RADIONUCLIDES IN NATURAL ARCHIVES OF KNOWN AGES

**Dergachev V.A.**
*Ioffe Physical-Technical Institute, St.-Petersburg, Russia*

Solar activity exhibits periodic variations in a wide range of time scales. Although direct telescopic observations of sunspots are limited to the past 400 years, the record of solar activity can be extended back for thousands of years by using the proxy data sets recorded in sunspot and auroral historical observations or the abundances of cosmogenic isotopes in tree rings and ice cores of known age. Statistical analysis of data sets of the cosmogenic isotopes $^{14}C$ and $^{10}Be$ in natural stratified archives reveals significant peaks in the power spectrum. The Sun changes in its activity during the last 1000 years, using the historical records of sunspots and aurorae and cosmogenic isotopes, vary from 11, 22, 80-90 to ~ 210 years. Changes of solar activity and cosmic ray intensity as reconstructed from the measurements of $^{14}C$ in tree rings and $^{10}Be$ in ice cores during the last 10 thousand years show close similarity. The principal periodicities determined by frequency analysis from cosmogenic isotopes during this time interval are ~ 210 and ~ 2400 years. The ~ 210 year period is definitely solar origin. The origin of the 2400-year cycle in cosmognic data can be caused by solar or geomagnetic changes on long-time scales. Thus, cosmogenic isotopes allow to study the past long-term (from centuries to millennia) solar cyclic variability on a long timescales.

# ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ДИНАМО И ФЕНОМЕНЫ ДОЛГОВРЕМЕННОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

**Соколов Д.Д., Задков В.Н., Собко С.Г., Трухин В.И.**
*Московский Государственный университет, Москва, Россия*

Предлагается простая конечномерная модель геодинамо, полученная из уравнений электродинамики средних полей и воспроизводящая феномен инверсий геомагнитного поля. Показано, что шкала инверсий, получаемая в рамках этой модели, достаточно близка по своим свойствам к наблюдаемой. Механизм инверсий связан с влиянием флуктуаций альфа-эффекта. Для возникновения инверсии в рамках такой модели не нужно существенно менять гидродинамические параметры задачи, а достаточно учесть флуктуации альфа-эффекта. Если среднеквадратичное отклонение флуктуаций составляет 10% среднего значения альфа-эффекта, для возникновения инверсии достаточно флуктуации в 2–3 стандартных отклонения, что вполне согласуется с представлением о сравнительной редкости инверсий. Еще одним фактором, приводящим к режиму с инверсиями, является то, что в линейном режиме модель в разных областях параметрического пространства может генерировать магнитные поля с различным поведением: монотонно-растущие и растущие с осцилляциями.

Инверсии (переполюсовки) геомагнитного поля, по современным представлениям случавшиеся неоднократно за время геологической истории Земли, представляют собой одно из наиболее ярких явлений, изучаемых в палеомагнетизме. До нескольких сотен инверсий удается воспроизвести в рамках прямого численного моделирования геодинамо [1] и похожие явления встречаются в динамо-экспериментах [2]. Однако выделение специфических черт геодинамо, приводящих к инверсиям, остается проблемой, поскольку для других природных динамо режимы с временными инверсиями магнитного поля неизвестны.

Выделить эти специфические черты только методами прямого численного моделирования непросто, поскольку эти методы направлены на воспроизведение явления во всех деталях, а не на прояснение отдельных его черт. В этой связи представляется целесообразным дополнить прямое численное моделирование построением простой модели явления, позволяющей понять его качественные особенности.

Подобные модели хорошо известны в литературе (см., напр. [3, 4]), однако они носят иллюстративный характер, т.к. воспроизводят лишь желаемое поведение магнитного поля, не претендуя на возможность вывода этих моделей из полных уравнений геодинамо в рамках каких-либо явно описанных приближений. Наша цель состоит в том, чтобы получить по-

добную модель из уравнений электродинамики средних полей и исследовать ее свойства.

В качестве такой модели мы используем маломодовое приближение для динамо в тонкой сферической оболочке, предложенное в [5]. Смысл этого приближения состоит в том, что уравнения динамо средних полей (после всевозможных упрощений) проектируются на минимально возможную систему нескольких первых собственных функций для задачи о затухании магнитного поля при отсутствии источников генерации.

Этот минимальный набор функций подбирается так, чтобы при учете источников генерации решение, которое теперь является набором зависящих от времени нескольких первых коэффициентов Фурье по системе базисных функций, воспроизводило в общих чертах поведение магнитного поля изучаемого объекта, а при меньшем наборе это воспроизведение было бы уже невозможно.

В данном случае мы требуем, чтобы такое решение содержало (при подходящем наборе параметров) самовозбуждение первоначально слабого магнитного поля. Кроме того, в нелинейном режиме модель должна давать стационарные решения или решения с т.н. васцилляциями (периодическими колебаниями параметров, при которых их знак остается постоянным). Эти решения соответствуют поведению геомагнитного поля в период между инверсиями. Наконец, модель в нелинейном режиме должна иметь (разумеется, в ином диапазоне ее параметров) решения в виде автоколебаний вокруг нулевого среднего значения, которые соответствуют поведению магнитного поля Солнца в ходе солнечного цикла.

Разумеется, мы требуем, чтобы модель давала решения с ненулевым магнитным моментом системы, поскольку именно он и наблюдается, прежде всего, в гео- и палеомагнитных исследованиях. Необходимо, таким образом, чтобы сходство геометрии охваченных конвекцией оболочек Земли и Солнца, так же как и различие поведения магнитных полей этих тел, были отражены в модели.

Предложенная в [5] модель обладает всеми этими свойствами.

Параметрами модели являются четыре коэффициента Фурье $a_1$, $a_2$, $b_1$ и $b_2$. Первые два из них соответствуют двум первым модам полоидального поля, причем коэффициент $a_1$ пропорционален магнитному моменту. Вторые два отвечают двум первым модам тороидального поля. В [5] показано, что, вопреки распространенному мнению, меньший набор переменных недостаточен для построения интересующей нас модели.

Линейные члены этой модели описывают процесс самовозбуждения, а нелинейные – его стабилизацию за счет нелинейного подавления спиральности. Самовозбуждение магнитного поля связано, как и обычно, с процессами преобразования полоидального магнитного поля в тороидальное за счет дифференциального вращения и тороидального магнитного поля в полоидальное за счет т.н. альфа-эффекта, связанного с нарушением зер-

кальной симметрии конвекции за счет действия силы Кориолиса в стратифицированной среде.

В систему уравнений модель в качестве управляющих параметров входят величины $R_\alpha$ и $R_\omega$, обезразмеренные с помощью коэффициента турбулентной диффузии и геометрических параметров задачи. Они характеризуют амплитуду альфа-эффекта и дифференциального вращения, соответственно. После обезразмеривания время измеряется в условных безразмерных единицах.

Для соотнесения результатов с данными наблюдений важно, что за период васцилляций геомагнитного поля обычно принимается $10^5$ лет, а длина периода солнечной активности (осцилляций) составляет 22 года. Конечно, в более детализированных моделях солнечного динамо наряду с этими параметрами возникают параметры, характеризующие пространственное распределение источников генерации и другие важные детали, опущенные в этом простейшем приближении.

В уравнениях модели также опущены члены, описывающие, как с помощью альфа-эффекта тороидальное поле превращается в полоидальное, поскольку дифференциальное вращение справляется с этим гораздо лучше (т.н. αω-динамо). Тороидальное поле в нашем приближении всегда гораздо сильнее полоидального, поэтому из модели удалены те нелинейные члены, в которые входят полоидальные моды. Для определенности мы измеряем магнитное поле в единицах того поля, при котором становится существенным воздействие магнитного поля на течение.

Принимая маломодовую модель геодинамо, мы принимаем и еще одно предположение, сделанное при ее выводе: нелинейность, приводящая к стабилизации работы динамо, предполагается простой, так что она сама по себе не приводит к инверсиям и другим сложным явлениям. Поэтому нелинейные решения модели при постоянных ее параметрах либо стационарные, либо периодические – осцилляции и васцилляции. Стоит отметить также, что кроме этих режимов, модель содержит решение со своеобразными сильно ангармоническими колебаниями, т.н. динамо-всплесками. Такие режимы самовозбуждения получены экспериментально в динамо-эксперименте [2] и известны для моделей звездного динамо [6]; обсуждается возможность моделирования с их помощью циклической активности некоторых звезд [7,8].

На рис. 1 показана плоскость параметров модели, на которую нанесены области, соответствующие различным нелинейным режимам динамо. Из него видно, что при увеличении интенсивности работы динамо, т.е. при увеличении динамо-числа $R_\alpha R_\omega$, мы постепенно переходим от режима затухания к режиму стационарных конфигураций, далее к режиму васцилляций, и, наконец, к режиму динамо-всплесков. После этого снова наступает режим затухания, который сменяется режимом осцилляций.

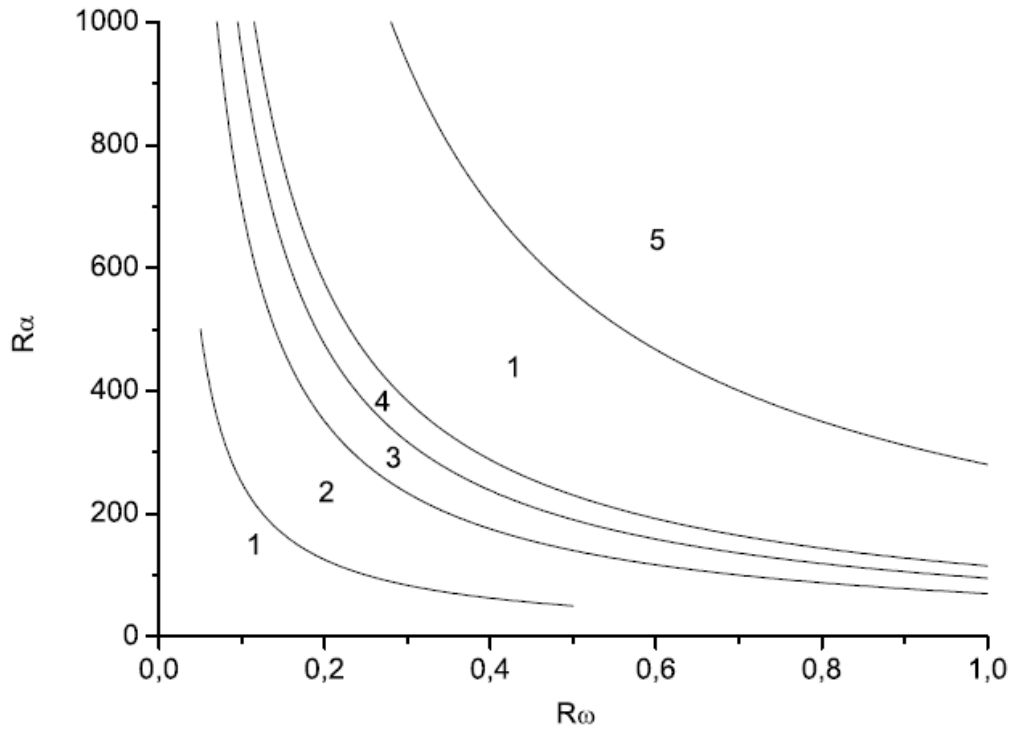


**Рис. 1.** Параметрическое пространство маломодовой модели в координатах $R_\alpha$ , $R_\omega$ с указанием областей, соответствующих различным режимам: затухание (1), стационарное решение (2), васцилляции (3), динамо-всплески (4) и осцилляции (5).

В качестве фактора, приводящего к инверсиям геомагнитного поля, мы, следуя идее [9], используем флуктуации параметров динамо системы. Также предположим, что флуктуирует самое слабое звено цепи самовозбуждения магнитного поля, а именно, коэффициент α, описывающий степень зеркальной асимметрии конвекции, т.е. преобладание, скажем, правых вихрей над левыми в одном полушарии и левых вихрей над правыми в другом. Эта асимметрия правого и левого возникает под действием силы Кориолиса в стратифицированной среде. В [9] предложено качественное объяснение того, как флуктуации спиральности приводят к возникновению долговременной эволюции геомагнитного поля, сопровождаемой многочисленными инверсиями.

Само по себе наличие заметных флуктуаций средних величин и, в частности, коэффициента α, в динамо естественно, поскольку число конвективных (или турбулентных) вихрей в таких задачах хотя и велико, но существенно меньше числа Авогадро. Это объяснение основано на аналогии с системой двух слабо связанных маятников, возбуждаемых случайной силой, и, как нам представляется, верно передает многие черты явления. Однако при этом игнорирует тот факт, что геомагнитное поле вне инверсий не демонстрирует осциллирующего поведения. В [10] показано, что трехмерная модель геодинамо с флуктуирующими параметрами действительно обнаруживает искомое поведение, однако с помощью этой достаточно сложной модели трудно вскрыть механизм инверсий.

Еще одним важным отличием нашей модели от модели Хоинга является то, что он рассматривал флуктуации с характерным временем, определяемым оборотом конвективного вихря, которое обычно существенно меньше периода осцилляций (или васцилляций) динамо. Опираясь на опыт численного моделирования возникновения альфа-эффекта [11, 12], мы предполагаем, что эти флуктуации сравнительно долговременные, так что их время памяти сопоставимо с периодом осцилляций. Это позволяет не использовать отмеченных нереалистических предположений модели [9].

При умеренном (порядка 10–0%) стандартном отклонении флуктуаций α мы действительно получили решения уравнений модели инверсии геомагнитного поля, выражающиеся в смене знака коэффициента $a_1$, который имеет смысл магнитного момента. Инверсия происходит внезапно и занимает очень малое время. С другой стороны, инверсия подготавливается рядом эпизодов, напоминающих экскурсы геомагнитного поля. Во время этих событий магнитный момент сильно уменьшается и приближается к нулю, однако он не меняет знака. Инверсия возникает тогда, когда в результате достаточно редкой флуктуации α мы переходим от режима, находящегося на границе стационварного режама и режима васцилляций, к режиму динамо-всплесков, в котором на протяжении одного всплеска изменяется знак магнитного момента. При этом время смены знака магнитного момента намного меньше времени между всплесками, т.е., говоря в терминах палеомагнетизма, намного меньше $10^5$ лет. Во время экскурса динамо может на короткое время переходить в режим динамо-всплесков, однако инверсии при этом не происходит. Что именно происходит при этом – экскурс или инверсия – связано, вероятно, как с тем, насколько далеко система зашла в область динамо-всплесков в параметрическом пространстве, так и с тем, успел ли за это короткое время реализоваться динамо-всплеск. На рис. 2 приведена рассчитанная шкала полярности, построенная по одному из решений модели. Она сравнивается с участком шкалы геомагнитной полярности, содержащем такое же количество инверсий, построенным по данным [13]. Видно, что шкалы в общих чертах похожи. На них видны не только инверсии, но и эпохи длительного отсутствия инверсий, напоминающие суперхроны. В нашей модели суперхронам соответствует уход в область стационарных решений.

Итак, нам удалось, исходя из общих уравнений электродинамики средних полей и производя разнообразные упрощения, получить простую модель, которая воспроизводит режим инверсий геомагнитного поля. Для возникновения инверсии в рамках такой модели не нужно существенно менять гидродинамические параметры задачи, а достаточно учесть флуктуации α-эффекта. Если среднеквадратичное отклонение флуктуаций составляет 10% среднего значения α, для возникновения инверсии достаточно флуктуации в 2–3 стандартных отклонения, что вполне согласуется с представлением о сравнительной редкости инверсий.

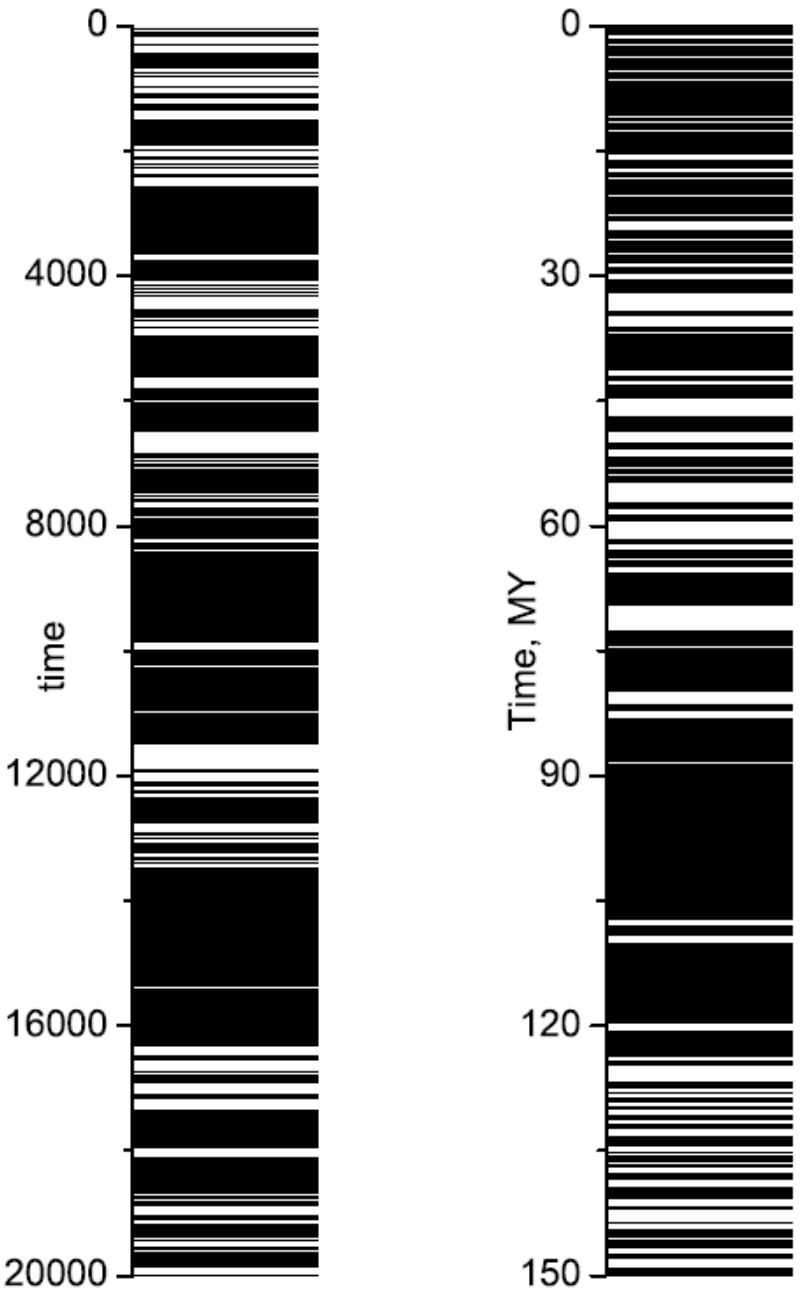


**Рис. 2.** Пример шкалы полярности, симулированной с помощью модели (*слева*) в сравнении с участком шкалы, построенной по палеомагнитным данным (*справа*).

Длительность инверсий оказывается много меньше периода плавных изменений магнитного поля вне инверсии (васцилляций). В нашей модели это связано с тем, что при инверсии геодинамо переходит в режим динамо-всплесков, а время инверсии, случающейся при динамо-всплеске, существенно меньше времени между этими всплексами, которое приблизительно равно периоду васцилляций.

Использованные значения флуктуаций $\alpha$ вполне вписываются в данные о спиральности поверхностных магнитных полей в активных областях Солнца [14] согласно которым степень зеркальной асимметрии, определяемая $\alpha$, обнаруживает заметные флуктуации.

В модели возникают и эпохи без инверсий (суперхроны). Их длительность, возможно, меньше наблюдаемой. Представляется, что, внося память во флуктуации α, можно увеличить время пребывания в состояниях с очень большим и очень маленьким α , не увеличивая частоту встречаемости таких эпох. При этом удлиняются суперхроны и эпохи очень частных инверсий. В рамках данной работы мы, однако, не ставим своей целью детальное сравнение полученной шкалы с наблюдаемой.

Наша модель в соответствующем диапазоне параметров передает и режим солнечного цикла, сменяющегося глобальными минимумами вроде минимума Маундера. Этот вывод сходен с результатом [15], однако мы используем модель с конечным (и небольшим) числом степеней свободы, тогда как в работе [15] использовалась хоть и простая модель, но имеющая бесконечное число степеней свободы.

Подчеркнем, что существенным элементом нашей модели является то, что при увеличении интенсивности работы динамо сначала возбуждается стационарная конфигурация, при еще больших интенсивностях генерация отсутствует (а перед ее исчезновением возникают васцилляции и динамовсплески), а при дальнейшем увеличении интенсивности возникают осцилляции. Другими словами, работа механизма возможна лишь при достаточно серьезных ограничениях на параметры задачи. Это, однако, не противоречит общему ощущению о том, что работа геодинамо в привычных ее проявлениях связана с определенной областью в пространстве параметров, вне которой динамо работает существенно по-другому.

Мы благодарны М.Ю. Решетняку за полезные обсуждения.

**Литература**

1. *Olson, P.L., Coe, R.S., Driscoll, P.E., Glatzmaier, G.A., Roberts, P.H.*, 2010, Phys. the Earth Planet. Int., 180, 66
2. *Berhanu, M., Monchaux, R., Fauve, S., Mordant, N., Petrelis, F., Chiffaudel, A., Daviaud, F., Dubrulle, B., Marie, L., Ravelet, F., Bourgoin, M., Odier, Ph., Pinton, J.-F., Volk, R.*, 2007, Europhys. Lett., 77, 59001
3. *Wicht, J., Tilgner, A.*, 2010, Sp. Sci. Rev. 152, 501
4. *Ershov, S.V., Malinetskii, G.G., Ruzmaikin, A.A.*, 1989, Geophys. Astrophys. Fluid Dyn., 47
5. *Нефедов, С.Н., Соколов, Д.Д.*, 2010, Астрон. ж., 87, 278
6. *Moss, D., Sokoloff, D., Kuzanyan, K., Petrov, A.*, 2004 , Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics, 98, 257
7. *Baliunas, S., Moss, D., Popova, E., Sokoloff, D., Soon, W.*, 2006, MNRAS, 365, 181
8. *Lanza, A.F.*, 2010, Proc. 264 IAU Symp., eds. A.G.Kosovichev, A.H.Andrei, J.-P.Rozelot, 120
9. *Hoyng, P.*, 1993, Astron. Astrophys., 272, 321
10. *Ryan, D.A., Sarson, G.R.*, 2007, Geophys. Res. Lett., 34, L02307
11. *Brandenburg, A, Sokoloff D.*, 2002, Geophys. Astrophs. Fluid Dyn., 96, 319
12. *Otmianowska-Mazur, K., Kowal, G., Hanasz, M.*, 2006, Astron. Astrophys., 445, 915
13. *Gradstein, F., Ogg, J., Smith, A.*, 2004, A geological Time Scale-2004, Cambridge, Univ. Press.

14. *Sokoloff, D., Zhang, H., Kuzanyan, K., Obridko, V., Tomin, D., Tutubalin, V.*, 2008, Solar Physics, 248, 17
15. *Moss, D., Sokoloff, D., Usoskin, I., Tutubalin, V.*, 2008, Solar Physics, 250, 221

## DYNAMO INTENSITY FLUCTUATIONS AND LONG-TERM VARIABILITY OF SOLAR ACTIVITY AND GEOMAGNETIC FIELD

**Sokoloff D.D., Zadnov V.N., Sobko G.S., Trukhin V.I.**
*Moscow State University, Moscow, Russia*

We suggest a simple finite-dimensional geodynamo model, derived from mean-field electrodynamics equations, which successfully reproduces geomagnetic field inversion. The inversion timescale obtained in the framework of the model is shown to be quite similar to the observed one. The mechanism of inversion is based on fluctuations of alpha-effect. In order to get inversions, it is enough to take into account these fluctuations, while other hydrodynamical dynamo governing parameters remain constant. For the rms fluctuations of 10% of the mean value of alpha-effect, one needs a fluctuation of about 2–3 rms value to get an inversion. This estimate agrees with the fact that inversions are a relatively rare event. A feature of the model which is important to produce inversions is that the model results in the kinematic regime in suitable domains of the parametric space steady growing as well as oscillatory solutions. The model which based on differential rotation and the mirror asymmetry of convection with random fluctuations of dynamo governing parameters is also able to reproduce (in a suitable domain in parametric space) some basic features of the solar magnetic activity evolution including Grand Minima. The model suggested agrees with the modern understanding of the noisy nature of nature of alpha as far as the properties of this quantity are known from contemporary observations and direct numerical dynamo simulations.

# ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС В МОДЕЛЯХ СОЛНЕЧНОГО ДИНАМО

**Решетняк М.Ю.**
*ИФЗ РАН, Москва, Россия*

Теория динамо, дающая объяснение существованию магнитных полей в природе на протяжении времен, много больших характерных времен затухания (см., например, [1, 2]), относится к классу нелинейных. В рамках теории динамо энергия тепловых, радиоактивных источников, энергия, выделенная за счет дифференциации вещества, преобразуется в энергию конвективных движений, которая, в свою очередь, превращается в энергию магнитного поля. Система конвекции уже является нелинейной. Включение же в модель магнитного поля лишь увеличивает степень нелинейности, поскольку магнитное поле начинает воздействовать на поле скорости силой Лоренца, квадратичной по магнитному полю. Даже в простой модели тепловой конвекции Буссинеска с магнитным полем уже существует четыре члена, в которых поле температуры T, поле скорости **V** и магнитное поле **B** присутствуют в виде произведений. Последнее является источником каскадных явлений и возникновения протяженных спектров полей, хорошо наблюдаемых во многих объектах.

Из общей теории нелинейных систем известно [3], что в многомодовых моделях возможно появление резонансных неустойчивостей. Интерес к таким явлениям в теории динамо поддерживался на протяжении многих лет, в частности, в связи с возникновением «сбоев» в работе динамомеханизма, приводящим к появлению инверсий геомагнитного поля, возникновению периодов пониженной солнечной активности, – см. подробнее о возможных сценариях минимума Маундера в [4]. Исследования в этом направлении стимулировали недавние численные эксперименты [5–9], продемонстрировавшие возможность экспоненциального увеличения магнитного поля нестационарными течениями в кинематическом динамо, взятыми из решения полной системы динамо с обратным воздействием магнитного поля на течение. Оказывается, что небольшого возмущения магнитного поля уже достаточно, чтобы магнитное поле начало неограниченно расти. Данное явление получило поддержку во многих численных экспериментах, начиная с каскадных моделей турбулентности и заканчивая трехмерными вычислениями в плоской и сферической геометриях. Последнее послужило мотивацией для гипотезы о возникновении параметрического резонанса в таких системах [10]. Ниже мы рассмотрим это явление на примере часто используемой в различных областях теории динамо модели Паркера. Суть предлагаемого подхода сводится к введению запазды-

вания в обратном воздействии магнитного поля на α-эффект, впервые предложенном для объяснения вариаций цикличности солнечной активности в работах [11, 12], приводящему, как мы покажем ниже, к появлению параметрического резонанса в системе. Обратим внимание, что все рассмотренные выше модели, в которых наблюдалась неустойчивость, являются многомодовыми и нестационарными, обладают протяженным спектром, и очевидно, что обратное воздействие магнитного поля на течение в них не происходит мгновенно.

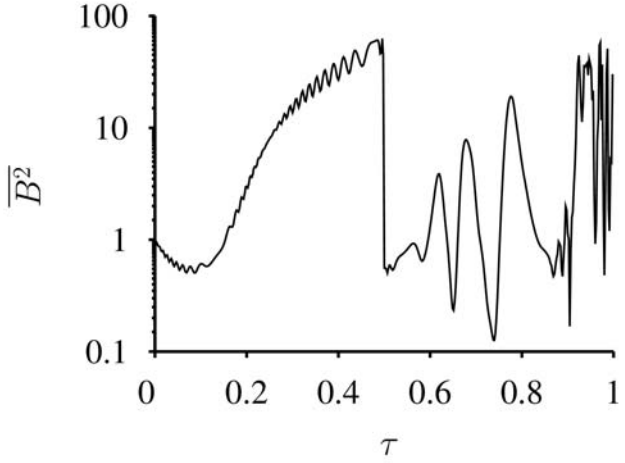


**Рис. 1.** Зависимость среднего по времени и объему квадрата магнитного поля **B** от величины запаздывания τ. τ измерено в единицах периода B при τ = 0.

Рассмотрим модель Паркера, часто используемую во многих астрофизических приложениях [13]. Модель дает эволюцию во времени осесимметричной радиальной $B_r$ и азимутальной B компонент магнитного поля в тонкой осесимметричной оболочке как функцию широты ϑ. Генерация магнитного поля является пороговым явлением и зависит от величины α-эффекта, характеризующего создание магнитного поля турбулентностью, а также сдвиговыми течениями или вращением – ω-эффект. При условии, что течения имеют достаточную кинетическую энергию и обладают «нужной» структурой, затравочное магнитное поле в такой среде может экспоненциально возрастать. Начиная с некоторого момента времени, магнитное поле уже может оказывать воздействие на поле скорости. Обладая меньшей кинетической энергией, чем крупномасштабные сдвиговые течения, турбулентность будет первой подавляться возникающим крупномасштабным магнитным полем, что соответствует переходу системы от кинематического режима генерации к нелинейному. Вообще говоря, такое подавление может происходить не мгновенно, а с некоторым запаздыванием τ, зависящим от динамики процесса. Оказывается, что уже простая нелинейность вида $\alpha(E_m,\tau) = \alpha_o/(1 + E_m(t - \tau))$, где $\alpha_o = \sin(\vartheta)$ – амплитуда

α-эффекта до воздействия на него магнитного поля, $E_m$ – магнитная энергия поля, приводит к появлению ряда интересных эффектов.

Результат оказывается весьма неожиданным [14]: несмотря на то, что нелинейность в α зависит от квадрата магнитного поля, поведение средней энергии магнитного поля не симметрично относительно $\tau = 0.5$ (в единицах периода процесса $T_o \approx 0.45$), см. рис. 1. Так, после небольшого снижения $E_m$ при $0<\tau<0.17$, энергия начинает резко возрастать, оставаясь периодической во времени, см. рис. 2. При $\tau \approx 0.5$ происходит резкое падение амплитуды колебаний (см. рис. 2в) и появляется модуляция амплитуды новым колебанием с периодом, превосходящим по длительности в 8 раз период колебания $T_o$ для $\tau = 0$. Амплитуда данного колебания увеличивается с ростом τ, рис. 2г-д. Обратим внимание, что для $\tau = 0.89$ величина периода нового колебания начинает изменяться, см. рис. 2д, возникают биения.

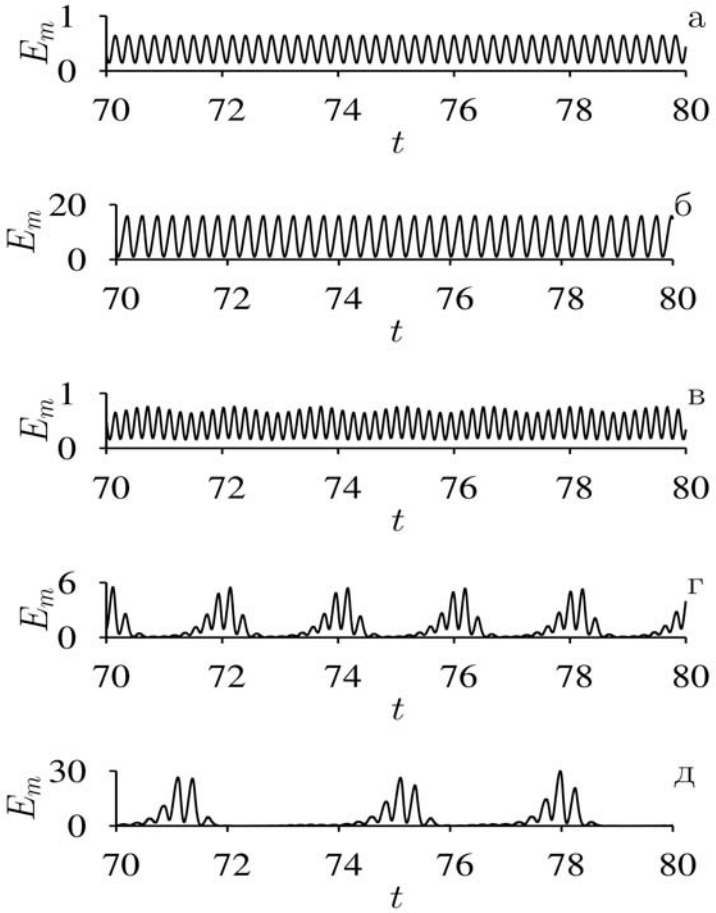


**Рис. 2.** Эволюция средней по объему магнитной энергии для разных величин запаздывания: $\tau = 0$ (а), $\tau = 0.33$ (б), $\tau = 0.57$ (в), $\tau = 0.67$ (г), $\tau = 0.89$ (д).

До последнего момента мы не рассматривали, как решение зависит от координаты ϑ. Дипольное решение представляет собой волну, распространяющуюся от полюсов к экватору, с максимальным значением поля в средних широтах при $\tau = 0$, рис. 3а. Увеличение τ приводит к переходу к решению с полосообразной структурой, т.е. более резким сменам полярно-

сти во времени и увеличению магнитного пол на полюсах, рис. 3б. Дальнейшее увеличение τ приводит к появлению периодичности с бóльшим периодом, рис. 3в.

Природа возникающих неустойчивостей при небольшом увеличении τ связана с появлением параметрического резонанса. В работах [10, 14] показано, что, представив решение задачи Паркера в виде волн, можно получить условие устойчивости как функцию двух параметров: φ – фазового сдвига между полоидальным потенциалом магнитного поля A ($B_r = -\partial A/\partial\vartheta$) и азимутальной компонентой магнитного B поля φ, и величины τ.

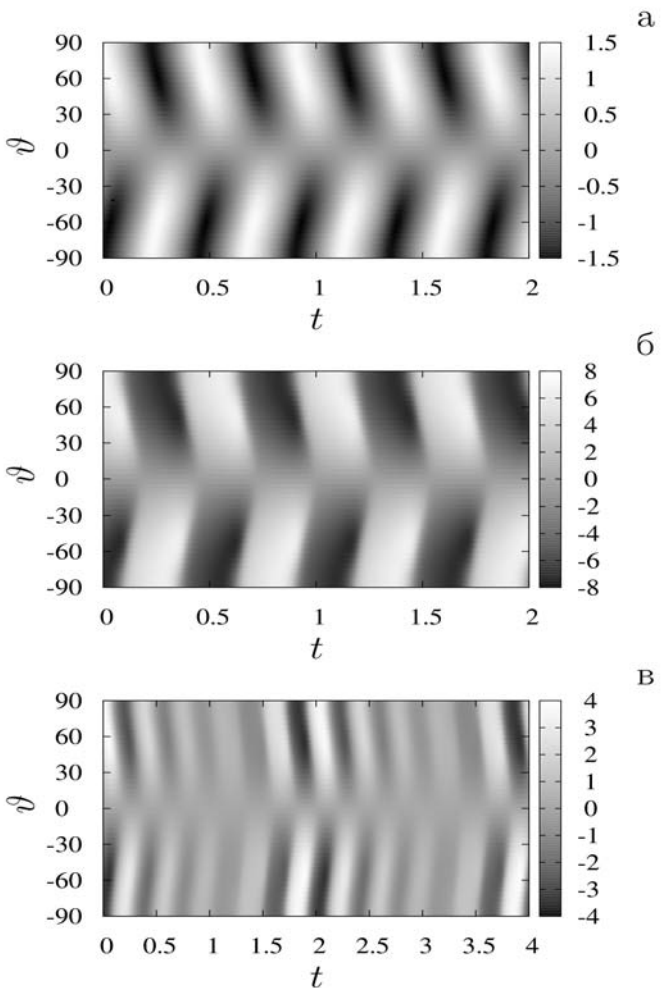


**Рис. 3.** Баттерфляй-диаграммы B(ϑ,t) для τ = 0 (а), 0.33 (б), 0.89 (в).

На рис. 4 представлено распределение параметра устойчивости П(τ) для нескольких величин сдвига φ. Коридор $-1 < П < 1$ соответствует режимам, когда введение запаздывания τ приводит к уменьшению магнитной энергии, а $|П| > 1$ – экспоненциальному росту магнитной энергии относительно состояния для $\tau = 0$. При приближении к точкам $\varphi = \pm 90°$ |П| стремится к бесконечности, что и соответствует области параметриче-

ского резонанса. Согласно предсказаниям линейного анализа задачи Паркера, значение φ стремится к +90°, что подпадает под режим неустойчивости. Более того, как видно из поведения П, мы хорошо предсказали небольшое уменьшение амплитуды энергии при $\varphi > 0$ и небольших $\tau > 0$, рис. 4 и рис. 1. Очевидно, что приведенный в [10, 14] волновой анализ работает, если условие периодичности процессов строго выполняется. При увеличении же запаздывания, когда τ становится сравнимым с величиной

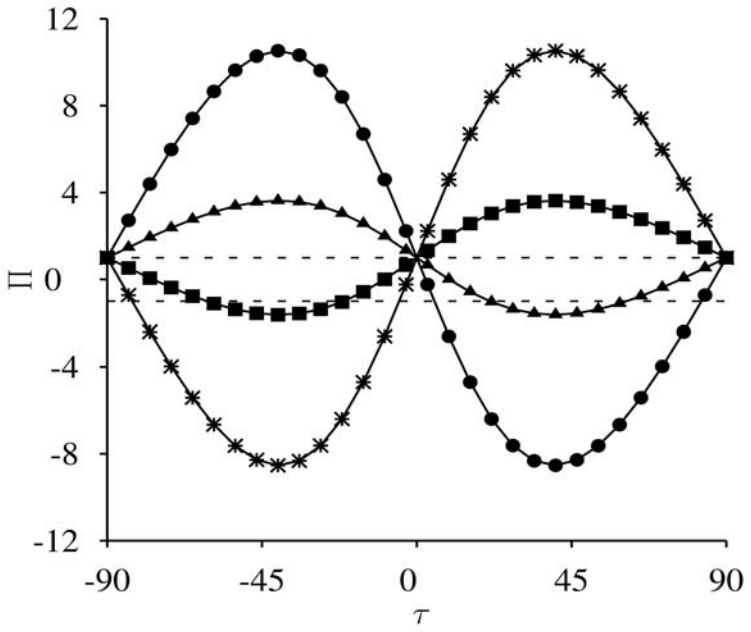


**Рис. 4.** Зависимость П(τ) для различных φ: 85° – кружочки, 70° – треугольники, –70° – квадратики, –85° – звездочки, пунктир – значениям ±1.

периода $T_o$ или больше, система накапливает возмущения и появляется область хаотического поведения, см. рис. 1. Проведенные расчеты для $1 < \tau < 2$ показали, что режим хаотического поведения продолжается и в область бóльших τ.

**Литература**


1. *Zeldovich Ya.B., Ruzmaikin A.A., Sokoloff D.D.* Magnetic fields in astrophysics. NY: Gordon and Breach. 1983.
2. *Бочкарев Н.Г.* Магнитные поля в космосе. Москва: Книжный дом «Либроком». 2011.
3. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика. М.: Наука. 1988.
4. *Tobias S.M.* Astron. Nachr. **323**. 417 (2002).
5. *Cattaneo F., Tobias S.M.* J. Fluid Mech. **621**. 205 (2009), arXiv:0809.1801.
6. *Tilgner A.* Phys. Rev. Lett. **100**. 128501 (2008).
7. *Tilgner A., Brandenburg A.* Mon. Not. R. Astron. Soc. **391**. 1477 (2008), arXiv:0808.2141.
8. *Schrinner M., Schmidt D., Cameron R., Hoyng P.* Geophys. J. Int. **182**, 675 (2010), arXiv: 0909.2181.

9. *Hejda P., Reshetnyak M.* Geophys. Astrophys. Fluid Dynam. **104**. 5-6. 491 (2010), arXiv: 1005.1557.
10. *Reshetnyak M.* Mon. Not. R. Astron. Soc. **405**. L90 (2010), arXiv:1001.4234v1.
11. *Yoshimura H.* Astrophys. J. **221**. 1088 (1978).
12. *Yoshimura H.* Astrophys. J. **226**. 706 (1978).
13. *Parker E.N.* Astrophys. J. **122**. 293 (1955).
14. *Решетняк М.Ю.* Эффекты запаздывания в динамо Паркера. Астрономический журнал. **87**. 11. 1135 (2010).

## PARAMETRIC RESONANCE IN SOLAR DYNAMOS

**Reshetnyak M.Yu.**
*Institute of the Physics of the Earth RAS, Moscow, Russia*

Recent numerical simulations revealed, that the saturated velocity field at the non-linear dynamo regime can still generate a magnetic field in the kinematic models. This effect was observed in the various non-stationary dynamo models and stimulated us to consider what kind of influence of the magnetic field on the velocity field can lead to a such kind of instabilities, Here we consider influence of the time-lag in the $\alpha$-quenching in the Parker's dynamo for the oscillatory regimes. It's shown that after a short period with a small value of the time-lag, when magnetic energy decreases, sudden increase of the energy takes place. This phenomenon can be accompanied with appearance of the new periodicity with a period much larger than the original period of oscillation. The origin of the energy increase is a parametric resonance due to the quadratic non-linearity in the $\alpha$-quenching model. We present stability region in the phase space of the system which can be interesting for the understanding of the solar dynamo physics.

# СОЛНЕЧНАЯ ВСПЫШКА – МЕХАНИЗМ ЯВЛЕНИЯ И УСЛОВИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ

**Подгорный И.М.[1], Подгорный А.И.[2]**
[1]*Учреждение Российской академии наук Институт Астрономии РАН, Москва, Россия*
[2]*Учреждение Российской академии наук Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

## Введение

Солнечная вспышка является универсальным явлением, свойственным звездам, обладающим короной и магнитным полем. В большой вспышке (рентгеновского класса X) за время ~10 мин выделяется энергия ~$10^{32}$ эрг, что почти на 10 порядков превосходит энергию взрыва водородной бомбы, но в 40 раз меньше, чем излучает Солнце за 1 с. Однако спектр излучения вспышки отличается высокой жесткостью, и поток рентгеновского излучения возрастает на несколько порядков. Поведение основных параметров вспышки показано на рис. 1. Следует отметить, каждая вспышка сугубо индивидуальна, и поведение ее параметров может значительно меняться от события к событию.

Многолетние наблюдения вспышки в видимой области света (в частности, в водородной линии $H_\alpha$) создавали ложное впечатление о хромосферном происхождении вспышки. Ситуация коренным образом изменилась благодаря выполнению рентгеновских измерений. Оказалось, что энерговыделение вспышки происходит в короне над активной областью, и электронная температура плазмы во вспышке составляет ~$10^3$ эВ, а свечение хромосферы вызывается пучками электронов, ускоренных в короне. В корональном источнике плазма находится в высокоионизованном состоянии, а регистрируемые водородные линии позволяют судить только о вторичных эффектах, возникающих при высыпании быстрых частиц на поверхность Солнца. Первичное выделение энергии в короне предсказывалось рядом исследователей. В СССР такая идея высказывалась А.Б. Северным и С.И. Сыроватским. С.И. Сыроватским [1] теоретически было показано, что медленные изменения магнитного поля на фотосфере могут вызвать возмущения, которые, фокусируясь в окрестности особой линии магнитного поля, приводят к образованию токового слоя и аккумуляции энергии в магнитном поле этого слоя.

Если в результате потери устойчивости произойдет распад токового слоя, то освободившаяся энергия перейдет в тепло и кинетическую энергию плазмы. Возможность такого механизма вспышки была продемонстрирована в численном МГД эксперименте с искусственно заданными начальными условиями [2]. Первые результаты рентгеновских измерений вызвали поток теоретических и численных исследований, в которых пред-

лагались различные механизмы аккумуляции энергии в магнитном поле и ее быстрого освобождения. Помимо механизма медленного накопления энергии в магнитном поле токового слоя рассматривается гипотеза появления магнитного жгута над активной областью, в частности взаимодействие такого жгута с магнитным полем одной из магнитных арок активной области. Опубликован ряд работ по численному моделированию динамики жгута. Во всех этих работах не используются наблюдательные данные предвспышечного состояния, а искусственно задается начальное расположение и параметры магнитного жгута. Имеется ряд публикаций, поддерживающих идею выделения энергии над активной областью при распаде скрученности линий магнитного поля, анализ поведения скрученности в момент вспышки не обнаружил ее изменений даже во время самых больших вспышек [3].

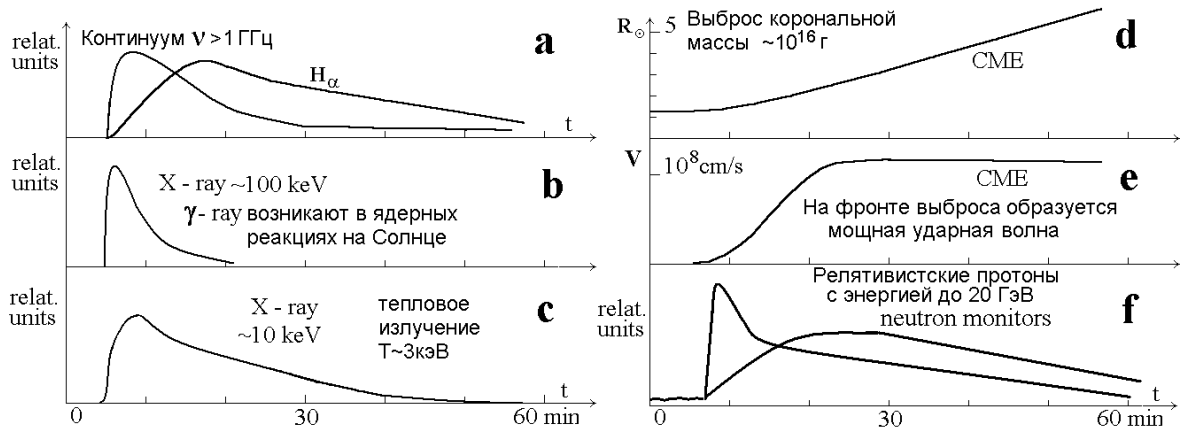


**Рис. 1.** Поведение во времени основных проявлений вспышки.

Метод численного МГД моделирования в настоящее время стал популярным при выяснении механизма накопления энергии вспышки и ее взрывного выделения. Однако подавляющее число опубликованных работ выполнено при искусственном задании начальных условий в активной области. Заданные таким образом условия фактически определяют механизм явления. Численное моделирование вспышечного процесса должно быть выполнено при начальных и граничных условиях, взятых из наблюдений состояния активной области перед реальной вспышкой. Механизм возникновения вспышки должен демонстрироваться результатами моделирования, а не искусственно вводиться при постановке численного моделирования. Численные эксперименты показали, что при использовании карт изменяющегося магнитного поля активной области в предвспышечном состоянии происходит образование токового слоя в окрестности особой линии магнитного поля [4]. Слой может длительное время устойчиво существовать. Его устойчивость обеспечивают нормальная к слою компонента магнитного поля и течение плазмы. Запасаемая в магнитном поле энергия достаточна для производства вспышки. Эта энергия может выделиться при

переходе токового слоя в неустойчивое состояние. Никаких искусственных предположений об условиях протекания вспышки в расчет не вводится.

### Связь вспышки с магнитным полем активной области

Вспышки возникают над так называемыми активными областями – местами на фотосфере, где сосредоточены источники магнитного поля, создающие в короне магнитное поле сложной конфигурации. Часто активная область представляется как сосредоточение солнечных пятен, являющихся источниками магнитного поля, и при анализе магнитной конфигурации над активной областью солнечные пятна аппроксимируются магнитными диполями или зарядами. Солнечные пятна являются источниками сильных магнитных полей (~3000 Гаусс), однако их геометрия и расположение дают слишком грубое представление о распределении магнитного поля в активной области. Форма пятна лишь приближенно отражает распределение в нем магнитного поля. Магнитный поток активной области, как Северный, так и Южный, не связанный с пятнами, может превышать поток из пятен. На рис. 2 показана магнитограмма SOHO MDI активной области и фотография расположения солнечных пятен активной области АО 1131. Аппроксимация фотосферного поля магнитными зарядами или диполями является слишком грубой. Она не позволяет правильно задавать начальные и граничные условия при МГД моделировании магнитного поля над активной областью. Надежные результаты численного эксперимента можно получить только при использовании карт магнитного поля.

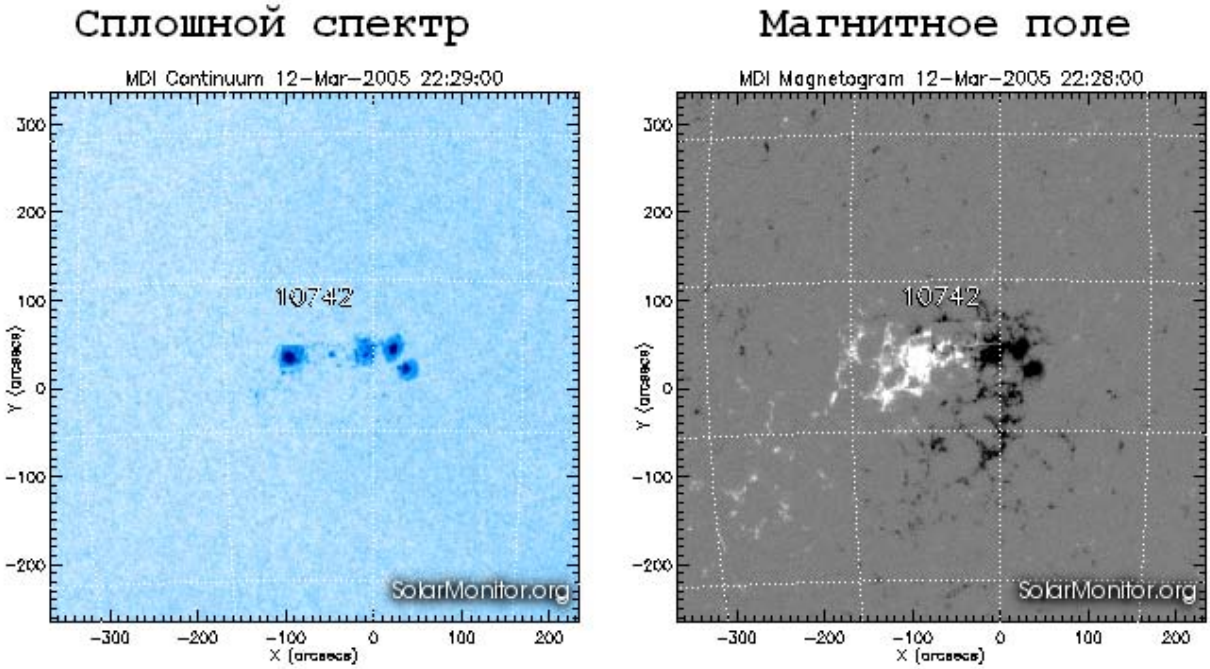


**Рис. 2.** Солнечные пятна на фотографии АО 19720 в сплошном спектре и магнитограмма. Белым цветом показано поле, направленное из плоскости рисунка. Черным – к рисунку.

Из работ [5, 6] следует, что вспышкам предшествует возрастание магнитного потока активной области. Связь солнечных вспышек с магнитным полем активной области сомнений не вызывает. В отсутствие на диске Солнца активных областей вспышки не наблюдаются. Для зарегистрированных вспышек в современных каталогах указывается положение вспышки на диске и номер активной области, давшей эту вспышку. Таким образом, можно с уверенностью заключить, что вспышки происходили всегда в периоды максимума солнечной активности, а во время сильного ее понижения, как это происходило в период Маундера, вероятность появления вспышки была ничтожной. Аналогичную ситуацию следует ожидать и на других звездах, обладающих магнитным полем. Наблюдение пятен осуществлялось Галилеем с 1610 г., а наиболее ранние наблюдения пятен велись в Китае 800 лет до н.э. По-видимому, эти данные свидетельствуют о существовании вспышек в то время.

Результаты измерений фотосферного магнитного поля Солнца систематически публикуются на сайте SOHO MDI. На сайте (http://soi.stanford.edu/magnetic/index5.html) представлены распределения компоненты магнитного поля, направленной вдоль луча зрения. Магнитограмма активной области, показанная на рис. 2, является довольно типичной. Такие распределения зависят не только от реального магнитного поля области, но и от угла зрения, под которым наблюдается эта активная область. Изменение угла зрения по мере перемещения активной области (за счет вращения Солнца) вносит значительные изменения в измеряемое на SOHO MDI поле. Для того чтобы исключить влияние угла зрения необходимо использовать распределение нормальной составляющей магнитного поля на фотосфере. Для вычисления распределения нормальной составляющей магнитного поля в активной области использовалась методика, разработанная в работах [7, 8]. Нормальная составляющая определялась из потенциального поля, полученного решением уравнения Лапласа с наклонной производной в качестве граничного условия. Использование потенциального поля правомерно, если возникновение вспышки связано с появлением токового слоя в короне, когда поле токового слоя не оказывает существенного влияния на распределение фотосферных источников. Для задания граничных условий на фотосфере использовались данные SOHO MDI. Численно решалась система уравнений для магнитного потенциала φ:

$$\Delta\varphi = 0\,; \qquad \left.\frac{\partial\varphi}{\partial l_{sight}}\right|_{\mathrm{PhBoun}} = -B_{sight}\,; \qquad \mathbf{B} = -\nabla\varphi \qquad (1)$$

Здесь $B_{sight}$ – компонента магнитного поля вдоль луча зрения. На рис. 3 показан пример распределения составляющей магнитного поля по данным SOHO и распределение нормальной составляющей магнитного поля вблизи лимба, полученной из вычисления потенциального поля. Расчет выпол-

нен для активной области АО 10720, для положения на лимбе N12 W49. Величины магнитных потоков Северной $\Phi_N$ и Южной $\Phi_S$ компонент показаны на рисунке внизу. Для активной области в центре диска Солнца, в отличие от конфигураций для положения активной области вблизи края диска, нормальная составляющая поля совпадает с $B_{sight}$.

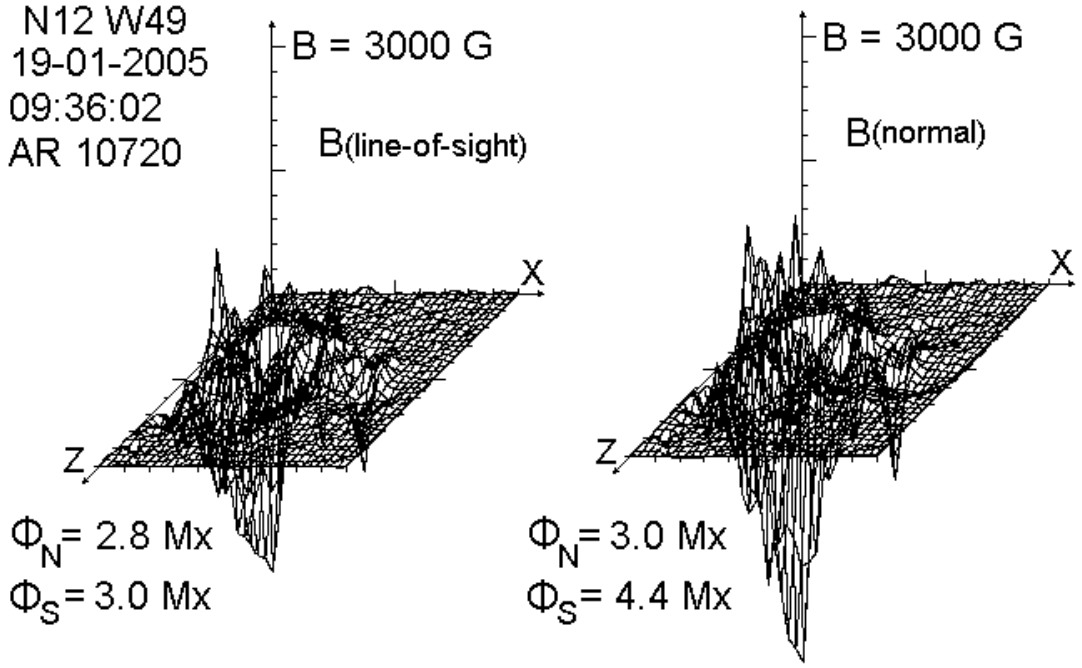


**Рис. 3.** Распределение измеренного вдоль луча зрения магнитного поля активной области АО 10720 и распределение нормальной составляющей поля.

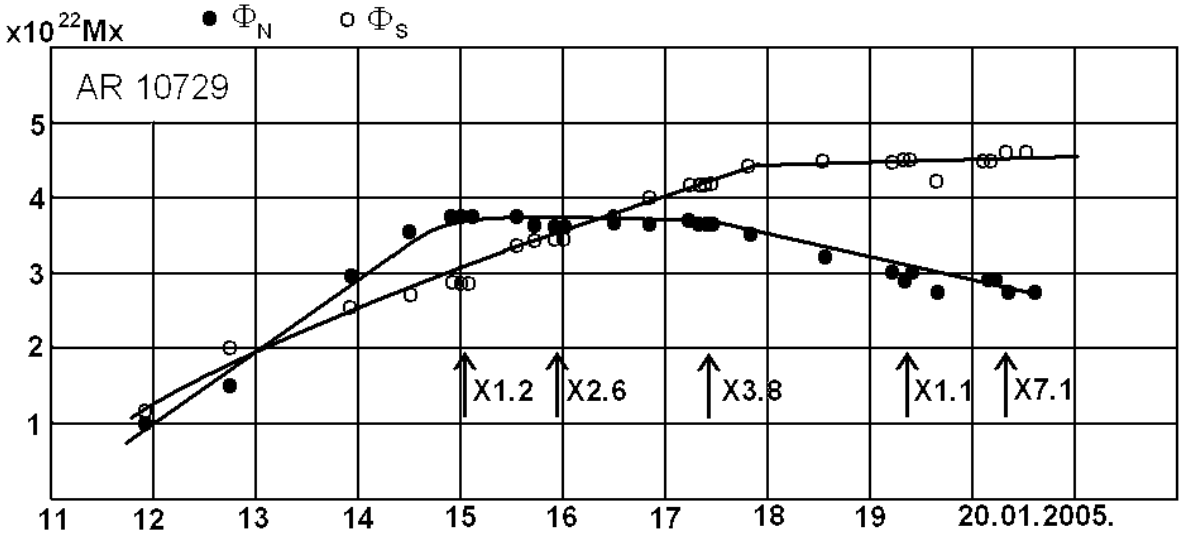


**Рис. 4.** Магнитные потоки активной области АО 10720.
Стрелками показаны максимумы вспышек класса X.

В работе [6] показано, что возрастание магнитного потока активной области до величины, превышающей (1–2)×$10^{22}$ Мкс является признаком

появления мощных (класса X) вспышек. На рис. 4 представлена зависимость магнитного потока области АО 10720, которая прошла по диску и дала ряд вспышек различного класса, включая 5 вспышек класса X (15.01.05, 00:43, X1.2; 15.01.05, 22:25, X2.6; 17.01.05, 09:52, X3.8; 19.01.05, 08:22, X1.1; 20.01.05, 07:01, X7.1). Вспышки класса X начали появляться при магнитном потоке большем $2\times10^{22}$ Макс. Аналогичным образом ведут себя исследованные области АО 10365 и АО 10486.

## Магнитное поле активной области во время вспышки

Поведение магнитного поля в активной области во время вспышки должно зависеть от механизма ее возникновения. Если накопление энергии вспышки происходит в токовой системе в короне, например в поле токового слоя, то в момент вспышки магнитный поток АО и распределение в ней магнитного поля на фотосфере не должны меняться. Если же энергия вспышки инжектируется в корону спиральностью или всплыванием жгута, то при возникновении вспышки должны наблюдаться сильные возмущения поля на фотосфере. Этот вопрос исследовался в работе [6], где было показано, что сильные изменения фотосферного поля не происходят даже при появлении самых мощных вспышек.

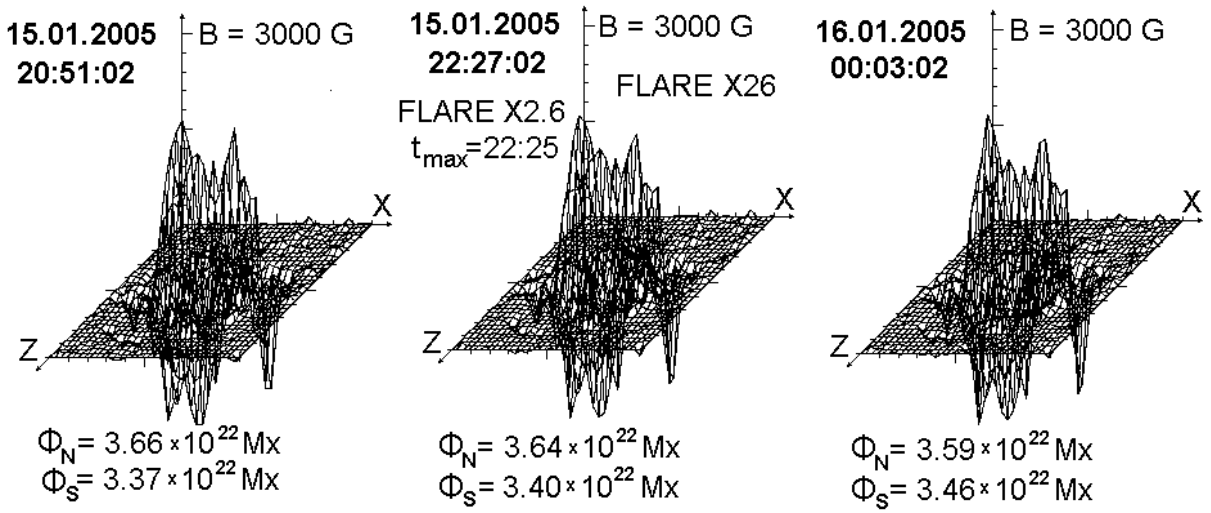


**Рис. 5.** Распределения магнитного поля в АО 10720 при вспышке X2.6.

Еще более отчетливо отсутствие однозначной зависимости фотосферного поля и выделение энергии вспышки следует из рис. 5. Величины магнитных потоков и распределение поля в активной области, полученные непосредственно перед вспышкой, в момент вспышки и после нее, демонстрируют отсутствие сколько-нибудь заметного взаимного влияния вспышки и поля активной области. Эти данные показывают, что в момент вспышки никакого дополнительного выделения энергии на фотосфере не

происходит. При вспышке выделяется энергия, запасенная в короне, которая может быть только магнитной энергией токов в самой короне.

**Модель солнечной вспышки**

Отсутствие сколько-нибудь значительных изменений фотосферного магнитного поля в момент вспышки и данные рентгеновских измерений RHESSI и YOKOH [9, 10], показали, что первичное выделение энергии происходит высоко (10–30 тыс. км) в короне. Это позволяет при численном МГД моделировании вспышки в качестве начальных и граничных условий на фотосфере использовать потенциальное поле. Решалась полная система МГД уравнений со всеми диссипативными членами. Для задания начальных и граничных условий в настоящее время используются карты компоненты магнитного поля, направленной вдоль луча зрения, согласно данным SOHO MDI для предвспышечного состояния. Потенциальное магнитное поле определяется решением уравнения Лапласа (1) с использованием наклонной производной в качестве граничных условий на фотосфере. Никаких предположений о механизме вспышки в расчет не вводится. Если в предвспышечном состоянии не регистрируются какие-то другие процессы на фотосфере, то такой метод должен дать объективную картину развития предвспышечной ситуации без каких-либо предположений о механизме вспышки.

Выполненные таким образом расчеты для предвспышечного состояния конкретных вспышек показали образование токовых слоев над активной областью. Образовавшийся токовый слой располагается в том месте, где регистрируется максимум интенсивности радиоизлучения вспышки [11]. Энергия, запасенная в магнитном поле слоя, соответствует энергии данной вспышки. Обычно регистрируются серии вспышек, происходящих в течение нескольких десятков часов. МГД моделирование [7] показало, что перед серией вспышек образуется несколько токовых слоев, каждый из которых может вызвать вспышку. На рис. 6 показана модель вспышки, построенная на основании данных трехмерного МГД моделирования и результатов рентгеновских измерений на космических аппаратах. Слева на том же рисунке представлены данные о расположении источников рентгеновского излучения согласно изменениям на аппарате RHESSI. Токовый слой разделяет линии магнитного поля противоположного направления. Плазма втекает в слой с обеих его сторон вместе с вмороженными линиями магнитного поля. Эти линии могут сливаться в окрестности особой X-линии, образуя новый топологический класс линий в слое. Такой процесс получил название пересоединения. Пересоединение вызывает диссипацию магнитной энергии, запасенной в поле токового слоя, и ее переход в энергию плазмы. Нагревание плазмы за счет быстрого магнитного пересоединения при распаде токового слоя обеспечивает высокую температуру над магнитными петлями, а, следовательно, возникновение там теплового

рентгеновского излучения в короне, впервые зарегистрированного на аппарате RHESSI [10] (рис. 6а). После пересоединения линий магнитного поля плазма растекается вдоль токового слоя вверх и вниз (рис. 6б). Токовый слой содержит нормальную компоненту магнитного поля. Сила **j**×**B**/c ускоряет плазму, и поток плазмы вверх приводит к эжекции солнечного вещества в межпланетное пространство - возникает корональный выброс. Плазма, эжектированная вниз, растекается вдоль линий магнитного поля, образуя под токовым слоем петли с повышенной концентрацией плазмы. Такие светящиеся в видимой и ультрафиолетовой областях спектра петли наблюдаются после вспышки. Следует подчеркнуть, что в светящейся петле плазма вытесняет магнитное поле, и поперек поля устанавливается баланс давлений, т. е. светящаяся петля является диамагнитным образованием.

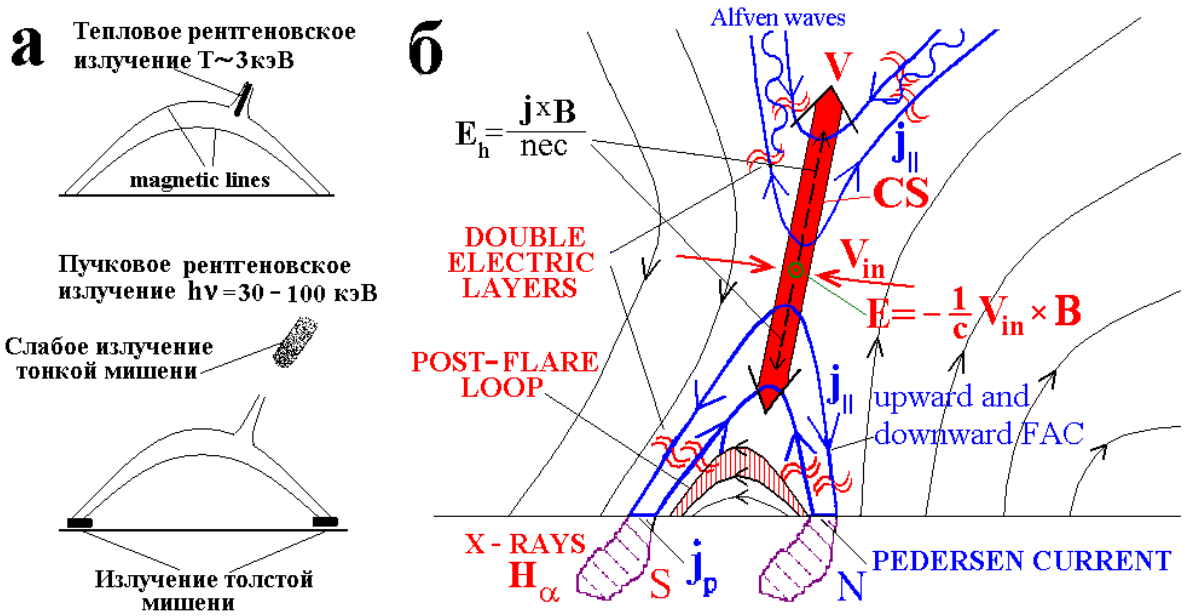


**Рис. 6. а)** Расположение рентгеновских источников вспышки по данным аппарата RHESSI. **б)** Электродинамическая модель вспышки. Тонкими линиями показаны линии магнитного поля, жирными – продольные токи.

Важной особенностью корональных токовых слоев является проявление эффекта Холла, который генерирует в короне токи, направленные вдоль линий магнитного поля, пересекающих токовый слой ТС. Продольные токи и их направление показаны на рис. 6б жирными линиями. Продольные токи, генерируемые полем Холла ниже Х-линии, замыкаются в хромосфере током Педерсена.

Источники жесткого рентгеновского излучения с энергией превышающей 100 кэВ и вспышечные ленты располагаются на поверхности Солнца в подножьях магнитных петель под токовым слоем. Они вызываются торможением в хромосфере пучков электронов, ускоренных вдоль линий сильного магнитного поля в направленном вверх продольном токе.

Поверхностные источники обладают степенным спектром, типичным для торможения электронов в толстой мишени. Процесс генерации свечения здесь аналогичен механизму, вызывающему полярные сияния [12], но энергия электронов, ускоренных в магнитосфере Земли, значительно меньше. В типичном случае энергия электронов, высыпающихся на поверхность Солнца при вспышке, может достигать сотни кэВ.

Продольные токи противоположного направления в альфвеновской волне, генерируемые выше X-линии полем Холла, распространяются вдоль линий магнитного поля со скоростью волны. Альфвеновская волна возникает из-за возмущения магнитного поля движением электронного газа в токовом слое.

Существование двух основных типов рентгеновского излучения (теплового и пучкового) было показано в измерениях на аппарате RHESSI [9] (рис. 7). Поток теплового излучения из короны в том месте, где должен формироваться токовый слой, регистрируется во время вспышки, возникшей на лимбе. Этот компактный вспышечный рентгеновский источник излучает тепловой спектр из плазмы концентрацией ~$10^{11}$ см$^{-3}$ при температуре ~3 кэВ. Полное число частиц в корональном источнике превосходит $10^{38}$, что хорошо совпадает с массой коронального выброса. Этот факт можно рассматривать как прямое подтверждение генерации коронального выброса из-за ускорения плазмы в токовом слое.

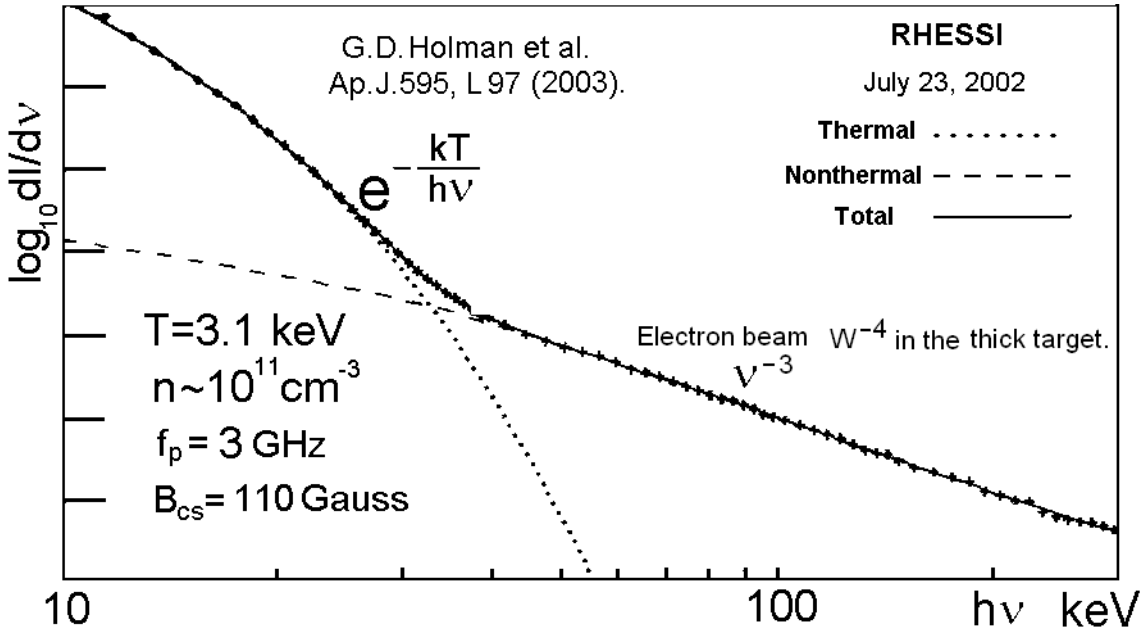


**Рис. 7.** Полный спектр рентгеновского излучения вспышки, состоящий из теплового (экспоненциального) коронального спектра и пучкового (степенного) спектра.

При взрывном распаде токового слоя плотность тока в слое резко возрастает и вместе с ней возрастает поле Холла. Создаются идеальные условия для генерации альфвеновской волны, распространяющейся в короне

вдоль линий магнитного поля, которые пересекают токовый слой выше X-линии (на рис. 6 выше X-точки) и уходят в межпланетное пространство. Ускоренные в продольных токах, генерируемых полем Холла, электроны могут регистрироваться в межпланетном пространстве, достигая орбиты Земли. Взаимодействие быстрых электронов с межпланетной плазмой вызывает излучение на плазменной частоте (радиоизлучение III-типа) и жесткое рентгеновское излучение [13]. Низкая плотность плазмы в короне не может приводить к значительному торможению потока ускоренных электронов, поэтому спектр создаваемого ими рентгеновского излучения соответствует излучению из тонкой мишени [14].

Ускорение протонов до релятивистских энергий (солнечных космических лучей) может происходить вдоль особой линии магнитного поля (перпендикулярной плоскости рисунка) в электрическом поле Лоренца $\mathbf{E} = -\mathbf{V}\times\mathbf{B}/c$, возникающем при втекании плазмы в токовый слой [15]. Эти протоны приходят к Земле с пролетными временами и имеют экспоненциальный спектр. Эффективность ускорения частиц электрическим полем Лоренца, направленным вдоль особой линии магнитного поля, следует из лабораторных экспериментов с мощным импульсным разрядом [16]. Такие эксперименты ставились в связи с проблемой управляемого термоядерного синтеза [17]. Запаздывающие протоны на десятки часов релятивистские протоны имеют степенной спектр, который формируется, по-видимому, при диффузионном распространении частиц в солнечном ветре.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 09-02-00043-а.

**Литература**

1. *Сыроватский С.И.* ЖЭТФ **50**, 1133 (1966).
2. *Podgorny A.I.* Solar Phys. **156**, 41 (1995).
3. *Kursano K., at al*. Adv. Space Rev. **32**, 1917 (3003).
4. *Podgorny A.I., Podgorny I.M., Meshalkina N.S.* JASTP. **70**, 621 (2008).
5. *Ishkov V.N.* Astron. Astrophys. Trans. **20**, 563 (2001).
6. *Podgorny I.M., Podgorny A.I.* Proc. 33-th Annual Seminar. Apatity. P. 87. 2011.
7. *Подгорный А.И., Подгорный И.М.* АЖ. **85**, 739 (2008).
8. *Подгорный А.И., Подгорный И.М.* Год Астрономии. С.-Петербург. С. 341. 2009.
9. *Lin R.P., Krucker S., Hurford, G.J. et al*. Astrophys. **595**, L69 (2003).
10. *Hiei E. and Hundhausen A.J.* In: Magnetodynamic Phen. in Solar Atm.. Ed. By Uchida Y., Kosugi T., Hudson S. Kluver Acad. Pub. P. 125. 1996.
11. *Подгорный А.И., Подгорный И.М., Мешалкина Н.С.* Астр. Вест. **41**, 366 (2007).
12. *Podgorny I.M. at al.* GRL. **15**, 1538 (1988).
13. *Krucker S. et al.* in: Proc. ESPM-12. 2008. http://espm.kis.uni-freiburg.de
14. *И.М. Подгорный, Ю.В. Балабин, Э.В. Вашенюк, А.И. Подгорный.* АЖ. **87**, 704 (2010).
15. *Podgorny I.M., Balabin Yu.V., Podgorny A.I., Vashenyuk E.V.* JASTP. **72**. 988 (2010.
16. *Подгорный И.М., Ковальский Н.Г., Степаненко М.М.* ЖЭТФ. **38**, 1439 (1960).
17. *Лукьянов С.Ю., Подгорный И.М.* Атомная энергия. №3, 97 (1956).

# SOLAR FLARE – THE MECHANISM AND CONDITIONS APPEARANCE

**Podgorny I.M.[1], Podgorny A.I.[2]**
[1]*Institute for Astronomy RAS, Moscow, Russia, podgorny@inasan.ru*
[2]*Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Russia*

Solar flare represents a complicated explosive phenomenon accompanied by powerful burst thermal and beam X-ray emission, solar corona mass ejection ~$10^{16}$, flux of relativistic protons, and radio emission. The energy of a powerful flare exceeds $10^{32}$ erg. The source of thermal X-ray radiation is observed above the active region. Its temperature is ~3 кэВ, and the plasma density is ~ $10^{11}$ $cm^{-3}$. Hard X-ray radiation is radiated from the solar surface at braking of electronic beams with energy ~100 кэВ. Powerful flares (X class) arise over active regions when their magnetic flux becomes order of $10^{22}$ Max. The results of numerical 3D MHD simulation have shown that energy of the flare is accumulated in the magnetic field of a current sheet over an active region. In calculations the maps of the photospheric magnetic field are used since approximation of the field of an active region by local magnetic sources is too rough. The magnetic flux of the active region remains invariable during a flare that shows flare energy accumulation in the solar corona. Over a complicated active region it can be formed several current sheets simultaneously, each of which is responsible for an elementary flare. Disintegration of these sheets causes a series of flares over one active region. Front of relativistic protons arrives to the Earth with time-of-flight along interplanetary magnetic field lines. These protons possess exponential spectrum. Such spectrum is formed at acceleration of particles along a magnetic field singular line at the rate of reconnection ~$10^7$ cm/s. The flare is accompanied by coronal mass ejection, which responsible for magnetic storms in the Earth magnetosphere and polar lights (aurora). Solar flare is the universal phenomenon typical to stars, possessing the magnetic field. Only the Sun gives us possibility of detailed research this phenomena.

# III

# СОЛНЦЕ И ЕГО ВЛИЯНИЕ НА ПЛАНЕТНУЮ СИСТЕМУ

# ПРОИСХОЖДЕНИЕ И РАННЯЯ ЭВОЛЮЦИЯ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

**Витязев А.В., Печерникова Г.В.**
*Институт динамики геосфер РАН, Москва, Россия*

Вечеровский:
–Никого – ответил он –
Нас двое. Мы и Вселенная
*Аркадий и Борис Стругацкие,*
"За миллиард лет до конца света".

## Вместо введения

Сегодня на дворе 2011 год и прошло более четверти тысячелетия после создания первых научных работ о происхождении Солнечной системы (СС), начиная с Бюффона и Сведенборга и, конечно, классических работ Канта и Лапласа. Каким был околосолнечный протопланетный диск, из которого образовались планеты, захвачен или родился вместе с Солнцем?

С тех пор как в калейдоскопе мелькали различные гипотезы о происхождении СС. 19-й век и первая половина 20-го, новый поворот – и складывалась новая картинка. Но все это происходило на фоне нарастающей мощи астрономии и астрофизики. Живо обсуждались и часто забывались. Но нужно помнить, что с Канта и Лапласа появилась идея диска около Солнца, как во времена Мультона и Чемберлена (1905) появилось слово "планетезимали", как во времена Берлаге и Вейзцекера (30–40 гг.) были выписаны первые уравнения для диска. Гипотеза Альвена и Аррениуса [1], выпустивших книгу в 1976 г., позднее переведенную на русский (1979) и бывшую бестселлером до 1985 года, вдруг низверглась. А ведь кто из физиков не помнит волны Альвена и его вклад в космическую магнитогидродинамику.

Но в СССР к этому времени уже 40 лет как существует лаборатория, которую основал в составе своего института академик О.Ю. Шмидт. В этой лаборатории впервые начинается систематическая разработка теории образования планет из твердых частиц допланетного околосолнечного облака. Шмидт определил планетную космогонию как комплексную астрономо-геолого-геофизическую проблему. Для развития наук о Земле нужна была достоверная модель происхождения Земли и планет, удовлетворяющая данным астрономии, геофизики, геологии, геохимии и космохимии, а такой модели в мировой науке тогда не существовало.

Классическая планетная космогония ставила перед собой задачу объяснить следующие группы фактов:

*A* – орбиты планет почти круговые, лежат в одной плоскости. Обращение планет (а у большинства из них и вращение) происходит в одном направлении с вращением Солнца.

*B* – явно не случайное распределение расстояний планет (правило Тициуса-Боде).

*C* – разделение планет на две резко различающиеся группы: внутренние – небольшие, с большей плотностью, более медленным вращением, малым числом спутников (или без них), и внешние – большие по размерам, меньшей плотности, с большей скоростью вращения и многочисленными спутниками.

*D* – распределение момента количества движения: в то время как в Солнце сосредоточено более 99% всей массы Солнечной системы, на него приходится менее 2% момента количества движения, остальные 98% принадлежат планетам.

*E* – вариации химического состава планет и спутников, существование разных типов метеоритов и астероидов, комет, изотопные данные.

О.Ю. Шмидт предложил разделить проблему происхождения Солнечной системы на три части, разработка которых в то время могла производиться в некоторой степени независимо:

1 – объяснение происхождения Солнца и способа формирования допланетного облака;

2 – центральная задача планетной космогонии – построение теории образования планет в ходе эволюции допланетного облака;

3 – с использованием результатов, полученных при решении 2-й задачи, как начальных условий – построение теории эволюции Земли в последующие 4.5 млрд лет.

Такое деление позволило О.Ю. Шмидту и его последователям приступить к решению центральной задачи и объяснению круга проблем *A, B, C.*

Об этом "серебряном веке" Московской школы планетной космогонии было написано немало статей (см. [2] с указанием на американских исследователей А.Е. Левина и С.Г. Браша, выпустивших книгу с многочисленными ссылками на статьи и последовавшие отклики).

Результаты исследований образования Земли и планет, проводившихся в «шмидтовской» лаборатории в 1970–1980-х годах, нашли отражение в монографии А.В. Витязева, Г.В. Печерниковой и В.С. Сафронова [3].

## Стандартный сценарий происхождения Солнечной системы

В 70–80 гг. прошлого века благодаря совместным усилиям российской (московской), японской, американской и европейской школ была построена так называемая «стандартная модель происхождения Солнечной системы». Ее детальное описание на русском языке можно найти в монографии [3], более поздних русских и иностранных статьях и обзорах, включая

Wikipedia. Здесь мы даем лишь сжатое описание модели, опуская математическую часть, уравнения, формулы и т.д. Кроме того, заметим, что мы предпочитаем называть это не моделью, а сценарием происхождения Солнечной системы (стандартный сценарий происхождения Солнечной системы). Понятие сценария шире понятия модели, т.к. в сценарии используются десятки моделей для определенных стадий формирования и эволюции Солнца и его планетной системы, находящихся в разной степени разработки. С другой стороны, в сценарии предполагается, что некоторые второстепенные «герои» могут стать с развитием теории и наблюдений главными, а концовка может существенно измениться.

На рис. 1 показано современное видение Солнечной системы:

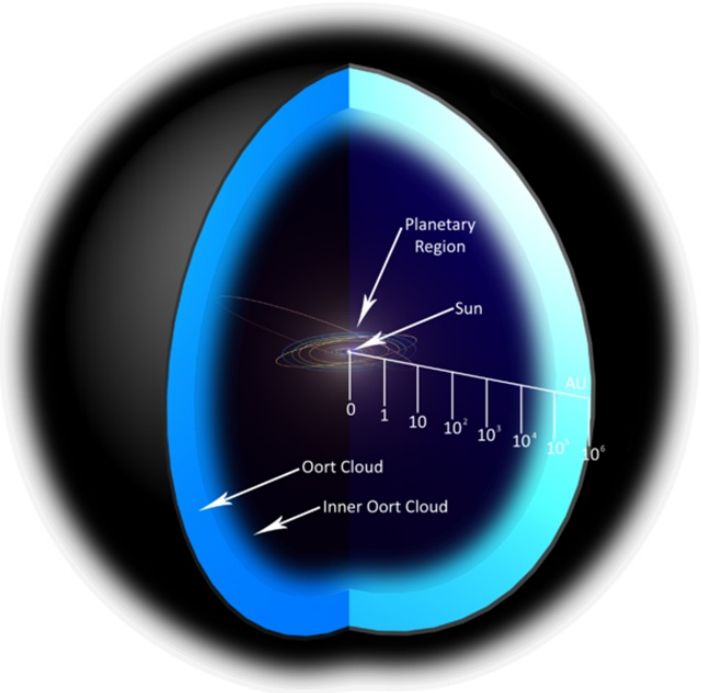


**Рис. 1.** 3D диаграмма модели Солнечной системы (логарифмическая шкала) [4]. Внешняя оболочка – облако Оорта – гипотетическая сферическая область Солнечной системы, служащая источником долгопериодических комет. Предполагаемое расстояние до внешних границ облака Оорта составляет от 50 000 до 100 000 а.е. (Астрономическая единица (*а. е.*) – единица расстояний в астрономии, равная среднему расстоянию Земли от Солнца, 1 *а. е.* = 149,6 млн. км). Предполагается, что облако Оорта включает в себя две отдельных области: сферическое внешнее облако Оорта и внутреннее облако Оорта в форме диска.

Основные стадии эволюции околосолнечного допланетного диска показаны на рис. 2. Облако Оорта на этом рисунке из-за масштаба не видно, к тому же, когда создавалась эта схема, о его массе и масштабах еще было рано говорить. Б.Ю. Левин опубликовал картину последовательности стадий эволюции диска в 1964 г. (в создании принимал участие весь отдел), но и спустя 50 лет так же, как изображение ДНК, эта картинка присутствует в энциклопедиях и статьях, позволяя понять суть проблемы. Слева и

справа от дисков указана продолжительность стадий в годах (логарифмическая шкала). Последняя оценка получена В.С. Сафроновым ~100 млн. лет [5]. Порядок, полученный динамическими оценками, сейчас полностью подтвержден космохронометрами.

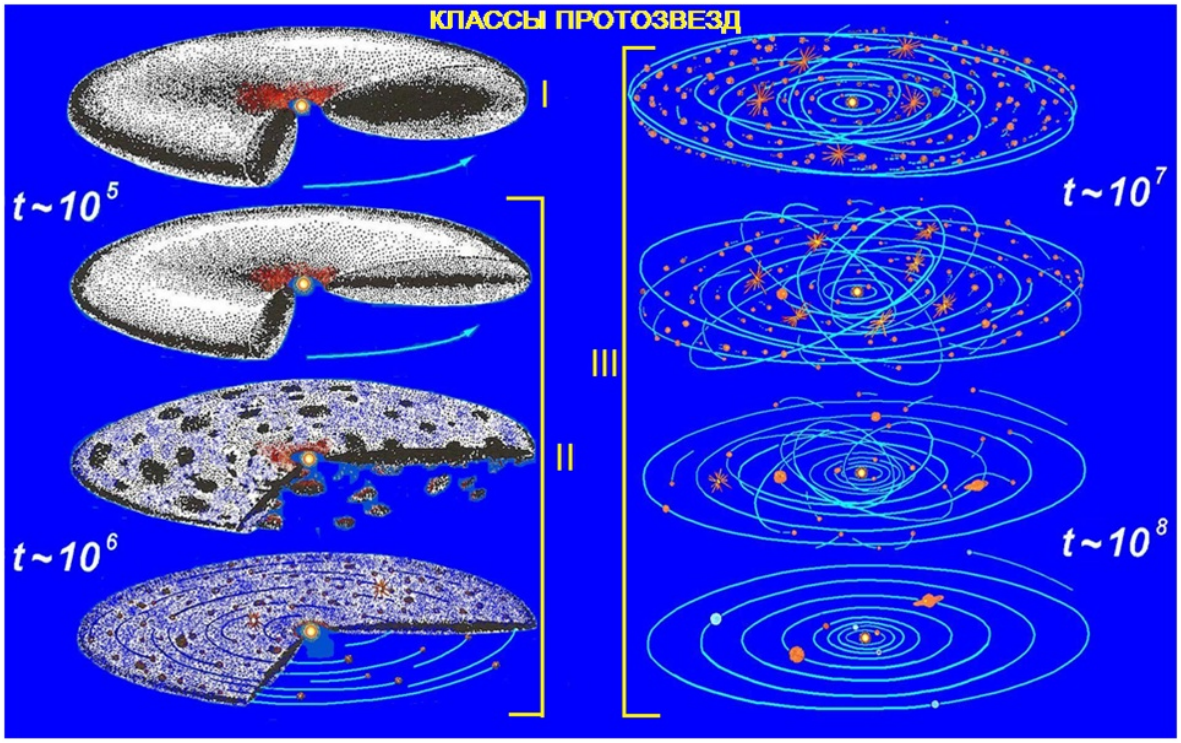


**Рис. 2.** Стандартный сценарий эволюции газопылевого допланетного диска около молодого Солнца. *Слева сверху вниз* – опускание пыли к центральной плоскости и образование пылевого субдиска, уплощение пылевого субдиска, гравитационная неустойчивость в нем и его распад на пылевые сгущения, сжатие пылевых сгущений и образование роя плотных тел астероидных размеров. *Справа* – объединение планетезималей в планеты: появление крупных тел, ударный нагрев, сильный метаморфизм, плавление и испарение вещества, реконденсация, диссипация газа из СС и аккреция его на Юпитер и Сатурн, образование облака Оорта и пояса Койпера, завершение процесса формирования планет и спутниковых систем [3, 6] Цифрами I, II, III отмечены классы протозвезд.

Структура теоретического описания эволюции системы представлена на рис. 3. Она отражает ключевые моменты строящейся теории – блок-схема самого сценария, состоящая из ряда моделей. В создании этих моделей принимали участие многие исследователи Старого и Нового Света. Между московскими учеными и группой Хаяши (школа в Киото, Япония) сложилось нечто типа соревнования – кто впереди.

Каждый блок в схеме – это, по сути, отдельное направление теоретических и/или экспериментальных исследований для объяснения наблюдаемых данных. Обычно это десятки и сотни работ различных международных исследовательских коллективов. На схеме показаны также связи между отдельными направлениями и зависимость решения одних задач и проблем от других.

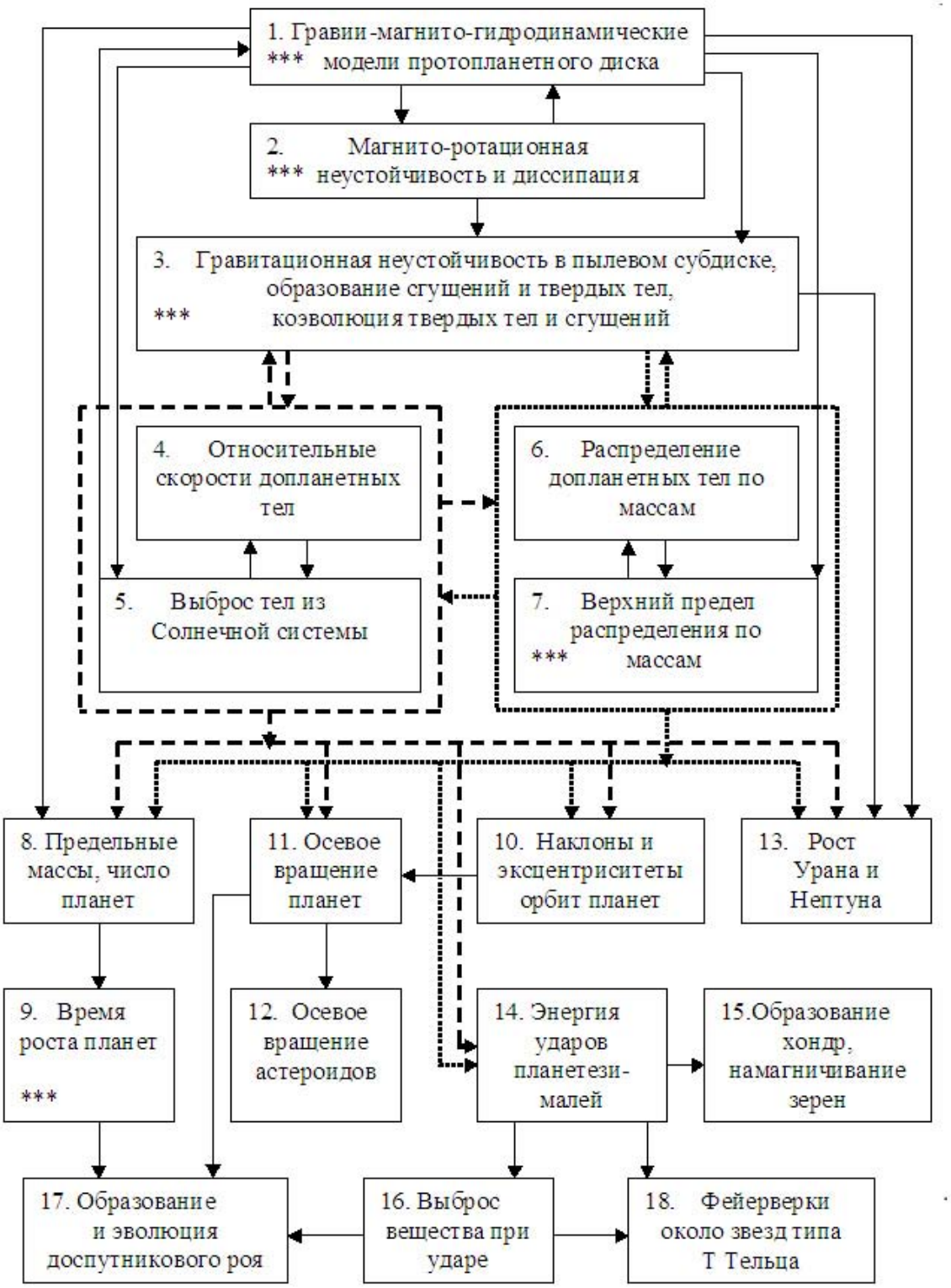


**Рис. 3.** Блок-схема грави-магнито-гидродинамических моделей протопланетных дисков около молодых звезд солнечного типа (знаком «***» отмечены новые блоки (или заново разработанные), добавленные нами к стандартной модели).

Блоки 3–11 в свое время являлись проблемами классической космогонии. Их принципиальное решение было получено в «стандартной модели»

[3] – объяснены группы фактов *A*, *B* и *C* в рамках модели «**Солнце + диск**»:

*A* – найдены эксцентриситеты и наклоны орбит планет *e*, *i*, решена задача о вращении планет; *B* – получило теоретическое объяснение правило Тициуса-Боде, найдена формула числа планет, сформировавшихся в диске; *C* – объяснено разделение планет на две резко различающиеся группы: внутренние и внешние.

Надо сказать, что некоторые современные компьютерные анимации пока не могут дать ответы на классические вопросы о том, почему планетная система такая, какой мы ее видим. Отметим, что по блокам 3-7, 13-17 дискуссия продолжается, ведутся компьютерные расчеты по все усложняющимся моделям.

Блоки 1 и 2 представляют последнюю модификацию сценария. Согласно стандартной модели умеренно массивного ($M_d$ = 0.03÷0.07$M$), тонкого ($H(R)/R$ <<1), но оптически толстого протопланетного диска к окончанию аккреции на Солнце в диске имеется «мертвая» зона ($R$~ 0.1÷20 а.е), где ввиду низкой ионизации вблизи центральной плоскости магнитогидродинамические (МГД) эффекты пренебрежимо малы. Здесь $H(R) = c_s/\Omega$ – толщина однородной атмосферы, $c_s$ – скорость звука, $\Omega$ – угловая скорость вращения. В то же время над и под мертвой зоной на высотах порядка нескольких характерных толщин $H$ имеется активный слой с поверхностной плотностью $\sigma$ ~ 100 г/см$^2$, в котором степень ионизации $n_e/n_H$ >$10^{-13}$ достаточна для развития магнито-ротационной неустойчивости MRI, открытой Велиховым (1959) и интенсивно исследуемой в астрофизических объектах и лабораториях.

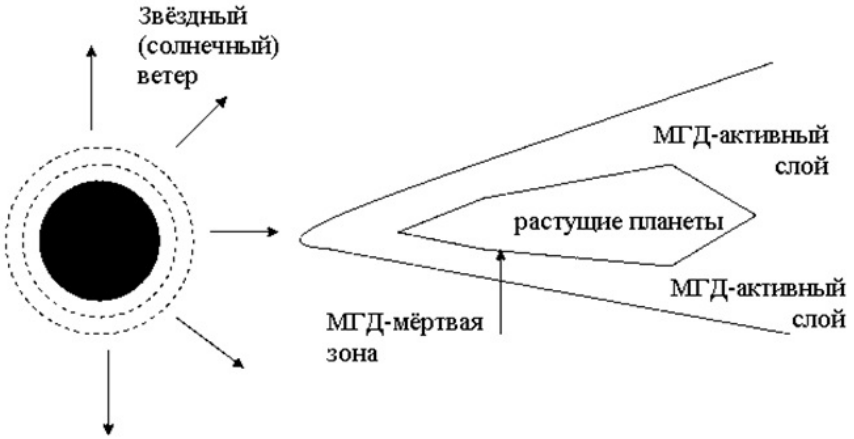


**Рис. 4.** Схема сечения молодого Солнца и околосолнечного протопланетного газопылевого диска

Мы исследовали слоистые модели постаккреционного диска (рис. 4), в котором после седиментации пыли и последующей гравитационной неустойчивости в пылевом субдиске вблизи центральной плоскости идет акку-

муляция тел. В то же время в МГД активных приповерхностных слоях продолжается турбулентный перенос углового момента и газа на периферию диска.

В теории околосолнечного диска оставалась нерешенной проблема потери большей части газа первичной околосолнечной туманности. Потеря газа по механизму Джинса (как потери газов тяжелее H и He из современной атмосферы Земли) очень мала [3]. Гипотеза о выметании газа из диска звездным ветром молодого Солнца требовала чуть ли не стократной по сравнению с околосолнечным диском массы, т.е. еще одной солнечной массы, что противоречит физике Солнца.

Ещё одной загадочной и необъясненной проблемой является факт наличия намагниченности метеоритных зерен. Лабораторные исследования естественной остаточной намагниченности (Natural Remanent Magnetization – NRM) многих фрагментов сотен метеоритных образцов указывают на существование в допланетном диске магнитных полей 1–500 μT. Неупорядоченное расположение намагниченных фрагментов в метеоритных образцах свидетельствует о намагничивании, произошедшем до их объединения в единые агрегаты. Было предложено несколько механизмов генерации магнитных полей в весьма различающихся моделях газопылевых дисков (сжатое межзвездное в молодом Солнце, генерируемое в недрах раннего Солнца, самогенерация на аккреционной стадии и т.д.). Но они не смогли обойти проблему «мертвой зоны».

Наши исследования показали [7–9], что умеренно массивные протопланетные околозвёздные диски имеют внешние оболочки с достаточной для возбуждения MRI степенью ионизации. Показано, что величина поля и параметры, характеризующие турбулентный перенос вследствие MRI, могут быть существенными для перестройки структуры диска за приемлемые (~ 1–10 млн. лет) с астрофизической точки зрения времена. Ввиду эффективного переноса газа истечение газа с периферии диска может происходить за характерные времена ~ млн. лет с формированием распределения остающейся массы по закону $R^{-3/2}$. Характерное время диссипации газа из диска может составлять ~ $1 \div 10$ млн. лет, что согласуется с астрофизическими данными времени существования околозвёздных газопылевых дисков. Дано возможное решение задачи о потере порядка 90% массы из околосолнечного протопланетного диска. Оценки возможной величины магнитного поля дают около первых единиц Гаусса, что интересно в связи с проблемой источника намагниченности метеоритных зерен.

Блок 18 – это наше предложение астрофизикам искать вспышки, вызванные макроимпактами, в формирующихся планетных системах около современных молодых звезд [10].

За последние 2–3 десятилетия произошел ряд революционных событий. В дело вступают все новые поколения компьютеров. Десятки и сотни статей уточняют, но не меняют общей картины (см. обзор [11]). С откры-

тием CAI (кальций-алюминиевые включения) в Альенде (метеорит CV3) начинается эра использования короткоживущих изотопов (см. таблицу 1).

**Таблица 1.** Короткоживущие нуклиды в ранней Солнечной системе (по [12]).

| Нуклид | Время полураспада (млн. лет) | Дочерний нуклид | Звездный источник[a] |
|---|---|---|---|
| $^{41}$Ca | 0,1 | $^{41}$K | SN, AGB, WR |
| $^{26}$Al | 0,7 | $^{26}$Mg | SN, N, AGB, WR |
| $^{60}$Fe | ~~1,5~~ 2.62 | $^{60}$Ni | SN, AGB |
| $^{53}$Mn | 3,7 | $^{53}$Cr | SN |
| $^{107}$Pd | 6,5 | $^{107}$Ag | SN, AGB, WR |
| $^{182}$Hf | 9 | $^{182}$W | SN |
| $^{129}$I | 15,7 | $^{129}$Xe | SN |
| $^{244}$Pu | 82 | α, SF[b] | SN |
| $^{99}$Tc [c] | 0,21 | $^{99}$Ru | AGB, WR |
| $^{36}$Cl [c] | 0,3 | $^{36}$Ar | SN, AGB, WR |
| $^{205}$Pb [c] | 15 | $^{205}$Tl | AGB, WR |
| $^{92}$Nb [c] | 35 | $^{92}$Zr | SN |

[a] SN – сверхновая; N – новая; AGB – асимптотическая ветвь гигантов; WR – типа Вольфа–Райе;
[b] продукты спонтанного деления;
[c] необходимо подтверждение.

В свете этих событий посмотрим на один из фундаментальных вопросов планетной космогонии – характерные времена формирования планет. Оценки возраста Солнечной системы (4.6 млрд. лет) и общей продолжительности формирования Земли (около 100 млн. лет [5]) подтверждены изотопными данными. Однако динамическая оценка скорости роста Земли на ранних стадиях, которая является одним из определяющих моментов её дальнейшей эволюции, не соответствовала показаниям Hf-W геохронометра.

Нами в рамках модели растущих и объединяющихся зон питания получена зависимость массы наибольшего после растущей планеты тела $m_1$ от ее массы $m(t)$. Было показано, что на ранних стадиях аккумуляции планет, когда $m(t)$ □ $m_\oplus$ (современной массы Земли), крупнейшие тела зоны питания сравнимы по массе с растущей планетой.

Учет влияния крупных тел на формирование планет позволил получить решения ряда задач классической планетной космогонии, таких как эволюция эксцентриситетов и наклонов орбит растущих планет, формирование их осевого вращения, ранний ударный нагрев и т.д. [3].

Результаты исследования влияния крупных тел и на время роста планет приведены на рис. 5. На рисунке можно видеть, что в предложенной

нами модели учет роли крупных тел существенно ускорил набор массы на ранней и основной стадиях роста планеты – массы Марса (≈0.1 $m_{\oplus}$) Земля достигает примерно за 17 млн. лет. К 50 млн. лет её масса оказывается вдвое большей, чем в ранних моделях, а тысячекилометровые тела образуются уже в первые миллионы лет. Однако время роста до 0.97 $m_{\oplus}$ (т.е. до $r$ = 0.99 $r_{\oplus}$) осталось прежним ~ $10^8$ лет [13].

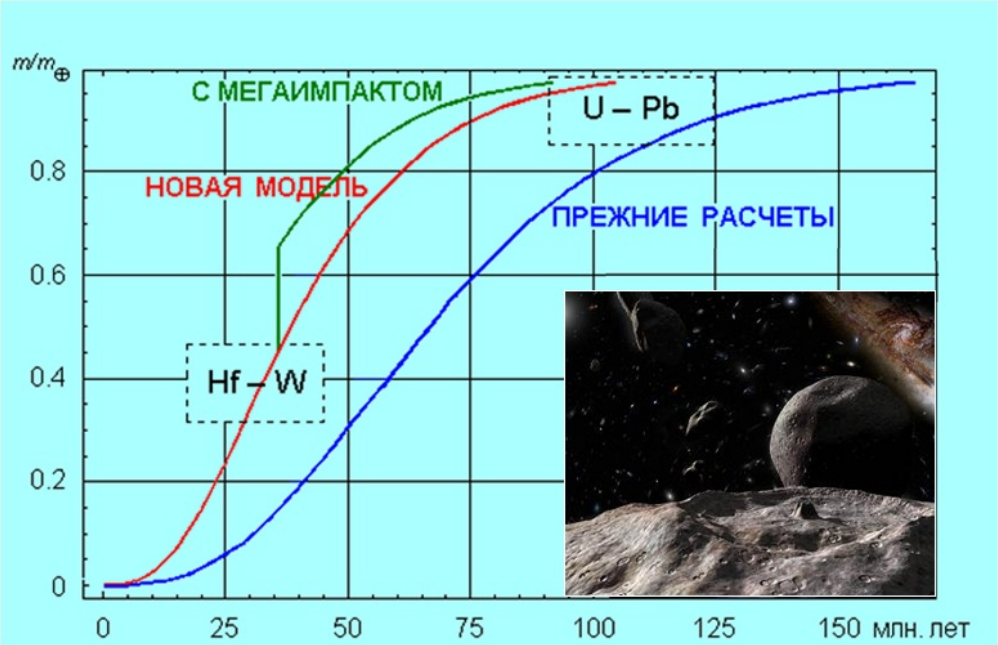


**Рис. 5.** Рост массы Земли и данные по изотопным хронометрам.

Недавно мы заново обратились к теории роста сгущений в допланетном диске и критически рассмотрели диапазон параметров, обеспечивающих выживаемость крупнейших сгущений. Давно было отмечено, что единственным механизмом, способным поддерживать сгущения в разреженном состоянии, были их последующие нецентральные столкновения. В системе сгущений нужно одновременно описать изменение числа, масс, размеров (плотности) и вращательных моментов сталкивающихся, объединяющихся и разрушающихся сгущений в рамках самосогласованной задачи. Результаты расчетов для зоны Земли, впервые учитывающих эффект исчерпания конденсированного вещества [14], приведены на рис. 6.

Системы твердых тел и сгущений из пыли и обломков существовали и эволюционировали в совместном процессе аккумуляции. Можно сказать, что следы последних мы наблюдаем как околопланетные рои (кольца) и спутники планет. Синтез двух тенденций, долго противостоявших друг другу, впервые позволяет дать объяснение всему комплексу динамических и космохимических данных.

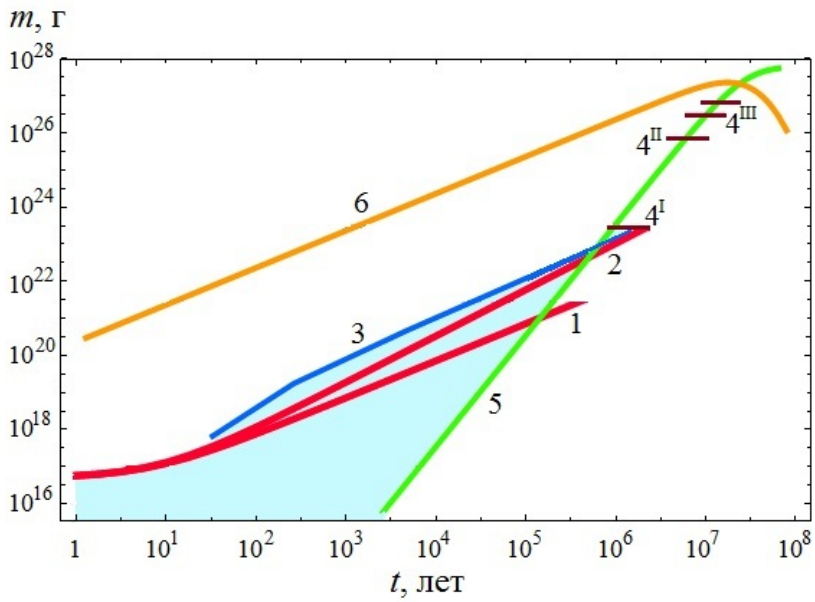


**Рис. 6.** Рост массы крупнейших сгущений в зоне Земли.

На рисунке показан рост масс крупнейших газопылевых сгущений $m(t)$ до превращения их в плотные тела с плотностью $\delta$~1г/см$^3$ (красные линии) в зависимости от показателя степени $\gamma$ в степенном распределении сгущений по массам в зоне питания Земли (1 – $\gamma$ =1.5; 2 – $\gamma$ =1.55). Синяя линия 3 и голубой фон ограничивают область коэволюции твердых тел и сгущений. Показаны:$4^{I}$ – $4^{II}$ области формирования тел с массами порядка массы Весты-Луны, $4^{II}$ – $4^{III}$ – тела с массами Меркурия-Марса. Зеленой линией 5 показан рост Земли в процессе твердотельной аккумуляции, и желтая линия 6 показывает массу вещества в зоне питания растущей Земли.

**Формирование планетных систем в тесном звездном окружении**

Одним из важнейших открытий за последние менее чем полстолетия является обнаружение множества планетных систем около других звезд в Галактике. Отметим, что к середине марта 2011 г. открыто 536 экзопланет в 448 планетных системах, несколько тысяч околозвездных дисков. Более того, обнаружены и исследуются тысячи газопылевых, вероятно, протопланетных, дисков около молодых звезд. Таким образом, спустя два с половиной столетия после знаменитых работ Канта-Лапласа, идея о происхождении планет из околосолнечного газопылевого диска обрела экспериментальное подтверждение.

Мы пытаемся сделать следующий шаг: восстановить астрофизическую обстановку вблизи формирующейся Солнечной системы. Понимание того, что звезды не формируются поодиночке, а возникают группами в огромных туманностях типа знаменитой туманности Ориона, было достигнуто более полувека назад. Однако последствия такого совместного рождения планетных систем для нашей Солнечной системы, по сути, остаются

не исследованными. Здесь имеется несколько важных подпроблем. Первая – как долго наша СС находилась в туманности и, вероятно, затем в звездном скоплении типа Плеяд или Гиад (без газопылевого окружения)? Какие космохимические и динамические следствия тесного звездного окружения имели место для молодой СС?

В связи с первым вопросом заметим, что характерные времена жизни туманностей, в которых рождаются звезды с (и без) планетными системами, порядка десятков миллионов лет. Голубые гиганты своим звездным ветром рассеивают газо-пылевую составляющую, и на месте туманности остаются звездные скопления. Звездные скопления распадаются гораздо медленнее, и известны NGC 752, V 67, Гиады, Ясли, существующие от первых до многих сотен миллионов лет.

В связи со вторым вопросом следует обратиться к характеристикам астрофизической обстановки у наблюдаемых протопланетных дисков в молодых туманностях. На рис. 7 показана схема типичного протопланетного диска около молодой звезды солнечного класса, который испытывает сильнейшее влияние звездного ветра, рентгеновского и УФ излучения от близкого голубого гиганта. Говоря коротко, в молодую СС с уже сформировавшимися крупными телами и протопланетами в первые десятки миллионов лет после образования Солнца может по-прежнему поступать свежий материал от окружающего звездного населения. По массе в сравнении с массой протопланетного диска это может быть и незначительная доля. Т.е. на химический состав молодой СС влияние привноса вещества может быть пренебрежимо малым.

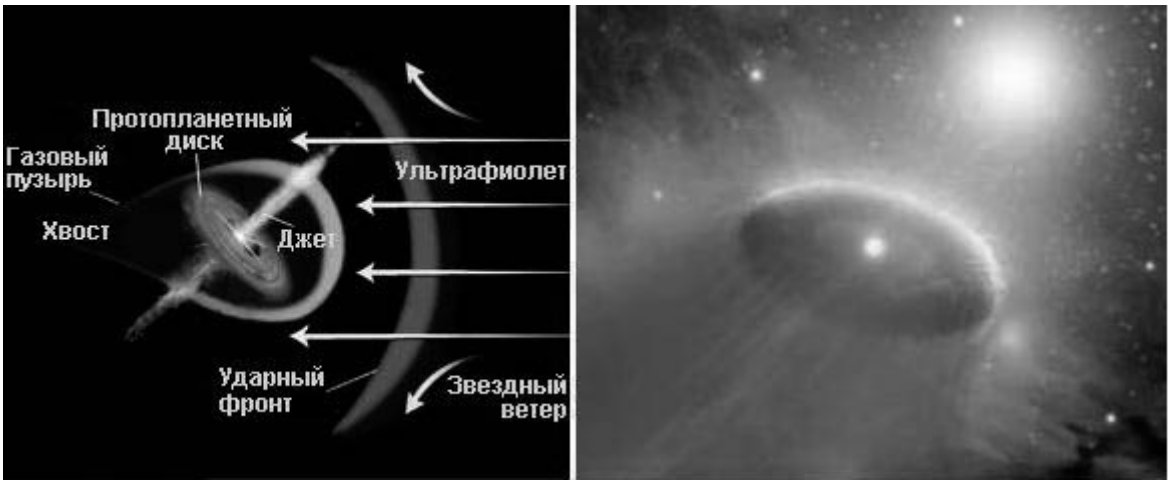


**Рис. 7.** *Справа* – артвидение протопланетного диска, обдуваемого звездным ветром близкого голубого гиганта, *слева* – схема протопланетного диска (проплайда).

Если инжектируются свежие радионуклиды коротко живущих элементов (см. табл. 1), по дочерним которых мы хронометрируем ранние стадии эволюции СС, это может быть существенно. Кроме того, если в молодой СС уже есть сформировавшиеся планеты и др. меньшие тела (асте-

роиды и кометные ядра), существенно, что, кроме потока солнечного ветра и солнечного излучения на приповерхностные слои, может быть важным звездный ветер и космические лучи из ближайших окрестностей.

## Трудности стандартного сценария происхождения Солнечной системы

1. На рис. 2 мы обозначили стадии протозвезды. Это условно, так как до сегодняшнего дня пока невозможно сопоставить точно стадии эволюции диска и стадии эволюции Солнца.

2. После открытия Рейнольдсом CAI в метеорите Альенде начались крупномасштабные исследования короткоживущих изотопов в метеоритах и др. небесных телах. Недавно ряд исследовательских групп, объединившись в консорциуме, дали согласованную оценку возраста метеоритов и планет Земной группы [15]. С помощью короткоживущих изотопов (Hf-W, Al-Mg и др.) было выяснено, что отдельные магматические железные метеориты родились в планетезималях в течение первого (!) млн. лет после CAI, обыкновенные и углистые в поясе астероидов – позже. Но и по этому вопросу на 42-й конференции по Луне и планетам (7–11 марта 2011 г., Хьюстон) продолжаются дебаты.

3. Вот уже более 30 лет исследователи не могут выбрать – росли ли планетезимали от пылинок с размерами ~$10^{-5}$ см до десятикилометровых путем слипания при взаимных столкновениях или на определенной стадии (порядка 1–10 см) они прошли через стадию джинсовской неустойчивости в пылевом субдиске. На конференцию по «Дискам и планетам» (Гавайи, 2009) собралось более 150 участников (американцы, японцы и старый свет 1:1:1). К согласию исследователи не пришли.

4. На смену общей тематике “mainstream” в стандартном сценарии происхождения Солнечной системы недавно выступила группа из Ниццы. Они привели некоторые расчеты, показывающие, что планеты могли располагаться во время их образования не так, как сегодня. Этот подход, по нашему мнению, не учитывает в полной мере выброс тел на периферию (т.н. «реактивный эффект») и некоторые другие эффекты.

5. Наконец, еще один серьезный вопрос. При имеющемся согласии по стандартной модели образования планет между западной (в основном американской) и российской школами планетной космогонии есть существенное расхождение по одному весьма важному пункту. Это – величина верхнего предела в распределении масс падающих на Землю тел. Согласно гипотезе мега-импакта образование системы Земля-Луна произошло вследствие столкновения Протоземли с планетой (Тейя) с массой порядка массы Марса (0.1 $M_{\oplus}$) – на Земле образовался магматический океан, а мощный факел увлек на околоземную орбиту часть вещества, из которого и образовалась Луна. Согласно нашей модели макро-импактов [17, 18], массы крупнейших падающих тел на поздних стадиях роста Земли не превышали

массы Луны. Следствия для этих двух подходов различаются кардинально. В отличие от нашей модели первичная Земля после мегаимпакта представляет собой сплошной магматический океан. Формирование Луны по американской модели было вызвано последствием этого единичного удара и произошло в результате аккреции выброшенного вещества менее, чем за несколько тысяч лет. По нашей модели формирование Луны происходило в течение миллионов лет за счет вещества, выброшенного с растущей Земли при макроимпактах и тел протпланетного диска.

Выбор в пользу той или иной модели должен быть сделан на основании соответствия динамическим параметрам и космохимическим данным.

В работе российских астрофизиков [19] были приведены оценки максимально возможного размера тела, падающего на Землю, исходя из имеющегося аналитического решения для классической задачи двух тел. Сделан вывод, что удар тела размером с Марс ведет в случае Земли к эксцентриситету ее орбиты, на порядок превышающему современный. Иными словами, модель мегаимпакта с массой Тейи порядка массы Марса, по мнению указанных авторов, не проходит. Мы рассмотрели обобщение классической задачи столкновения двух тел в поле центрального тела с учетом потери части энергии и вещества при столкновении [20, 21]. Из нашей оценки следует, что столкновения Протоземли с телами размером с Луну не противоречат наблюдаемым эксцентриситету и наклону орбиты системы Земля-Луна. Мы считаем, что в случае с мегаимпактом истина лежит где-то посередине.

## Заключение

В нашей монографии 1990 г. было сказано «То что формирование Солнечной системы явилось результатом эволюции газопылевого диска умеренной массы (тонкого, но оптически толстого), образовавшегося 4,6 млрд лет назад около молодого Солнца, сегодня не вызывает серьезных сомнений у большинства исследователей». Таким образом стандартный сценарий происхождения Солнечной системы существует уже более 20 лет и продолжает развиваться, помогая нам исследовать раннюю и последующую историю Земли.

Расчеты нагрева (короткоживущими изотопами $^{26}$Al и $^{60}$Fe) и дифференциации тел с размерами 100–1000 км и более, возникших в Солнечной системе в первые десятки миллионов лет, объясняют раннее начало и быстрое образование железных ядер и примитивных мантий в растущих Земле, Марсе, Венере и Меркурии.

На ранней стадии роста (первые 2–4 млн. лет) при лунно-меркурианских размерах тел происходит нагрев короткоживущими до температур, соответствующих плавлению силикатной составляющей, – обеспечивается начало дифференциации – отделение железа от силикатов. На второй стадии (5–15 млн. лет, массы тел порядка Меркурия-Марса) на

смену вымершим короткоживущим радиоактивным приходят основные источники раннего нагрева – удары падающих тел и энергия гравитационной дифференциации.

Интересно вспомнить краткую историю исследований происхождения Солнечной системы, предшествовавших нашему времени. Не имея возможности давать ссылки на множество книг, используем краткое резюме И.А. Климишина в «Астрономии наших дней»:

1. Теория вихревого движения всепроницающей жидкости (или эфира), передающей вращение веществу. Р. Декарт, 1644 г. Ее модификации: Тер Хаар, 1938 г., К. Вейцзекер, 1944 г.

2. Соударение кометы с Солнцем. Из Солнца выплеснулось допланетное вещество Ж. Бюффон, 1745 г.

3. Прохождение Солнца рядом с другой звездой. Из Солнца вырывается струя раскаленного газа. Звезды расходятся. Газ охлаждается, и из него образуются планеты. Бикертон, 1878 г., Д.Х. Джинс, 1916 г.

4. Последовательное образование Солнца, а затем и планет из холодного облака неизвестной природы. Вращательное движение небесные тела обретали за счет усреднения хаотического движения частиц, до стадии перехода к вращению. И. Кант, 1755 г.

5. Образование Солнца по способу сжатия раскаленной, вращающейся туманности неизвестной природы. Затем, при быстром вращении молодого Солнца от него отделялось вещество в виде колец, а из колец формировались планеты. П.С. Лаплас, 1796 г.

6. Распад прилетевшей звезды на планетозимали и пыль. Ф. Мультон, Т.Чемберлин,1899-1900 г.

7. Случайная встреча и захват уже готового газопылевого облака Солнцем, в ходе его галактического движения. О.Ю. Шмидт, 1944 г.

8. Разрушение компонента двойной звезды. Г.Н. Рессел, 1935 г. Ее модификация: Солнце было тройной звездой. Две из них столкнулись, после чего улетели в неизвестность, оставив часть своего вещества для производства планет. Р.А. Литлтон, 1936 г.

9. Солнце – двойная звезда. Одна из компонент взрывается как сверхновая. Ф. Хойл, 1944 г.

То, что у гениев и просто одаренных исследователей своего века, остался зачастую весомый вклад в сегодняшний сценарий происхождения Солнечной системы, внимательный читатель может усмотреть из трудов историков науки. Да, О.Ю. Шмидт был не прав в своей оценке захвата облака Солнцем. Но может быть, где-то есть захваченное облако.

Да, В.С. Сафронов был неправ в недооценке крупных тел (мы называем их взаимные удары макроимпактами). Только через три десятилетия появилась новая парадигма ранней Земли – Земля не была никогда ни «ог-

ненно-жидкой», ни «холодной». Нагреваемая ударами падающих тел, масса крупнейших из которых могла на заключительных стадиях составлять до 1% от массы планеты, растущая планета временами имела гигантские очаги расплавов. В этих гигантских подземных, но все же локальных, морях магмы должна была происходить дифференциация на ядро и мантию в ходе роста планеты.

Мы искренне благодарны Оргкомитету за приглашение на интереснейшую конференцию «Активность звезд и Солнца на разных стадиях их эволюции».

**Литература**

1. *Alfven H., Arrhenius G.* Evolution of the Solar system. Wachington: D.C.U.S., NASA, 1976, 345 p. (Рус. пер.: Альвен Х. И Аррениус Г. Эволюция Солнечной системы. М.: Мир, 1979, 511 с.)
2. http://www.ifz.ru/labs/l202/l202_r_history.htm
3. *Витязев А.В., Печерникова Г.В., Сафронов В.С.* Планеты земной группы: Происхождение и ранняя эволюция. М.: Наука, 1990. 296 с.
4. http://readerfeedback.labs.wikimedia.org/wiki/Oort_cloud
5. *Сафронов В.С.* Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет. М.: Наука, 1969. 244 с.
6. *Левин Б.Ю.* Происхождение Земли и планет. М.: Наука, 1964.
7. *Зимина Г.И., Витязев А.В.* Магнитогидродинамика околозвездных газопылевых дисков // БШФФ-2007 (Международная Байкальская молодежная научная школа по фундаментальной физике), Тезисы докл. X Конференции молодых ученых «Современные проблемы в астрофизике и физике космической плазмы», Иркутск 2007. С. 74.
8. *Адушкин В.В., Витязев А.В, Печерникова Г.В.* В развитие теории происхождения и ранней эволюции Земли // Проблемы зарождения и эволюции биосферы / Под ред. Э.М. Галимова. М.: Книжный дом «Либроком», 2008. – 552 с. С. 275-296.
9. *Витязев А.В., Печерникова Г.В.* Ранняя Земля в тесном окружении молодых звезд // «Проблемы происхождения жизни». Российская академия наук. Сборник научных статей. М.: ПИН РАН, 2009. С. 131-157.
10. *Витязев А.В., Печерникова Г.В.* Фейерверки в формирующихся планетных системах // Письма в "Астрон. журн.", 1995. Т. 21, N 4. С. 309-317.
11. *Chambers J.E., Halliday A.N.* The origin of the Solar System // Encyclopedia of the Solar System 2nd Edition / Eds. L.A. McFadden, P. Weissman and T. Johnson. Academic Press, 2007, pp. 29-52.
12. *Goswami J.N. and Vanhala H.A.T.* Short-lived nuclides in the early solar system: Meteoritic evidence and plausible sources. In Protostars and Planets IV, (eds. Mannings M., Boss A.P., Russell S.S.), University of Arizona Press, Tucson, 2000. P. 963-995.
13. Печерникова Г.В. Время роста Земли // ДАН. 2005. Т. 401. № 3. С. 391-394.
14. *Pechernikova G.V., Vityazev A.V.* Growth of condensations in the preplanetary disk and the planets formation // Abstracts of Vernadsky-Broun MicroSymp. 42, Moscow, 2005. CD.
15. *Thorsten Kleine, Mathieu Touboul, Bernard Bourdon, Francis Nimmo, Klaus Mezger, Herbert Palme, Stein B. Jacobsen, Qing-Zhu Yin, Alexander N. Halliday.* Hf–W chronol-

ogy of the accretion and early evolution of asteroids and terrestrial planets // Geochim. and Cosmochim. Acta. 2009. V. 73. № 17. P. 5150–5188.
16. *Печерникова Г.В.* 1991. К проблеме роста Урана и Нептуна // Изв. АН СССР. Физ. Земли. № 8. С. 59-72.
17. *Витязев А.В., Печерникова Г.В.* Ранняя дифференциация Земли и проблема лунного состава // Физика Земли. 1996. N 6, С. 3-16.
18. *Vityazev A.V., Pechernikova G.V.* Macroimpacts and crust and atmosphere forming in early terrestrial history // Planetary Systems: the long view /Eds. L.M. Celnikier and J. Tran Thanh Van. France: Editions Frontieres. 1998. P. 95-97.
19. Боярчук А.А., Рускол Е.Л., Сафронов В.С., Фридман А.М. Происхождение Луны: спутниковый рой или мега-импакт? // ДАН. 1998. Т. 361, № 4. С. 481-484.
20. *Lazarev M.P., Vityazev A.V.* 2005. Dissipative collisions of asteroid-sized bodies // Vernadsky-Brown Microsymp. 42. Oktober 10-12, 2005, Moscow, Russia. CD.
21. *Lazarev M.P., Vityazev A.V.* 2006. Dissipate collisions of asteroid-sized bodies // EGU General Assembly 2006, Vienna, Austria, 02 – 07 April 2006, EGU06-A-07128.

## ORIGIN AND EARLY EVOLUTION OF THE SOLAR SYSTEM

**Vityazev A.V., Pechernikova G.V.**
*Institute for Dynamics of Geospheres RAS, Moscow, Russia,*

The fundamental problems of planetary cosmogony and construction of the standard scenario of the origin of the Solar system are discussed. We studied influence of environment on the planetary systems formed in the close proximity to surrounding young stars. After contacts with expanding supernova remnants and powerful streams of stellar winds from young giants, new portions of short-lived nuclides ($^{26}$Al, $^{60}$Fe, …, $^{182}$Hf …) could be added to material of the protoplanetary disk at different stages of its evolution. Being deposited on the surface of dust and small particles, they could change the "initial" abundances and cause "rejuvenescence" of cosmo- and geo-chronometers.

Generalization of the classical problem of growth of the Earth and other planets allows us to obtain estimates of the growth time of massive bodies, which are consistent with modern isotopic data based both on the U-Pb system and on the Hf-W system. The presence of appreciable amounts of short-lived radionuclides can lead to heating of interiors of large planetesimals, sufficient to start their melting and differentiation.

In the conclusion variety problems of the standard scenario of origin of the Solar system is being discussed.

# ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ЦИКЛА СОЛНЦА НА ФОРМИРОВАНИЕ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

**Тлатов А.Г.**
*Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН*

## Введение

В настоящее время, согласно ведущей гипотезе образования планет Солнечной системы, считается, что Солнце и планеты произошли практически одновременно из газово-пылевой туманности, имевшей форму диска. В протопланетном облаке вследствие неустойчивостей образовывались твердые тела всё больших и больших размеров, и в относительно короткий срок (по разным оценкам, от $10^5$ до $10^8$ лет) сформировались планеты. В пользу этой модели свидетельствуют наблюдения молодых звезд, в которых протопланетный диск вокруг звезды исчезает за достаточно быстрый период порядка ~10 млн. лет [1]. Возраст Солнечной системы составляет ~4,6 млрд. лет и определяется радиологическими методами, по анализу древнейших твердых тел, таких как метеориты, и древних пород Земли и Луны. Поэтому считается, что длительность процесса формирования планет незначительна по сравнению со временем их дальнейшего существования.

Вместе с тем остается ряд нерешенных проблем. Одной из основных является проблема распределения момента количества движения в Солнечной системе: хотя масса планет составляет менее 1% массы Солнца, в их орбитальном движении заключено более 98% общего момента количества движения всей Солнечной системы. Причем Юпитер и Сатурн несут около 85% всего момента количества движения. Для решения этого вопроса предлагались различные гипотезы. Так, по гипотезе О.Ю. Шмидта протопланетное облако являлось фрагментом межзвездного газопылевого облака, захваченным Солнцем в Галактике. Это давало объяснение, почему в Солнечной системе почти вся масса сосредоточена в Солнце, а почти весь угловой момент – в орбитальном движении больших планет. Ф. Хойл разработал гипотезу, по которой Солнце при рождении было сгустком в газопылевой туманности, содержавшей магнитное поле. Тогда при некоторых условиях момент количества движения быстро вращавшегося Солнца уменьшился из-за тормозящего действия магнитного поля, у вещества диска – увеличился и сохранился – у планет.

В последние годы основные усилия сосредоточены на поиске физических механизмов, связанных с переносом углового момента в протопланетном диске вследствие неустойчивости и развитии турбулентности в аккреционном диске. Наиболее предпочтительным считается механизм магниторотационной неустойчивости [2]. При этом даже слабого магнитного

поля достаточно, чтобы привнести в кеплеровский диск линейную неустойчивость с возмущениями, экспоненциально растущими за динамическое время. Магниторотационная неустойчивость является линейной и приводит к самоподдерживающейся турбулентности в хорошо ионизованном аккреционном диске [3, 4]. Она переносит угловой момент наружу, массу потока – внутрь, и освобождает гравитационную потенциальную энергию.

Однако эта модель предполагает, что перераспределение углового момента происходит в относительно короткий период существования протопланетного диска. А это, по-видимому, противоречит наблюдательным фактам. Измерения скорости вращения звезд с массой, близкой к солнечной, по программе ”Sun in time” показывают, что период вращения плавно изменяется на протяжении всего времени существования звезды [5] Рис. 1.

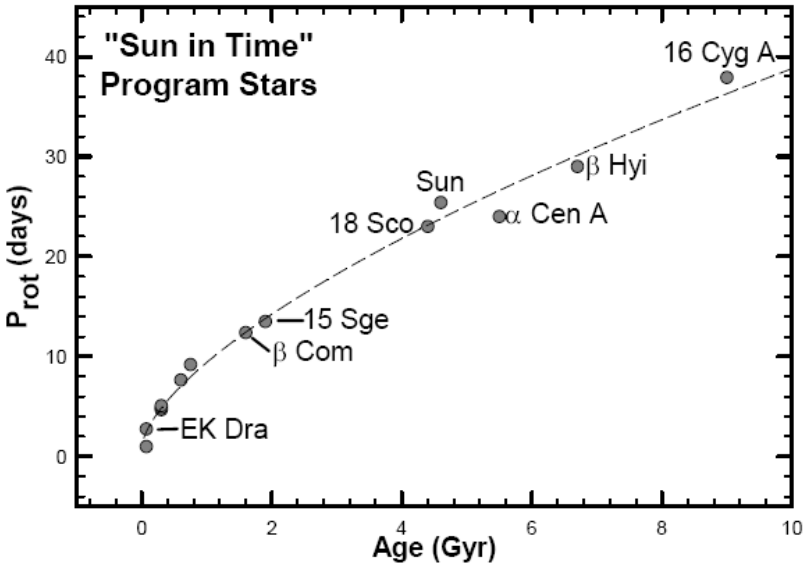


**Рис. 1**. Период вращения dG0-5 звезд с их возрастом согласно [5].

Возможной причиной является потеря момента вращения из-за намагниченного солнечного ветра. Хотя другие оценки показывают, что потеря массы с потоком солнечного ветра за все время эволюции Солнца не превышала ~1% M [6], что затрудняет такую интерпретацию.

Особый интерес представляет закономерность в расположении планет Солнечной системы в расположении орбит планет, отражаемая правилом Тициуса-Боде. Считается, что эта закономерность возникла в результате гравитационных возмущений и выбросов. При этом основную роль играло взаимодействие с наиболее массивными планетами: Юпитером и Сатурном. Поэтому вопрос о формировании планет гигантов является центральным при рассмотрении развития Солнечной системы.

**Воздействие магнитного цикла на протопланетное облако**

Некоторые гипотезы предполагают, что формирование планет земной группы и планет-гигантов происходило по различным сценариям. По одной из них формирование Юпитера и Сатурна происходило в два этапа [7,8]. На первом, длившемся около $10^8$ лет, происходила аккумуляция твердых тел таким же образом, как в области планет земной группы. Когда самые крупные тела достигли критической массы (около двух масс Земли), начался второй этап – аккреция газа на эти тела, – длившийся не менее $10^5$-$10^6$ лет. Можно предположить и другие сценарии. Например, формирование газовой атмосферы планет-гигантов при прохождении Солнечной системы через межзвездное облако или в результате аккумуляции на некоторые планеты вещества Солнца, выброшенного при мощных выбросах корональной плазмы. Эти гипотезы дают возможность рассмотреть взаимодействие магнитного поля уже сформировавшегося Солнца с проводящим газом, из которого сформировались планеты гиганты [9].

При рассмотрении роли магнитного поля в процесс образования планет поле, как правило, считается постоянным. В тоже время на Солнце магнитное поле генерируется циклично с квазипостоянным периодом около 22 лет. Если формирование орбит планет Солнечной системы происходило в присутствии переменного магнитного поля, это может привести к появлению выделенных орбит, на которых аккумуляция вещества может происходить быстрее, чем в других местах. Взаимодействие переменного магнитного поля с плазмой протопланетного облака должно происходить за характерное время, сравнимое с периодом солнечного магнитного цикла. Это возможно в том случае, если остаточное магнитное поле, воспринятое плазмой, будет удерживаться за соизмеримый интервал времени. Скорость диссипации магнитного поля в плазме при малых магнитных числах Рейнольдса определяется диффузионным уравнением $\partial B/\partial t = \eta \nabla^2 B$, где $\eta$ – коэффициент магнитной диффузии, которое означает, что вариации поля с характерным масштабом $l_0$ исчезают за характерное время диффузии: $\tau_d = l_0^2/\eta$. Для частично ионизованной плазмы $\tau_d$ становится численно равным $\tau_d = 1.9\cdot10^{-8}\, l_0^2\cdot T^{3/2}/(\ln\Lambda\cdot(1+\tau_{ei}/\tau_{en}))$ *с*, где $\tau_{ei}/\tau_{en}$ – отношение эффективных времен соударений электронов с ионами и нейтральными атомами. Для водородной плазмы получаем $\tau_{ei}/\tau_{en} = 5.2\cdot10^{-11} n_n/n_e\cdot T^2/\ln\Lambda$. В нашем случае для слабоионизованной плазмы имеем $\tau_d = 3.7\cdot10^2 l_0^2\cdot T^{-1/2}\cdot n_e/n_n$. Для характерного размера протопланетного диска $10^{12}$ м, температуры ~$10^3$K и степени ионизации $10^{-12}$ время диффузионной диссипации магнитного поля составляет около 100 лет.

Известно, что угол наклона *D* оси вращения Солнца не строго перпендикулярен плоскости эклиптики, а имеет наклон, и для большинства планет составляет ~5–7°. В этом случае в течение полупериода магнитного цикла $T_m/2$ в той части плоскости эклиптики, где Солнце видно под положительным углом *D*, радиальные силовые линии противоположны сило-

вым линиям, где Солнце видно под отрицательным углом *D*. В течение полного магнитного цикла направление магнитного поля в полуплоскостях будет меняться на противоположное. Таким образом, плазма, вращающаяся вокруг Солнца, попадает в области магнитного поля различной полярности. Можно принять, что плазма и магнитное поле находятся в магнитогидростатическом равновесии. Уравнение гидростатического равновесия и уравнение для изменения магнитного поля можно записать в виде:

$$0 = -\partial P/\partial r + \partial/\partial r\,(B_r^2 + B_\varphi^2)/2\mu + B_\varphi^2/\mu r - \rho\partial\Phi/\partial r \qquad (1)$$

$$\partial B_\varphi/\partial t = \eta\nabla^2 B_\varphi + rB_r\partial\omega/\partial r, \qquad (2)$$

где P – давление, Φ – гравитационный потенциал, ρ – плотность, где $\eta$ – величина магнитной диффузии, $r$ – расстояние от оси вращения, $\omega$ – угловая скорость вращения, $B_r$ – величина радиального магнитного поля. В случае солнечного магнитного цикла компонента $B_r$ является переменной величиной, зависящей от фазы солнечного цикла и углового положения элемента плазмы по отношению наклона диска к оси вращения Солнца, зависящей от угла *D*. Можем принять, что величина $B_r$ пропорциональна $B_r \sim B_{r0} sin(\theta) \cdot cos(\omega_m t)$, где $\omega_m = 2\pi/T_m$, где $T_m$ – период магнитного цикла $B_{r0}$ – интенсивность дипольного магнитного поля вблизи Солнца, θ – угол между элементом диска и направлением на центр Солнца $B_r \sim B_{r0} \cdot cos(\omega_m t) \cdot sin(D \cdot sin(\omega t + \psi))$. Это соотношение отражает изменение поля в течение магнитного цикла и вращения элемента протопланетного диска вокруг Солнца. Для нахождения компоненты $B_\varphi$ необходимо провести интегрирование уравнения (2). Оценим первый член в правой части уравнения (2) временем паркеровской неустойчивости $\tau_P \approx 2{,}2h_d/v_A$ [10]. Тогда уравнение (2) можно переписать в виде:

$$\frac{\partial B_\varphi}{\partial t} = \frac{B_\varphi}{\tau_p} + B_{r0} \cdot \cos(\omega_m t) \cdot \sin(D \cdot \sin(\omega t + \psi)) \cdot f(r) \qquad (3),$$

где $f_d$ – гравитационная шкала высот, $v_A$ – альфвеновская скорость для φ компоненты магнитного поля, ψ – фаза, характеризующая положение элемента диска, h(r) – функция расстояния до центрального тела. Шкалу высот $h_d$ можно оценить из изотермической скорости звука и скорости вращения диска $h_d = c_s/\Omega$.

Из уравнения (3) видно, что магнитное поле по-разному воздействует на протопланетное вещество в зависимости от расстояния от центрального тела. Так, если пренебречь диссипативным членом, при вращении кольца протопланетного диска с периодом, равным периоду магнитного цикла Солнца $\omega = \omega_m$, интеграл от второго слагаемого в формуле (3) на больших временах времени $t = n*T_m$, где n – целое число, равен:

$$\int_0^{nT_m} \sin(\omega_m t)\sin(D\sin(\omega_m t))dt = 2\pi n J(1, D)/\omega_m$$

где $J(1,D)$ – функция Бесселя первого рода. Из этого выражения видно, что при периоде кеплеровского обращения $T = T_m$ происходит наиболее эффективное накопление магнитного поля, рост магнитного давления. Концентрация частиц газопылевого облака при этом должна уменьшаться. Таким образом, вещество будет стремиться покинуть орбиту с периодом обращения $T = T_m$. Вещество будет накапливаться там, где размагничивание плазменного диска происходит наиболее быстро. Это наиболее эффективно происходит для орбит, период которых можно выразить $T = T_m(2m + 1)/2k$. Здесь остаточные магнитные поля противоположных знаков будут компенсировать друг друга в течение магнитного цикла. Орбита с периодом $T_m/2$ является предпочтительной для накопления вещества. Эта орбита близкая к орбите Юпитера. Возможно, в результате вытеснения вещества в орбиты $T_m$ вначале были образованы две самые массивные планеты солнечной системы Юпитер $T_m/2$ и Сатурн T = 29.65 (T = 5/4 $T_m$). Орбиты остальных планет, вероятно, формировались под действием как гравитационных возмущений от Юпитера и Сатурна, так и циклического магнитного поля Солнца.

Таким образом, возможно, происходила синхронизация периодов магнитного цикла Солнца и периодов вращения планет Солнечной системы. Следуют отметить, что существуют наблюдательные доказательства синхронизации орбит планет с циклами магнитной активности и на других экзопланетных системах, в частности в системах ”горячие Юпитеры” [11]. Считается, что эта синхронизация происходит в результате взаимодействия солнечного ветра с магнитосферами планет [12, 13]. Однако, реализация такого сценария для Солнечной системы не вполне понятна, поскольку сила действует в радиальном направлении, а не вдоль орбитального движения.

Результаты изменения вращения звезд солнечного типа [5] показывают перманентный характер перераспределения момента вращения звезды по закону, близкому к $T \sim t^{-2}$. Наиболее подходящим механизмом является взаимодействие магнитного поля звезды с мощным потоком солнечного ветра. Для реализации такого механизма поток солнечного ветра должен быть значительно выше, чем наблюдаемый сегодня. При этом часть вещества может аккумулироваться на орбитах, синхронизированных с периодом магнитного цикла.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, программы НШ-3645.2010.2 и программ РАН.

**Литература**

1. *Muzerolle, J., Allen, L., Megeath, S., Hernández J., Gutermuth, R.A.,* ApJ, v. 708, 1107, 2010.
2. *Balbus,S.A.; Hawley, J.F.,* AIP Conference Proceedings, v 431, 79, 1998.

3. *Brandenburg, A., Nordlund, A., Stein, R.F., Torkelsson, U.*, ApJ, Journal v. 446, 741, 1995
4. *Stone, J. M.; Hawley, J.F.; Gammie, C.F.; Balbus, S.A.*, Astrophysical Journal v. 463, 656, 1996.
5. *Guinan, Edward F.; Engle, Scott G.* The Ages of Stars, Proceedings of the International Astronomical Union, IAU Symposium, v. 258, 395, 2009
6. *Wood B.E., Muller H., Zank G.P., L. Linsky J.F.*, ApJ, v. 574, 421, 2002.
7. *Левин Б.Ю., Витязев, А.В.*, "Физика Космоса", 1986.
8. Витязев А.В. Современные представления о происхождении Солнечной системы Энциклопедия “Современное естествознание”. М.: Магистр-Пресс, т.9, 16, 2000.
9. *Tlatov A.G.*, in Physics of Magnetic Stars. Proceedings, Eds: I. I. Romanyuk and D. O. Kudryavtsev, 271, 2007
10. *Tout C., Pringle J.E.*, MNRAS, v. 259, 604, 1992.
11. *Shkolnik, E., Bohlender, D.A., Walker, G.A.H., Collier Cameron, A.*, ApJ, v. 676, 628, 2008.
12. *Lanza, A.F.*, A&A, v. 487, 1163, 2008
13. *Lovelace, R.V.E., Romanova, M.M., & Barnard, A.W.*, MNRAS, v. 389, 1233, 2008.

## EFFECT OF SOLAR MAGNETIC CYCLE ON THE FORMATION OF SOLAR SYSTEM

**Tlatov A.G.**
*Kislovodsk Mountain Astronomical Station of Pulkovo Observatory, Kislovodsk, Russia*

The paper considers the role of the magnetic field of the solar cycle to synchronize the orbits of the solar system. It is shown that the orbit with a period equal to the length of the magnetic cycle is unstable. Closest to the orbit where it will be observed the rapid accumulation of matter close to the orbits of Jupiter and Saturn. Perhaps the formation of the solar system was under the influence of a magnetic cycle of the sun.

# ПАЛЕОВЕКОВЫЕ ВАРИАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

**Бахмутов В.Г.**
*Институт геофизики им.С.И. Субботина НАН Украины, г. Киев, Украина*

## Введение

В последние несколько лет в средствах массовой информации (в том числе Интернет-ресурсах) активно обсуждается вопрос движения северного магнитного полюса Земли и даже возможность грядущей смены полярности геомагнитного поля. Как правило, далее следуют комментарии о возможных катастрофических последствиях такого события для окружающей среды.

С другой стороны, магнитное поле Земли (МПЗ) изучается на протяжении более сотни лет и хорошо известно, что изменчивость пространственно-временной структуры МПЗ – одна из наиболее характерных его особенностей. Для ее исследования используют информацию, полученную с помощью разных методов. Последние имеют различные физическую основу, точность, разрешающую способность, охватывают разные временные диапазоны, но их объединяет одна цель – получение наиболее полной информации о магнитном поле Земли.

Главное магнитное поле Земли (именно его мы будем рассматривать ниже) обусловлено процессами, протекающими в недрах планеты. Многочисленные геомагнитные данные – от прямых инструментальных наблюдений до непрямых определений параметров МПЗ по результатам исследований магнитных свойств горных пород – дают уникальный материал для изучения внутриземных процессов. Он является основным источником сведений о составе квазижидкого ядра, протекающих в нем процессах и его эволюции.

Данные прямых наблюдений (спутниковые, данные магнитных съемок, обсерваторские данные) и исторические сведения о геомагнитном поле не выходят за рамки соответственно последних десятков – нескольких сотен лет. Единственным источником информации об изменениях геомагнитного поля в прошлом являются результаты непрямых методов исследований: археo- и палеомагнитные данные. При этом первые имеют возрастные ограничения в несколько тысяч лет, в то время как палеомагнитные данные практически не ограничены во времени. Именно с последними связан новый этап в изучении древнего МПЗ, который начался с разработки и внедрения методов палеомагнитных исследований донных осадков современных озер [1]. Несмотря на значительную потерю в точности по сравнению с инструментальными наблюдениями, у исследователей появился метод исследований длиннопериодных изменений с характеристическими

временами сотни – первые тысячи лет, которые обусловлены внутренними источниками в ядре и процессами на границе ядро – мантия.

Для того чтобы ответить на вопрос: что же действительно происходит сегодня с магнитным полем Земли? – следует обратиться к палеоданным и проанализировать, наблюдались ли подобные изменения МПЗ в недавнем геологическом прошлом, по крайней мере, за последние несколько тысяч лет. Именно этому посвящена данная публикация.

## Современные изменения магнитных полюсов Земли

Магнитными полюсами Земли называют точки (в действительности это области), в которых силовые линии магнитного поля вертикальны. Их определение возможно путем непосредственных наблюдений, но они значительно усложнены техническими проблемами, в том числе связанными с климатическими условиями крайнего севера и юга. Для многих задач геофизики достаточно знать среднее положение полюсов на каждый год. Более часто используют понятие «геомагнитные полюса», которые являются пересечениями поверхности Земли осью диполя, гипотетически помещенного в центр Земли.

Местоположения геомагнитных и магнитных полюсов по модели IGRF-11 с 1900 до 2015 гг. представлены на сайте [2]. Эти полюса перемещаются соответственно циклическим изменениям величины и направления геомагнитного поля во времени, называемыми геомагнитной вековой вариацией (secular variation, SV). Последняя является элементом тонкой структуры геомагнитного поля, определяющие понятие и содержание этого термина дано ниже.

В последнее время многие исследователи отмечают увеличение скорости движения северного магнитного полюса (СМП). Обзор текущего и исторического перемещения магнитных полюсов, а также гипотезы, почему полюса мигрируют, приводятся в научных публикациях (например [3]), обсуждаются на научных конференциях (например [4, 5]) и в средствах массовой информации (например [6]). Сейчас СМП располагается в Канадской Арктике и перемещается в северо-западном направлении, в то время как южный полюс расположен недалеко от побережья Антарктиды. На протяжении 1990-х годов дрейф СМП возрос с 15 км/год в начале десятилетия до 55 км/год к концу десятилетия, хотя за предыдущие 150 лет эта величина составляла 15 км/год [4]. По расчетам модели в [7], СМП ускорился еще больше, проходя 50 км/год в 2000 г. и почти 60 км/год в 2003 г., однако позднее замедлился и в настоящее время двигается со скоростью только немного более 50 км/год. В то же время скорость движения южного полюса составляла около 5–10 км/год.

На аналогичную динамику движения полюсов указывается в [5], где их координаты определены по моделям главного геомагнитного поля ($n = m = 10$), построенным по данным спутника CHAMP с мая 2001 г. по

апрель 2009 г. Здесь оба полюса продолжают двигаться в северном и западном направлении. СМП за это время переместился на 400 км, причем скорость его движения постоянно снижалась: с 62 км/год в 2003 г. до 47 км/год в 2009 г. Скорость движения по долготе более чем в 4 раза превышала скорость движения по широте. Южный полюс двигался в 10 раз медленнее, переместившись за это время на 42 километра.

Определения положения полюса по данным обсерваторий также свидетельствуют об увеличении скорости движения СМП в последние десятилетия. Так, по данным обсерватории Туле (THL), ближайшей к СМП, его широта изменилась на 1° с 1970 по 1990 гг. и на 2,2° с 1990 по 2009 гг., а долгота соответственно на 0,4° и 3,3° (по результатам расчетов по базе данных [8]).

Почему магнитные полюса движутся по-разному? Это связывают с различной морфологией поля в северном и южном полушариях [9], с геомагнитным джерком [10, 11], с активизацией восходящего плюма под Арктикой и другими причинами. Следует отметить, что структура магнитного поля на границе ядро-мантия намного сложнее, чем дипольная на и над поверхностью Земли. Не останавливаясь на комментариях публикаций на эту тему, на рис. 1 приведем наглядный график скорости движения магнитных полюсов по данным разных моделей [3].

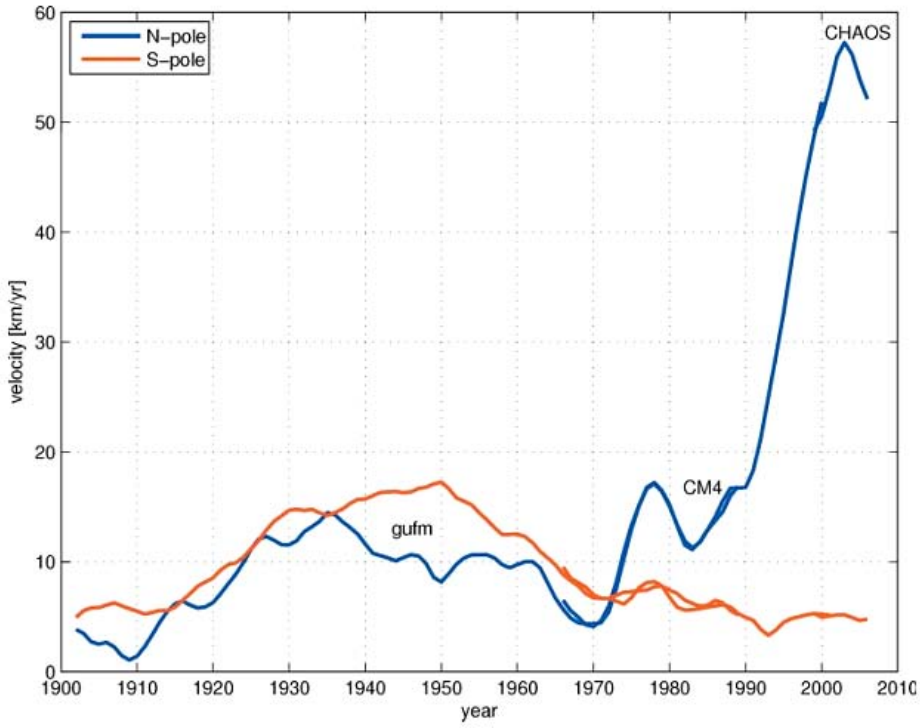


**Рис. 1.** Скорость северного и южного магнитных полюсов по данным трех моделей [3]: GUFM (1900–1990), CM4 (1965–2000), и CHAOS (1999–2007).

Очевидно, с 1970 г. наблюдается резкое увеличение скорости движения СМП. С 2003 г. полюс начинает замедляться. Не исключено, что он

изменит свое направление движения весьма резко, как это уже случалось в 1630, 1730 и 1860 гг. согласно модели GUFM [12]. Ответить на вопрос «Где будут магнитные полюса земли в будущем?» достаточно сложно, поскольку МПЗ значительно изменяется вследствие хаотической природы процессов, его генерирующих. Тем не менее, довольно регулярное движение СМП за прошлое десятилетие позволяет экстраполировать его положение в течение следующих 10 лет. Согласно [3], СМП будет самым близким к географическому северному полюсу (на расстоянии 400 км) в 2018г., продолжая после того дрейф к Сибири. Если он продолжит свое движение с той же скоростью, то, по прогнозу Канадской геомагнитной службы, к 2050 году приблизится к району архипелага Северная Земля.

К каким это может привести последствиям – однозначно ответить сложно. Например, на сайте [13] небезосновательно указывается, что дрейф СМП влияет на состояние атмосферы Земли. Этот вопрос также рассматривается в главе 6 монографии автора данной статьи [14]. Смещение полюса приведет к смещению аврального овала, изменению ионосферы, что может повлиять на радиосвязь, нарушение работы спутниковых навигационных систем и т.п. и, возможно, к иным катастрофическим последствиям. Это отражено в первом докладе председателя Международного комитета по проблемам глобальных изменений геологической среды “GEOCHANGE” Э.Н.Халилова от 30.06.2010 «Глобальные изменения окружающей среды: угроза для развития цивилизации» [15].

Рассмотрим сведения о структуре МПЗ в недавнем геологическом прошлом, которые известны по результатам непрямых методов археo- и палеомагнитных исследований феномена остаточного магнетизма горных пород.

## Тонкая структура магнитного поля Земли

К появлению понятия *тонкая структура* МПЗ привели результаты изучения динамики геомагнитного поля самого позднего этапа геологической истории (неоген – четвертичный период). Были установлены следующие характерные состояния геомагнитного поля, определяющие понятие «тонкая структура» и его содержание [16, 17].

1. Существование главных интервалов полярности – монополярных (прямая или обратная полярность) эпох магнитного поля, в ряде случаев осложненных наличием временных уровней (событий, эпизодов, экскурсов) противоположной или промежуточной полярности. Длительность геомагнитной эпохи примерно равна $10^6$ лет. Каждой эпохе предшествует и завершает ее инверсионный переход, сопровождающийся «распадом» поля центрального осевого диполя и появлением поля противоположного знака. Сейчас эпоха прямой полярности Брюнес, начало которой относят к рубежу около 780 тыс. лет назад.

2. Присутствие внутри эпох событий обратной, по отношению к эпохе, полярности поля. Характерной чертой геомагнитного события является наличие таких же, как и в случае эпохи, инверсионных переходов, однако длительность событий составляет $10^4 < t < 10^6$ лет.

3. Наличие внутри главного интервала интервалов возмущенного поля (ИВП), соизмеримых по длительности с событиями и имеющих характерную структуру, проявляющуюся в фиксации внутри ИВП множественных эпизодов и экскурсов на фоне общего понижения напряженности геомагнитного поля (на сегодня это положение наиболее дискуссионное).

4. Существование внутри эпох явлений более мелкого ранга, чем событие или ИВП, – эпизодов и экскурсов геомагнитного поля. Для этой категории явлений в литературе бытует множество терминов: *короткопериодное событие, неполярный экскурс, полярный экскурс, событие, щелчок, отклонение, срыв поля* и другие. Нарастание количества экскурсов и коротких эпизодов в сравнительно малых промежутках геологического времени ($\sim 3 \div 5 \times 10^4$ лет) является одной из основных характеристик ИВП. Они также предваряют и завершают переход от длительного существования одной полярности к другой, т.е. определяют содержание понятия «раскачка поля».

5. Инверсионный переход характеризуется наличием направленного возвратно-поступательного изменения угловых компонент геомагнитного поля вплоть до полного обращения его полярности. Этот процесс нельзя назвать синхронным. Многие случаи инверсионных переходов характеризуются неодновременным началом (как и концом) изменений склонения и наклонения в определенных точках земной поверхности. В большинстве изученных инверсий процесс изменения модуля геомагнитного поля предваряет изменение его угловых компонент. В связи с весьма приближенными датировками временных интервалов в зонах перехода, длительность последнего оценивается от $10^2$ до $10^5$ лет.

6. Характер вековых вариаций (SV) геомагнитного поля служит основой изучения закономерностей движения вещества во внешнем ядре, на границе ядро – мантия, а также рельефа этой границы. Они являются еще одним элементом содержания понятия *тонкая структура* геомагнитного поля.

Режим инверсий, событий, эпизодов и экскурсов отражает интенсивность процессов в земном ядре, а изменение режима во времени – эволюцию ядра. Наряду с перечисленными явлениями, палеовековые вариации (PSV, ниже этот термин также употребляется, чтобы подчеркнуть, что данные получены по результатам непрямых методов) представляют собой одну из важнейших динамических характеристик ядра. Они являются мобильным «откликом» на малейшие изменения упорядоченности движений во внешнем ядре, и каждой их них соответствует строго определенная система и энергетика этих движений.

Из изложенного следует, что термин *тонкая структура* объединяет характерные изменения внутри главного интервала геомагнитного поля (геомагнитной эпохи), отличающиеся от периодов длительного существования одной полярности своей кратковременностью, а значит – быстротечностью и конкретной своеобразностью движений вещества во внешнем ядре, обусловливающих эти изменения. В рамках такой терминологии очевидно, что сегодняшний дрейф геомагнитных полюсов мы можем рассматривать только в рамках процессов с характеристическими временами сотни-первые тысячи лет, которые могут быть отнесены к вековым вариациям и экскурсам. Поскольку числовые оценки длительности таких процессов весьма приблизительны, обратим внимание на морфологию их протекания и постараемся дать оценки для наиболее полно исследованного временного интервала – голоцена (последние 10000 лет).

**Палеовековые вариации и дрейф геомагнитных полюсов в голоцене**

В настоящее время накоплен значительный фактический материал относительно палеомагнитных «записей» и археомагнитных определений компонент древнего магнитного поля. Методические вопросы и основные результаты обобщены в монографиях [1, 14, 16, 18–24].

Археo- и палеомагнитные данные чрезвычайно неравномерно распределены во времени и в пространстве. Но на сегодняшний день число относительно точно датированных результатов из разных районов Земли достаточно для построения низкостепенных глобальных моделей геомагнитного поля по коэффициентам СГА в масштабах тысячелетней временной шкале. Такие модели, несомненно, лучше отражают эволюцию геомагнитного поля, чем отдельные временные ряды. С другой стороны, с их помощью могут быть проверены отдельные результаты палеомагнитных записей и датировок путем оценки региональной совместимости данных из различных областей.

На протяжении последних 10 лет, в результате накопления и структурирования данных в Мировых Центрах данных (МЦД), неоднократно предпринимались попытки компилирования и моделирования разных наборов археомагнитнных определений и палеомагнитных записей. Как пример можно привести модели CALS3K.2 и CALS7K.2 для последних 3000 лет и 7000 лет соответственно [25, 26]. Но нужно учитывать, что такие низкостепенные глобальные модели геомагнитного поля, синтезированные по коэффициентам СГА в масштабе тысячелетней временной шкалы, дают осредненные данные. Кроме того, в силу специфики палеомагнитного метода, «запись» вариаций магнитного поля в осадках в той или иной мере сглажена, что связано с особенностями формирования их остаточной намагниченности.

Как пример можно привести траекторию дрейфа виртуальных геомагнитных полюсов (ВГП) по сводке археo- и палеомагнитных данных [27],

где на основе расчета координат ВГП по 11 регионам земного шара за последние 4000 лет и по пяти регионам – за последние 10000 лет приведены результаты для всего голоцена (рис. 2).

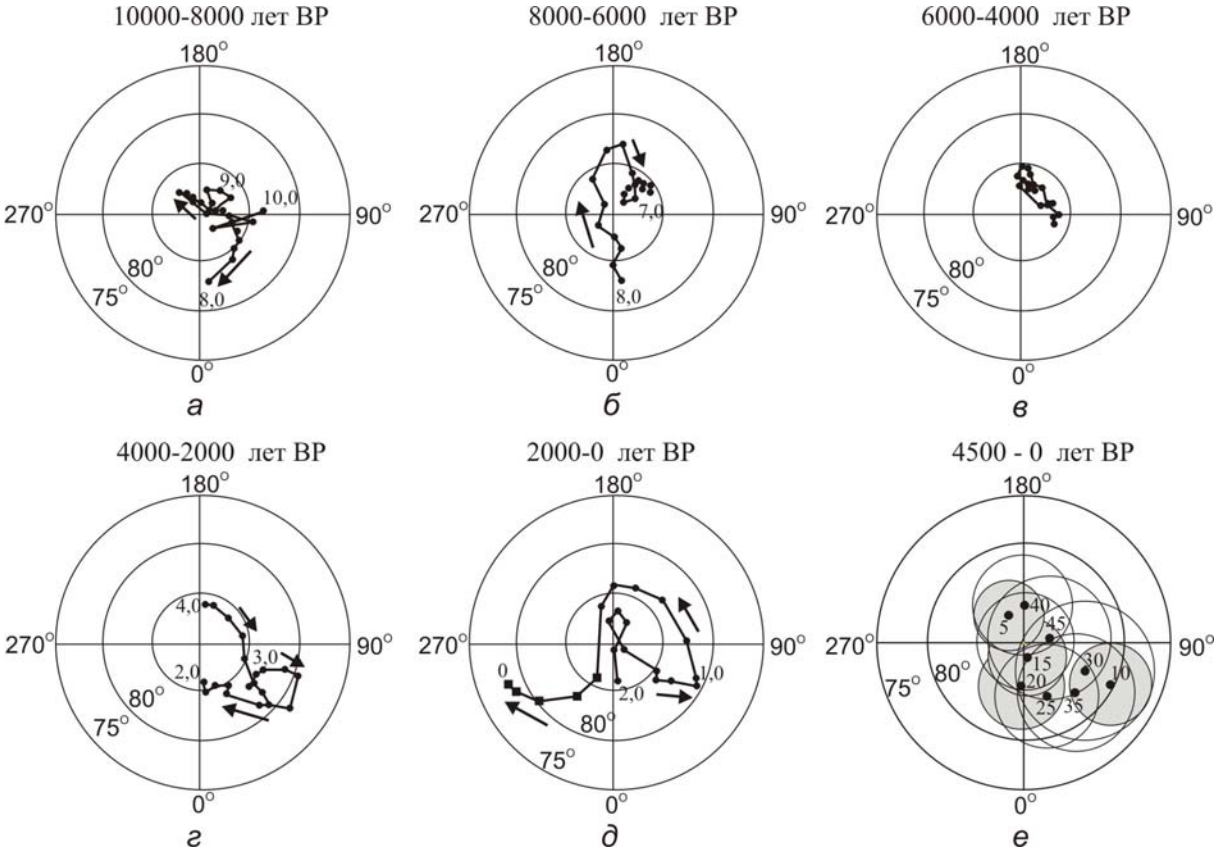


**Рис. 2.** Дрейф ВГП по археo- и палеомагнитным данным за последние 10000 лет, скомпилировано из [27]. Точки соответствуют среднестолетним значениям, квадраты – результатм СГА исторических и обсерваторских данных за последние 400 лет. Стрелками указано направление дрейфа, цифрами – возраст, тыс. лет ВР (*а* – *д*). Средние для каждого 500-летнего интервала за последние 4500 лет ВР с доверительными интервалами $\alpha_{95}$ (радиус круга доверия при вероятности P = 0.95 для среднего полюса) представлены на (*е*), для последних 2000 лет $\alpha_{95}$ затемнены, цифры – возраст в сотнях лет.

Среднее положение геомагнитного полюса в голоцене по результатам, представленным на рис. 2, имеет координаты 88,2° с.ш. и 84,6° в.д. (с угловой дисперсией 5,1°), что близко к географическому полюсу. Весь интервал можно условно разделить на три отрезка; с 10000 до 7000 лет ВР; с 7000 до 3700 лет ВР и с 3700 лет ВР до современности. На первом отрезке, с 10000 до 7000 лет ВР, геомагнитный полюс активно перемещался в пределах 15°, на втором – перемещения характеризуется относительно небольшой амплитудой (около 5°) и угловой дисперсией 2,2°, для последних 3700 лет ВГП уже выходит за пределы 80° с.ш., угловая дисперсия здесь 6,2°. Характерная черта последнего отрезка – западное направление дрейфа геомагнитного полюса до 1900 лет ВР и для последних 400 лет, в то время как с 1800 лет ВР до 400 лет ВР происходил восточный дрейф.

Очевидно, что даже по сглаженным оценкам выделяются отрезки с разной скоростью дрейфа полюсов, наиболее высокие из которых оцениваются около 0,05 град/год. Если же обратиться только к археомагнитным данным, которые также сглажены (поскольку приведены к средне столетним интервалам) и имеют другую (термоостаточную) природу намагниченности и количество которых в мировой базе данных исчисляется тысячами, то мы получим несколько иные оценки.

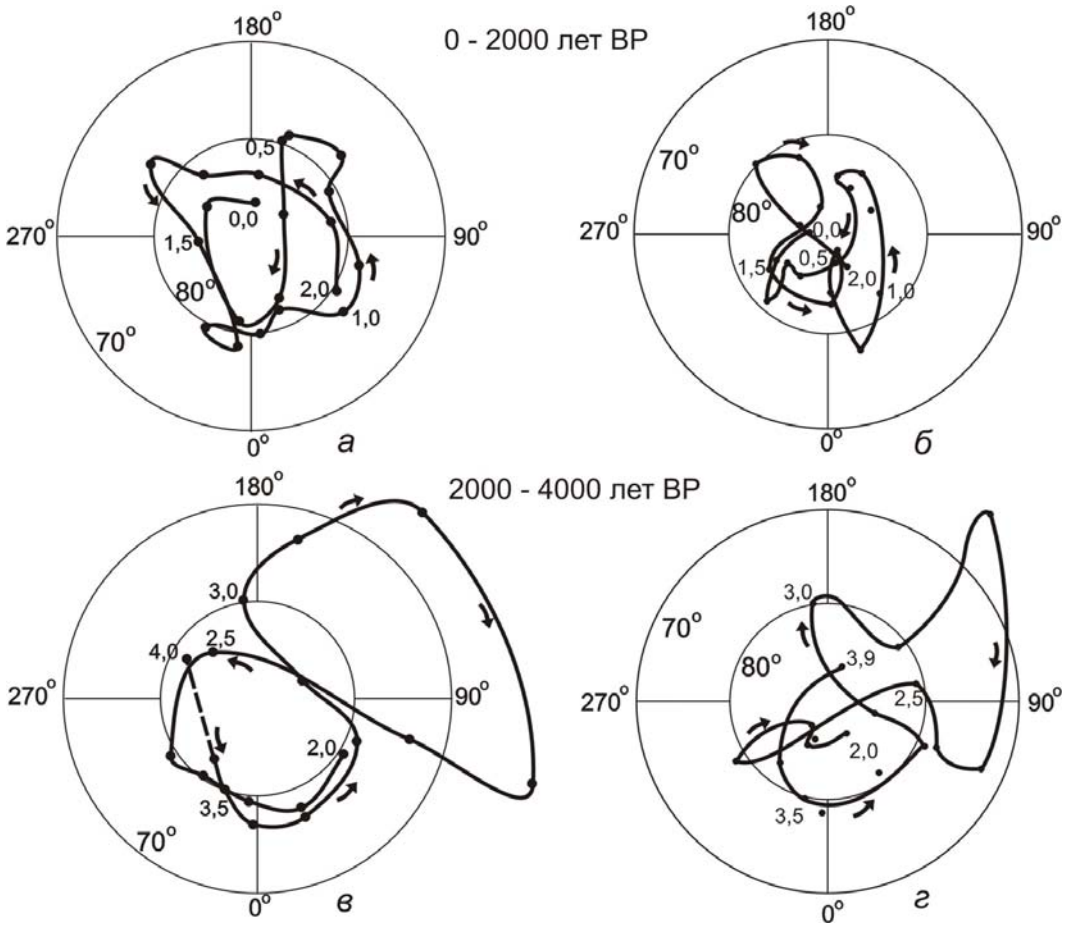


**Рис. 3.** Дрейф ВГП по археомагнитным данным: *а*, *в* - для Украины и Молдавии за последние 4000 лет [28]; *б*, *г* - по сводке мировых данных [29].
Остальные обозначения на рис. 2.

На рис. 3 приведены траектории дрейф ВГП по археомагнитным данным для территории Украины и Молдавии за последние 4000 лет [28], и по сводке мировых данных [29]. Если сравнить первые и вторые, то очевидно, что расхождения в оценке траектории дрейфа ВГП, несмотря на общие единые закономерности, весьма существенные. Результаты по Украине и Молдавии за последние 2000 лет (рис. 3*а*), если их сравнить со сводными мировыми данными, ближе к рис. 2*д*, чем к рис. 3*б*. В основе расчета этих кривых лежат одни и те же археомагнитные данные, но в рис. 2 включены также результаты палеомагнитных определений, поэтому он представительнее. Если представить этот же материал как среднее для каждого 500-

летнего отрезка с доверительными интервалами $\alpha_{95}$, как это сделано на рис. 2*е* для последних 4500 лет, то очевидно, что $\alpha_{95}$ для данных древнее 1500 лет пересекаются. Поэтому делать какие-либо выводы о траектории и направлении дрейфа ВГП по сводным мировым данным нужно с осторожностью, учитывая высокие погрешности определения средних значений. Если же рассматривать траекторию дрейфа ВГП для конкретного региона (как, например, на рис. 3,*а*,*в*, для территории Украины и Молдавии) в сравнении со сводными мировыми данными, то общие закономерности дрейфа за достаточно длительный промежуток (несколько тысяч лет и более) подобны, но амплитуда вариаций и расчетные скорости перемещения ВГП для отдельного региона существенно выше. Из рис. 3 очевидно, что на некоторых временных отрезках полюс перемещался довольно быстро (рис. 3*в*). Например, координаты ВГП для 2800 и 2700 лет назад соответственно $\varphi = 64{,}2°$ с.ш., $\lambda = 138{,}5°$ в.д. и $\varphi = 60{,}5°$ с.ш., $\lambda = 73{,}0°$ в.д., что соответствует скоростям перемещения полюса более 33 км/год.

Если проанализировать детальную запись вариаций компонент магнитного поля для позднеледниковья – голоцена, полученную на озерных отложениях территории северо-запада России [14], то для некоторых временных отрезков мы также получим довольно высокие оценки (рис.4). Интервал с 12300 до 10200 лет ВР характеризуется активным перемещением ВГП с достаточно большой амплитудой (до 20° и более). Геомагнитный полюс был существенно смещен от географического и его средние координаты 75° с.ш. и 141° з.д. На отдельных отрезках (например, 11700–11400 лет ВР, 10500–10200 лет ВР) рассчитанные скорости перемещения ВГП достаточно высоки, но все-таки меньше современных оценок. Основными особенностями кривой на рис. 4 являются: 1) смещение ВГП от географического и магнитного полюсов на широту 60°–80° и долготу 180°–270° в эпохе позднеледниковья (дрейф преимущественно по часовой стрелке); 2) смена направления дрейфа ВГП в начале раннего голоцена (противочасовое направление дрейфа от 9500 до 6900 л.н.). Около 9700–9500 $^{14}$C лет назад траектория дрейфа ВГП пересекала территорию Кольского полуострова. Средняя скорость дрейфа здесь оценивается около 15 км/год. За весь предыдущий и последующий изученный временной интервал ВГП никогда не располагался так близко к Европейскому континенту.

Учитывая, что оценки выполнены по расчетам координат ВГП, что это осредненные данные, что точность археo- и палеомагнитных определений намного ниже точности инструментальных методов и другие особенности непрямых измерений, можно сделать вывод, что в недавнем геологическом прошлом быстрые перемещения геомагнитного полюса происходили неоднократно. Это могло быть связано как с активизицией недипольных составляющих, так и с уменьшением дипольного поля, что наблюдается на протяжении последних нескольких десятков лет и чем некоторые ученые объясняют современное перемещение магнитного полюса [3].

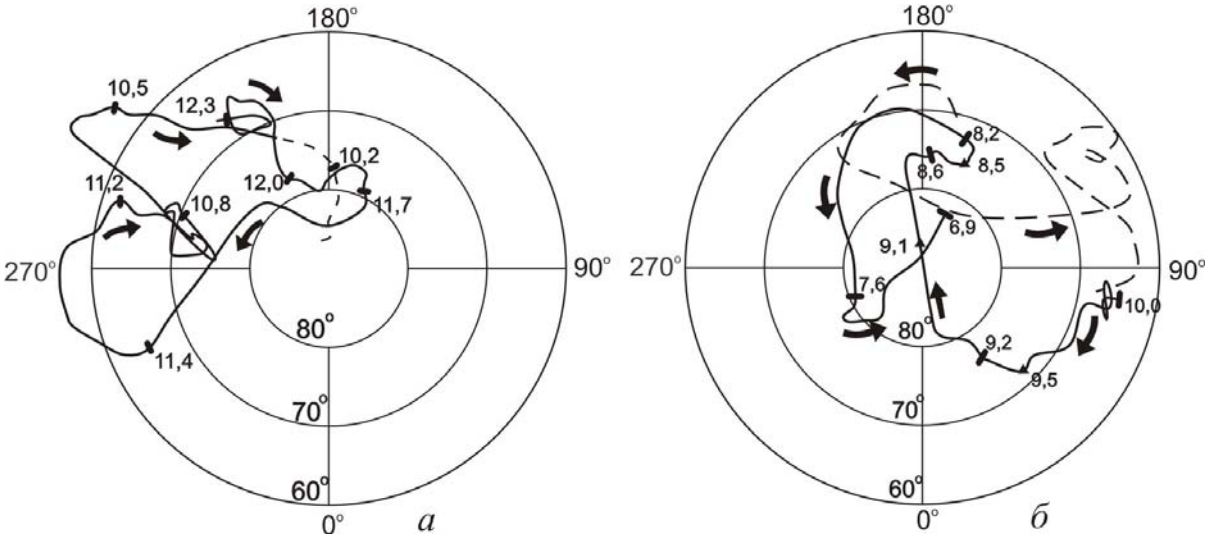


**Рис. 4.** Траектория дрейфа ВГП, рассчитанная для эпохи позднеледниковья (*а*) и раннего голоцена (*б*) по среднестолетним значениям. Цифры у кривых – $^{14}C$ возраст (тыс. лет). Стрелками указано направление дрейфа ВГП. Пунктирная линия соответствует рассчитанной траектории дрейфа ВГП на границе позднеледниковья – голоцена.

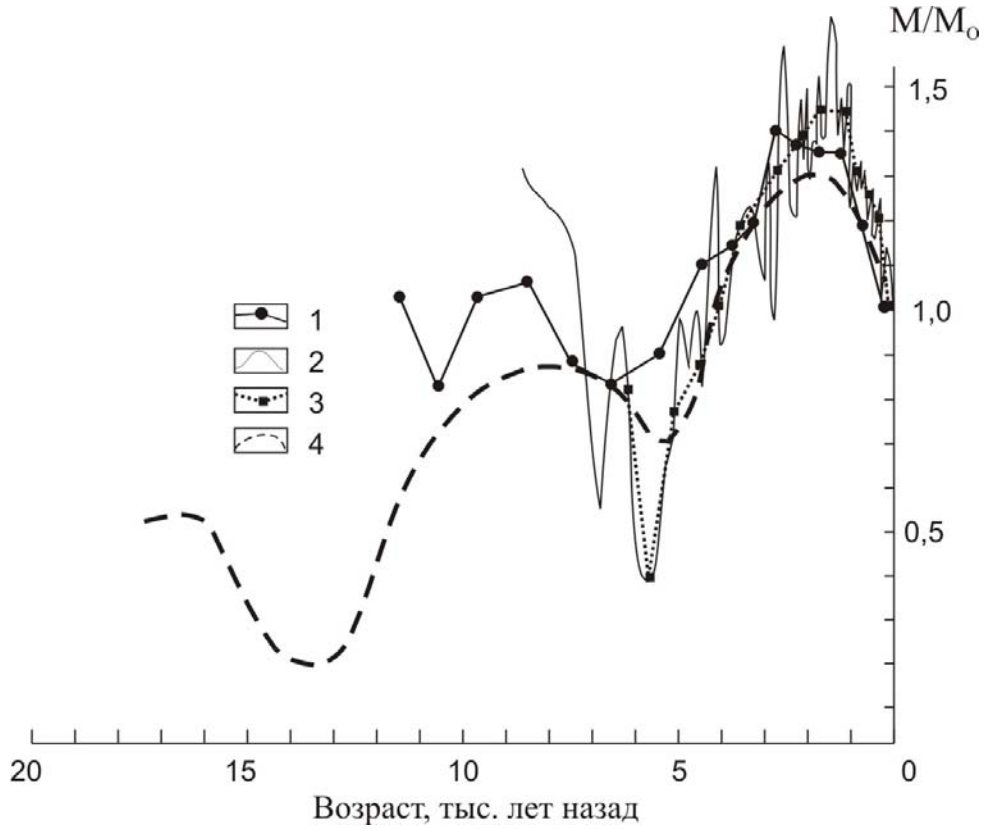


**Рис. 5.** Изменение величины магнитного момента Земли $M/M_O$ ($M_O$ – современное значение геомагнитного момента): 1 – обобщенные мировые археомагнитные данные по [30]; 2 – обобщенные мировые археомагнитные данные с шагом 50 лет в соответствии с [29]; 3 – то же за 500-летние интервалы; 4 – изменение геомагнитного момента, рассчитанное по средним значениям экспериментальных данных [16, 34].

Действительно, за последние 110 лет дипольный момент уменьшился на 7% (современное значение $7{,}75\times10^{22}$ А·м$^2$). Чтобы сделать какие-либо оценки, вновь обратимся к палео- и археомагнитным данным [22, 30]. Величина среднего дипольного момента за последние 500 лет составляет $8{,}75\times10^{22}$ А·м$^2$ при стандартном отклонении 18%, которое обусловлено вариациями на протяжении последних 10000 лет. Максимальное значение ($11{,}28\times10^{22}$ А·м$^2$) зафиксировано около 2500 лет тому назад, минимальное ($6{,}73\times10^{22}$ А·м$^2$) – около 6500 лет тому назад. На рис. 5 представлена общая картина изменения величины магнитного момента Земли по данным некоторых авторов. Очевидно, что многие нюансы поведения поля в силу специфики археомагнитного метода просто не могут быть учтены, и на современном этапе многие работы посвящены детализации региональных данных. Но даже визуально можно отметить следующие особенности. Амплитуда минимумов и максимумов достигает 50% от средней величины поля. На некоторых временных отрезках флуктуации достигают до 10% за 100 лет. Еще более высокие оценки приводятся в [31], где обсуждаются «археомагнитные джерки» с резким возрастанием напряженности поля до 15–30% на временных отрезках около 100 лет.

## Проблема экскурсов

В связи с изложенным возникает вопрос об экскурсах геомагнитного поля. Этот важнейший и принципиальный вопрос заслуживает особого внимания. Экскурсы, дополняя наши представления о колебаниях геомагнитного поля, весьма важны для познания природы магнитного поля и процессов, происходящих во внешней части ядра. Они, как хронологические и стратиграфические реперы, находят широкое применение в разных областях наук о Земле: в стратиграфии и геохронологии, в седиментологии и тектонике, в палеонтологии и климатологии и др. Существуют разные формулировки понятия “экскурс”. В соответствии с [16] экскурс – это кратковременное изменение направления геомагнитного поля, по амплитуде не менее чем в 3 раза превышающее вековые вариации для данного отрезка времени, а обратная полярность, если она достигается, неустойчива, т. е. охватывает меньший период, чем собственный период динамомеханизма. По [32] это кратковременное событие (менее 10000 лет), при котором ВГП отклоняется от прямого (обратного) положения на 60–120°, после чего возвращается в исходное положение, по [32] – когда ВГП более чем на 45° отклоняются от среднего направления в точке измерений за короткий временной интервал и т.д. Экскурсы не непрерывны, не синусоидальны, не гармоничны и представляют собой колебание в виде кратковременных выбросов (импульсные колебания), которые сменяются стационарным полем вековых вариаций.

Проблема эпизодов обратной полярности и экскурсов в эпохе Брюнес бурно обсуждается в литературе. Их количество у разных авторов варьи-

рует от 10 и более (в том числе от семи – восьми за последние 130–200 тыс. лет), до четырех – пяти и менее, вплоть до их полного отрицания. Не останавливаясь даже кратко на этой проблеме – в обобщающих работах [14, 16, 18–24] можно найти много ссылок на публикации, подтверждающие либо отрицающие геофизическую природу тех или иных эпизодов (либо экскурсов) – рассмотрим материалы за последние несколько тысяч лет. Здесь сложившаяся ситуация в целом отражает картину, характерную для всей эпохи Брюнес: от полного отрицания до постулирования объективности трех экскурсов (Этруссия, Соловки и Гетеборг) как магнитостратиграфических реперов минимум регионального масштаба.

В настоящее время ни у кого не вызывает сомнения тот факт, что в основе выделения некоторых “экскурсов” были изначально некондиционные палеомагнитные данные. В этой связи показательна история с экскурсом Гетеборг (Готенбург), обнаруженным около 40 лет назад в ленточных глинах Швеции. Кратко история его исследования приведена в главе 6 работы [14]. Но уже к началу 1990-х годов многие зарубежные авторы стали упоминать об “экскурсе Гетеборг” только как о досадной ошибке, хотя некоторые ученые до сих пор придерживаются другой точки зрения.

Помимо экскурса Гетеборг (около 12 тыс. лет назад), за последние несколько тысяч лет выделяют экскурсы Этруссия (около 2700–2800 л.н.) и Соловки (около 6000 л.н.) (в соответствии с [16]).

Если обратиться к результатам, представленным на рис. 2–5, то очевидно, что нельзя выделить какие-либо аномальные интервалы, которые бы подпадали под определение «экскурс». В работе [14] приводится анализ высокоразрешающих «записей» палеовековых вариаций, выделенных по озерным отложениям, где все палеомагнитные аномалии были обусловлены причинами, не связанными с вариациями древнего геомагнитного поля – механическими повреждениями образцов в процессе пробоотбора, деформациями пород в связи с оползневыми процессами и т.п. Ни на одном уровне разных разрезов осадочных толщ, охватывающих по времени последние 12500 лет, не было обнаружено ни одного образца с аномальной либо обратной полярностью, которая была бы обусловлена геофизическими причинами. Учитывая, что дискретность «записи» здесь 10–15 лет, западноевропейской эталонной кривой для голоцена 40 лет [1], а также с учетом других палеомагнитных «записей» вековых вариаций с высоким временным разрешением [14], этого вполне достаточно, чтобы иметь повод для пересмотра концепции экскурсов геомагнитного поля за последние несколько тысяч лет, по крайней мере для Европейского континента.

## Выводы

Ключ к пониманию и прогнозным оценкам процессов, которые приводят к современным изменениям магнитного поля Земли, нужно искать в прошлом. На сегодня в руках исследователей есть методически обосно-

ванные приемы получения информации о древнем геомагнитном поле, краткий анализ которых, выполненный в данной работе, позволяет сделать следующие выводы.

1. Нет никаких оснований говорить о предстоящей инверсии МПЗ. Хотя переполюсовки неоднократно происходили в геологической истории Земли, длительность такого процесса тысячи и десятки тысяч лет.

2. Аномально высокие скорости дрейфа СМП, наблюдавшиеся за последние два десятка лет, не являются каким-либо чрезвычайным событием. Данные непрямых методов исследований для некоторых временных интервалов прошлого дают высокие оценки скорости перемещения ВГП, которые, с учетом осреднения данных, могут быть сопоставимы с современными. Это обусловлено вековыми вариациями – одной из наиболее характерных особенностей МПЗ. Они имеют разные источники, суперпозиция которых теоретически в отдельных регионах в отдельные эпохи может привести к кратковременной обратной полярности поля, что терминологически попадает под определение «экскурс».

3. Приведенные археo- и палеомагнитные данные за последние несколько тысяч лет не дают основания утверждать, что на протяжении голоцена происходили кратковременные изменения полярности поля, в том числе в отдельных регионах Земли.

4. Нет оснований говорить о начале экскурса геомагнитного поля. Будем ли мы свидетелями такого процесса либо нет – можно будет сказать только в будущем – по прошествии минимум десятков – сотен лет. Какие-либо прогнозные оценки здесь лишены основания, поскольку нет достоверных данных о минимальной продолжительности таких событий.

Современные методы непрямых исследований вариаций древнего магнитного поля позволяют на некоторых уникальных объектах получать «записи» с дискретностью первые десятки лет (и даже менее). Фактический материал непрерывно накапливается, дать его оценку – дело специалистов в области палео- и археомагнетизма. К решению этого вопроса необходимо также привлекать материалы по динамике магнитных полей звезд и планет.

5. В заключение нужно отметить, что в работе не упоминались результаты компьютерного моделирования процесса геомагнитной инверсии, выполненные Г. Глатцмайером и П. Робертсом, а также так называемая проблема «инверсионной магнитосферы» с вытекающими для окружающей среды и биоты последствиями.

**Литература**

1. *Creer K.M., Tucholka P., Barton C.E., eds.* Geomagnetism of Baked Clays and Recent Sediments. – Amsterdam: Elsevier, 1983. – P. 122 – 127.
2. Magnetic North, Geomagnetic and Magnetic Poles / http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/poles/polesexp.html

3. *Olsen N., Mandea M.* Will the Magnetic North Pole Move to Siberia? // Eos. — 17 July 2007. – Vol. 88, No. 29. – P. 293 – 294.
4. *Шулья А., Уло Г., Ньюит Л., Оржеваль Ж.-Ж.* Почему Северный магнитный полюс внезапно ускорил своё движение? / Международная конференция "Искусственный интеллект в изучении магнитного поля Земли. Российский сегмент INTERMAGNET". – 26–28 января 2011, г. Углич, Ярославская область, Россия. – http://uglich2011.gcras.ru/doc/abstracts/chulliat_pole_eng_rus.pdf
5. *Зверева Т.И., Головков В.П.* Динамика изменения движения Северного и Южного магнитных полюсов в течение 2001–2009 годов / Международная конференция "Искусственный интеллект в изучении магнитного поля Земли. Российский сегмент INTERMAGNET". – 26–28 января 2011, г. Углич, Ярославская область, Россия. — http://uglich2011.gcras.ru/doc/abstracts/zvereva_dynamics_eng_rus.pdf
6. Где может оказаться северный магнитный полюс Земли через 50 лет? / http://www.inauka.ru/discovery/article60243.html.
7. *Olsen N., Lühr H., Sabaka T. J. et al.* CHAOS – A model of Earth's magnetic field derived from CHAMP, Ørsted, and SAC-C magnetic satellite data. // Geophys. J. Int. – 2006. – N.166. – P. 67–75, doi:10.1111/j.1365246X.2006.02959.x.
8. Space Physics Interactive Data Resourse — http://spidr.ngdc.noaa.gov/spidr
9. *Mandea M., Dormy E.* Asymmetric behavior of magnetic dip poles // Earth Planets Space. – 2003. – N55. – P.153–157.
10. *Ротанова Н.М., Филипов С.В.* Выделение и анализ джерка 1969 г. в геомагнитных вековых вариациях // Геомагнетизм и аэрономия. – 1987. – №6. – С. 1001–1005.
11. *Olsen N., Mandea M.* Investigation of a secular variation impulse using satellite data: The 2003 geomagnetic jerk // Earth Planet. Sci. Lett. – 2007. – N255. – P. 94–105, doi:10.1016/j.epsl.2006.12.008.
12. *Jackson A., Jonkers A.R.T., Walker M.R.* Four centuries of geomagnetic secular variation from historical records // Philos. Trans. R. Soc. London. – 2000. – Ser. A, 358. – P. 957–990.
13. Инверсия полюсов / http://cwdev.narod.ru/polus.html
14. *Бахмутов В.Г.* Палеовековые геомагнитные вариации. – Киев: Наукова Думка, 2006. – 296 с.
15. *Khalilov E.* GEOCHANGE: Problems of global changes of the Geological Environment // International Sci. Journal. – 2010. – v.1. – London / ISSN 2218-5798. — www.geochangemag.org
16. *Петрова Г.Н., Нечаева Т.Б., Поспелова Г.А.* Характер изменения геомагнитного поля в прошлом. – М.: Наука, 1992. – 175 с.
17. *Третяк А.Н., Вигилянская Л.И., Макаренко В.Н., Дудкин В.П.* Тонкая структура геомагнитного поля в позднем кайнозое. – К.: Наук. Думка, 1989.– 156 с.
18. *Butler R.F.* Paleomagnetism: Magnetic Domains to Geologic Terranes. – Blackwell, Oxford, 1992. – 319 p.
19. *Thompson R., Oldfield F.* Environmental magnetism. – London: Alten & Unwin., 1986. – 227p.
20. *Opdyke N.D., Channell J.E.T.* Magnetic stratigraphy. – London: Acad. Press, 1996. – 341 p.
21. *Evans M.E., Heller F.* Environmental magnetism: principles and applications of enviromagnetics. – London: Acad. Press, 2003. – 299 p.
22. *Merril R.T., McElhinny M.W., McFadden P.L.* The magnetic field of the Earth: paleomagnetism, the core, and the deep mantle. – London: Acad. Press, 1996. – 531 p.
23. *McElhinny M.W., McFadden P.L.* Paleomagnetism: continents and oceans. – London: Acad. Press, 2000. – 387 p.

24. Tauxe Lisa with contributions from: *Subir K. Banerjee, Robert F. Butler and Rob van der Voo.* Essentials of Paleomagnetism: Web Edition / http://magician.ucsd.edu/Essentials/WebBook.html. – March 18, 2009.
25. *Korte M., Genevey A., Constable C.G., Frank U., Schnepp E.* Continuous geomagnetic field models for the past 7 millennia: 1. A new global data compilation // Geochem. Geophys. Geosyst. – 2005. – 6, Q02H15, doi:10.1029/2004GC000800.
26. *Korte M., Constable C.G.* Continuous geomagnetic field models for the past 7 millennia: 2. CALS7K // Geochem. Geophys. Geosyst. – 2005. – 6, Q02H16, doi:10.1029/2004GC000801.
27. *Ohno M., Hamano Y.* Geomagnetic poles over the past 10000 years // Geophys. Res. Lett. – 1992. – 19. – P. 1715–1718.
28. *Загний Г.Ф., Русаков О.М.* Археовековые вариации геомагнитного поля Юго-Запада СССР. – Киев: Наукова Думка, 1982. – 128 с.
29. *Бурлацкая С.П.* Археомагнетизм. Изучение древнего геомагнитного поля. – Москва: Ин-т Физики Земли АН СССР, 1987. – 246 с.
30. *McElhinny M.W., Senanayake W.E.* Variations in the geomagnetic dipole. 1. The past 50 000 years // J. Geomag. Geoelect. – 1982. – 34. – P. 39-51.
31. *Gallet Y., Genevey A., Fluteau F.* Does Earth's magnetic field secular variation control centennial climate change? // Earth Planet. Sci. Lett. – 2005. – 236. – P. 339–347.
32. *Печерский Д.М.* Петромагнетизм и палеомагнетизм: справочное пособие для специалистов из смежных областей науки. – М.: Наука, 1985. – 126с.
33. *Courtillot, V., Gallet, Y., Le Mouël, J.-L., Fluteau, F., Genevey, A.* Are there connections between the Earth's magnetic field and climate? // Earth Planet Sci. Lett. – 2007. – 253. – P. 328–339.
34. *Петрова Г.Н., Распопов О.М.* Связь изменений магнитного момента Земли и палеоклимата за последние 12 тысяч лет // Геомагнетизм и аэрономия. – 1998. – **38**, №5. – С.141–150.

## PALAEOSECULAR VARIATIONS OF THE EARTH MAGNETIC FIELD

**Bakhmutov V.G.**
*Institute of Geophysics National Academy of Science of Ukraine, Kiev, Ukraine*

Due to huge velocity of movement of the north magnetic pole during the last two decades the geomagnetic secular variations are considered. The archaeo-and palaeomagnetic (indirect) methods is a powerful tools for palaeosecular variations reconstruction for the past few thousand years. This paper is focused of archaeo-and palaeomagnetic data and present geomagnetic field variations. The results of virtual geomagnetic poles (VGP) drift and their velocity have been compared with the instrumental estimation. A modern abnormally huge velocity drift of the north magnetic pole is not unique – the comparable rates of virtual geomagnetic poles drift were estimates for some time interval in the past. It is shown that there is not reason to expect geomagnetic field inversion in near future. It is not grounds to discuss the beginning of excursion. The analyses of archaeo-and palaeomagnetic database is not show the short time geomagnetic reverses during Holocene (including data from different regions).

# О ВКЛАДЕ КОМПЛЕКСОВ АКТИВНОСТИ В ГЕНЕРАЦИЮ ГЕОЭФФЕКТИВНЫХ ПРОЯВЛЕНИЙ СОЛНЦА

**Язев С.А.**
*АО ИГУ, ИСЗФ СО РАН, Иркутск, РФ*

Роль проявлений солнечной активности в процессах, происходящих в различных оболочках Земли, активно обсуждается давно. В настоящей работе обосновывается тезис, что основным источником геоэффективных возмущений на Солнце являются комплексы активности. Здесь же приведены данные о развитии первых комплексов активности в 24 цикле.

## 1. Комплексы активности на Солнце

Понятие «комплекс активности» (КА) введено по результатам наблюдений магнитных полей [1]. КА можно рассматривать как локальный участок на поверхности Солнца, где на протяжении нескольких солнечных оборотов развивается крупномасштабная магнитная структура, в составе которой возникают как последовательно, так и одновременно активные области (АО) [2]. Отмечалось [3], что на фазе максимума цикла активности КА могут выглядеть как непрерывный пояс, вытянутый параллельно экватору.

Исследования структуры КА показали, что эти образования можно рассматривать как своеобразные «суперпятна». В них можно выделить ядро или «тень» КА – область, где наблюдается постоянное пятнообразование [4]. На стадии пятенного развития КА вращаются твердотельно, не смещаясь в кэррингтоновой системе координат и не подвергаясь действию дифференциального вращения. Это свойство КА позволяет применить метод площадок длительной активности (ПДА) для идентификации и изучения КА [5-6]. Ядра КА удобно описывать с помощью индекса «мощности», значения которого могут изменяться в пределах от 0 до 3 [7]. В результате применения метода ПДА, с января 1980 г по январь 2011 гг. выявлено 339 ядер КА (таблица 1). Каталог ядер КА в 21–23 циклах доступен по адресу [8].

**Таблица 1.** Ядра комплексов активности в 1980–2010 гг.

| Номер цикла | Северное полушарие | Южное полушарие | Всего | Комментарий |
|---|---|---|---|---|
| 21 | 31 | 52 | 83 | Данные, начиная с середины цикла (январь 1980 г.) |
| 22 | 52 | 52 | 104 | |
| 23 | 69 | 77 | 146 | |
| 24 | 5 | 1 | 6 | Данные, заканчивая декабрем 2010 г. |

## 2. Геоэффективные проявления КА

Рассмотрим популяцию наиболее мощных протонных вспышек на Солнце, когда на орбите Земли регистрируются потоки более 10 протонов на квадратный сантиметр в секунду в единичном телесном угле с энергией больше 10 MeV [9]. Степень связи таких вспышек с ядрами КА оказалась высокой: в 21 цикле – 91%, во 22 цикле – 86%, в 23 цикле – 94% подобных событий произошли в ядрах КА (таблица 2).

**Таблица 2.** Мощные вспышки в ядрах КА в 1976–2010 гг.

| Номер цикла | Северное полушарие | Южное полушарие | Всего | Комментарий |
|---|---|---|---|---|
| 21 | 29 | 22 | 51 | |
| 22 | 32 | 32 | 64 | |
| 23 | 35 | 35 | 70 | |
| 24 | 0 | 1 | 1 | Данные, заканчивая декабрем 2010 г. |

Изучению мощных вспышек в КА посвящено много работ (например, [10–12]). Обоснована идея о том, что пересоединение разновозрастных и разномасштабных магнитных петель в КА должно приводить к мощным вспышечным событиям [13, 14]. Механизмы, обеспечивающие генерацию сильных вспышек в КА, рассмотрены, в частности, в [15, 16]. Здесь отмечена важная роль магнитных арок, соединяющих область сильных магнитных полей вблизи пятен с областями слабых полей на периферии КА. Именно такие конфигурации характерны для КА. Отметим, что список самых сильных рентгеновских вспышек [17] не столь сильно привязан к ядрам КА, как список мощных протонных событий [9], – рентгеновские вспышки могут происходить и в АО, находящихся вне ядер КА. Тем не менее, связь наиболее геоэффективных вспышек с ядрами КА не вызывает сомнений.

Механизмы, описанные в [15–16], указывают также на связь ядер КА с выбросами коронального вещества (ВКВ). В то же время ВКВ наблюдаются и при отсутствии развитых АО с пятнами. Вопрос о связи ядер КА с ВКВ требует отдельного исследования, тем не менее, есть много примеров, когда ВКВ развивались именно в ядрах КА.

Исследование связи корональных дыр (КД) и ядер КА привела к выводу, что она также существует [18]. В ряде случаев удается показать, что КД на низких широтах генетически связаны с ядрами КА: после распада пятен в ядре КА магнитные поля АО «расплываются», образуя крупномасштабную биполярную структуру, в одной из магнитных ячеек формируется изолированная КД. Таким образом, КД как источник геоэффективного потока солнечного ветра может рассматриваться как проявление КА на завершающей стадии его эволюции.

В результате можно утверждать, что КА являются основными источниками всех типов геоэффективных излучений Солнца, являясь местами генерации крупных протонных вспышек и ВКВ на стадии развития пятен в КА, а также местами истечения высокоскоростного солнечного ветра на стадии распада КА.

## 3. Первые комплексы активности 24 цикла

В текущем 24 цикле по формальным признакам к началу 2011 года отмечено 6 ядер КА – 5 в северном и 1 в южном полушариях. Первый КА в северном полушарии появился через 13 оборотов после минимума 23/24 циклов, в южном – через 21 оборот. Соответствующие задержки по сравнению с точками минимума составили 9 и 9 оборотов в 22 цикле, 16 и 23 оборота в 23 цикле. Таким образом, асимметрия активности КА между северным и южным полушариями, отмеченная в 23 цикле и проявившаяся (в частности) в расфазировке активности между полушариями [19], наблюдается и в новом цикле. Характеристики первых ядер КА 24 цикла представлены в таблице 3.

**Таблица 3.** Характеристики первых КА в 24 цикле.

| Номер ядра КА | № оборота | № АО в ядре КА | Кэррингтоновы координаты ядра КА | | P | $S_{max}$, м.д.п. | $N_{max}$ | № АО – ветви КА | Число АО в составе КА |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | Долгота | Широта | | | | | |
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
| 24N01 | 2091 | 1035 | 250 | +25 | 1 | 635 | 24 | 1034 | 2 |
| | 2092 | 1040 | | | 1,5 | 905 | 31 | | 1 |
| | 2093 | 1045 | | | 1,5 | 500 | 18 | | 1 |
| 24N02 | 2094 | поры | 230 | +15 | 0,5 | 12 | 3 | | 1 |
| | 2095 | 1061 | | | 0,5 | 50 | 6 | | 1 |
| | 2096 | 1064 | | | 0,5 | 20 | 3 | | 1 |
| 24N03 | 2098 | 1083 | 340 | +20 | 1 | 69 | 9 | 1082 | 2 |
| | 2099 | 1087 | | | 1 | 230 | 12 | | 1 |
| | 2100 | 1093 | | | 1 | 269 | 16 | 1099 | 2 |
| 24N04 | 2098 | 1092 | 82 | +15 | 1 | 326 | 5 | | 1 |
| | 2099 | 1101 | | | 1 | 231 | 17 | 1102 | 2 |
| | 2100 | 1110 | | | 0,5 | 84 | 8 | | 1 |
| | 2101 | 1118 | | | 0,5 | 1 | 2 | | 1 |
| 24N05 | 2101 | 1109 | 62 | +20 | 1,5 | 516 | 24 | | 1 |
| | 2102 | 1117 | | | 1,5 | 869 | 16 | | 1 |
| | 2103 | 1127 | | | 1 | 107 | 2 | | 1 |
| 24S01 | 2099 | 1089 | 200 | -20 | 1 | 482 | 28 | | 1 |
| | 2100 | 1100 | | | 0,5 | 19 | 1 | | 1 |
| | 2101 | 1106 | | | 1 | 193 | 25 | | 1 |
| | 2102 | 1112 | | | 1 | 121 | 11 | | 1 |
| | 2103 | 1123 | | | 1 | 142 | 19 | 1121 | 2 |

В столбце 1 приведены номера ядер КА, буква указывает на полушарие. В столбцах 3 и 9 указаны номера АО, входивших в состав КА на данном обороте (номер оборота – в столбце 2), их количество в составе КА – в столбце 10. В столбцах 4 и 5 приведены кэррингтоновы координаты центра ядра КА, в столбце 6 – мощность ядра КА на данном обороте в трехбалльной шкале, в столбцах 7 и 8 – соответственно сумма максимальных значений площадей пятен и сумма максимальных значений ежедневных чисел пятен АО, входивших в состав КА на данном обороте. Общий ход изменений суммарного (по всему диску) индекса мощности ядер КА, начиная с 2078 кэррингтонова оборота (минимума цикла), представлен на рис. 1.

**Рис. 1.** Изменение суммарной мощности ядер КА в начале 24 цикла. Синий цвет – северное полушарие, красный – южное

Сравнивая ход развития первых КА в 23 и 24 циклах, отметим, что в обоих циклах КА развивались «импульсно», всплесками (число и мощность КА нарастает и затем спадает), продолжительность каждого всплеска составляет около 6 оборотов. Интенсивность «всплесков» модулируется циклом. К февралю 2011 года на Солнце выделены два первых всплеска генерации КА (всего в течение цикла их может быть 6–8). Во время первого всплеска наблюдались 2 ядра КА в северном полушарии. Во время второго всплеска в северном полушарии отмечены 3 ядра КА, а также первое ядро КА южного полушария, после чего активность КА снова упала до нуля. В феврале 2011 г. начался новый мощный всплеск активности, который здесь уже не рассматривается.

В 23 цикле после второго всплеска активность ядер КА до нуля уже не прекращалась в обоих полушариях вплоть до эпохи вблизи конца цикла. Сумма пооборотных значений мощности всех ядер КА в 24 цикле за первые 28 оборотов цикла составила 20,5 (в 23 цикле – 25,5 с последующим быстрым нарастанием активности КА). Можно констатировать, что по состоянию на февраль 2011 года активность КА оказывается ниже, чем при таком же возрасте цикла в 23 цикле. Основные отличия заключаются в пониженной активности южного полушария и более плавном росте активности, характерных для 24 цикла (рис. 2).

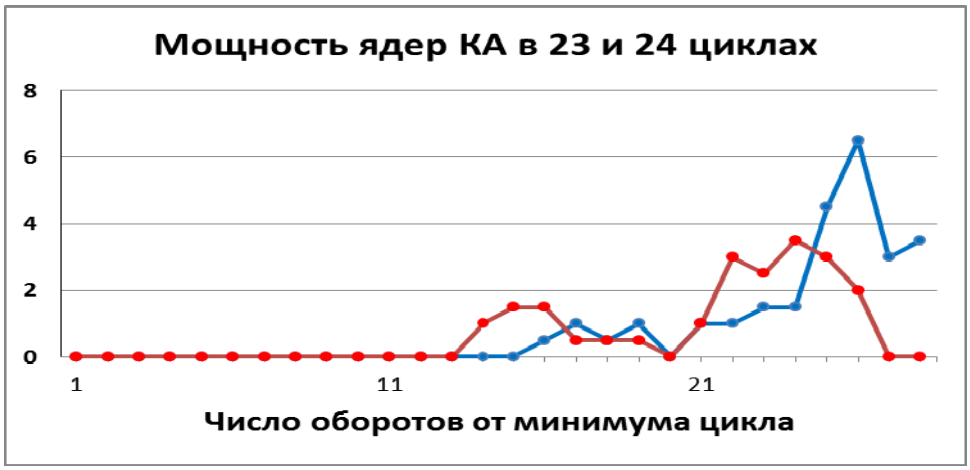


**Рис. 2.** Изменение мощности ядер КА: синий – 23-й цикл, красный – 24-й цикл.

С другой стороны, следует отметить тенденцию к росту числа мощных вспышек [9] от цикла к циклу, начиная с 1976 г. (см. таблицу 2). Возможно, это связано с ростом числа ядер КА от цикла к циклу (см. таблицу 1). Укажем, что первая мощная вспышка в 24 цикле из популяции [9] произошла через 9 месяцев после минимума цикла, что заметно раньше, чем в трех предыдущих циклах (соответствующие задержки – 15, 13 и 18 месяцев для 21, 22 и 23 циклов).

## Выводы

1. Можно констатировать, что КА следует рассматривать как основные источники геоэффективных излучений Солнца всех типов, в связи с чем актуальность мониторинга и выявления закономерностей развития КА становится все более высокой.

2. По результатам мониторинга КА, ведущегося в Иркутске, определены основные параметры первых шести КА, наблюдавшихся в 24 цикле. Как и в предыдущих циклах, КА развиваются квазициклически (всплесками). В отличие от 23 цикла, ход развития КА в 24 цикле отличается большей пологостью, меньшей суммарной мощностью КА, падением общей активности до нуля между всплесками, запаздыванием развития активности в южном полушарии. В целом общий ход развития не противоречит прогнозам о небольшой высоте текущего 24 цикла.

### Литература

1. *Bumba V., Howard R.* A study of development of active regions on the Sun – Astrophys. J., 1965, v. 141, № 4, P. 1493–1501.
2. *Язев С.А.* Комплексы активности на Солнце в 23 цикле активности // Солнечно-земная физика. – 2010. – вып. 16. – С. 94–101.
3. *Gaizauskas V., Harvey K.L., Harvey J.W., Zwaan C.* Large-scale patterns formed by active solar regions during the ascending phase of cycle 21. – Ap. J., 1983, v.265, P. 1056–1065.
4. *Язев С.А.* О структуре и эволюции комплекса активности на Солнце // – Кинематика и физика небесных тел. 1990. – т. 6, № 5.– С. 58–66.

5. *Банин В.Г., Язев С.А.* Площадки длительной активности на нисходящей ветви солнечного цикла № 21. – Кинематика и физика небесных тел, 1989, т. 5, № 4, С. 62-68.
6. *Банин С.А., Язев С.А.* Каталог площадок длительной активности в 1980–1989 годах. – Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. М., Наука, 1991, вып. 95, С. 141–148.
7. Язев С.А. Комплексы активности на Солнце в 1980-2008 г. Комментарии к каталогу данных // Известия ИГУ. Серия науки о Земле.– 2010.– том 3., № 2.– С. 217–225.
8. http://ru.iszf.irk.ru/Каталог_ядер_комплексов_активности
9. http://www.swpc.noaa.gov/ftpdir/indices/SPE.txt
10. *Ишков В.Н., Могилевский Э.И.* Эволюция комплексов вспышечноактивных областей на Солнце. – Солнечная активность. Изд-во Каз. ССР, Алма-Ата, 1983, С. 3–20.
11. *Могилевский Э.И., Шилова Н.С.* Комплексы активных областей на Солнце. I. Известия Крымской астрофизической обсерватории, 1998, том 94, С. 60–71.
12. *Могилевский Э.И., Шилова Н.С.* Комплексы активных областей на Солнце. II. Известия Крымской астрофизической обсерватории, 1998, том 94, С. 72–81.
13. *Ишков В.Н., Коробова З.Б., Могилевский Э.И.* Эволюция и вспышечная активность активной области MM 15403-1978. – Физика солнечной активности. М., Наука, 1980, С. 48–55.
14. *Банин В.Г., Язев С.А., Хмыров Г.М.* Комплексы активности и вспышки // Солнечные данные. – 1991. – № 3, С. 116–119.
15. *Сидоров В.И., Язев С.А.* Топологическая модель солнечного события, включавшего вспышку и корональный выброс массы 19 октября 2001 года. Космические исследования, 2008, том 46, № 4, С. 329–335.
16. *Сидоров В.И.* О топологии выбросов коронального вещества в мощных вспышечных событиях на Солнце / *В.И.Сидоров, Г.Н.Кичигин, С.А.Язев* // Известия ИГУ. Серия Науки о Земле. – 2010. – том 3, № 2. – С. 139–155.
17. *Ishkov V.N.* Evolution and flare productivity of active region with solar extreme events of the current 23 solar cycle // Solar Extreme Events, Fundamental Science and Applied Aspects, // Proceeding 2nd International Symposium SEE-2005, Nor Amberd Armenia 26–30 September 2005, p. 37–40.
18. *Язев С.А.* Корональные дыры и комплексы активности на Солнце // Известия ИГУ. Серия науки о Земле. – 2010. – том 3, № 2. – С. 226–241.
19. *Язев С.А.* Переходная эпоха 23/24 циклов в контексте долговременных трендов солнечной активности / Циклы активности на Солнце и звездах. Рабочее совещание-дискуссия. Сборник статей // СПб. – 2009. – С.197–204.

## ON CONTRIBUTION OF COMPLEXES OF ACTIVITY TO GENERATION OF GEOEFFECTIVE MANIFESTATIONS OF SOLAR ACTIVITY

**Yazev S.A.**
*Astronomical Oservatory of Irkutsk state University,*
*ISTP SB RAS (Institute of Solar-Terrestrial Physics of Siberian Branch of Russian Academy of Sciences), Irkutsk, Russia*

The paper substantiates the thesis that complexes of activity (CA) at Sun are a main source of geoeffective disturbances in the form of flare protons and high-speed solar wind streams. Data on the development of the first CAs in the current solar cycle 24 also presented here. It has been shown that CAs developed as bursts of duration of about six Carrington rotations; the CA activity between the bursts decayed to zero.

# О ВОЗМОЖНОМ ИСТОЧНИКЕ УГЛИСТО-ХОНДРИТОВОГО И ПРЕДБИОЛОГИЧЕСКОГО ВЕЩЕСТВА

**Бусарев В.В.**
*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, МГУ, Москва, Россия*

## Введение

Согласно традиционной точке зрения, астероиды главного пояса (ГП), движущиеся в пределах гелиоцентрических расстояний 2,1–3,3 а. е., в основном образовались *in situ* в результате дробления их родительских тел [1, 2]. Но какие причины и когда привели к резкому увеличению относительных скоростей родительских тел астероидов (РТА) от десятков или сотен метров в секунду до современного значения ~5 км/с, и их аккреция сменилась дроблением, – пока неясно. Это могло произойти как в период формирования Юпитера, в первые несколько миллионов лет существования Солнечной системы (СС) [1], так и позднее на ~30-100 млн. лет, в эпоху образования планет земной группы, когда в ГП могли проникать с высокими скоростями большие допланетные тела с меньших гелиоцентрических расстояний [3–5]. Кроме того, как показывает моделирование [6], в период роста планет-гигантов и их резонансных взаимодействий была возможной миграция Юпитера на меньшие гелиоцентрические расстояния и, соответственно, – более сильные гравитационные возмущения в зоне астероидов с его стороны. Распределение астероидов с разным составом вещества по гелиоцентрическим расстояниям, вероятно, возникло в основном под влиянием этих ранних динамических процессов и поэтому имеет их «отпечаток». Однако, как будет показано ниже, на структуру ГП должны были повлиять и процессы ранней физико-химической эволюции самих астероидов, а также подобных им тел в зонах формирования планет-гигантов.

Существование таксономических (спектральных) типов астероидов, связанных с различиями состава поверхностного вещества, было установлено по их спектрам отражения и альбедо [7–9]. Если графически отобразить распределение астероидов различных спектральных типов, то оно будет характеризовать изменение состава твердого вещества в СС в указанном диапазоне гелиоцентрических расстояний. Обозначим через $F_i(r)$ относительную функцию распределения астероидов $i$-го спектрального типа, тогда

$$F_i(r) = \sum_{i=1}^{Ni} n(r)_i / N, \qquad (1)$$

где $N_i$ – известное количество астероидов $i$-го спектрального типа на данном гелиоцентрическом расстоянии $r$, а $N$ – общее количество астероидов всех спектральных типов. В относительном виде распределения спектральных типов астероидов ГП согласно классификации Толена [7] представлены на рисунке 1, взятом с некоторыми изменениями из работы [2].

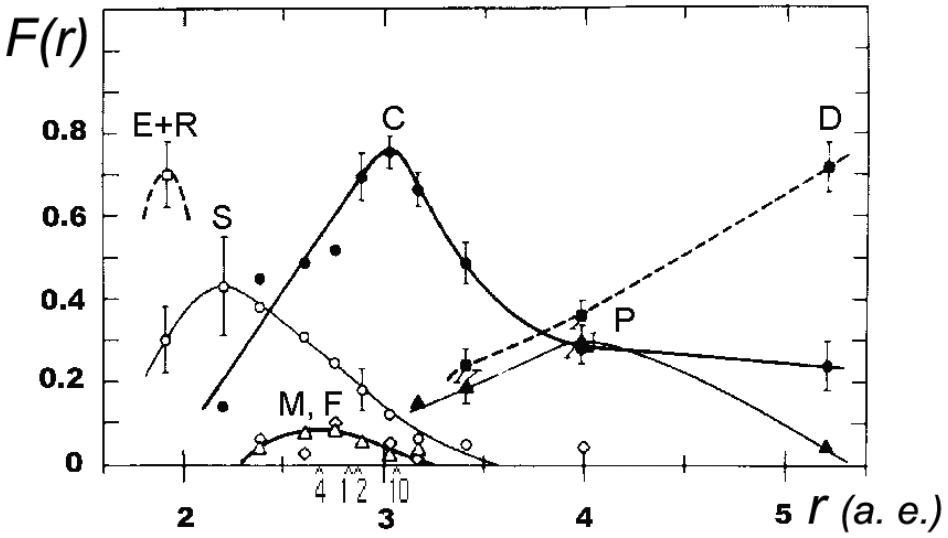


**Рис. 1.** Нормированные гелиоцентрические распределения основных спектральных типов астероидов ГП, обозначенные латинскими буквами. По вертикальной оси отложены значения функции относительного распределения астероидов разных спектральных типов, по горизонтальной оси – гелиоцентрическое расстояние в астрономических единицах. На горизонтальной оси перевернутыми галочками отмечены положения крупнейших астероидов с номерами 1 (Церера, B-тип), 2 (Паллада, C-тип), 4 (Веста, V-тип) и 10 (Гигия, C-тип). Рисунок с некоторыми изменениями взят из работы Бэла и др. [2].

Как видно из рисунка, рассматриваемые зависимости для многих спектральных типов астероидов значительно перекрываются. Распределение численно преобладающих астероидов C-типа (75% общего количества тел) охватывает весь ГП, имеет максимум у его внешнего края и достигает орбиты Юпитера (5,2 а.е.). На основе измеренных характеристик C-астероидов полагают, что они являются весьма примитивными телами и образовались при температурах не более 200–300ºC, а метеоритными аналогами их вещества являются углистые хондриты [8, 9]. Распределения высокотемпературных малых планет (которые в период магматического плавления могли быть разогреты до 1000–1500ºC [8–10]) S-, M- и E-типов, смещены к внутреннему краю ГП. Из последних наиболее многочисленны тела S-типа, которые составляют 17% всех астероидов. Из-за сходства спектров отражения астероидов M- и F- типов они представлены на рисунке одним распределением, хотя первые являются высокотемпературными, а вторые – низкотемпературными телами, различающимися по альбедо. Видно также, что распределения низкотемпературных типов астероидов P

и D, имеющих спектральные признаки повышенного содержания углистого или органического вещества (красноватые спектры отражения) [8, 9], сильно смещены к внешнему краю ГП. А распределение астероидов D-типа даже нарастает от внешнего края ГП к орбите Юпитера.

Это связано с тем, что в распределение D-астероидов включены астероиды-Троянцы, имеющие сходные спектральные характеристики и движущиеся по орбите Юпитера (в резонансе 1:1 с ним). Перечисленные особенности строения ГП могут быть результатом не только дробления родительских тел астероидов, но и других физико-химических и динамических факторов, действовавших в ранней СС. Рассмотрим некоторые из них в следующем разделе.

**Океанический источник гидратированного и углистого вещества.**

Важнейшим физическим процессом, протекавшим в ранней СС и существенно изменившим состав РТА и, значит, современных астероидов, была их первичная тепловая эволюция. Она проходила при распаде короткоживущих изотопов ($^{26}$Al, $^{60}$Fe и др.), имевшихся в каменной компоненте вещества (включающей в основном силикаты и другие соединения типа окислов, сульфидов и т. д.) допланетных тел. Интересно, что тепловая эволюция РТА по времени практически совпала с процессом их аккреции из более мелких планетозималей. Обнаружение в магматических метеоритах повышенного содержания $^{26}$Mg, продукта распада $^{26}$Al, является прямым подтверждением рассматриваемой эволюции и ее энергетического источника [10]. Как показали спутниковые измерения [11], в плоскости нашей Галактики, где происходят частые взрывы новых и сверхновых звезд, имеется повышенная концентрация $^{26}$Al. Поэтому естественно предполагать, что взрыв одной из таких звезд, с одной стороны, был "толчком" для формирования СС, а с другой – обогатил ее первичное вещество изотопами, возникшими при термоядерных реакциях в недрах этой звезды [10, 12]. По сравнению с $^{26}$Al (с периодом полураспада ~0,73 млн. лет) влиянием других короткоживущих изотопов с похожим временем распада можно пренебречь, поскольку, как показывают измерения, абсолютное содержание $^{26}$Al в протопланетном веществе примерно на порядок превышало содержание ближайшего к нему по обилию $^{60}$Fe [12]. Как показали расчеты, чем быстрее протекала аккреция малых планет и чем бóльшим в их веществе была доля каменной компоненты, тем более высокой оказалась температура их разогрева [13]. Изучение дифференцированных метеоритов (ахондритов), являющихся фрагментами магматических малых планет, позволили установить (по абсолютному количеству $^{26}$Mg), что самое короткое время аккреции этих тел составляло всего около 1 млн. лет, а время их плавления и дифференциации – не более 3 млн. лет [14]. Заметим, что при рассмотрении эволюции СС время принято отсчитывать от момента (принимаемого за «нулевое» время) формирования в каменных метеоритах кальций-

алюминевых включений (или CAIs в соответствии с английской аббревиатурой) – наиболее ранних высокотемпературных образований, имеющих возраст ~4,56 млрд. лет (напр., [15]).

В недрах допланетных (или малых планетных) тел, вещество которых включало каменную и ледяную компоненты, при распаде $^{26}$Al могла возникнуть локальная водная среда или даже глобальный водный океан. Как известно из моделей протопланетного диска (напр., [16–18]), планетозимали с высоким содержанием льдов могли образоваться во внешней СС, за границей конденсации водяного льда. Хотя эта граница находится сейчас у 5 а. е. (и примерно соответствует гелиоцентрическому положению Юпитера в период его быстрого роста по причине повышенной плотности вещества в газо-пылевом диске), в ранней СС она могла проходить гораздо ближе к Солнцу из-за непрозрачности для солнечного излучения небулярного вещества [18]. В результате аккреции таких планетозималей сформировались не только тела Эджворта-Койпера (ТЭК) на периферии СС, но и допланетные тела в зонах роста всех планет-гигантов [1].

В качестве предельного случая нами была рассмотрена возможность тепловой эволюции ранних ТЭК на гелиоцентрических расстояниях 30-50 а. е. при крайне низких температурах (~15–30 K) и давлениях ($10^{-9}$–$10^{-10}$ бар) внешнего края СС [19]. Обобщение имеющихся данных о составе ядер комет и частиц межпланетной пыли позволило сделать вывод [19], что вещество ранних ТЭК могло состоять примерно из равных пропорций льдов (включающих ~80% водяного льда), частиц горных пород (в основном силикатов) и органики (преимущественно тугоплавкой, включающей алифатические, циклические и ароматические углеводороды, в которых основные химические элементы находятся в пропорции C:H:O:N = 1:1:0,5:0,12 [20], или просто CHON). Решение уравнения теплового баланса показало, что при условии аккреции ТЭК за минимальное время ~$10^6$ лет [14, 17] на самых крупных из них (с радиусом $R \geq$ 100-300 км) должно было произойти полное плавление льда и образование внутреннего водного океана [19]. Такой жидкий океан при температуре ~4ºC мог оставаться до замерзания 2-3 млн. лет или в интервале от 2–3 до ~5 млн. лет от нулевого времени [19]. В этот период на рассматриваемых ТЭК в почти неизменном виде могла оставаться только внешняя кора из пористого «грязного» льда, с толщиной около 10 км. Столь продолжительное время существования внутреннего водного океана на ТЭК было достаточным для преобразования в нем силикатов в гидросиликаты, а также для седиментации больших силикатно-органических ядер, размер которых (с учетом содержания в веществе основных компонент) мог достигать ~0,7$R$ [19]. Приведенные аналитические оценки согласуются с результатами численного моделирования ранней тепловой эволюции подобных тел при распаде $^{26}$Al (напр., [22, 23]). Взаимные столкновения ТЭК могли, с одной стороны, обеспечить их дополнительный разогрев и продлить время существования внутреннего водного

океана, а с другой стороны (после замерзания океана) – дробление их ледяных оболочек и экскавацию гидросиликатов и органики. Весьма вероятно, что действовал и механизм взрывного обновления ледяной коры ТЭК при переходе в газообразное состояние летучей органики в процессе разогрева этих тел [19], а также при последующем формировании в их водном океане гидросиликатов, сопровождающемся выделением больших объемов $H_2$ и $CH_4$ [24, 25]. Последствия ранней тепловой эволюции ТЭК, по-видимому, подтверждаются обнаружением в их наблюдаемых спектрах отражения полос поглощения у 0,5–0,9 мкм [26] и 0,43 мкм [27]. Они соответствуют полосам поглощения в спектрах отражения углистых хондритов [28] и земных гидросиликатов [29, 30], которые являются индикаторами окисленного или гидратированного силикатного вещества. Возникновение этих полос поглощения объясняется наличием электронного перенос заряда между гетеровалентными ионами железа ($Fe^{2+}$ и $Fe^{3+}$) в соседних кристаллографических позициях при взаимодействии с электромагнитным излучением [31, 32].

Естественно предполагать, что подобные допланетные тела, сформировавшиеся из смеси льдов и тугоплавкой пыли, имелись в зонах роста всех планет-гигантов [1]. Первоначальный разогрев этих тел мог произойти уже при их аккреции из более мелких планетозималей благодаря преобразованию кинетической энергии сталкивающихся тел в тепловую. Очевидно, что их средние температуры значительно возросли при последующем распаде $^{26}Al$, что должно было привести к полному плавлению льда и образованию водного океана в недрах самых крупных из них ($\geq$ 200 км) [19].

Аналитические расчеты и моделирование показывают, что размер внутреннего турбулентного (и поэтому имеющего относительно однородный состав) газо-пылевого диска в ранней СС, из которого формировались допланетные тела и ядра планет-гигантов, мог изменяться в пределах от ~6 до 10–25 а. е. [33–35]. С другой стороны, экспериментальные данные свидетельствуют о совпадении средних величин отношения D/H в водных включениях хондритов, в земных океанах, и в органических соединениях Титана [36–38]. Из этого следует, что, начиная от границы испарения силикатов и металлов вблизи молодого Солнца и до зон роста Юпитера и Сатурна, пылевое вещество имело углисто-хондритовый (или солнечный) состав, для которого характерно содержание CHON не более нескольких процентов. Поэтому, учитывая более высокую долю каменного вещества (и, соответственно, $^{26}Al$), внутренний водный океан, например, на крупных телах юпитерианской зоны (ТЮЗ), мог быть более теплым (~6–8°C) и просуществовать дольше (до ~10 млн. лет), чем на ТЕК. Очевидно, что в водном океане ТЮЗ также были возможны процессы дифференциации и седиментации вещества, образования гидросиликатов и формирования ядер из частиц с более высоким удельным весом (минералов, окислов, туго-

плавкой органики и т. п.). В то же время температура в ядрах ТЮЗ могла достигать десятков и даже сотен градусов, нарастая к центру, что согласуется с численными моделями [22, 23]. Таким образом, приведенные оценки позволяют утверждать, что в силикатно-органических ядрах ТЮЗ имелись благоприятные условия для образования не только простейшего углисто-водородного вещества (типа керогена или битума), но и более сложных предбиологических соединений.

Внутреннюю структуру крупных ТЮЗ и подобных им тел по завершении их первоначальной тепловой эволюции можно представить так, как изображено на рисунке 2.

**Рис. 2.** Качественная модель внутренней структуры крупных (с радиусом $R \geq 100$ км) ТЭК, ТЮЗ и подобных им тел в результате их ранней тепловой эволюции.

В рассматриваемый период масса прото-Юпитера должна была достичь ~5–10 масс Земли и аккреция им ТЮЗ сменилась их преимущественным выбросом за пределы его зоны формирования, в том числе в ГП астероидов [1, 39–42]. Диапазон относительных скоростей ТЮЗ, проникающих в зону астероидов, мог быть примерно от 2–3 км/с до 30 км/с [39, 40, 43]. Их прямые столкновения с самыми высокими скоростями с родительскими телами астероидов (РТА) должны были приводить к практически полному «выметанию» последних из ГП. Такой предельный случай взаимодействия ТЮЗ и РТА рассматривался как один из механизмов удаления основной массы вещества из зоны астероидов [39, 40]. В соответствии с численным моделированием [44] значительная доля вещества РТА могла быть потеряна также при их дроблении до мелких фрагментов и пыли, которые выносились из ГП под влиянием других факторов. Но как показывают расчеты и эксперименты, при любом варианте столкновения тел в окрестности эпицентра их удара всегда остается некоторая доля материала как "мише-

ни", так и "ударника" [45, 46]. Это означает, что наряду с удалением вещества из ГП астероидов при столкновениях ТЮЗ и РТА могла происходить и его доставка, хотя и в значительно меньших масштабах. Под «доставленным веществом» мы понимаем раздробленное вещество ТЮЗ (от крупных фрагментов до пыли), оставшееся в зоне астероидов после столкновений. Его количество, вероятно, было больше в случае столкновений ТЮЗ и РТА с минимальными относительными скоростями. Решающее значение могло также иметь различие механической прочности и структуры ТЮЗ и РТА. Если у первых в период проникновения в зону астероидов, возможно, были неоднородное внутреннее строение (см. рис. 2) и, следовательно, низкая прочность или хрупкость, то вторые, с учетом их преимущественно силикатного состава и плавления при высоких температурах (~1500°C), наоборот, должны были обладать монолитной структурой и высокой прочностью. Кроме того, пористые ледяные (или даже жидкие) мантии ТЮЗ, вероятно, служили своего рода «демпферами» и несколько снижали катастрофические последствия столкновений этих тел с РТА. Еще одним значительным фактором в рассматриваемый ранний период СС было, вероятно, наличие небулярного газа (напр., [1, 16, 18]), который эффективно снижал скорости разлета фрагментов ТЮЗ и РТА после столкновений. Выжившие после катастрофических ударов крупные фрагменты ТЮЗ в случае потери избытка кинетической энергии могли попасть в число астероидов ГП. А частично переработанные в ударном процессе пыль и мелкие фрагменты ТЮЗ (ледяного и углистого состава, включающего гидросиликаты) должны были выпасть в первую очередь на соседние РТА. Но в соответствии с законом сохранения количества движения естественно предполагать, что основная масса раздробленного материала ТЮЗ все же должна была двигаться к центру СС и могла достичь зоны планет земной группы. Такой «сценарий» переноса значительной массы примитивного вещества в ГП астероидов из зоны формирования Юпитера нами уже обсуждался [47]. Было сделано предположение о том, что те родительские тела астероидов, которые прошли тепловую эволюцию за первые нескольких миллионов лет [13, 14] (разогрев и дифференциацию при распаде $^{26}$Al), в период катастрофических столкновений с ТЮЗ могли быть покрыты значительным слоем нетипичного для них раздробленного вещества и стали неотличимы от примитивных астероидов, образовавшихся *in situ*. Это предположение основано на наблюдательных спектральных признаках наличия на поверхности значительного ряда астероидов магматических типов (M, V, S и E) нетипичного примитивного вещества, включающего гидросиликаты [48–53]. Согласно предложенному нами варианту интерпретации, естественным объяснением наблюдаемых неоднозначных характеристик ряда астероидов магматических типов является экскавация при ударных событиях их собственных высокотемпературных материалов из-под слоя выпавших на них в более ранний период примитивных материалов.

Как известно, углистые хондриты (УХ) группы CI состоят из одной матрицы, в которой содержание гидросиликатов (серпентинов, хлоритов и др.) достигает 90%, а содержание воды в них – до 20% (напр., [54–58]). Авторами перечисленных исследований сделан вывод о том, что гидратированные силикаты CI-хондритов могли образоваться в обильной водной среде. Кроме того, в УХ обнаружен почти весь перечень известных на Земле органических соединений – вплоть до аминокислот и спиртов (напр., [59–61]). В соответствии с изложенными здесь представлениями гидратированные и сложные органические соединения могли образоваться еще при химической эволюции вещества в ядрах ТЭК, ТЮЗ и подобных им тел. Поэтому CI-хондриты рассматриваются нами как аналог исходного углистого вещества, возникшего в недрах ТЮЗ и перенесенного ими при столкновениях в зону астероидов. Астероиды-Троянцы (или их значительная часть), движущиеся по орбите Юпитера в окрестностях точек $L_4$ и $L_5$ Лагранжа, могут представлять собой сохранившиеся фрагменты ТЮЗ. Возможно, что это как раз те, которые имеют спектральные признаки пониженного содержания органики (менее красные спектры отражения) [62], что сближает их с астероидами C-типа.

В то же время УХ других групп (CM, CV, CO и т. д.), включающие последовательно возрастающую долю хондр (высокотемпературных сферических включений в их матрице от миллиметрового до сантиметрового размера), могут быть ударными продуктами исходного вещества типа CI, переработанного в разной степени при столкновениях ТЮЗ и РТА. Выше уже отмечалось, что минимальные относительные скорости столкновения этих тел могли быть порядка нескольких километров в секунду. А ударные нагрузки, которые испытали УХ, соответствуют столкновениям тел астероидных размеров именно с такими скоростями [63]. Мы здесь не рассматриваем физико-химические характеристики хондр УХ и вероятные механизмы их образования, так как это выходит за рамки данной статьи. Ограничимся только замечанием, что наша концепция тепловой эволюции ТЮЗ и переноса их вещества в зону астероидов согласуется с гипотезой возникновения хондр УХ в ударном выбросе или «плюме» как капель расплавленного вещества, затвердевших во время своего полета до момента падения на поверхность ближайшего небесного тела [64, 65]. Эта гипотеза подтверждена обнаружением кристаллических сферических образований, напоминающих хондры, в лунных и земных ударных брекчиях [65–67].

Важно отметить, что практически все петрологические исследования метеоритов свидетельствуют, что УХ являются поверхностными аккреционными брекчиями, (напр., [54–58, 63, 68, 69]. Упомянем еще один экспериментальный факт, который мы рассматриваем как прямое подтверждение рассматриваемого нами сценария переноса примитивного вещества из зон формирования планет-гигантов в ГП астероидов. Давно известно, что ряд образцов УХ имеют значительную остаточную намагниченность, ко-

торую сложно как-либо интерпретировать, если их родительские тела считать примитивными объектами [70–72]. В последнее время появились попытки объяснить этот феномен как результат частичной дифференциации их родительского тела, при которой (благодаря распаду $^{26}$Al) образовалось его жидкое металлическое ядро, порождающее магнитное поле, а наружные слои сохранили углисто-хондритовый состав [73]. Но в таком случае трудно представить, каким образом при равномерном выделении радиоизотопного тепла во всем силикатном родительском теле его поверхностные слои могли остаться холодными и неизменными. Очевидно, что для выяснения такой возможности требуется численное моделирование. Но остаточная намагниченность УХ может быть объяснена естественным образом в случае их формирования по нашему сценарию, а именно: при реаккреции раздробленного вещества ядер ТЮЗ на поверхности дифференцированных РТА в тот период, когда их ядра еще могли оставаться в жидком состоянии. Как уже отмечалось, это соответствует периоду ранней тепловой эволюции РТА (~1–5 млн. лет) [12–14].

## Выводы

Итак, в результате дробления более хрупких и неоднородных ТЮЗ при их столкновениях с РТА оказался возможен перенос их примитивного вещества (льда, гидросиликатов, органики и других соединений) в зону астероидов и его последующая реаккреция и литификация на поверхностях многих РТА или их крупных фрагментов. Таким образом могли сформироваться УХ всех групп. Вполне вероятно, что при рассматриваемых ударных процессах часть вещества ТЮЗ была дегидратирована или даже переплавлена. Но, оказавшись в контакте со льдом на поверхностях РТА, это вещество могло быть снова гидратировано, что подтверждается моделированием [24, 25]. Возможно, так образовались наиболее многочисленные астероиды С-типа, которые традиционно считались родительскими телами УХ [8, 9].

Не вызывает сомнения, что подобные ТЮЗ тела имелись в зонах формирования всех планет-гигантов как популяция объектов промежуточного размера, которые были подвержены действию аналогичных физико-химических и динамических процессов. Поэтому многие D-, P- астероиды и Троянцы, имеющие признаки более высокого содержания органики, могли сформироваться в ГП по тому же сценарию, то есть в результате столкновений РТА и допланетных дифференцированных тел из зон формирования Сатурна, Урана и Нептуна. В конечном итоге, углистое и предбиологическое вещество, образовавшееся во внутренних водных океанах силикатно-ледяных тел в период их ранней тепловой эволюции, могло быть перенесено не только в зону астероидов, но и на меньшие гелиоцентрические расстояния.

**Литература**


1. *Сафронов В.С.* (1969) Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет/ М.: Наука, 244 с.
2. *Bell J.F., Davis D.R., Hartmann W.K., Gaffey M.J.* (1989) Asteroids: The big picture // Asteroids II /Eds Binzel R.P., Gehrels T., Matthews M.S.), Tucson: Univ. Arizona Press, 921–945.
3. *Petit J.-M., Morbidelli A., Chambers J.* (2001) The primordial exitation and clearing of the asteroid belt // Icarus, 153, 338–347.
4. *Chambers J.E., Wetherill G.W.* (1998) Making the terrestrial planets: N-body integrations of planetary embryos in three dimensions // Icarus, 136, 304–327.
5. *Touboul M., Kleine T., Bourdon B. et al.* (2007) Late formation and prolonged differentiation of the Moon inferred from W isotopes in lunar metals // Nature, 450, 1206–1209.
6. *Morbidelli A., Brasser R., Gomes R. et al.* (2010) Evidence from the asteroid belt for a violent past evolution of Jupiter's orbit // Astron. J., 140, 1391–1401.
7. *Tholen D.J.* (1989) Asteroid taxonomic classifications // Asteroids II / Eds Binzel R.P., Gehrels T. and Mattews M.S. Tucson: Univ. of Arizona Press, 1139–1150.
8. *Gaffey M.J., Bell J.F., Cruikshank D.P.* (1989) Reflectance spectroscopy and asteroid surface mineralogy // Asteroids II / Eds Binzel R. P., Gehrels T. and Mattews M. S., Tucson: Univ. of Arizona Press, 98–127.
9. *Gaffey M.J., Cloutis E.A., Kelley M.S., Reed K.L.* (2002) Mineralogy of asteroids / Asteroids III (Bottke W. F. Jr. at al., eds), Tucson: Univ. of Arizona Press, 183–204.
10. *Srinivasan G., Goswami J.N., Bhandari N.* (1999) $^{26}$Al in eucrite Piplia Kalan: Plausible heat source and formation chronology // Science, 284, 1348–1350.
11. *Mahoney W.A., Ling J.C., Wheaton Wm.A., Jacobson A.S.* (1984) HEAO 3 discovery of $^{26}$Al in the interstellar medium // Astron. J., 286, 578–585.
12. *Goswami J.N.* (2004) Short-lived nuclides in the early solar system: the stellar connection // New Astron. Rev., 48, 125–132.
13. *Grimm R.E, McSween H.Y.Jr.* (1993) Heliocentric zoning of the asteroid belt by aluminum-26 heating // Science, 259, 653–655.
14. *Bizzaro M., Baker J.A., Haack H., Lundgaard K.L.* (2005) Rapid timescales for accretion and melting of differentiated planetesimals inferred from $^{26}$Al-$^{26}$Mg chronometry // Astrophys. J., 632, L41–L44.
15. *Amelin Y., Krot A.N., Hutcheon I.D., and Ulyanov A.A.* (2002) Lead isotopic ages of chondrules and calcium-aluminum-rich inclusions // Science, 297, 1678–1683.
16. *Макалкин А.Б., Дорофеева В.А.* (1996) Строение протопланетного аккреционного диска вокруг Солнца на стадии Т Тельца. II. Результаты расчета моделей // Астрон. вестн., 30, 496–513.
17. *Chick K. M., Cassen P.* (1997) Thermal processing of interstellar dust grains in the primitive solar environment // Astrophys. J., 477, 398–409.
18. *Mousis O., Alibert Y., Hestroffer D. et al.* (2008) Origin of volatiles in the main belt // Mon. Not. Royal Astron. Soc., 383, 1269–1280.
19. *Busarev V.V., Dorofeeva V.A., Makalkin A.B.* (2003) Hydrated silicates on Edgeworth-Kuiper objects – probable ways of formation // Earth, Moon and Planets, 92, 345–357.
20. *Jessberger E.K., Christoforidis A., Kissel J.* (1988) Aspects of the major element composition of Halley's dust // Nature, 332, 691–695.
21. *Weidenschilling S.J.* (1997) The Origin of Comets in the Solar Nebula: A Unified Model // Icarus, 127, 290–306.
22. *Prialnik D., Bar-Nun A.* (1990) Heating and melting of small icy satellites by the decay of $^{26}$Al // Astrophys. J., 355, 281–286.

23. *McKinnon W.B. Prialnik D.; Stern S.A.; Coradini A.* (2008) Structure and Evolution of Kuiper Belt Objects and Dwarf Planets / The Solar System Beyond Neptune (M. A. Barucci, H. Boehnhardt, D. P. Cruikshank, and A. Morbidelli (eds.), Tucson: Univ. Arizona Press, 213–241.
24. *Wilson L., Keil K., Browning L.B. et al.* (1999) Early aqueous alteration, explosive disruption, and reprocessing of asteroids // Met. Planet. Sci., 34, 541–557.
25. *Rosenberg N.D., Browning L., Bourcier W.L.* (2001) Modeling aqueous alteration of CM carbonaceous chondrites // Met. Planet. Sci., 36, 239–244.
26. *Boehnhardt H., Delsanti A., Hainaut O. et al.* (2002) The ESO large program of physical studies of TNOs and Centaurs // Proc. of ACM 2002, ESA-SP-500, Berlin, 47–50.
27. *Fornasier S., Doressoundiram A., Tozzi G.P. et al.* (2004) ESO Large Program on physical studies of Trans-Neptunian objects and Centaurs: Final results of the visible spectrophotometric observations // Astron. & Astrophys., 421, 353–363.
28. *Busarev V.V., Taran M.N.* (2002) On the spectral similarity of carbonaceous chondrites and some hydrated and oxidized asteroids // Proc. of ACM 2002, ESA-SP-500, Berlin, 933–936.
29. *Busarev V.V. Taran M.N., Fel'dman V.I., Rusakov V.S.* (2004) Possible spectral signs of serpentines and chlorites in reflectance spectra of celestial solid bodies // Vernadsky Inst. – Brown Univ. Microsimp., 40th, Moscow, abstract # 15.
30. *Busarev V.V. Volovetskij M.V., Taran M.N., Fel'dman V.I., Hiroi T., Krivokoneva G.K.* (2008) Results of reflectance spectral, Mössbauer, X-ray and electron microprobe investigations of terrestrial serpentine samples // Vernadsky Inst. – Brown Univ. Microsimp., 48th, Moscow, abstract # 6.
31. *Платонов А.Н.* (1976) Природа окраски минералов / Киев: Наукова думка, 264 с.
32. *Burns R.G.* (1993) Mineralogical applications of crystal field theory / New York: Cambridge Univ. Press, 224 p.
33. *Рузмайкина Т.В., Маева С.В.* (1986) Исследование процесса формирования протопланетного диска // Астрон. вестн., 20, 212–227.
34. *Cassen P.* (1994) Utilitarian models of the solar nebula // Icarus, 112, 405–429.
35. *Макалкин А.Б.* (2004) Особенности эволюции вязкого протопланетного околосолнечного диска // Астрон. вестн., 38, 559–576.
36. *Lodders K., Fegley B., Jr.* (1998) The planetary scientist's companion / N.Y. – Oxford: Oxford Univ. Press, 371 p.
37. *Deloule E., Robert F.* (1995) Interstellar water in meteorites? // Geochim. Cosmochim. Acta, 59, 4695–4706.
38. *Coustenis A., Jennings D.E., Jolly A. et al.* Detection of $C_2HD$ and the D/H ratio on Titan // Icarus, 197, 539–548.
39. *Safronov V.S.* (1979) On the origin of asteroids // Asteroids / Ed. Gehrels T. Tucson: Univ. Arizona Press, 975–991.
40. *Сафронов В.С., Зиглина И.Н.* (1991) Происхождение пояса астероидов // Астрон. вестн., 25, 190–199.
41. *Wetherill G.W., Stewart G.* (1987) Formation of planetary embryos: Effects of fragmentation, low relative velocity, and independent variation in eccentricity and inclination // Icarus, 106, 190–209.
42. *Zuckerman B., Forville T., Kastner J.H.* (1995) Inhibition of giant planet formation by rapid gas depletion around young stars // Nature, 373, 494–496.
43. *Витязев А.В., Печерникова Г.В., Сафронов В.С.* (1990) Планеты земной группы. Происхождение и ранняя эволюция / М.: Наука, 296 с.

44. *Davis D.R., Chapman C.R., Greenberg R. et al.* (1979) Collisional evolution of asteroids: Populations, rotations and velocities // Asteroids / Ed. Gehrels T. Tucson: Univ. Arizona Press, 528–557.
45. *Мелош Г.* (1994) Образование ударных кратеров / М.: Мир, 336 с.
46. *Melosh H.J., Vickery A.H.* (1991) Melt droplet formation in energetic impact events // Nature, 350, 494–496.
47. *Бусарев В.В.* (2003) Где могут быть скрыты родительские тела астероидов? // Сборник трудов конференции «Околоземная астрономия – 2003» / под ред. Л. В. Рыхловой и др., т. 1, Ин-т астрономии РАН – СПб: ВВМ, 184–192.
48. *Busarev V.V., Krugly Yu.N.* (1995) A spot of hydrated silicates on the M-asteroid 201 Penelope? // Lunar Planet. Sci. Conf. 26th, abstracts, 197–198.
49. *Busarev V.V.* (1998) Spectral features of M-asteroids: 75 Eurydike and 201 Penelope // Icarus, 131, 32–40.
50. *Busarev V.V.* (2008) Spectral signs of carbonaceous chondritic material on (21) Lutetia // Asteroids, Comets, Meteors 2008, Baltimore (USA), abstract # 8010.
51. *Бусарев В.В.* (2010) Спектральные исследования астероидов 21 Лютеция и 4 Веста как объектов космических миссий // Астрон. вестн., 44, 539–551
52. *Rivkin A.S., Howell E.S., Lebofsky L.A. et al.* (2000) The nature of M-class asteroids from 3-μm observations // Icarus, 145, 351–368.
53. *Rivkin A.S., Howell E.S., Vilas F., Lebofsky L.A.* (2002) Hydrated Minerals on Asteroids: The Astronomical Record // Asteroids III / Bottke W.F. Jr. et al., eds., Tucson: Univ. of Arizona Press, 33–62.
54. *Dodd R.T.* (1981) Meteorites - A petrologic-chemical synthesis / Cambridge Univ. Press, Cambridge, 368 p.
55. *Jarosewich E.* (1990) Chemical analyses of meteorites: A compilation of stony and iron meteorite analyses // Meteoritics, 25, 323–337.
56. *Rubin A.E.* (1997) Mineralogy of meteorite groups // Meteorit. Planet. Sci., 32, 231-247.
57. *Weisberg M.K., McCoy T.J., Krot A.N.* Systematics and evaluation of meteorite classification // Meteorites and the early solar system II / Eds Lauretta D. S. and McSween H. Y.Jr., Tucson: University of Arizona Press, 2006, 19–52.
58. *Маракушев А.А., Грановский Л.Б., Зиновьева Н.Г. и др.* (2003) Космическая петрология / М.: Наука, 183–249.
59. *Kvenvolden K.A., Lawless J., Pering K. et al.* (1970) Evidence for extraterrestrial amino-acids and hydrocarbons in the Murchison meteorite // Nature, 228, 923–926.
60. *Cooper G.* (1996) Polyhydroxylated compounds in the Murchison meteorites // Origins of Life, 26, 332–333.
61. *Pizzarello S., Cooper G.W., Flynn G.J.* (2006) The nature and distribution of the organic material in carbonaceous chondrites and interplanetary dust particles // Meteorites and the early solar system II / Eds Lauretta D. S. and McSween H. Y.Jr., Tucson: University of Arizona Press, 625–651.
62. *Emery J.P., Burr D.M., Cruikshank D.P.* (2011) Near-Infrared Spectroscopy of Trojan Asteroids: Evidence for Two Compositional Groups // Astron. J., 141, article id. 25.
63. *Scott E.R.D., Keil K., Stoffler D.* (1992) Shock metamorphism of carbonaceous chondrites // Geochim. Cosmochim. Acta, 56, 4281–4293.
64. *Urey H.C.* (1952) Chemical fractionation in the meteorites and the abundance of the elements // Geochim. Cosmochim. Acta, 2, 269–282.
65. *Fredriksson K., Noonan A., Nelen J.* (1973) Meteoritic, lunar and Lonar impact chondrules // The Moon, 7, 475–482.

66. *Symes S.J.K., Sears D.W.G., Akridge D.G. et al.* (1998) The crystalline lunar spherules: Their formation and implications for the origin of meteoritic chondrules // Meteorit. Planet. Sci., 33, 13–29.
67. *Ruzicka A., Snyder G.A., Taylor L.A.* (2000) Crystal-bearing lunar spherules: Impact melting of the Moon's crust and implications for the origin of meteoritic chondrules // Meteorit. Planet. Sci., 35, 173–192.
68. *Nakamura T., Noguchi T., Zolensky M. E., Tanaka M.* (2003) Mineralogy and noble-gas signatures of the carbonate-rich lithology of the Tagish Lake carbonaceous chondrite: evidence for an accretionary breccia // Earth Planet. Sci. Lett., 207, 83–101.
69. *Nakashima D., Nakamura T., Noguchi T.* (2003) Formation history of CI-like phyllosilicate-rich clasts in the Tsukuba meteorite inferred from mineralogy and noble gas signatures // Earth Planet. Sci. Lett., 212, 321–336.
70. *Stacey F.D., Lovering J.F., Parry L.G.* (1961) Thermomagnetic properties, natural magnetic moments, and magnetic anisotropies of some chondritic meteorites // J. Geophys. Res., 66, 1523–1534.
71. *Banerjee S.K., Hargraves R.B.* (1971) Natural remanent magnetization of carbonaceous chondrites // Earth Planet. Sci. Let., 10, 392–396.
72. *Butler R.F.* (1972) Natural remanent magnetization and thermomagnetic properties of the Allende meteorite // Earth Planet. Sci. Let., 17, 120–128.
73. *Weiss B., Carporzen L., Elkins-Tanton L. et al.* (2010) Magnetic evidence for a partially differentiated carbonaceous chondrite parent body and possible implications for asteroid 21 Lutetia // Bull. Amer. Astron. Soc., 42, 944.

## ON A POSSIBLE SOURCE OF CARBONACEOUS-CHONDRITIC AND PREBIOTIC MATTER

**Busarev V. V.**
*Sternberg State Astronomical Institute, MSU, Moscow, Russian Federation*

For the limiting case of the rapid formation of Edgeworth-Kuiper objects (EKOs) for about 1.5 Myr after the collapse of the protosolar cloud in the early Solar system (ESS), the possibility of existence of internal water ocean in these bodies due to $^{26}$Al decay was analytically shown [19]. The lifetime of the liquid water ocean was estimated to be about 2 to 5 Myr for the bodies 200 to 600 km before complete freezing. If the parent material of EKOs similarly to comet nuclei consisted of a conglomerate of ice and dust particles (the so called "dirty ice"), sedimentation of solid particles of silicates and heavy organics (of kerogen or bitumen type) in the water ocean (leading to a core accumulation) was accompanied by formation of phyllosilicates and prebiotic compounds. During this time, only a surface layer with a thickness of ~10 km could remain frozen on the large EKOs. Similar rock-icy bodies should have existed in the formation zones of all giant planets at the first stage of their accretion: solid-body accumulation phase, which lasted for 1 to 2 Myr in the Jupiter to Saturn formation zones. Along with heating these bodies by $^{26}$Al decay, intensive mutual collisions provided their additional heating. Then lifetimes of liquid water oceans, for instance, in large Jupiter zone bodies (JZBs) may be estimated as ~10 Myr before freezing. If these bodies were not devoured by the embryo of Jupiter, they had been thrown by it out of the zone at high relative velocities (2–3 to ~30 km $s^{-1}$), in particular, to the main asteroid belt (MAB), where they could collide rocky asteroid parent bodies (APBs). Low strength and high fragility of JZBs (especially during existence of an internal water ocean) were reasons of their predominant crushing at collisions with more strong APBs. Largest fragments of JZBs and similar bodies from the formation zones of other giant planets remained probably in the MAB adding to the

families of primitive asteroids (e. g., C, D, and P types). The debris and dust could preserve the predominant direction of velocity of their parent bodies (e. g., JZBs) and move inwards the ESS. Velocities of the debris could effectively decrease in gas environment of the ESS. It was probably the main reason of safe fall of the low-temperature materials (water ice, hydrated silicates and refractory organics) onto the surfaces of close APBs. We suggest reaccretion of the grinded carbonaceous and prebiotic matter accumulated in the internal water oceans of rock-icy bodies at the time of their early thermal evolution as a possible mechanism of formation of all types of carbonaceous chondrites on APBs.

# ВЛИЯНИЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА ИЗМЕНЕНИЯ КЛИМАТА ЗЕМЛИ: ОЦЕНКА НИЖНЕГО ПРЕДЕЛА

**Наговицын Ю.А.**
*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

Одним из самых обсуждаемых проблем последнего времени является современное глобальное потепление климата. «Правоверные» климатологи, ссылаясь на заключения IPCC, отстаивают ту точку зрения, что изменения в климатической системе в целом надо искать на Земле, главным фактором влияния на общий рост температуры является технологическая деятельность цивилизации с все возрастающим загрязнением атмосферы парниковыми газами. «Еретики», среди которых в основном представители гелиофизики, геофизики, географии и т.п., настаивают на главным образом экзогенной природе Потепления, ссылаясь на достаточно крупные изменения климата в прошлом, на длительный положительный тренд солнечной активности (СА) в последние столетия, на беспрецедентно высокий по некоторым оценкам [1] уровень СА в XX веке.

В качестве механизмов возможного влияния СА на климат предлагаются различные, но среди них отметим два. Первый: изменение солнечной светимости, связанное с СА, приводит к вариациям попадающей на Землю энергии [2]. Для того чтобы этот механизм работал, необходимо, чтобы вековые циклические вариации светимости были бы значительно больше, чем 11-летние, которые по оценкам спутниковых измерений весьма слабы: не более 0.1% [3]. Второй механизм апеллирует к изменениям земного альбедо в результате вариаций облачности, повышенный уровень которой возникает из-за увеличения скорости собирания аэрозолей заряженными атмосферными каплями воды [4]. Ионизация последних в тропосфере осуществляется галактическими космическими лучами, поток которых в свою очередь активно модулируется гелиосферой, а ее состояние напрямую зависит от СА.

Как нам представляется, существует компромисс между «правоверной» и «еретической» точками зрения на современное изменение климата: и техногенное глобальное потепление имеет место, и – в то же время – определенная доля внешних факторов, обусловленных солнечной активностью, оказывает влияние на климат. Последнее обстоятельство достаточно трудно отрицать, хотя бы имея в виду схожесть длительных (более 50 лет) вариаций типичных периодов, на которых развиваются «солнечная» и климатическая системы – см. рис. 1 (по [5]).

В этой заметке мы попытаемся оценить возможный вклад СА $S(t)$ в изменения глобальной земной температуры (ЗТ) $T(t)$ на основе имеющихся данных. Способ решения задачи выберем следующий.

Не будем привязываться ни к каким априорным точкам зрения и механизмам. Построив математическую модель связи, определим, какую долю вариаций климата можно объяснить вариациями солнечной активности. А именно, если из временного ряда СА с помощью некоторых математических процедур можно вывести ряд ЗТ, – климатические изменения полностью определяются активностью Солнца. Если же с помощью модели мы можем объяснить только *M*-ю часть дисперсии ряда ЗТ, – искомый вклад составляет 100**M* процентов.

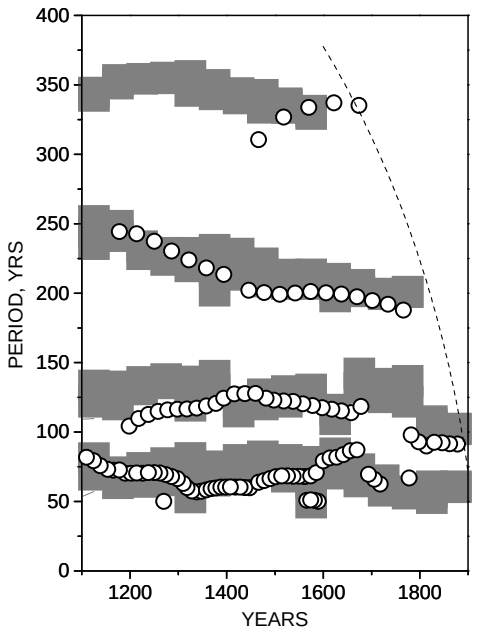


**Рис. 1.** Сравнение вариаций локальных длительностей циклов СА (по четырем источникам данных: относительной концентрация радиоуглерода, пятнам, видимым невооруженным глазом, полярным сияниям, «нелинейной версии») – серые области и ЗТ (по Манну) – кружки. Из [5].

Вначале следует определиться, в рамках какой математической модели мы будем оценивать этот вклад. Безусловно, примитивные модели вида $T(t) = aS(t) + b$ или $T(t) = aS(t - \Delta) + b$ – несмотря на то, что в большом числе работ «еретиков», посвященных вопросам связи СА и ЗТ, или прямо или косвенно, такая связь предполагается, – не могут нас удовлетворить. Действительно, СА развивается на ряде типичных частот (имеет конечное число колебательных степеней свободы). Земным климатообразующим факторам: атмосфере, гидросфере, литосфере, криосфере и биосфере, – можно, например, по аналогии с задачей баланса радиоуглерода (см. [6], формула (1)) сопоставить соответствующие «резервуары», обменивающиеся энергией, полученной от Солнца, между собой. Имея в виду сказанное, мы предлагаем в качестве модели связи следующую.

$$T(t,\omega) = a(\omega)S(t,\omega) + b(\omega)\dot{S}(t,\omega) + c(\omega), \qquad (1)$$

которая, несмотря на достаточную простоту, описывает широкий класс взаимодействий: различную зависимость от типичных времен (частот) квазипериодического воздействия, возможность запаздывания ответа на сигнал (из-за временной производной в правой части). Ограниченность модели определяется главным образом невозможностью учесть в ней обратные связи влияния поступившей в резервуар тепловой энергии $E(t)$ на коэффициенты обмена (см. (1) в [6]): здесь задача отличается от аналогичной для баланса радиоуглерода, поскольку $^{14}$C может считаться малой примесью, а $E(t)$ – нет. Однако применение модели (1) в любом случае – прогресс по сравнению с примитивными моделями, о которых мы упоминали выше.

Заметим, что линейный тип связи в модели подразумевает, что искомая оценка будет нижней оценкой вклада.

Собственно решение задачи об оценке вклада вариаций $S(t)$ в $T(t)$ следующее. Из имеющихся выбираем ряды реконструкций $S(t)$ и $T(t)$. По методу кратномасштабных регрессий, основанному на вейвлет-преобразовании (см. [5], [7]), находим коэффициенты $a(\omega), b(\omega), c(\omega)$ в (1). С их помощью строим «модельную» $T*(t,\omega)$ по правой части (1) для данной частоты. Находим вклад $K(\omega)$ дисперсии модельных $T*(t,\omega)$ в дисперсию наблюдаемых вариаций $T(t,\omega)$ для данных типичных времен (частот), а также суммарный по частотам вклад $K_0$ как

$$K(\omega) = \sigma^2 T*(\omega) / \sigma^2 T(\omega), \qquad K_0 = \sigma^2 T* / \sigma^2 T \tag{2}$$

На рис. 2 приведены значения $K(\omega)$, рассчитанные по модели СА [7] и шести известным температурным реконструкциям: Jones et al., 1998 (JO), Mann et al., 1999 (MA), Crowley and Lowery, 2000 (CL), Briffa, 2000 (BR), Esper et al., 2002 (ES), Moberg et al., 2005 (MS).

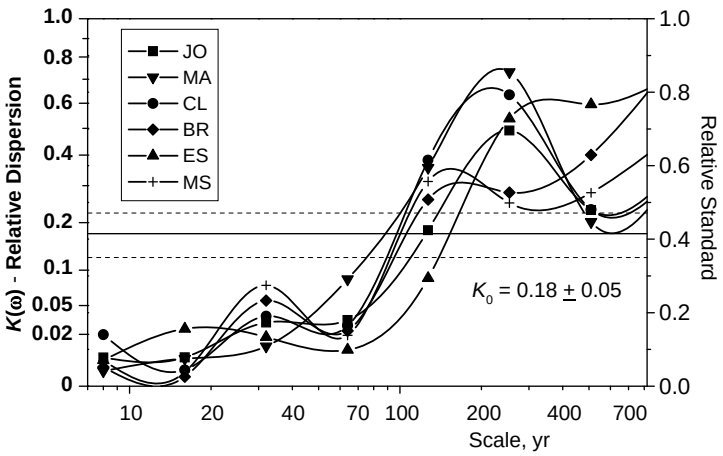


**Рис. 2.** Вклад в дисперсию (2) температурных изменений солнечной активности для шести 1000-летних температурных реконструкций.

Аналогичное исследование мы провели и для других реконструкций (как СА, так и ЗТ), охватывающих различные временные масштабы. На рис. 3 приведен сводный график. На нем светлые квадраты: данные о СА из [14], ЗТ – 2000-летняя реконструкция температуры Китая; ромбы: средние значения по рис. 1; темные квадраты: СА из [7], ЗТ – средняя по шести 1000-летним реконструкциям. Таким образом, мы использовали в разных вариациях три ряда индексов СА и 7 рядов ЗТ.

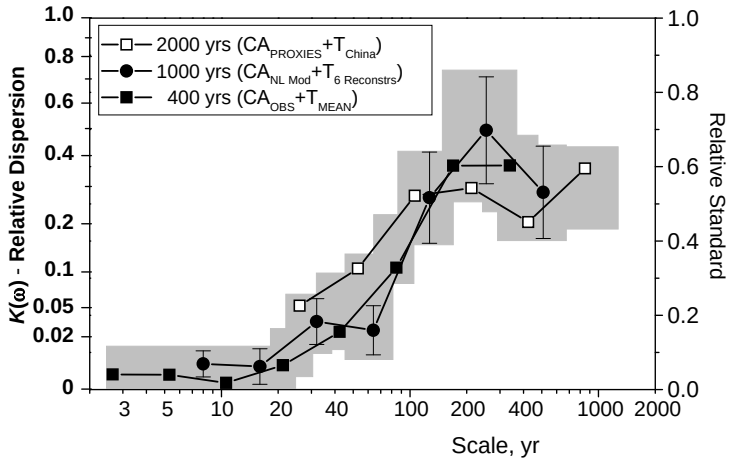


**Рис.3.** Сводная картина вклада в дисперсию температурных изменений солнечной активности, полученная по различным реконструкциям ЗТ и СА.

Основный вывод нашего исследования следующий. Общий вклад СА в изменения ЗТ не пренебрежимо мал: порядка пятой части дисперсии вариаций ЗТ обусловлено СА. Вклад СА сильно зависит от временного масштаба: если для циклических вариаций с периодами <50 лет он меньше 5% (для 11-летних – около 1%), то для времен порядка цикла Гляйссберга этот вклад начинает резко возрастать, достигая максимума (около 40-50%) для 200-летнего цикла Зюсса. Объяснение эффекта естественно связать с дифференциальной чувствительностью земной климатической системы к вариациям внешних воздействий на разных масштабах времени.

Работа поддержана грантами РФФИ № 09-02-00083, 10-02-00391, 11-02-00755, НШ-3645.2010.2 и программами Президиума РАН.

**Литература**

1. *Solanki, S. K., Usoskin, I. G., Kromer, B., Schüssler, M., Beer, J.* // Nature, v. 431, pp. 1084-1087, 2004.
2. *Hudson H.S., Silva S., Woodbard M., Willson R.C.* // Solar Phys., v. 76, pp. 211-219, 1982.
3. *Foukal, P.; Fröhlich, C.; Spruit, H.; Wigley, T. M. L.* // Nature, v. 443, pp.161-166, 2006.
4. *Tinsley B.A., Heelis R.A.* // J. Geophys. Res., v. 98. U D6. p. 10375, 1993.
5. *Nagovitsyn Yu.A., Ivanov V.G., Miletsky E.V., Volobuev D.M.* // Solar Physics, v.224, pp. 103-112, 2004.
6. *Наговицын Ю.А.* // Тр. конф. «Физическая природа солнечной активности и прогнозирование ее геоэффективных проявлений», СПб, Пулково, с. 271-274, 2007.
7. *Наговицын Ю.А., Милецкий Е.В., Иванов В.Г., Гусева С.А.* // Космические иссл., т. 46, сс.291-302, 2008.
8. *Jones P.D., Briffa K.R., Barnett T.P., Tett S.F.B.* // The Holocene, 8.4: pp. 455–471, 1998.
9. *Mann, M.E., Bradley, R.S., Hughes, M.K.* // Geophys. Res. Lett., v.26, pp. 759–762, 1999.
10. *Crowley T.J., Lowery T.S.* // Ambio, 29: 51–54, 2000; Crowley, T. J. // *Science*, v. 289, pp. 270-277, 2000.
11. *Briffa K.* // Quaternary Science Rev., v. 19, pp. 87–105, 2000.
12. *Esper J., Cook E.R., Schweingruber F.H.* // Science, v. 295, pp. 2250–2253, 2002.
13. *Moberg A, Sonechkin D.M., Holmgren K., et al.*: // Nature, v.433, pp. 613–617, 2005.
14. *Nagovitsyn, Yu.A.* // Astrophys. Bull., v. 63, pp.43-55, 2008.

## INFLUENCE OF SOLAR ACTIVITY ON TERRESTRIAL CLIMATE CHANGES: AN ESTIMATE OF INFERIOR LIMIT

**Nagovitsyn Yu.A.**
*Central astronomical observatory at Pulkovo of RAS, St.-Petersburg, Russia*

Using a set of climatic reconstructions and reconstructions of solar activity variations on long time scales it is demonstrated that the total contribution of solar activity to the changes of the global temperature of the Earth is about 20% of a dispersion of the latter value. This contribution strongly depends upon the time scale: for cyclic variations with periods < 40-50 years it is less than 5% (for 11-year periods, about 1%), but for periods close to the Gleissberg cycle it starts to rise sharply with the maximum (about 40-50%) corresponding to the 200-year Suess cycle.

# ПУБЛИКАЦИИ
# В ДИСКУССИОННОМ ПОРЯДКЕ

# ПРИЧИНЫ АНОМАЛЬНОЙ ЖАРЫ В ЕВРОПЕЙСКОЙ ЧАСТИ РОССИИ ЛЕТОМ 2010 ГОДА

**Сидоренков Н.С.[1], Жигайло Т.С.[2]**
[1]*Гидрометцентр России, Москва.* sidorenkov37@mail.ru
[2]*Одесский государственный экологический университет, Украина*

Летом 2010 г. в европейской части России наблюдалась чрезвычайно жаркая погода. На территории столичного региона максимальная температура воздуха в отдельные дни достигала 38–39 градусов. Были превышены многие суточные и абсолютные максимумы температуры. Всего за три месяца в Москве было зафиксировано 22 случая с рекордно высокой температурой. Аномальная жара продолжалась в московском регионе более 50 дней. Еще более жаркая погода наблюдалась в Поволжье и Центрально черноземных областях. Жара способствовала возникновению лесных и болотных пожаров. Она нанесла существенный ущерб природе, животному миру, населению и хозяйству в европейской части России.

В настоящее время эту небывалую жару связывают с глобальным потеплением климата, придумываются всевозможные «страшилки», строятся устрашающие сценарии последствий глобального потепления. Однако, в действительности, как мы покажем ниже, аномальная жара в 2010 г. была вызвана явлением **биения** колебаний. Фазы солнечного годового колебания температуры совпали с фазами основных лунных циклических колебаний температуры, произошло сложение их амплитуд. В итоге результирующая амплитуда годовых колебаний температуры воздуха оказалась катастрофически большой.

Известно, что зимой холодно, а летом тепло. Это нормальное годовое колебание температуры воздуха, обусловленное изменением склонения Солнца с периодом 365,24 суток. **Нормы (**средний годовой ход) температуры вычисляют путем осреднения временного ряда температуры за 30 летний интервал времени. Разность фактической температуры и нормы называется **аномалией температуры**. Правильно вычисленные аномалии температуры не должны содержать гармоник и субгармоник годового периода 365 сут.

Считается, что аномалии температуры изменяются случайным образом. Однако когда мы провели спектральный анализ ряда аномалий температуры воздуха в Москве за 1960–2003 гг., то обнаружили хорошо выраженные составляющие с периодами лунного года 355 сут., полупериода лунной эвекции 206 сут., четверти лунного года 87 сут., и лунного сидерического месяца 27 сут. (рис. 1).

Приливы влияют на атмосферное давление и количество облачности в атмосфере. От амплитуды и фазы лунного прилива зависит бал облачности

в месте наблюдения. При ясной погоде днем и летом атмосфера разогревается солнечной радиацией, а ночью и зимой выхолаживается за счет инфракрасного излучения. Из-за этого в ясную погоду днем и летом, как правило, наблюдаются положительные аномалии температуры воздуха, а ночью и зимой – отрицательные. При облачной погоде знаки аномалий температуры воздуха изменяются на обратные: днем и летом преобладают отрицательные аномалии, а ночью и зимой – положительные. Так взаимодействие гравитационных эффектов Луны с радиационными условиями в атмосфере (из-за изменения количества облачности) создают колебания суточных аномалий температуры воздуха с лунными периодами и с амплитудами, зависящими от физико-географических условий местности. В Москве амплитуда основного 355 суточного лунного колебания аномалий температуры составляет около 5°. Именно поэтому в спектре аномалий температуры на рис. 1 имеется большой пик на периоде 355 суток.

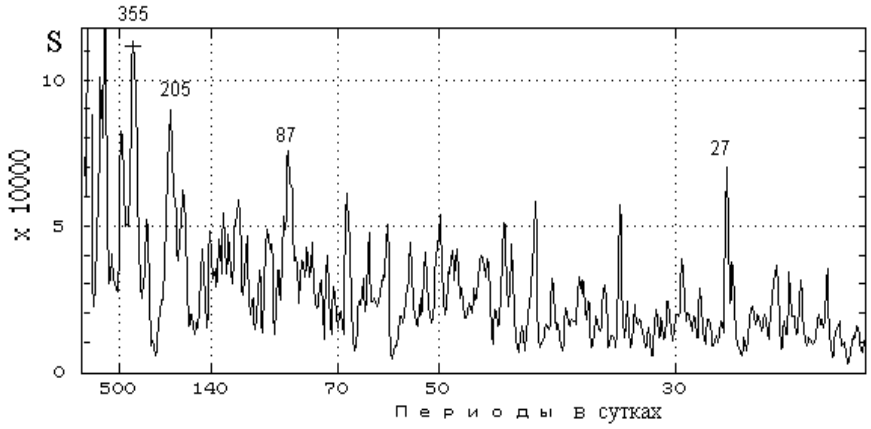


**Рис. 1.** Спектр аномалий температуры воздуха в г. Москве. На фоне белого шума выделяются составляющие с периодами лунного года 355 сут., полупериода лунной эвекции 206 сут., четверти лунного года 87 сут., и лунного сидерического месяца 27 сут.

Нам кажется, что влияние лунно-солнечных приливов на радиационные условия в атмосфере и океане является основным механизмом вынужденной синхронизации атмосферных процессов колебаниями лунно-солнечных приливных сил.

Существуют тесные связи между лунно-солнечными приливами и вариациями метеорологических характеристик [3]. Для иллюстрации приведем, например, спектр среднесуточных значений экваториального компонента $h_2$, который тоже имеет основной максимум спектральной плотности не на периоде $P_1$ солнечного года 365 сут., а на периоде $P_2 = 355$ сут. (рис. 2). Компонент $h_2$ характеризует вращение атмосферы относительно оси $Ox_2$, лежащей в экваториальной плоскости и направленной из центра Земли на точку с координатами $\varphi = 0^0$, $\lambda = 90^0 E$ [3]. Т. е. угловая скорость вращения атмосферы относительно оси $Ox_2$ изменяется с периодом $P_2 = 355$

сут. В спектрах индекса квазидвухлетней цикличности ветра в экваториальной стратосфере (QBO), некоторых коэффициентов сферических гармоник глобального поля атмосферного давления, аномалий некоторых гидрометеорологических характеристик также обнаружен период $P_2$, а не $P_1$. Что же это за период $P_2$? Астрономы и народы Востока знают, что это лунный год. За 355 сут. протекает ровно 13 сидерических и 12 синодических лунных месяцев.

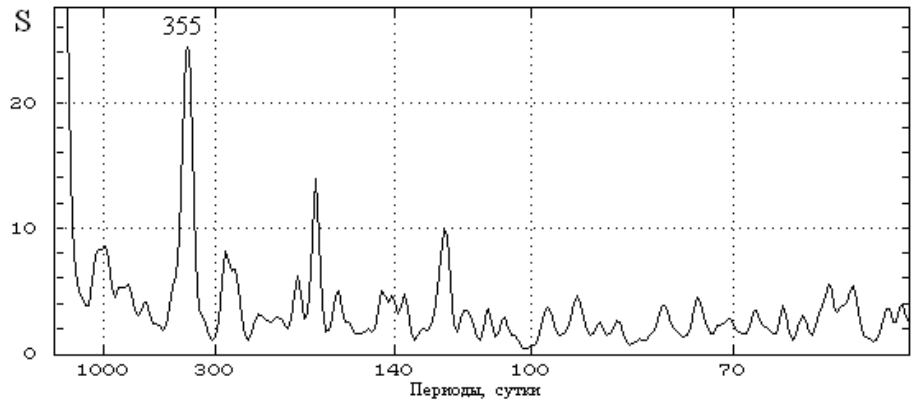


**Рис. 2.** Спектр среднесуточных значений экваториального компонента $h_2$ момента импульса атмосферы. Вместо обычного пика на периоде 365 дней выделяется пик на периоде лунного года 355 суток. Это свидетельствует о доминирующем влиянии лунных приливных сил в формировании меридиональной циркуляции атмосферы вдоль Атлантического и Тихого океанов (большого круга меридианов 0° и 180°).

Цикл 206 суток возникает из-за вращения большой оси лунной орбиты относительно большой оси земной орбиты. Перигей лунной орбиты совершает один оборот за 8.85 года, а перигелий земной орбиты за 1 год. Перигей встречается с перигелием через каждые 412 суток. Но оси лунной и земной орбит становятся коллинеарными через каждые 206 суток. Описанная цикличность взаимных конфигураций двух орбит (эвекция) и воздействует на лунные и земные процессы. Продолжительность лунного аномалистического месяца изменяется с этим периодом 206 сут. от 28,5 до 24,8 суток [1]. Земля в своем движении вокруг барицентра зеркально отражает все движения Луны. Поэтому она имеет такие же вариации скорости обращения вокруг барицентра с периодом 206 суток.

Среди многолетних лунных циклов выделяются такие циклы затмений, как Метонов цикл длительностью ровно 19 лет и его 8 летний субцикл – октаетерис, по истечении которых Солнце и Луна занимают прежние места среди звезд, а фазы и затмения Луны приходятся почти на прежние календарные даты; Сарос (длительностью 6585,3 суток = 18 лет 11,3 сут.), инекс (358 синодических месяцев или 10571.95 сут. = 28,94 лет).

Солнце обеспечивает радиационный форсинг и порождает колебания всех земных характеристик с периодом 365,24 суток. Эти годовые колеба-

ния взаимодействуют с лунными циклами. В результате амплитуды годовых колебаний гидрометеорологических характеристик периодически изменяются со временем, возникают явления биений.

Сложение двух колебаний одинаковой амплитуды, но с разными частотами $f_1$ и $f_2$, дает

$$\cos 2\pi f_1 t + \cos 2\pi f_2 t = 2\cos\frac{2\pi(f_1 - f_2)t}{2}\cos\frac{2\pi(f_1 + f_2)t}{2} \qquad (1)$$

Последний косинус в правой части (1) описывает колебание, частота которого равна средней частоте исходных колебаний. Первый косинус описывает изменение его амплитуды. Амплитуда нарастает и спадает с удвоенной частотой $(f_1 - f_2)$, а не с частотой $(f_1 - f_2)/2$, как можно было бы подумать на основании формулы (1). Происходит это потому, что амплитуда есть абсолютная величина отклонения от среднего значения рассматриваемой характеристики. Первый косинус описывает два цуга (пакета) колебаний с высокой частотой $(f_1 + f_2)/2$, а понятие цикл предполагает один цуг (пакет) высокочастотных колебаний. Поэтому частота цикла равна $(f_1 - f_2)$, а не $(f_1 - f_2)/2$.

Рассмотрим, например, воздействие лунного годового цикла $f_1 = 1/355$ сут. на годовые колебания температуры воздуха $f_2 = 1/365{,}24$ сут. В этом случае $(f_1 + f_2)/2 = 1/360$ сут., а $(f_1 - f_2) = 1/12869$ сут. = 1/35,2 лет. То есть из-за воздействия лунного годового цикла на годовые колебания температуры или других гидрометеорологических характеристик возникают биения с периодом примерно 35 лет. Этот цикл был замечен в климатологии в 1890 г. [2]. Там его называют Брикнеров цикл.

Биения – это периодическое изменение амплитуды результирующего колебания. Когда фазы суммируемых колебаний совпадают, их парциальные амплитуды складываются, и амплитуда результирующего колебания становится максимальной. Затем фазы колебаний постепенно расходятся, и амплитуда результирующего колебания уменьшается. Она минимальна при разности фаз равной 180 °, когда амплитуды суммируемых колебаний вычитаются.

В Москве по климатическим данным среднесуточная температура $T$ достигает минимума –10° в январе, а максимума +20° в июле, то есть амплитуда её солнечного годового (365 сут.) колебания равна примерно 15°. В 2010 г. среднемесячные аномалии температуры составили в январе –6°, а в июле +8°. Основной вклад в эти аномалии вносит лунное 355 суточное колебание. Допустим, что его амплитуда равна 5°. Построим график суммы этих двух колебаний

$$T = 5 + 15\cos 2\pi t/365 + 5\cos 2\pi t/355,$$

где 5° – среднегодовая температура в Москве, $t$ время в сутках, отсчитываемое от 1 января 1972 года. Рис. 3 изображает результирующее колеба-

ние с 1937 по 2012 г. Видно, что при совпадении фаз в 1972 г. и 2007 г. амплитуда годового хода температуры увеличивается до 20°, а в 1954 г. и 1990 г., когда фазы расходятся на $\pi$ (180°), амплитуда уменьшается до 10°. Поэтому в первом случае наблюдается жаркое лето (среднесуточная температура $T$ увеличивается до +25°) и холодная зима ($T$ уменьшается до –15°), а во втором случае – прохладное лето ($T$ повышается всего до +15°), но теплая зима ($T$ уменьшается всего до –5°). Из-за такого хода температуры в тридцатые, семидесятые годы XX века и в первое десятилетие XXI века часто отмечались засушливые годы, а в пятидесятые и девяностые годы XX века серьезных засух практически не было.

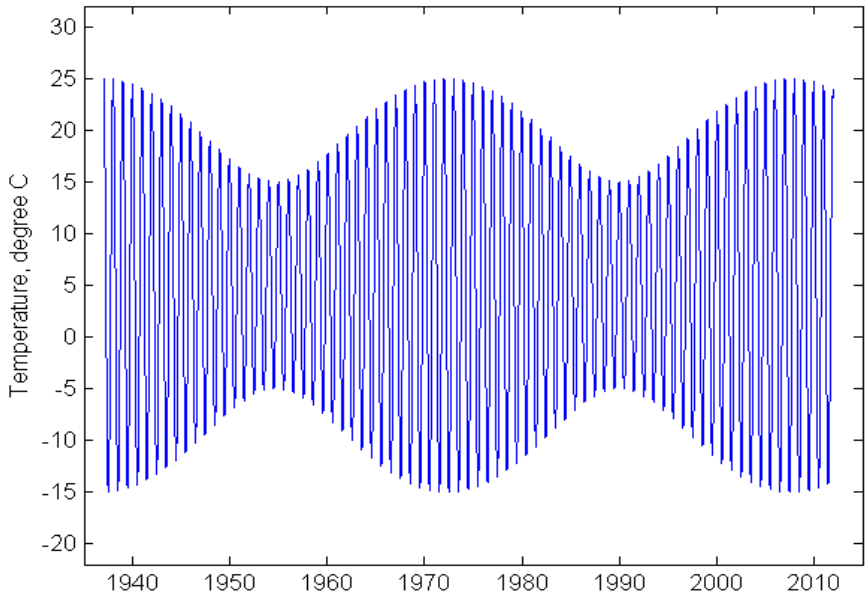


**Рис. 3**. Модель биений температуры воздуха (*T*) с двумя гармониками:
$T = 5 + 15\cos 2\pi t/365 + 5\cos 2\pi t/355$.

В 1972 г. фазы «солнечного» (365 сут.) и «лунного» (355 сут.) годовых колебаний температуры *T* совпали, поэтому амплитуды этих двух колебаний сложились 15°+5° = 20°, и амплитуда результирующего колебания *T* составила примерно 20°. Поскольку среднегодовая величина *T* равна 5°, постольку среднесуточная температура в июле достигала 25 °, а в январе опустилась до –15°. Поэтому лето 1972 г. на ЕТР было аномально жарким и засушливым, а зима холодной. В последующие годы фазы колебаний *T* расходились, и амплитуда результирующего колебания *T* постепенно уменьшалась. В 1990 г. разность фаз достигла 180 °, и амплитуда уменьшилась до минимума 15°–5°=10°. С 1991 г. по 2007 г. фазы колебаний *T* сходились, амплитуда постепенно увеличивалась и в 2007 г. она снова достигла максимального значения 20°.

Колебание с периодом 206 суток взаимодействует с полугодовым солнечным периодом 182,6 сут., в результате возникают биения с периодом 4,4 года ($1/182{,}6 - 1/206 = 1/1614$ сут.=1/4,4 г.). Из-за таких биений 35 летний цикл изменения амплитуды годового колебания температуры настолько затушевывается, что создается впечатление, что экстремумы температуры меняются случайным образом (рис. 4).

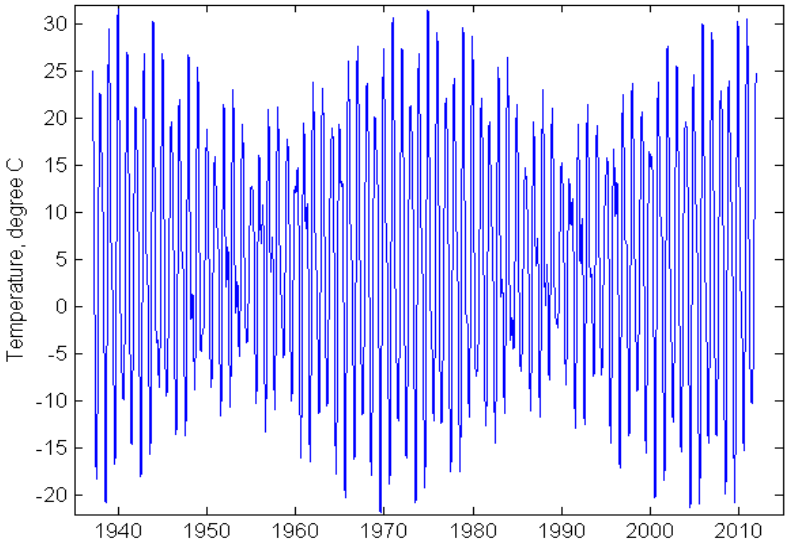


**Рис. 4.** Модель биений температуры воздуха *T* с четырьмя гармониками:
$T = 5 + 15\cos 2\pi t/365 + 5\cos 2\pi t/355 - 4\sin 2\pi t/182.6 + 5\sin 2\pi t/206$.
Сложение «солнечного» полугодового периода (182,6 сут.) колебаний *T* с её «лунным» периодом в 206 сут., порождает биения *T* с периодом 4,4 г. Из-за этого 35 летний цикл изменения амплитуды годового колебания *T* сильно затушевывается. Вместо постепенного изменения амплитуды *T* (рис. 3) наблюдается разброс лет с жаркими и холодными сезонами. Так, наряду с 1972 г., умеренно жаркие летние сезоны были также в 1975 г, 1977 г., 1981 г., а холодные зимы наблюдалась в 1969 г., 1972 г., 1976 г. и 1978 г. Около 2007 г. снова участились жаркие и засушливые летние сезоны (2002 г., 2007 г., 2010 г.) и холодные зимы (2002 г., 2006 г., 2010 г.). На первый взгляд может создастся впечатление, что экстремумы *T* на рис. 4 меняются не периодически, а случайным образом. Так возникают «двойники» типа экстремумов в 1936 г. и 1938 г., вместо 1937 г, и в 2002 г. и 2010 г., вместо 2007 г.

Циклы интерферируют друг с другом. Жаркое лето 2010 года на европейской частью России связано со сложением эффектов удвоенного Метонова цикла 38 лет, немного сдвинутого по фазе Брикнерова цикла 35 лет, циклов октаетерис, инекс и многих других менее значимых циклов. Аналогом для 2010 г. может быть 1972 г., который памятен нынешнему поколению жителей европейской России по чрезвычайно жаркому лету и горящим болотам, и 2002 г. Мы провели исследования и нашли, что лучшими аналогами для теплого сезона 1972 г. были 1938 и 1901 годы, которые тоже были чрезвычайно жаркими и по рассказам родителей сопровождались массовыми болотными и лесными пожарами. 1938 год имел двойника – 1936 г., когда тоже было довольно жаркое лето, и ход аномалий был похож на их ход в 1938 г. Поэтому последовательность жарких летних сезонов на ЕТР в 1901, 1936/1938, 1972 и 2002/2010 годах связана, в первую очередь, с 35 летними биениями температуры воздуха. В 2010 г. к этому эффекту прибавились еще эффекты некоторых затменных циклов: удвоенного Метонова 19–летнего цикла (аналог 1972 г.), 8–летнего субцикла октаетерис

(в августе и сентябре 2002 г. на ЕТР тоже горели торфяники и леса), 29 летнего цикла инекс (лето 1981 г. было жарким и засушливым) и других менее значимых лунных циклов.

Отметим еще связанный с Луной 6-летний цикл изменений валового сбора зерна в СССР и биения географических полюсов Земли. Этот цикл возникает из того что узлы лунной орбиты непрерывно перемещаются по эклиптике к западу, совершая полный оборот за 18.61 г. Перигей же лунной орбиты движется к востоку, оборачиваясь за 8.85 г. В результате такого встречного движения соединения узла с перигеем происходят ровно через 6 лет: $\frac{1}{18.61}+\frac{1}{8.85}=\frac{1}{6.0}$.

Совместно с лунными циклами проявляют себя и циклы больших планет, прежде всего Юпитера и Сатурна. Это хорошо заметные 60 и 30 летние циклы. Вспомним описанные в художественной и научной литературе жестокие засухи на ЕТР в 1891, 1921, 1951 и 1981 году. Следующим угрожающим годом в этой последовательности засушливых лет является 2011 г. Поэтому, несмотря на экстраординарные условия 2010 г. нет оснований надеяться на очень благоприятные агрометеорологические условия в ближайшие годы. Какой-то из них снова будет неурожайным.

Ясно, что жара 2010 г. на ЕТР – это результат биения не только температурных колебаний, но и колебаний всех других гидрометеорологических характеристик – давления, ветра, влажности и т. д. Такие условия соответствуют малоподвижным блокирующим антициклонам, которые регенерируют почти в одном и том же районе в течение длительного времени. Какие силы заставляют его регенерировать? Есть веские основания полагать, что это аномальные гравитационные силы, возникающие в процессе медленного изменения взаимного положения Луны, Земли, Солнца, вращения их больших осей (апсид), движения узлов их орбит, изменения их орбитальных параметров [3]. Изменения взаимных конфигураций в системе Земля–Луна–Солнце порождают медленно движущиеся в околоземном пространстве гравитационные возмущения. Последние индуцируют в атмосфере барические волны (блокирующие антициклоны и депрессии), смещающиеся по земной поверхности вместе с гравитационными возмущениями. Блокирующие антициклоны обусловливают зимой аномальные морозы, а летом аномальную жару.

Летом 1972 г., 2002 г. и 2010 г. жара наблюдалась на ЕТР. На год раньше (соответственно в 1971 г., 2001 г. и 2009 г.) летняя жара наблюдалась в Западной Сибири, а летом 1973 г. и 2003 г. – в Западной Европе. Эти факты указывают на многолетнее смещение летней локализации центров малоподвижных блокирующих антициклонов с востока на запад со скоростью около 40° в год, что соответствует собственной скорости приливной волны с периодом 9,3 г. Поэтому можно предполагать, что в 2011 г. летняя жара должна наблюдаться в Западной Европе. Аномально холодный де-

кабрь 2010 г. в Западной Европе согласуется с этим прогнозом, так как при биении температуры воздуха за холодной зимой следует жаркое лето. На ЕТР летом 2011 г. должна оказаться депрессия, в которой преобладает прохладная и влажная погода.

## Выводы

Лунные циклы (355, 206 сут., 19 лет, 8 лет и др.) оказывают существенное влияние на изменчивость аномалий температуры воздуха.

Влияние лунно-солнечных приливов на облачность и через нее на радиационные условия в атмосфере и океане является основным механизмом формирования изменчивости аномалий температуры воздуха.

Из-за взаимодействия солнечно обусловленных годовых колебаний гидрометеорологических элементов с многочисленными лунными циклами возникают **биения**. Жара 2010 на европейской территории России явилась ярким примером таких биений гидрометеорологических элементов.

### Литература

1. *Авсюк Ю.Н., Суворова И.И.* 2008. Изменение широт и вынужденные перемещения твердого ядра Земли. Сборник научно-популярных статей – победителей конкурса РФФИ 2007 года. Выпуск 11. М.: Изд. «Октопус», 2008. С. 221–229.
2. *Brückner, E.* 1890. Klimaschwankungen seit 1700. Geographische Abhandlungen 14 (1890), 325.
3. *Sidorenkov N.S.* 2009. The interaction between Earth's rotation and geophysical processes. WILEY-VCH Verlag GmbH and Co. KGaA, Weinheim, 2009, 305 pp.

## CAUSES OF ANOMALOUS HOT SUMMERS OF 2010 OVER EUROPEAN RUSSIA

**Sidorenkov N.S.[1], Zhigailo T.S.**
[1]*Hydrometeorological Center of Russia, Moscow, sidorenkov37@mail.ru*
[2]*The Odessa state ecological university*

In the summer of 2010, an unprecedented heat wave of record duration and intensity was observed over European Russia. The heat wave took hundred thousands of lives, led to fires that destroyed hundreds of villages and about one million hectares of forest, and cost the Russian economy hundred millions of dollars.

An analysis of meteorological observations and the spectral analysis of daily air temperature anomalies have shown that the heat wave was caused by beats (slow periodic variations in the resulting amplitude) of interacting temperature oscillations with close frequencies. The 35-year basic period of beats in temperature and other hydrometeorological characteristics arises due to the interference between their oscillations with periods of solar (365 days) and lunar (355 days) years. In 2010 over European Russia, the phases of "solar" annual oscillations of hydrometeorological characteristics coincided with those of their basic "lunar" oscillations. As a result, the amplitudes of these oscillations added up and reached extreme values.

## СПИСОК АВТОРОВ

*Аюков С.В.* 39, 49
*Батурин В.А.* 39, 49, 55
*Бахмутов В.Г.* 183
*Бисноватый-Коган Г.С.* 27
*Бондарь Н.И.* 107
*Бочкарев Н.Г.* 11
*Бусарев В.В.* 205
*Витязев А.В.* 161
*Гершберг Р.Е.* 111
*Горшков А.Б.* 39, 55
*Дергачев В.А.* 117
*Дмитриенко Е.С.* 95
*Жигайло Т.С.* 225
*Задков В.Н.* 133
*Кацова М.М.* 81
*Миронова И.В.* 39
*Наговицын Ю.А.* 6, 71, 219
*Обридко В.Н.* 6
*Печерникова Г.В.* 161
*Подгорный А.И.* 147
*Подгорный И.М.* 147
*Решетняк М.Ю.* 141
*Саванов И.С.* 95
*Сидоренков Н.С.* 225
*Синицын М.П.* 63
*Собко С.Г.* 133
*Соколов Д.Д.* 133
*Теребиж А.В.* 111
*Тлатов А.Г.* 177
*Трухин В.И.* 133
*Шляпников А.А.* 111
*Язев С.А.* 199