

## Объединенная научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук и Объединенного физического общества Российской Федерации

(30 ноября 2005 г.)

30 ноября 2005 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялась Объединенная научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук и Объединенного физического общества Российской Федерации. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Кузнецов В.Д.** (Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), г. Троицк, Московская обл.). *Гелиофизика: от наблюдений к моделям.*

2. **Зайцев В.В.** (Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород), **Степанов А.В.** (Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН (ГАО) РАН, Санкт-Петербург). *Проблемы физики солнечной активности.*

3. **Чуразов Е.М., Сюняев Р.А., Сазонов С.Ю., Ревнивцев М.Г.** (Институт космических исследований РАН, Москва), **Варшалович Д.А.** (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург). *Аннигиляционное излучение центральной зоны Галактики: результаты обсерватории ИНТЕГРАЛ.*

4. **Фабрика С.Н., Аболмасов П.К., Карпов С.В., Шолухова О.Н.** (Специальная астрофизическая обсерватория (САО) РАН, п. Нижний Архыз, Карачаево-Черкесская Республика), **Гош К.К. (Ghosh K.K.)** (Universities Space Research Association, NASA Marshall Flight Center, USA). *Ультраяркие рентгеновские источники в галактиках — микроквазары или черные дыры промежуточных масс.*

Краткое содержание докладов публикуется ниже.

самой жизни на Земле. Современная солнечная и солнечно-земная физика образуют практически единую науку — гелиофизику. Как и многие другие разделы физики, гелиофизика основывается на традиционной схеме исследований — научная аппаратура, наблюдения и экспериментальные данные, применение теории и построение моделей наблюдаемых явлений.

### 2. Наблюдения — экспериментальные данные

За последние годы новые и наиболее значимые результаты по гелиофизике были получены главным образом с помощью космических аппаратов (КА). Сейчас действует несколько гелиофизических КА, которые обеспечивают исследователей экспериментальными данными. Это КА НАСА ULYSSES (год запуска 1990), TRACE (Transition Region and Coronal Explorer) (1998 г.), RHESSI (The Reuven Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager) (2002 г.), КА Европейского космического агентства SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) (1995 г.) и российско-украинский КА КОРОНАС-Ф (Комплексные орбитальные околоземные наблюдения активности Солнца) (2001 г.), который в результате естественной эволюции орбиты прекратил свое существование 6 декабря 2005 г.

На спутнике КОРОНАС-Ф получен довольно большой объем экспериментальных данных [1–3]. На его борту находилось 15 научных приборов, которые наблюдали Солнце во всем диапазоне электромагнитного спектра — от оптической до гамма-области, так что спутник представлял собой гелиофизическую обсерваторию, разнообразные данные которой позволяют проводить комплексный анализ гелиофизических явлений. Основные научные результаты гелиофизических исследований на спутнике КОРОНАС-Ф, полученные за последнее время, в январе 2005 г. были представлены на заседании Президиума РАН и опубликованы в [1–4].

### 3. Гелиосейсмология

Природа 11-летнего солнечного цикла и явлений солнечной активности кроется в недрах Солнца. В центре Солнца происходят термоядерные реакции, энергия от которых переносится наружу через лучистую зону, а затем при приближении к поверхности Солнца более

PACS numbers: 96.60.–j, 95.55.Ev, 95.75.–z

## Гелиофизика: от наблюдений к моделям

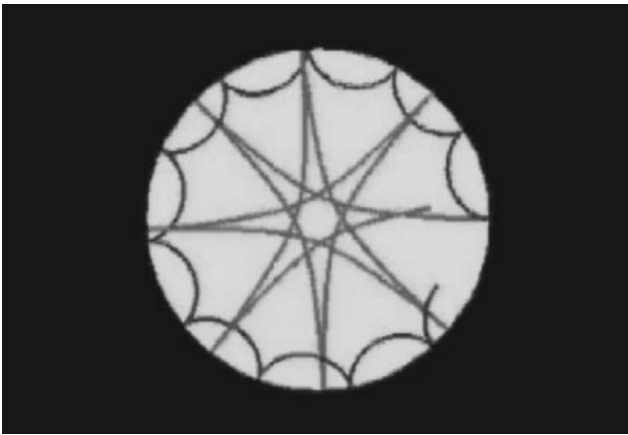
В.Д. Кузнецов

### 1. Введение

Современная гелиофизика — это наука о физических процессах в гелиосфере: от недр Солнца до границы гелиосферы, на которой солнечный ветер взаимодействует с межзвездной средой, образуя гелиопаузу. Изучение Солнца важно не только для астрофизики, но и, так как Солнце ближайшая к нам звезда, для практики и



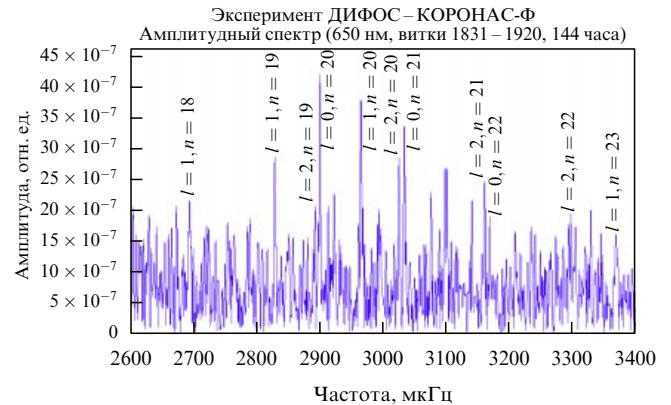
**Рис. 1.** Пример сигнала в канале 350 нм спектрофотометра ДИФОС/КОРОНАС-Ф, представляющего собой набор гармоник с разными периодами, амплитудами и фазами и наложенным на них шумовым спектром (сигнал очищен от отраженного от земной атмосферы света).



**Рис. 2.** Высокие и низкие пространственные гармоники глобальных колебаний Солнца в лучевой трактовке. Показано распространение луча от поверхности Солнца вглубь до некоторого критического радиуса, где происходит его отражение в сторону поверхности, дойдя до которой луч опять отражается вглубь, многократно распространяясь таким образом внутри Солнца.

эффективным оказывается конвективный перенос энергии. Образованная конвективная зона и определяет динамику магнитного поля в солнечном цикле. Информацию о внутренних слоях Солнца можно получить, регистрируя солнечные нейтрино с помощью наземных наблюдений [5], а также с помощью гелиосейсмологии, наблюдая на КА глобальные колебания Солнца как гравитирующего плазменного шара [6].

Многоканальный спектрофотометр ДИФОС на спутнике КОРОНАС-Ф регистрировал глобальные колебания (р-моды с периодами около 5 мин) Солнца, измеряя в широком диапазоне длин волн (350–1500 нм) очень малые ( $10^{-6}$ ) изменения потока солнечного излучения, связанные с этими колебаниями [7]. Сигналы прибора в восьми спектральных каналах (рис. 1) подвергаются спектральному анализу для определения гармоник — набора гармонических колебаний с разными периодами, амплитудами и фазами. Прибором определяются низкие пространственные гармоники глобальных колебаний (рис. 2) (см. также фильм 1 в электронном варианте статьи на сайте <http://www.ufn.ru>) (число узлов колеба-



**Рис. 3.** Амплитудный спектр глобальных колебаний Солнца по данным прибора ДИФОС/КОРОНАС-Ф (ИЗМИРАН). Каждому пику соответствует гармоническое глобальное колебание с определенным периодом (гармоника). Числа  $l$  и  $n$  характеризуют число узлов колебания по гелиодолготе и по радиусу Солнца соответственно.

ния по гелиодолготе  $l = 0, 1, 2$ ), которые охватывают все слои Солнца от поверхности до ядра. Полученные на основе спектрального анализа амплитудные спектры глобальных колебаний (рис. 3) показывают наличие примерно 10–15 гармоник в каждый момент времени. Определенные из этих спектров периоды отдельных гармоник позволили отождествить наблюдаемые гармоники с соответствующими пространственными гармониками глобальных колебаний Солнца (числа  $l$  и  $n$  на рис. 3). Совпадение частот, определяемых из наблюдений, с теоретически рассчитанными частотами позволяет судить о правильности модели внутреннего строения Солнца, например о глубине конвективной зоны. Частоты совпадают с большой точностью, позволяющей провести отождествление гармоник. Повышение точности измерений периодов гармоник и уточняемые при этом величины отклонений измеряемых периодов от теоретических позволяют корректировать модель внутренних слоев Солнца, что и является одной из главных задач гелиосейсмологических исследований [6].

Наблюдаемые гармоники возбуждаются случайным образом в определенный момент времени, живут в течение нескольких дней или недель, затем исчезают, вместо них возбуждаются другие гармоники с другими периодами. Такое поведение может быть объяснено на основе рассмотрения глобальных колебаний как стохастически возбуждаемых затухающих колебаний:

$$\ddot{x}(t) + \gamma \dot{x}(t) + \omega^2 x(t) = \varepsilon(t)$$

с возбуждающей "внешней силой"  $\varepsilon(t)$ , определяемой воздействием конвективной оболочки с широким спектром шума на глобальные колебания как на резонатор внутри Солнца.

Более тонкие эффекты, связанные с зависимостью частот гармоник от фазы солнечного цикла, требуют длинных рядов наблюдений. Такие ряды получены в эксперименте ДИФОС/КОРОНАС-Ф (ИЗМИРАН) за четыре с половиной года наблюдений на фазе спада текущего 23-го солнечного цикла — от времени фазы максимума в 2001 г. до декабря 2005 г. Эти данные проходят обработку и "очистку" от отраженного земной

атмосферой света, который вносит помехи, для обеспечения нужной точности при спектральном анализе. Изменения частот гармоник с фазой цикла можно будет связать с изменениями параметров используемой модели внутреннего строения Солнца [8].

Наблюдения в широком диапазоне длин волн (350–1500 нм) позволили установить рост амплитуды глобальных колебаний в сторону УФ-области спектра [3, 7]. Достоверность этих наблюдений была подтверждена теоретическими расчетами — решениями уравнений радиационной магнитной гидродинамики (МГД) в слоях формирования излучения в фотосфере [9, 10]. Теоретические спектральные функции относительных флуктуаций интенсивности, связанные с глобальными колебаниями, хорошо описывают наблюдаемый спектр. Такой рост амплитуд позволяет считать УФ-канал наиболее информативным для наблюдений глобальных колебаний Солнца, что важно для планирования будущих гелиосейсмологических экспериментов. Такие эксперименты будут продолжены прибором "Сокол" (ИЗМИРАН) на третьем спутнике серии КОРОНАС–КОРОНАС-ФОТОН, который готовится к запуску в 2007–2008 гг.

Наблюдениям на разных длинах волн (шесть различных спектральных каналов прибора ДИФОС — 350, 500, 650, 850, 1000, 1500 нм) соответствуют излучения, исходящие из разных глубин солнечной атмосферы, что позволяет (при одновременных наблюдениях на этих длинах волн) получать фазы волн глобальных колебаний и изучать характер их распространения. Первые попытки такого анализа по данным эксперимента ДИФОС/КОРОНАС-Ф предприняты в [11].

Тонкий частотный анализ спектров, полученных по длинным рядам наблюдений, позволяет установить связанное с вращением Солнца расщепление частот гармоник, что, в свою очередь, дает принципиальную возможность определять угловую скорость вращения внутренних слоев Солнца [12]. Зависимости угловой скорости от глубины, полученные для разных гелиоширот по данным измерений в эксперименте MDI (Michelson Doppler Imager) на КА SOHO [13], позволили определить местонахождение на дне конвективной зоны тахоклинной области, т.е. области турбулентного перемешивания, образованной сдвиговыми движениями на глубинах резкого изменения градиента угловой скорости, где работает солнечное динамо и происходит усиление магнитного поля [14].

#### 4. Всплывание магнитных полей и их фрагментация на магнитные трубки

Магнитные поля являются основной причиной активных явлений на Солнце. Генерированные в подфотосферных слоях они выносятся на поверхность благодаря эффекту магнитной плавучести [15, 16] (см. фильм 2 в электронном варианте статьи на сайте <http://www.ufn.ru>). При этом, как показывают многочисленные наблюдения, происходит фрагментация магнитного поля на силовые трубки, которые во многом определяют структуру и динамику внешней атмосферы Солнца.

Моделируя подфотосферные слои Солнца в поле тяжести изотермической экспоненциальной атмосферой с постоянной альфвеновской скоростью, в рамках уравнений МГД с турбулентной вязкостью удается воспро-

извести процесс разбиения магнитного поля на силовые трубки и определить их поперечные и продольные размеры как масштабы максимального инкремента линейной неустойчивости магнитной плавучести [17, 18]. Для условий в конвективной зоне (типичных значений турбулентной вязкости  $\nu_t = 1/3\nu \approx 6 \times 10^{12} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ , определяемой из "теории пути перемешивания", и других параметров) полученные размеры трубок хорошо согласуются с наблюдениями (продольный размер  $3 \times 10^9 \text{ см}$ , поперечный размер  $2 \times 10^8 \text{ см}$ ). В полученном решении весьма ценно выражение для поперечного масштаба трубок  $\lambda_{\perp} \approx 2\pi(\nu_t u/g)^{1/2}$  (где  $u$  — скорость звука,  $g$  — ускорение силы тяжести), которое для сжимаемой среды в рамках классической МГД получено впервые. По порядку величины этот размер определяется из условия того, что турбулентная вязкость должна успеть "сработать" за характерное время неустойчивости магнитной плавучести, которое в данном случае определяется временем прохождения звука вдоль высоты однородной атмосферы (равной  $u^2/g$ ). Наилучшие условия для фрагментации магнитного поля на трубки выполняются под фотосферой на глубинах зоны ионизации водорода ( $3 \times 10^8 \text{ см}$ ), где значение показателя адиабаты газа, определяющего его упругость и сопротивляемость искривлению силовых линий магнитного поля, минимально ( $\gamma_{\min} = 1,09$ ).

Наличие плавучести магнитных потоков требует конечной сверхадиабатичности конвективной зоны, иначе, расширяясь по закону магнитной адиабаты, магнитные сгустки могут стать холоднее окружающей их среды и эффект магнитной плавучести будет компенсирован. В солнечной конвективной зоне реальная сверхадиабатичность намного превышает вычисленное значение критической сверхадиабатичности:

$$\beta_{\odot} = \nabla T - \nabla_{\text{ad}} T \approx 7 \times 10^{-9} \text{ град см}^{-1} \gg \beta_{\text{crit}} \approx 10^{-12} \text{ град см}^{-1},$$

т.е. условия положительной магнитной плавучести на Солнце выполняются с большим запасом. Но, в принципе, для звезд с очень слабой конвекцией возможна ситуация, когда всплывание магнитного поля не происходит и соответственно отсутствует поверхностная магнитная активность.

В результате многочисленных наблюдений [19] установлена ключевая роль всплывающих магнитных потоков в инициировании вспышек и выбросов массы. При этом одним из важных параметров, определяющих характер развития вспышечных и эруптивных процессов, является скорость всплывания этих потоков в корону — она определяет режимы магнитного пересоединения и энерговыделения в токовых слоях и наступление эруптивной неустойчивости выбросов массы (см. раздел 6).

Оценка скоростей всплывающих магнитных потоков была получена для усредненных параметров из равенства силы магнитной плавучести (аналог силы Архимеда) силе торможения в предположении сохранения массы и магнитного потока сгустка, а также адиабатического (по закону магнитной адиабаты) его расширения [16]. В конвективной зоне сила торможения определяется вязкой силой Стокса с таким же численным значением турбулентной вязкости, как и при оценке масштабов магнитных трубок (см. выше), а при выходе сгустка из-

под фотосферы в корону, где турбулентности уже нет, единственной силой, ограничивающей движение сгустка, является аэродинамическая сила сопротивления. Таким образом удастся, с одной стороны, обосновать характерное время переноса магнитного поля через конвективную зону в солнечном цикле, а с другой, получить наблюдаемые значения скоростей всплывающих в корону магнитных потоков (не более  $1 \text{ км с}^{-1}$ ), а также их наблюдаемую прямо пропорциональную зависимость от величины характерного магнитного поля, т.е. достигнуть хорошего соответствия модели и наблюдений.

## 5. Токовые слои и солнечные вспышки

В солнечной короне проводимость плазмы очень высока, поэтому магнитное поле "вморожено" в плазму. Взаимодействуя с магнитными полями в короне, всплывающие из-под фотосферы новые магнитные потоки (в виде магнитных трубок и петель) образуют токовые слои, диссипация энергии в которых приводит к вспышкам [20, 21] (см. фильм 3 в электронном варианте статьи на сайте <http://www.ufn.ru>). На основе анализа большого объема наблюдений, полученных за последнее время с высоким пространственным разрешением на КА TRACE и SOHO [19], сделан аргументированный вывод о том, что именно в областях всплывающего нового магнитного поля вспышки происходят с наибольшей вероятностью. Это обстоятельство еще раз убедительно подтверждает развитую С.И. Сыроватским и его учениками концепцию токовых слоев и магнитного пересоединения как основного физического процесса, ведущего к вспышечному энерговыделению (см., например, [20, 22, 23]). Оно также послужило физической основой для разработки методов прогнозирования солнечных вспышек, обеспечивающих сегодня 90%-ную точность их прогноза по наблюдениям магнитных полей и связанных с ними токов [24]. Нарастание токов, возникающих при взаимодействии всплывающих магнитных полей и приводящих к вспышкам, происходит примерно за 10–30 часов до вспышки и зависит от скорости всплывающего потока и величины полей [25, 26].

Токовые слои образуются на нулевых (в общем случае сепаратрисных) линиях магнитного поля, локализация которых может быть определена по распределению магнитного поля на уровне фотосферы, где имеются данные по измерениям магнитных полей [27]. Даже весьма упрощенная, но типичная для вспышечной активной области модель, в которой в уже существующую активную область со слабым фоновым магнитным полем (которое всегда имеется) всплывает новый магнитный поток, порождает множество нулевых точек, локализация которых топологически изменяется в зависимости от значения полей, попадая или на открытые, или на закрытые силовые линии, что в значительной мере определяет динамику ускоряемых во вспышках частиц и их выход в межпланетное пространство [28]. Трехмерное магнитное поле активной области представляет собой сплошной магнитный ковер [29] (см. фильм 4 в электронном варианте статьи на сайте <http://www.ufn.ru>) и содержит множество нулевых точек и линий, сепаратрисных и сингулярных поверхностей, на которых образуются токовые слои и происходит магнитное пересоединение, обеспечивающее перераспределение магнитных полей между взаимодействующими магнитными потоками.

Для описания неустойчивостей и разрушения токовых слоев, вызывающих быстрое выделение запасенной в них магнитной энергии, предложено довольно много механизмов [21]. Процесс накопления энергии в слое сопровождается ростом тока, который приводит к нагреву плазмы и порождает нетепловые частицы. Используя уравнения анизотропной (бесстолкновительной) МГД, удалось установить [30], что довольно малая примесь горячих ионов с положительной анизотропией температуры ( $A = T_{\perp,h}/T_{\parallel,h} - 1 \approx 0,5$ ), соответствующая реальным условиям в токовом слое, способна вызвать переход к быстрому режиму пересоединения (инкремент  $\gamma L/V_{A,i} \geq 0,1$ ). Когда плотность этих частиц (ионов) достигает некоторого порогового значения (для типичных условий в короне оно составляет примерно 0,02 от плотности фоновых частиц), в слое развивается анизотропная неустойчивость (аналог вейбелевской неустойчивости для возмущений альфвеновского типа), которая и ведет к развитию режима быстрого пересоединения с характерными альфвеновскими скоростями. Из-за этой неустойчивости токовые слои, таким образом, при нарастании тока являются "обреченными" на разрушение при достижении критических условий.

На основе наложения одновременных изображений в жестком рентгеновском и жестком ультрафиолетовом излучении с КА TRACE и RHESSI удалось локализовать вспышечное энерговыделение и доказать, что оно связано с токовым слоем и происходящим в нем магнитным пересоединением [31] (см. фильм 5 в электронном варианте статьи на сайте <http://www.ufn.ru>).

## 6. Выбросы массы

Всплывающие скрученные магнитные петли инжектируются из короны в межпланетное пространство в виде так называемых корональных выбросов массы [32, 33], которые представляют собой самые крупномасштабные и наиболее мощные явления солнечной активности (рис. 4) (см. также фильм 6 в электронном варианте статьи на сайте <http://www.ufn.ru>). Многочисленные наблюдения показывают [32], что медленная эволюция магнитных конфигураций (петель, аркад) на Солнце сменяется потерей равновесия и в большинстве случаев происходящий выброс массы представляет собой скрученную магнитную петлю. Причем скрученность петель наблюдается как на Солнце во время самой эрупции в короне по данным КА Yohkoh и TRACE [34] (см. фильм 7 в электронном варианте статьи на сайте <http://www.ufn.ru>), так и в межпланетном пространстве по измерениям на КА. Петля сильно расширяется, сохраняя свою связанность с Солнцем [35].

Эруптивная неустойчивость всплывающих скрученных магнитных петель может быть понята в рамках квазистационарной МГД-эволюции [36], когда рассматривается последовательность равновесных состояний поднимающейся скрученной магнитной трубки в солнечной атмосфере, а нарушение равновесия и наступление динамической фазы (т.е. необходимость учета в уравнениях магнитной гидродинамики членов со скоростью) связывается с отсутствием (квазистационарных) решений при определенных условиях, в данном случае на некоторой критической высоте в солнечной атмосфере.

Используя в качестве модельного скрученное магнитное поле типа Голда и Хойла [37], модифицированное

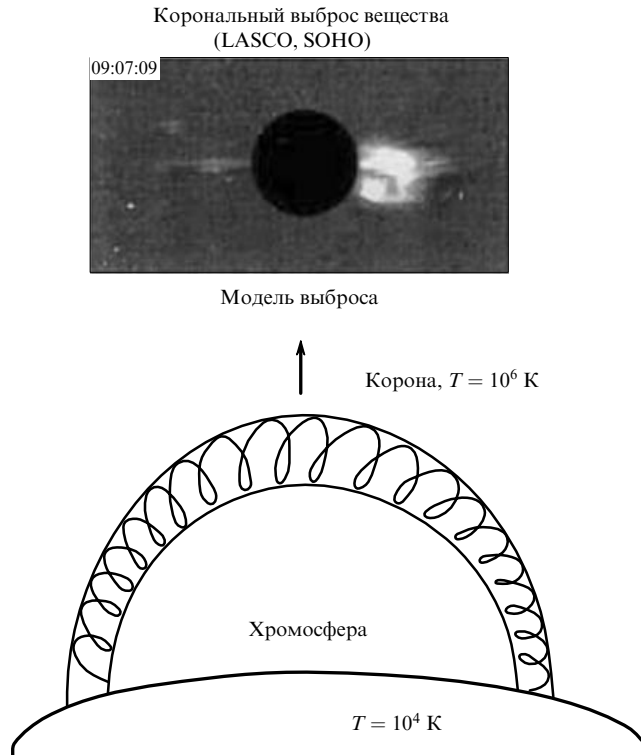


Рис. 4. Корональный выброс массы в виде скрученной петли.

давлением газа внутри трубки, а также предполагая равновесие трубки с окружающей плазмой (равенство полных давлений на границе), сохранение массы и продольного магнитного потока в трубке, можно установить [37, 38], что рост скрученности магнитного поля в трубке при медленном ее подъеме и расширении (в солнечной атмосфере со спадающим с высотой давлением) достигает на некоторой высоте критического значения, отвечающего порогу наступления изгибной неустойчивости. Эта неустойчивость приводит к диссипации магнитной энергии скрученной компоненты магнитного поля и нагреву плазмы в трубке. В рамках квазистатического приближения феноменологический учет такого нагрева в уравнении трубки, которое представляет собой однозначную и монотонную зависимость равновесного радиуса трубки от высоты в солнечной атмосфере, сводится к введению зависимости температуры поднимающейся трубки от ее радиуса (или высоты в солнечной атмосфере, что эквивалентно). Это меняет само уравнение трубки и приводит к появлению на зависимости "радиус трубки – высота" точки А (рис. 5), в которой монотонное (квазистационарное) решение трубки в солнечной атмосфере должно отвечать конечное изменение ее радиуса, что возможно только для конечных скоростей, т.е. решение перестает быть квазистационарным. Это означает наступление динамической фазы — быстрого расширения трубки. Плотность в трубке при этом также быстро уменьшаться, и в результате возникшей импульсной силы плавучести трубка резко выталкивается вверх, в более разреженные слои короны, где она приобретает новое квазистационарное равновесное состояние и воспринимается как избыток массы, который и является наблюдаемым выбросом.

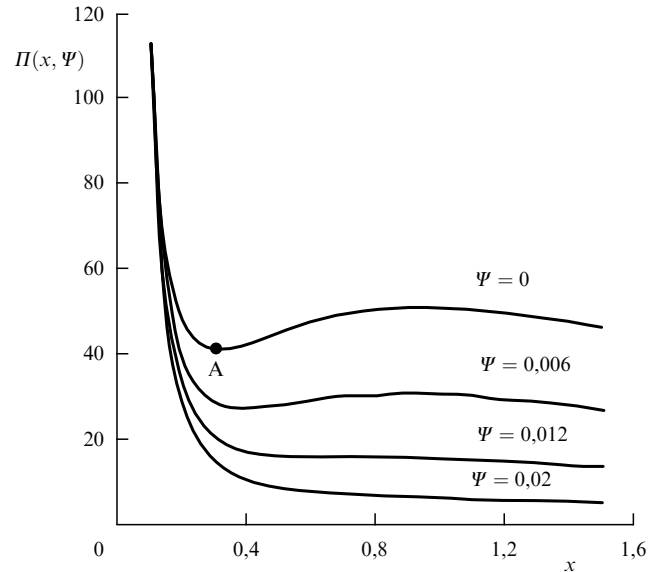


Рис. 5. Зависимость полного давления в трубке  $P(x, \Psi)$  от безразмерного радиуса (или высоты в солнечной атмосфере  $h, x = x(h)$ ) для разных значений безразмерного параметра  $\Psi$ , характеризующего отношение скорости вытекания массы к скорости подъема трубки. Точке А соответствует потеря равновесия трубки.

Физический смысл появления точки А на кривой рис. 5 связан с тем, что при подъеме и расширении трубки скрученность магнитного поля и связанные с ней диссипация, нагрев трубки и давление в ней возрастают, а давление в солнечной атмосфере с высотой падает, что и приводит (в рамках квазистационарной МГД-эволюции) к "точке неравновесия", по аналогии с теорией катастроф.

На месте выброшенной петли возникает разрежение, которое из-за уменьшения массы и меры эмиссии плазмы проявляется как потемнение. Такие потемнения многократно наблюдались солнечным рентгеновским телескопом спутника КОРОНАС-Ф, например, в период очень мощных событий в октябре 2003 г. [1, 3] (см. фильм 8 в электронном варианте статьи на сайте <http://www.ufn.ru>).

Если петля поднимается медленно, то необходимо учитывать вытекание массы через ее концы. В результате полное давление в ней уменьшается, и при определенных условиях это может устранить эруптивную неустойчивость.

Потеря массы при постоянной скорости ее вытекания пропорциональна самой массе, поэтому в уравнении для давления в трубке появляется экспоненциальный член. Численные решения трансцендентного уравнения для различных значений входящего в него безразмерного параметра  $\Psi$ , характеризующего отношение скорости вытекания массы к скорости подъема трубки, приведены на рис. 5. Когда безразмерный параметр  $\Psi$  становится больше некоторого критического значения (в данном случае 0,012), точка неравновесия А исчезает. Критической является точка перегиба кривой, в которой первая и вторая производные равны нулю. В этой точке радиус трубки по сравнению с его значением в начале вытекания увеличивается в 2,6 раза, трубка теряет большую часть массы, минимально инжектированная масса составляет 0,28 от начальной массы трубки. Определяемые из модели высоты инъекции трубки и все ее параметры в

момент инжекции (полная масса, магнитный поток) хорошо соответствуют наблюдаемым значениям.

Таким образом, в рамках модели вынос массы и наступление эруптивной неустойчивости связаны между собой: трубки, теряющие много массы (при медленном подъеме), не подвержены эруптивной неустойчивости, а трубки, теряющие мало массы (при быстром подъеме), наоборот, подвержены эруптивной неустойчивости, которая и обеспечивает выброс массы. Как было отмечено в разделе 4, скорость подъема всплывающих магнитных потоков прямо пропорциональна напряженности магнитного поля, значение которого и определяет сценарий развития событий.

## 7. Гелиопауза

Уходящие от Солнца солнечный ветер, возмущения и выбросы распространяются по гелиосфере, взаимодействуя с магнитосферами планет, и в конечном счете достигают границы гелиосферы — гелиопаузы, которая образуется при взаимодействии солнечного ветра с межзвездной средой и располагается примерно на расстоянии 100 а.е. от Солнца. По обе стороны от гелиопаузы возникают ударные волны, тормозящие соответственно набегающий сверхзвуковой поток межзвездного газа и сверхзвуковой поток солнечного ветра. После их пересечения сталкивающиеся среды образуют гелиопаузу, которая и разграничивает солнечный ветер и межзвездную среду.

Космические аппараты "Вояджер-1" и "Вояджер-2", запущенные в 1977 г., которые исследуют внешнюю гелиосферу, уже приблизились к ее предполагаемой границе. Первые измерения, полученные с КА "Вояджер-1", который пересек внутреннюю ударную волну, показали наличие пространственной анизотропии частиц, скачка магнитного поля и другие особенности в характеристиках среды [39]. Дополнительная информация будет получена с КА "Вояджер-2", который скоро пересечет границу гелиосферы.

Состояние гелиопаузы как тангенциального МГД-разрыва определяется ее устойчивостью или неустойчивостью по отношению к возмущениям формирующей ее среды, и от этого состояния зависит обмен гелиосферы с ограничивающей ее межзвездной средой, в частности проникновение в гелиосферу водорода из межзвездной среды и формирование химического состава гелиосферы. Этой проблеме посвящена обширная литература [41].

Зависимость устойчивости гелиопаузы от характеристик формирующей ее среды была исследована нами в модели гелиопаузы как плоского тангенциального разрыва, разделяющего замагниченную плазму межзвездной среды и незамагниченную плазму солнечного ветра, в рамках анизотропной МГД [42]. На рисунке 6 показана определенная в этой модели зависимость порогового числа Маха, при котором наступает модифицированная ("шланговой" анизотропной неустойчивостью) неустойчивость Кельвина – Гельмгольца гелиопаузы, от степени температурной анизотропии плазмы  $D = 1 - T_{\parallel}/T_{\perp}$ . Причиной такой анизотропии могут быть находящиеся рядом ударные волны. Критическое значение числа Маха для изотропного случая  $M = 0,45$ . Видно, что в анизотропном случае неустойчивость возможна и при меньших значениях числа Маха, а сама зависимость порогового числа Маха от степени анизот-

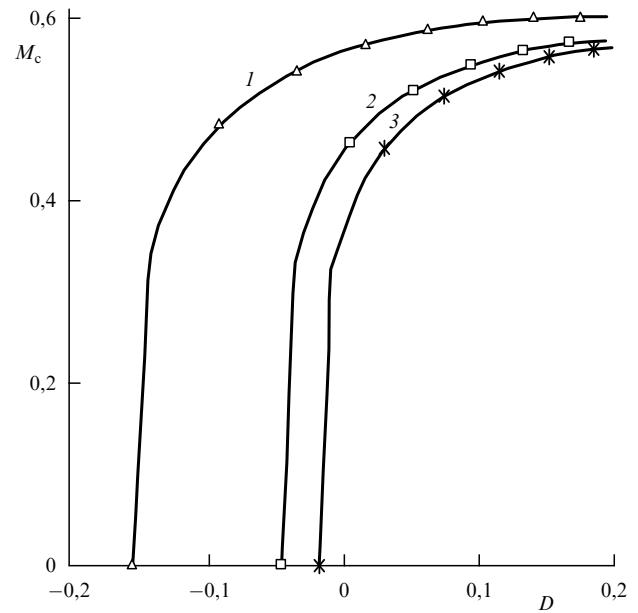


Рис. 6. Зависимость критического числа Маха ( $M_c$ ), соответствующего порогу неустойчивости Кельвина – Гельмгольца, от степени температурной анизотропии  $D$ . Кривая 1 соответствует  $\beta = 0,05$ , 2 — 0,03, 3 — 0,02;  $\beta$  — отношение кинетического и магнитного давлений. Неустойчивыми являются области выше кривых.

ропии носит резкий характер. Нулевым значениям критического числа Маха соответствует чисто анизотропная "шланговая" неустойчивость, которая наступает при незначительной анизотропии (5–15%). Таким образом, гелиопауза характеризуется высокой нестабильностью по отношению к параметрам формирующей ее среды и поэтому может находиться в размытом турбулентном состоянии, что необходимо иметь в виду при интерпретации измерений, которые будут получены с КА "Вояджер-1" и "Вояджер-2".

## 8. Будущие гелиофизические космические проекты

Получение новых гелиофизических данных, способных стимулировать разработку новых моделей и обеспечить лучшее понимание происходящих на Солнце и в гелиосфере физических процессов, связывается с будущими космическими проектами, которые разрабатываются и готовятся к осуществлению космическими агентствами разных стран.

Современные гелиофизические космические исследования направлены на получение высокого пространственного разрешения (по примеру проектов НАСА TRACE, SDO (Solar Dynamic Observatory)), осуществление локальных измерений в нескольких пространственно разнесенных точках (проект НАСА SENTILIES) и вблизи Солнца (проект НАСА "Solar Probe", проект РАН и Роскосмоса "Интергелиозонд"), выполнение стереонаблюдений Солнца (проект НАСА STEREO (Solar Terrestrial Relations Observatory)). Большая роль отводится численному моделированию гелиофизических процессов с использованием данных, получаемых с КА.

В рамках Федеральной космической программы ИЗМИРАН совместно с ИКИ РАН разрабатывают гелиофизический проект "Интергелиозонд" [43, 44], в

котором предусматривается получение новых экспериментальных данных в результате оригинальных видов наблюдений, которые станут возможными благодаря предложенной гелиоцентрической орбите КА. Космический аппарат стартует с Земли и за счет многократных гравитационных маневров у Венеры приблизится к Солнцу на расстояние до 30 солнечных радиусов. Гравитационные маневры у Венеры позволят также наклонить плоскость орбиты КА к плоскости эклиптики.

Такая гелиоцентрическая орбита, когда КА, приблизившись к Солнцу, будет выходить из плоскости эклиптики и будет занимать разные положения по отношению к линии Солнце–Земля, позволит:

- наблюдать малые масштабы на Солнце, что необходимо для изучения тонкой структуры и динамики солнечной атмосферы — магнитной сетки, магнитных элементов, турбулентности, а также для исследования супергрануляции и магнитных петель таких явлений, как микровспышки и пересоединение;

- проводить наблюдения Солнца и локальные измерения в режиме коротации КА с солнечным вращением, что важно для изучения пространственной и временной связи локальных характеристик солнечного ветра, энергичных частиц и магнитных полей в гелиосфере с их источниками на Солнце и корональными структурами;

- выполнить локальные измерения вблизи Солнца, необходимые для изучения механизмов нагрева солнечной короны и ускорения солнечного ветра, природы турбулентности и ускорения частиц;

- осуществить внеэклиптические наблюдения Солнца и его полюсов, эклиптической короны и пояса стримеров, гелиодолготной протяженности выбросов массы;

- реализовать стереонаблюдения Солнца в кооперации с наземными и околоземными наблюдениями.

## 9. Заключение

Современная гелиофизика очень широкая и объемная наука, которой занимается большое число исследователей. Настоящий доклад содержит результаты автора в этой области и не претендует на обзор состояния гелиофизики на сегодняшний день. В последнее время заметная часть интереса в области гелиофизики связана с ее приложениями, с тем, что называют космической погодой — влиянием солнечной активности на Землю и различные сферы человеческой деятельности на Земле и в космосе. Важно, что в основе предсказаний космической погоды, в конечном счете, лежат результаты фундаментальных исследований и задача гелиофизиков состоит в том, чтобы углублять эти знания на основе наблюдений, теории и моделей.

## Список литературы

1. Кузнецов В Д, Житник И А, Собельман И И *Вестн. РАН* 75 704 (2005)
2. Kuznetsov V D *COSPAR Inform. Bull.* 161 90 (2004)
3. Кузнецов В Д *Астрон. вестн.* 39 485 (2005)
4. Кузнецов В Д *Изв. РАН. Сер. физ.* 70 58 (2006)
5. Fukuda Y et al. *Phys. Rev. Lett.* 77 1683 (1996)
6. Christiansen-Dalgaard J, in *Lecture Notes on Stellar Oscillations* (Danmarks: Inst. Fys. Astron., 2003) p. 5
7. Лебедев Н И и др. *Астрон. журн.* 81 956 (2004)
8. Howe R et al. *Astrophys. J.* 588 1204 (2003)
9. Zhugzhda Y D, Staude J, Bartling G *Astron. Astrophys.* 305 L33 (1996)

10. Джалилов Н С, Штауде Ю *Глобальные колебания Солнца* (Баку–Москва: Элм, 2005) с. 25
11. Жугжда Ю Д *Письма в Астрон. журн.* 32 5 (2006)
12. Hasler K-H et al. *Astron. Astrophys.* 322 L41 (1997)
13. Kosovichev A G et al., in *Sounding Solar Stellar Interiors: Proc. of the 181st Symp. of Intern. Astron. Union, Nice, France, September 30–October 3, 1996* (Eds J Provost, F-X Schmider) (Dordrecht: Kluwer, 1997) p. 203
14. Spiegel E A, Zahn J-P *Astron. Astrophys.* 265 106 (1992)
15. Паркер Е *Космические магнитные поля: их образование и проявления* Т. 1 (М.: Мир, 1982) с. 412
16. Кузнецов В Д, Сыроватский С И *Астрон. журн.* 56 1263 (1979)
17. Кузнецов В Д *Магнитная гидродинамика* 2 13 (1987)
18. Kuznetsov V D, in *Physics of Magnetic Flux Ropes* (Geophys. Monograph, Vol. 58, Eds C T Russell, E R Priest, L C Lee) (Washington, DC: American Geophys. Union, 1990) p. 77
19. Schrijver C J et al. *Astrophys. J.* 628 501 (2005)
20. Сыроватский С И, Буланов С В, Догель В А "Физика солнечных вспышек", в сб. *Итоги науки и техники. Сер. Астрономия* Т. 21 (М.: ВИНТИ, 1982) с. 188
21. Прист Э, Форбс Т *Магнитное пересоединение: магнитогидродинамика, теория и приложения* (М.: Физматлит, 2005) с. 352
22. Kuznetsov V D, Syrovatskii S I *Solar Phys.* 69 361 (1981)
23. Кузнецов В Д *Астрон. журн.* 59 108 (1982)
24. *Space News* 16 (33) 16 (2005); *Ракетная и космическая техника (ЦНИИМАШ)* (41) 2 (2005)
25. Сыроватский С И *Письма в Астрон. журн.* 2 35 (1976)
26. Heyvaerts J, Priest E R, Rust D M *Astrophys. J.* 216 123 (1977)
27. Schmieder B et al. *Solar Phys.* 150 199 (1994)
28. Кузнецов В Д *Солнечные данные* (Бюлл.) (7) 83 (1985)
29. Priest E R, Heyvaerts J F, Title A M *Astrophys. J.* 576 533 (2002)
30. Gamayunov K V, Oraevsky V N, Kuznetsov V D *Plasma Phys. Control. Fusion* 40 1285 (1998)
31. Saint-Hilaire P, Benz A O *Solar Phys.* 210 287 (2002)
32. Кузнецов В Д, в сб. *Итоги науки и техники. Сер. Астрономия* Т. 45 (М.: Космосинформ, 1994) с. 3
33. Dere K P, Wang J, Yan Y (Eds) *Coronal and Stellar Mass Ejections: Proc. IAU Sump.* No. 226 (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2005)
34. Leka K D et al. *Astrophys. J.* 462 547 (1996)
35. Burlaga L F *Planet. Space Sci.* 49 1619 (2001)
36. Прист Э Р *Солнечная магнитогидродинамика* (М.: Мир, 1985) с. 189
37. Kuznetsov V D, Hood A W *Solar Phys.* 171 61 (1997)
38. Kuznetsov V D, Hood A W *Adv. Space Res.* 26 539 (2000)
39. Burlaga L F et al. *Science* 309 2027 (2005)
40. Jokipii J R, Giacalone J *Astrophys. J.* 605 L145 (2004)
41. Baranov V B, Fahr H J J. *Geophys. Res. (Space Phys.)* 108 (A3) 1110 (2003)
42. Кузнецов В Д, Накаряков В М, Цыганов П В *Письма в Астрон. журн.* 21 793 (1995)
43. Marsch E et al., in *Proc. of the Conf., a Crossroads for European Solar and Heliospheric Space Physics, Puerto de la Cruz, Tenerife, Spain, March 23–27, 1998* (ESA SP, No. 417, Eds E R Priest, F Moreno-Insertis, R A Harris) (Noordwijk, The Netherlands: ESA Publ. Division, 1998) p. 91
44. Кузнецов В Д *Земля и Вселенная* (2) 18 (2000)

PACS numbers: 96.60.–j, 96.60.Pb, 97.10.Jb

## Проблемы физики солнечной активности

В.В. Зайцев, А.В. Степанов

### 1. Введение

Излучаемая Солнцем энергия ("солнечная постоянная", равная  $3,86 \times 10^{26}$  Вт) определяет практически все земные процессы. Хотя болометрическая светимость