

ISSN 0371-6791
ISBN 5-8037-0083-5

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА,
ОРДЕНА ОКТЯБРЬСКОЙ РЕВОЛЮЦИИ
И ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМ. М.В.ЛОМОНОСОВА

ТРУДЫ
ГОСУДАРСТВЕННОГО
АСТРОНОМИЧЕСКОГО
ИНСТИТУТА
ИМ. П.К.ШТЕРНБЕРГА

Том LXXI

2001

УДК 520.24, 521.1/.4, 523.3-1/-8, 523.947, 523.98, 551.591

Труды Государственного астрономического института
им. П.К.Штернберга. Т.71. М. 2001. — 258 с., 4 с. вкл.

Настоящий выпуск Трудов ГАИШ содержит доклады научной конференции (13-й школы-семинара) “Физика Солнца и космическая электродинамика”, посвященной памяти ведущего специалиста по распределению энергии в спектре Солнца, автора двух монографий, данные которых признаны и используются во всем мире, активного наблюдателя, исследователя солнечной короны и активных явлений в хромосфере Солнца, сотрудника ГАИШ МГУ Елены Александровны Макаровой. Сборник состоит из работ, близких по теме научным интересам Е.А. Макаровой. Большинство работ представляют собой результаты многолетних наблюдений и их интерпретацию и имеют непреходящую ценность в астрофизике. Разносторонняя тематика сборника затрагивает актуальные проблемы физики Солнца. Сборник представляет интерес как для астрономов, так и для специалистов смежных разделов науки.

Редактор тома: Г.В.Якунина

Рецензенты:

к.ф.-м.н. Т.В. Казачевская

к.ф.-м.н. А.Б. Делоне

Печатается по постановлению редакционно-издательского совета
Государственного Астрономического института им. П.К.Штернберга

ISSN 0371-6791

ISBN 5-8037-0083-5

© Издательство “Янус-К”, 2001 г.

Содержание

<i>О Елене Александровне Макаровой</i>	9
<i>Э.И. Могилевский(ИЗМИРАН)</i>	
Физика Солнца и космическая электродинамика. Заметки о 13-ой школе-семинаре, посвященном памяти Елены Александровны Макаровой	13
<i>О.А. Голубчина (САО РАН-СПб)</i>	
Одновременные взаимосвязанные вспышечно-всплесковые процессы на Солнце	17
<i>Б.П. Филиппов (ИЗМИРАН)</i>	
Эруптивные протуберанцы: начальное равновесие и сопутствующие явления	37
<i>В.С. Прокудина (ГАИШ МГУ)</i>	
Наблюдения солнечных пятен в период минимума Маундера	44
<i>Н.К. Переяслова, М.Н. Назарова, И.Е. Петренко (ИПГ)</i>	
Солнечные протоны за три последних цикла солнечной активности.	50
<i>К.И. Никольская, Т.Е. Вальчук (ИЗМИРАН)</i>	
Об образовании солнечного ветра и солнечной короны	55
<i>Д.И. Чуланкин, А.А. Нусинов (ИПГ)</i>	
“Эффективные” сечения для расчетов поглощения рентгеновского излучения и ионизации атмосферы Земли при различных баллах солнечных вспышек	64
<i>Е.Е. Антонова, И.Л. Овчинников (НИИЯФ МГУ)</i>	
Турбулентный диффузионный токовый слой и возможный механизм формирования спокойного протуберанца	69
<i>О.В. Чумак(ГАИШ МГУ),</i>	
<i>С.А. Красоткин (НИИЯФ МГУ)</i>	
Физические свойства активных областей на Солнце	76
<i>Г.А. Никольский, Э.О. Шульц (НИИФ СПбГУ)</i>	
Проблесковое спектральное излучение Солнца	89
<i>А.В.Миронов (ГАИШ МГУ), А.В.Харитонов (АФИФ)</i>	
Выбор аналогов Солнца на основе различных индексов цвета.	95

<i>А.П. Крамынин (УАФО ДВО РАН)</i>	Некоторые особенности короткопериодических вариаций вспышечной активности северного и южного полушарий Солнца	103
<i>Е.А. Макарова, Н.Г. Бочкарев, Г.А. Порфирьева, А.Б. Делоне, Г.В. Якунина (ГАИШ МГУ)</i>	Вспышечно-продуктивные активные области — большие δ -конфигурации на Солнце	108
<i>А. Делоне, Е. Макарова, Г. Порфирьева, Г. Якунина (ГАИШ МГУ)</i>	Магнитное поле и топологические структуры в основани- ях петель в активных областях на Солнце	122
<i>Г.А. Порфирьева, А.Б. Делоне, Е.А. Макарова, Г.В. Якунина (ГАИШ МГУ)</i>	Петельные структуры в активных областях на Солнце	129
<i>Т.М. Минасянц, Г.С. Минасянц (АФИФ)</i>	Изучение активных областей по линиям Н и К CaII	135
<i>Н.А. Топчило, А.Н. Цыганов (АИ СПбГУ)</i>	Особенности ориентации вектора магнитного поля проту- беранцев по оптическим и радио данным	140
<i>И.Ф. Никулин (ГАИШ МГУ)</i>	Выброс волокна и беспятенная вспышка 7 мая 1992 года	149
<i>А.И. Кирюхина (ГАИШ МГУ)</i>	Соотношение интенсивностей оптически тонких линий ме- таллов в спокойных и активных протуберанцах	156
<i>М.И. Дивлекеев (ГАИШ МГУ)</i>	О тонкой структуре и движении вещества в спокойных протуберанцах	161
<i>Г.В. Якунина, Г.А. Порфирьева, А.Б. Делоне, М.И. Дивлекеев (ГАИШ МГУ)</i>	События в активной области NOAA 5669 в сентябре 1989 г.	167
<i>М.С. Дурасова, В.М. Фридман, О.А. Шейнер (НИРФИ)</i>	О радиопредвестниках ЕР-транзиента 30 марта 1980 года.	174

<i>А.А. Головки (ИСЗФ СО РАН)</i>	
Структура и динамика распределения магнитного поля и радиоизлучения активной области № 7978, давшей мощные вспышки в июле 1996 г.	178
<i>Г.И. Корниенко (УАФО ДВО РАН)</i>	
Результаты исследования бомб Эллера	185
<i>И.Ф. Никулин (ГАИШ МГУ)</i>	
Структура и движение в послевспышечной системе петель 15 июня 1991 года	189
<i>С.А. Богачев (ГАИШ МГУ)</i>	
Хромосферная активность и изменения магнитных полей в АО 6659	193
<i>Л.М. Козлова (ГАИШ МГУ)</i>	
Хромосферная сетка по наблюдениям в ИК линии He I 10830 Å.	200
<i>В.В. Касинский (ИИИТ)</i>	
Векторные диаграммы “бабочек” вспышек как новый инструмент исследования пространственной анизотропии солнечных вспышек	207
<i>Р.В. Горгуца, А.К. Маркеев, Д.Е. Соболев (ИЗМИРАН)</i>	
Исследования нестационарной короны Солнца по наблюдениям на цифровых радиоспектрографах ИЗМИРАН.	213
<i>А.В. Баранов (УАФО ДВО РАН)</i>	
Модель тонкоструктурного элемента солнечной атмосферы, построенная по величинам магнитного поля в различных спектральных линиях	218
<i>И. Саттаров, Ч.Т. Шерданов, О.В. Ладенков (АИ АН РУз)</i>	
Рентгеновская структура комплексов активности на Солнце	220
<i>М.Л. Демидов, В.В. Жигалов (ИСЗФ СО РАН)</i>	
Некоторые погрешности солнечных магнитографов при наблюдениях крупномасштабных магнитных полей, обусловленные эффектами поля зрения электрооптических анализаторов поляризации	224
<i>Ф.И. Бушуев, А.П. Сливинский (НАО НАНУ), Г.Н. Исопенко (НИИММ)</i>	
Мониторинг динамики солнечной активности с помощью наземных радиосредств.	231

В.М. Чепурова (ГАИШ МГУ)

О короткопериодических

солнечных возмущениях пятого порядка

в движении далеких спутников 239

Список сокращений

Перечень институтов (с расшифровкой аббревиатур), сотрудники которых участвовали в работе 13-й школы-семинара “Физика Солнца и космическая электродинамика”.

- АИ АН РУз – Астрономический институт Академии наук Республики Узбекистан, г. Ташкент
- АИ СПбГУ – Астрономический институт им. В.В.Соболева Санкт-Петербургского государственного университета
- АФИФ – Астрономический институт им. В.Г.Фесенкова Академии наук Казахстана, г. Алма-Ата
- ГАИШ МГУ – Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова
- ИЗМИРАН – Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн Российской академии наук, г. Троицк
- ИИИТ – Иркутский институт инженеров транспорта
- ИПГ – Институт прикладной геофизики им. Е.К.Федорова, г. Москва
- ИСЗФ СО РАН – Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения Российской академии наук, г. Иркутск
- НАО НАНУ – Николаевская астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины
- НИИММ – Научно-исследовательский институт морской медицины, г. Одесса
- НИИФ СПбГУ – научно-исследовательский институт физики Санкт-Петербургского государственного университета
- НИИЯФ МГУ – Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова
- НИРФИ – Научно-исследовательский радиофизический институт Российской академии наук, г. Нижний Новгород

- САО РАН - СПб – Санкт-Петербургский филиал Специальной Астрофизической обсерватории Российской академии наук
- СПбГУ – Санкт-Петербургский государственный университет
- УАФО ДВО РАН – Уссурийская астрофизическая обсерватория Дальневосточного отделения Российской академии наук

О Елене Александровне Макаровой

Тринадцатая школа-семинар по космической электродинамике и физике Солнца была посвящена памяти Елены Александровны Макаровой (1917-1995 гг.). Е.А. Макарова хорошо известна у нас в стране и за рубежом своими работами в области спектральных измерений солнечного излучения и солнечной постоянной, физики солнечной короны и активных образований на Солнце. Автор двух монографий, ста двадцати статей в русских и зарубежных научных журналах, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник института им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, член Международного астрономического союза, а главное — очень хороший человек, добрый и умный наставник не одного поколения исследователей Солнца. Она была неутомимым тружеником и опытным наблюдателем, безгранично преданным науке, стержнем большого научного коллектива. Елена Александровна Макарова являлась специалистом мирового уровня по проблеме спектральных и интегральных измерений потока солнечного излучения. С ее участием были выполнены первые подобные измерения в нашей стране и этой же теме посвящены ее последние научные статьи, над которыми она работала буквально до самой своей кончины. Первая ее монография “Распределение энергии в спектре Солнца и солнечная постоянная”, написанная совместно с А.В. Харитоновым, вышла в 1972 г. и сразу же была переиздана в США. Упорная работа над этой проблемой продолжается еще два десятилетия и в 1991 г. выходит новая коллективная монография “Поток солнечного излучения”, к работе над которой подключилась ученица Елены Александровны Т.В. Казачевская. Переработке этой книги для американского издания она отдала последние свои силы и закончила свой жизненный путь в состоянии творческого подъема.

Другим пионерским в нашей стране начинанием Елены Александровны было применение интерферометрического метода к затменным исследованиям физических условий в солнечной короне. Она принимала участие в десяти экспедициях по наблюдению полных солнечных затмений, во время семи из которых погода благоприятствовала успешным наблюдениям. Во время этих экспедиций она побывала в Средней Азии и на Кавказе, на Дальнем Востоке и Сибири, на Чукотке и Курилах, в Тихом океане и Мексике. В общей сложности примерно за 20 минут полной фазы этих затмений был получен огромный материал наблюдений. На его основе было показано, что солнечная корона далеко не так однородна и малодинамична, как это казалось раньше: профили эмиссионных корональных линий выявили существование малых (не

более 2000 км) неоднородностей с относительно большими значениями лучевых скоростей от 30 до 100 км/с.

Привязанность к науке сочеталась у Елены Александровны с постоянным стремлением к общению с природой, которую она любила, хорошо знала и чувствовала. Экспедиции были поистине большой ее страстью. Благодаря неустанным своим трудам, она организовала и оснастила научным оборудованием высокогорную наблюдательную базу ГАИШ на Тянь-Шане. Под ее руководством там проводились регулярные наблюдения, в том числе и по международным программам. Результаты наблюдений на высокогорной базе послужили основой для многочисленных научных работ сотрудников не только ГАИШ, но и многих других учреждений. Многим солнечникам посчастливилось быть учениками и сотрудниками энергичного, скромного ученого, доброго и отзывчивого товарища, строгого и требовательного коллеги. Вот как вспоминают об общении с ней А.В. Харитонов, Г.С. Миносянц и А.Б. Делоне.

Я познакомился с Е.А. Макаровой поздней весной 1953 г., когда после зимней консервации она налаживала работу солнечного телескопа в Кучино. Летом того и следующего года мы долго часто общались, т.к. она много наблюдала на этом телескопе, а я пытался фотографировать на нем спектры солнечных факелов. Я только начинал приобщаться к астрономическим наблюдениям, инструмента не знал и работать на нем не умел. А Елена Александровна была уже, я бы сказал, не просто опытным, но весьма искусным наблюдателем, я часто досаждал ей разными, порой наивными и глупыми вопросами, касающимися наблюдений и астрономии вообще. Уже тогда обращало на себя внимание ее трудолюбие и строгий подход к работе. Вот пример очень вдумчивого отношения к делу: именно в это время Е.А. обнаружила ошибку в исследовании Миннартом распределения энергии в спектре Солнца. Для ослабления наблюдаемого потока от Солнца Миннарт сужал щель спектрографа и в качестве коэффициента ослабления брал отношение ее ширины. Е.А. не была “загипнотизирована” именем корифея солнечной спектроскопии и спектрофотометрии и внимательнейшим образом изучила все тонкости его работы — благо классики публиковали все подробно. Выяснилось, что в ряде случаев Миннарт применял более узкую щель, чем нормальная для его прибора, и пропорциональность входящих потоков ширинам щели была нарушена. Таким образом, Е.А. показала: что результат Миннарта ошибочен и им пользоваться нельзя.

В 1954 г. я уехал в Алма-Ату и долго не встречался с Е.А. Летом 1957 г. началось замечательное мероприятие — Международный Геофиз-

зический Год, и Е.А. участвовала в организации экспедиции в горы Тянь-Шаня (вблизи Алма-Аты), чтобы в высокогорье в условиях прекрасной прозрачности атмосферы проводить наблюдения Солнца и некоторые другие исследования. Впоследствии эта экспедиция переросла в большую научную станцию с капитальными зданиями для телескопов, лабораторий и жилья, но первые два года весь персонал экспедиции “размещался” в палатках и юртах не только летом, но и зимой.

И сама Е.А., и сотрудники экспедиции были очень гостеприимны, и я часто бывал в экспедиции, сначала как гость, а потом мы с Е.А. стали совместно заниматься распределением энергии в спектре Солнца, это совпадало и с ее, и с моими научными интересами. Сотрудничество началось с того, что, защитив диссертацию по исследованию распределения энергии в спектре центра солнечного диска, Е.А. решила вывести средневзвешенное распределение из результатов разных авторов и дала мне прочитать рукопись (или уже отпечаток — не помню) своей статьи. Она знала, что я в это время наблюдал звезды на предмет распределения энергии в их спектрах и в качестве стандарта использовал центр солнечного диска, ослабляя поток от него разными приспособлениями и вычислив для него тоже среднее из результатов разных наблюдателей распределения энергии в спектре. С обсуждения разных вариантов этих средних и началось наше многолетнее сотрудничество.

Мы опубликовали около десяти статей и две книги, причем должен признать, что вклад Е.А. в их подготовку был значительно больший, чем мой. В процессе этой работы особенно проявились трудолюбие и научная строгость Е.А. и ее широкая эрудиция. Стало ясно, что ее работы широко известны не только у нас, но и за границей, и, именно благодаря этому, мы получили ощутимую помощь от профессоров Драммонда и Секаекара (США), приславших нам, вернее — ей, много интересных научных материалов: отпечатков статей, отчетов и т.д.

Совместная работа с Е.А. на протяжении многих лет сильно расширила мой научный кругозор. Я очень ей благодарен за то, что она постоянно способствовала моему научному росту и, не скупясь, щедро делилась своими знаниями и умениями. Большая работоспособность Е.А. сочеталась у нее с умением активно и интересно отдыхать. Она любила горы и в период работы на Тяньшаньской станции поднималась на окрестные вершины и дважды участвовала в походах через два горных хребта на озеро Иссык-Куль. Явно безвременная смерть Е.А. — большая потеря для всех, кто ее знал и работал с нею.

Я хотел бы сказать о человеческих качествах характера Елены Алек-

сандровны, которые я в полной мере ощутил при общении с ней. Будучи молодым научным сотрудником, я проявил заинтересованность в стремлении стать хорошим наблюдателем, и видя это, Е.А. не жалея времени, посвящала меня во все тонкости техники солнечных наблюдений. Е.А. в то время была очень загружена, т.к. проводила интенсивные наблюдения Солнца на высокогорной экспедиции ГАИШ. Я был очень благодарен Е.А. за доброжелательные критические замечания и наставления. Е.А. сама предлагала и приходила на помощь, удивительно чувствуя ее необходимость. Чуткое и внимательное отношение Е.А. проявляла всегда: и во время моего представления и защиты диссертации в ГАИШе, и во время экспедиции по наблюдению полного солнечного затмения в Хабаровском крае. Е.А. была человеком очень честным и принципиальным, она всегда оставалась на стороне справедливости, даже когда это решение было непростым и требовало гражданского мужества.

Трудно говорить о самых близких людях. С Е.А. Макаровой, Лесей, связана вся моя научная жизнь — от зимы 51-52 гг., когда по ночам в Кучино отлаживался спектрограф для наблюдения затмения, до самого ее конца. . . Алма-Ата. Наблюдения на коронографе и “Оптоне” по международным программам исследования Солнца. Хоздоговор, связанный с работами группы Саратовского университета по абсолютным измерениям солнечного потока. И, конечно, дорогая Лесе работа по исследованию динамики солнечной короны — десяток экспедиций на затмения, в которых она участвовала или активно готовила аппаратуру. Высокая научная активность, широта интересов, очень глубокое проникновение в те проблемы, которые вставали в этих работах, сделали ее широко известной среди исследователей Солнца еще до выхода первой монографии (мгновенно переведенной в Штатах). Но при работе с Лесей все обсуждения шли на равных. При всей своей эрудиции она умела не давить на сотрудников своим научным весом, своим положением руководителя.

С ней всегда было интересно. И не только в науке, она живо делилась с товарищами прочитанным, увиденным на выставках — она очень любила живопись, — услышанным на концертах. И нежная любовь к природе, ко всему живому — “посмотри, какая крошечная березка — она ниже травинок”, — восхищалась она на Чукотке, и засушивала ее листочки, чтобы показать в ГАИШе эту кроху. Порадоваться — и поделиться с людьми. В этом вся Леся. Она не была ангелом. Она могла быть и несправедливой. Но никогда она не была безразличной. И очень любила Жизнь.

**Физика Солнца и космическая электродинамика.
Заметки о 13-ой школе-семинаре, посвященном
памяти Елены Александровны Макаровой**

В последние несколько десятилетий зарубежные и отечественные журналы и симпозиумы посвящались, в основном, “модной” проблеме физики солнечных вспышек. Накопленный огромный и разнообразный материал по этой проблеме породил множество вариантов теории вспышек, в которых преобладал термин “магнитные пересоединения” как единственный источник энергии вспышек. Но, к сожалению, от решения проблемы природы солнечных вспышек мы еще далеки. Это стало особенно очевидным при интенсивном изучении (особенно на космических аппаратах) явления мощного выброса замагниченной геоэффективной плазмы — “корональной инъекции плазмы” (СМЕ), (а она по энергетике превосходит вспышки), которое не всегда связано со вспышками. На фоне этих весьма полезных исследований как-то в стороне стояли классические задачи о распределении энергии в солнечном спектре.

Е.А. Макарова вместе с соавтором А.В.Харитоновым собрали и критически осмыслили практически весь многолетний материал наблюдений солнечного спектра и издали монографию, которая стала у нас и за рубежом настольной книгой [1]. Казалось, что в этой проблеме почти нет нерешенных задач. Но еще в начале века Аббот и др., проводили многолетние наблюдения за вариациями глобальной эмиссии Солнца, поскольку считалось, что у Солнца, как и почти у всех солнечно-подобных звезд (как и у многих звезд других спектральных классов), светимость может флуктуировать (изменяться) во времени. Для Солнца интенсивность общей эмиссии должна была определяться явлениями солнечной активности (пятнами, факелами и т.п.) и возможными медленными колебаниями диаметра Солнца. Последнее пытались измерять и в XIX веке, и даже в период так называемого Маундеровского минимума, когда солнечная активность резко снизилась и вообще слабо проявлялась в течение почти столетия, что и отразилось в резких изменениях климата. Однако предельно точные для того времени (в начале XX века) радиометры выявили колебания “солнечной постоянной” в пределах нескольких процентов и, как показали дальнейшие исследования, фиксировали практически только влияние земной атмосферы.

Это направление солнечной радиометрии постепенно переросло в новое направление геофизических исследований — в актинометрию, которая завоевала подобающее место в метеорологии и приобрела ряд

практических направлений. Но в эпоху постановки высокоточных экспериментов на космических аппаратах возникла возможность постановки заатмосферных измерений солнечной постоянной. Были разработаны радиометры, обладающие высочайшей точностью абсолютных измерений глобального потока излучения (ошибки находились в пределах $< 0,005\%$). Длительные наблюдения на КА НИМБУС-6 и 7, SMM сопровождались разовыми запусками однотипных радиометров на ракетах для контроля возможного дрейфа нуля радиометров на космических аппаратах. Начиная с 1984 года имеется уже более чем десятилетний ряд однородных наблюдений. Они показали существование реальных вариаций светимости Солнца ($> 0,1\%$) в солнечном цикле и при прохождении по диску особенно заметных активных областей: дефицит потока от пятен и, напротив, рост эмиссии от факелов, превышающий дефицит потока от пятен. Это реальная вариация “солнечной постоянной”, по мнению Е.А. Макаровой, была одним из трех великих открытий по физике Солнца, которое ей пришлось пережить. Второе издание монографии Е.А. Макаровой, А.В. Харитоновой, Т.В. Казачевской [2] содержало уже этот новый материал по “солнечной постоянной”. Почему этот новый результат столь важен? Прежде всего потому, что он впервые выявил связь общего излучения Солнца с явлениями солнечной активности, что нельзя было а priori ожидать и выявить для других звезд. Несмотря на кажущуюся малую величину вариации “солнечной постоянной”, она по величине суммарной энергии более чем на 6 порядков превосходит максимальную энергию больших вспышек (в рентгеновских лучах и т.д.). Проблема источника такой энергии, связанной с развитием солнечной активности, по сути, только поставлена. В стандартной модели внутреннего строения Солнца наблюдаемые вариации светимости Солнца могут быть связаны лишь с основным источником — с солнечным ядром, где протекают ядерные реакции. Но, поскольку вариации “солнечной постоянной” тесно связаны с относительно быстрыми изменениями солнечной активности, то должен существовать механизм быстрого энергопереноса в зоне лучистого равновесия. Очевидно, что принятые механизмы энергопереноса (теплопроводность, лучистый перенос) для этого совершенно не пригодны. Возникает проблема возможного волнового энергопереноса в нелинейной плазме зоны лучистого равновесия и конвективной зоне. С этой точки зрения интересен доклад на семинаре сотрудников Саратовского университета Ю.А. Складорова, Ю.И. Бричкова, А.И. Котум, которым удалось провести на КА наблюдения (правда, недлительные) с интегральным высокочувствительным радиометром, который был ими разработан [3]. С этим радиометром бы-

ли проведены успешные наблюдения. По условиям эксперимента их радиометр измерял интегральную эмиссию без сдвига относительно диска Солнца. При этом фиксировалась временная вариация солнечной “постоянной”. Анализ этих наблюдений (и возможное их повторение с тем же калиброванным радиометром) представляет особый интерес.

Как бы прямым продолжением работ Е.А. Макаровой по абсолютной спектрофотометрии Солнца может рассматриваться доклад группы гелиофизиков Главной астрономической обсерватории Украины К. Бурлова-Васильева, Ю. Матвеева и И. Васильева [4]. Они провели цикл определений абсолютной спектрофотометрии Солнца на высокогорной станции на Эльбрусе, которую в свое время строил Эрнест Андреевич Гуртовенко. Горизонтальный телескоп с большим спектрографом позволил регистрировать спектр Солнца с привязкой к калибровочной лампе “черного тела”. В свое время в ГАИШе на Кучинской станции Г.Ф. Ситник создал калибровочный стандарт излучения “черного тела” для такой же задачи получения абсолютной спектрофотометрии Солнца, но довести до конца эту сложную задачу ему не пришлось. Тем более отрадно, что группа молодых астрономов ГАО Украины смогла провести цикл таких исследований. Жаль только, что из-за обычных трудностей нашего времени эти работы пока не могут продолжаться.

Научные интересы Е.А. Макаровой относились также к проблеме динамики солнечной короны, к динамическим процессам в хромосфере (послевспышечные выбросы вещества в виде резко изменяющихся волокон). Эти вопросы обсуждались в докладах ее сотрудников и других участников семинара. С ними читатель сможет познакомиться в настоящей публикации. Я хотел только отметить, на мой взгляд, главное направление работ Е.А. Макаровой.

Организаторы Семинара (точнее, конференции) смогли найти средства и пригласить многих гелиофизиков не только России (из дальнего Уссурийска, Иркутска, Пулкова и т.д.), но и Украины, Узбекистана, Казахстана, Латвии. Так что семинар (конференция) позволил встретиться и обсудить множество интересных докладов с “периферии” и “центра”. Несмотря на нынешние трудности солнечники продолжают успешно работать часто в невероятно трудных условиях, используя часто изношенную аппаратуру. Встреча и обсуждение работ, близких по тематике научных интересов Е.А. Макаровой, оказались чрезвычайно полезными.

Литература

1. Макарова Е.А., Харитонов А.В. Распределение энергии в спектре Солнца и солнечная постоянная. М.: Наука, 1972. 288 с.
2. Макарова Е.А., Харитонов А.В., Казачевская Т.В. Поток солнечного излучения. М.: Наука. 1991. 396 с.
3. Складов Ю.А., Бричков Ю.И., Котум А.И. // Изв. РАН, Серия физическая. 1998, Т.62, № 6.
4. Бурлов-Васильев К., Матвеев Ю., Васильева И. // Sol. Ph. 1998, V.177, p.25

О.А. Голубчина (САО РАН-СПб)

Одновременные взаимосвязанные вспышечно-всплесковые процессы на Солнце

Светлой памяти замечательных женщин-астрономов Макаровой Е.А. и Огирь М.Б. посвящаю.

Аннотация

Представлен обзор работ (1936-2000 гг.), посвященных исследованию симпатических вспышек и всплесков, синхронных уярчений локальных источников радиоизлучения Солнца, а также взаимодействию активных областей на Солнце по данным наблюдений в рентгеновском диапазоне. Приводится история развития этой проблемы и обсуждаются возможные механизмы этих явлений.

The simultaneous interconnected flare-burst processes on the Sun, by Golubchina O.A.

Abstract. The review of the papers (1936-2000) devoted to the sympathetic flares and bursts, to the synchronous brightening of the local solar sources and to the interaction of the X-ray solar active ranges is presented. The history of the development of this problem is given. The possible mechanisms of these events are discussed.

Введение

Проблема существования и природы одновременных вспышек в далеко разнесенных местах на Солнце возникла после обнаружения Ричардсоном одновременных эрупций в местах на Солнце, удаленных друг от друга на значительные расстояния [43]. Позже появился термин “симпатические вспышки”, что точнее отражает механизм происхождения одновременных парных вспышек посредством влияния вспышки в одной активной области на другую активную область. Симпатические вспышки исследовались на телескопах различных обсерваторий и институтов: в Маунт Вилсон обсерватории, в институте Фраунгофера, в Сакраменто Пик обсерватории, в Астрономическом институте в Ондражейове, в Локхедской Солнечной обсерватории, в Биг Бэа Солнечной обсерватории, в Крымской Астрофизической обсерватории и т.д. Для радионаблюдений использовались, как правило, крупные радиотелескопы: радиоинтерферометр в Кулгуре (Австралия), VLY(США), интерферометр в Нобияма (Япония) и РАТАН-600 (Россия), пространственное разрешение которых составляет угловые секунды — минуты. Данные рентгеновских наблюдений получены со спутников: ISEE 3, Skylab, Пионер, IMP-5, OGO-5, SMM, GOES, Yohkoh, CGRO. В оптическом диапазоне исследования проводятся двумя путями: на основе собственных наблюдений

авторов и на основе статистического анализа больших выборок вспышек по данным служб Солнца. Особенности применения закона распределения Пуассона рассматриваются в работе Г.Смит, Э.Смит [47] и в книге Швестки [51]. При исследовании наблюдений в радио и рентгеновском диапазонах статистический анализ обычно применить невозможно из-за отсутствия больших выборок наблюдений. В настоящем обзоре в основном рассматриваются работы, в которых исследовались одновременные вспышки и всплески, интервал времени между которыми меньше 30 мин.

Исследования одновременных вспышек в H_{α} излучении

Анализ наблюдений волокон в H_{α} линии в обсерватории Маунт Вилсон за период 1917-1935 гг. позволил Ричардсону в 1936 г. обнаружить одновременные эрупции в 3-4 далеко разнесенных пятнах. Статистический анализ таких явлений показал, что случайными совпадениями можно объяснить три одновременных эрупции в двух пятнах, но ни одной — в трех, четырех пятнах. Ричардсон предположил, что такие эрупции “берут свое начало в глубоком явлении, которое может обнаружить себя в далеко разнесенных точках на Солнце” [43]. В следующем своем сообщении в 1951 г. [44], формально статистически проанализировав собственные наблюдения в обсерватории Маунт Вилсон, он пришел к выводу о возможном существовании одновременных эрупций между некоторыми разнесенными по диску парами солнечных пятен. Одновременными считались вспышки, временной интервал между которыми был меньше 0.5, 1.0 и 4.0 часа. Количество наблюдавшихся парных вспышек было больше, чем если бы они появлялись случайно согласно закону Пуассона. Однако вопрос о существовании связанных вспышек оставался открытым.

Беккер [2] по наблюдениям 145 вспышечных пар в активных областях в H_{α} с 10-минутным временным интервалом между двумя последовательными наблюдениями (23.07.56-2.09.56) в обсерватории Франгофера пришел к выводу, что парные одновременные эрупции действительно существуют, а наблюдаемая одновременность парных вспышек обусловлена влиянием далеких возмущений, распространяющихся со скоростью 2000 км/сек, т.е. существует вспышечное влияние одной активной области на другую. Он впервые указал на распределение расстояний между первичными и вторичными вспышками: чаще всего одновременные эрупции происходят в парах групп солнечных пятен, которые удалены друг относительно друга на расстояния $40 - 60^{\circ}$. На расстояниях $0 - 10^{\circ}$ парные вспышки отсутствуют.

В дальнейшем Фритцова-Швесткова и др. [61], а также Пирс и Харрисон [40] констатировали тот факт, что статистически значима вероятность взаимодействия пар активных областей, расстояния между которыми менее $30 - 35^\circ$. На больших расстояниях, как считали авторы, связи между активными областями очень слабые и никакие механизмы не могут объяснить симпатические вспышки.

По данным Огирь [38, 39] несомненно существует тонкоструктурная связь между группами пятен и флоккулами на расстояниях от 19° до 104° . Мурадян наблюдал взаимодействия между отдельными местами внутри одной активной области на расстояниях < 10 гелиоград. [33]. Максимальная концентрация синхронных событий лежит во временном интервале менее 20 мин. [61] и в пятиминутном интервале [38].

Волнообразные возмущения и потоки темных диффузных облаков, связанных со вспышками и перемещавшихся на большие расстояния ($0.5R_\odot, R_\odot$ — радиус Солнца), впервые наблюдал и описал Мортон [29, 32], а проявление волн Мортонна во время парных вспышек впервые наблюдали Смит и Харвей [49]. В Локхедской обсерватории Смит и Харвей исследовали парные вспышки и связанные с ними волны. Они впервые увидели, что эти волны могут вызывать вспышки в виде ярких точек в H_α излучении по ходу распространения волны. На реальных фотографиях видны распространения темных и светлых волновых фронтов и ярких вспыхивающих точек хромосферы, возникающих на окраине активных областей. Темные и светлые волны авторы не всегда интерпретируют только доплеровским смещением хромосферной структуры. Некоторые случаи интерпретируются как инжектирование вещества в корону. Было рассмотрено всего 45 случаев проявлений видимых и невидимых волн. Средние скорости распространения волн, оцененные для 15 видимых волн, оказались равными $600 - 880$ км/сек. Для невидимых волн скорость $V = 410 - 2000$ км/сек определялась по активизации волокон. Средние скорости распространения возмущений по данным различных авторов равны $V = 410 - 3000$ км/сек [2, 44, 37-39, 41].

В Крымской Астрофизической обсерватории Огирь выполнено наиболее детальное исследование вспышечно-связанных событий между группами пятен и флоккулами в H_α линии по собственным трех-четырёхчасовым наблюдениям в 1978-1980 гг. [37-39]. Исследовались не только крупные события, но и все действительно происходившие уярчения активных областей в период наблюдений. Вспышки в одной группе пятен происходили обязательно синхронно со вспышками в других группах пятен. В нескольких группах пятен вспышки могли происходить иногда практически одновременно, но чаще всего начало последу-

ющего вторичного уярчения в удаленной группе совпадало с моментом максимальной фазы вспышки в месте первичной вспышки. Кроме того, в областях растущего магнитного поля была установлена связь между изменениями яркости водородных флоккулов, принадлежащих как одной группе пятен, так и разным группам пятен, расположенным на расстояниях $27 \cdot 10^4$ км. Связи между активными областями селективны и тонкоструктурны, т.е. в разные моменты времени вспышечно связаны могут быть как разные флоккульные узелки в одних и тех же группах, так и разные группы с изменчивостью во времени, равном 10 – 50 мин. Автор делает вывод, что активность каждой группы связана с активностью всех других групп на Солнце. Средние скорости передачи возмущений равны $V = 1000 - 2500$ км/сек, что характерно для скорости распространения магнитогидродинамических волн.

Тэнг и Мур [55] исследовали две крупные вспышки балла 2В. Наблюдались обширные цепочки H_{α} -уярчений длиной $> 10^5$ км, удаленные от места основной вспышки на расстояния $> 10^5$ км. Вторичные H_{α} уярчения появлялись в местах, часто лишенных флоккул и в разобщенной пространственно-временной последовательности, что явилось одним из аргументов, отрицающих в качестве триггирующего агента распространение ударной волны. Скорость возмущающего агента $V > 6 \cdot 10^4$ км/с. Авторы пришли к выводу, аналогичному ранее сделанному Уайлдом и др. [6]: вторичные H_{α} вспышки – результат нагрева хромосферы быстрыми (> 10 кэВ) электронами RS всплесков, перемещающимися вдоль магнитных силовых линий, которые соединяют места первичных и вторичных вспышек.

Обнаружению симпатических вспышек посвящены работы Гергели и Эриксон [8] и Симнетт [48]. Статистический анализ, приведенный в этих работах, подвергся критике в работе Фритцевой-Швестковой и др. [61], которые переобработали данные этих авторов и пришли к выводу, что, тем не менее, по данным работы Гергели и Эриксона слабая связь между одновременными вспышками на уровне 2.2σ существует.

В последние годы при исследовании симпатических вспышек авторы уделяют особое внимание конфигурации и эволюции магнитных полей в местах парных вспышек. Так в работе Шицхонга и др. [68] авторы исследуют магнитные конфигурации мест двухленточных вспышек в биполярной δ -конфигурации гр. NOAA 6233 и их временную корреляцию с одиночными вспышками в униполярной гр. NOAA 6240. Непрерывные наблюдения выполнены на Солнечном магнитографе (SMFT, Huairou Solar Observing Station (HSOS) of Beijing Astronomical Observatory 28.08-1.09.1990). Авторы приходят к выводу, что униполярная и биполярная

группы соединены между собой рядом высоколежащих магнитных петель. Нижележащие магнитные петли соединяют между собой пятна δ -конфигурации в биполярной группе. Взаимодействие вышележащих и нижележащих петель, как считают авторы, является основной причиной возникновения двухленточных вспышек. Ускоренные электроны, вырвавшиеся при этих вспышках в гр. 6233, распространяются вдоль высоколежащих магнитных петель и вызывают одиночные симпатические вспышки в униполярной гр. 6240.

Анализ этих наблюдений был продолжен в работе Цханга и др. [65]. Авторы исследовали 3 симпатических вспышки за этот период наблюдений. Они представили H_{β} фильтрограммы (HSOS) и фотосферные вектормагнитограммы гр. 6233 и гр. 6240. Расстояние между ними составляло $(11 - 7)10^4$ км (< 30 гелиогр. град.). Было реконструировано 3Д-магнитное поле в хромосфере и короне. Вектор магнитных полей, полученный из наблюдений фотосферы, использовался в качестве граничных условий. Показано, что гр. 6240 — нормальная биполярная область, а гр. 6233 — очень сложная гр. δ -конфигурации с большими градиентами магнитных полей и сильным широм поперечного поля. Авторы считают, что “линии поля нижней петли, очевидно, трясутся, и существующая свободная энергия стремится к высвобождению”. Анализ показал, что взаимодействие между сдвинутой нижней петлей в гр.6233 и более высокой петлей, соединяющей гр. 6233 и гр. 6240, вызвало симпатические вспышки в гр.6240. Обе эти петли имеют одну подошву в области сильного непотенциального магнитного поля. Разница по времени максимумов первоначальных и симпатических вспышек равна 2, 1, 1 мин. Предполагается, что H_{β} и H_{α} вспышки — это вторичный эффект взаимодействия а.о. (активная область) в короне. Авторы пришли к выводу, что взаимодействие между двумя петельными системами могут привести к симпатическим вспышкам. Ряд авторов отрицали существование симпатических вспышек [5, 60, 47]. Косвенное отношение к исследованию симпатических вспышек имеют работы [62, 66, 67].

Радиоастрономические наблюдения симпатических всплесков

Впервые симпатические всплески в радиодиапазоне были обнаружены Муллели [31] по наблюдениям в 1958-1959 гг. на волне 21 см на интерферометре Христиансена в Австралии. Через 8-9 мин после начала всплеска они обнаружили симпатические всплески на расстояниях вплоть до R_{\odot} от места первичного всплеска. Вычисленная скорость возмущающего агента $V = (1 - 2)10^3$ км/сек. Возмущающим агентом предполагались перенос частиц, высвобождающихся в виде седжей во вре-

мя вспышки, и ударные волны. Кай [20] и Уайлд [7] на частоте 80 МГц на радиогелиографе в Кулгуре наблюдали коррелированные всплески от взаимодействующих источников на расстояниях вплоть до R_{\odot} . Временные задержки между первичными и вторичными всплесками были равны (10 – 15) сек. Полученная скорость триггирующего агента $V = 10^5$ км/сек соответствует скорости электронов, которые ответственны за всплески III типа. Начальные всплески были III типа, а вторичный всплеск в одном случае имел обратный частотный дрейф (RS) III типа. Кроме того, вторичные всплески были слабо поляризованы (5-10%) с противоположным знаком поляризации. Учитывая все эти факты, впервые было сделано предположение, что быстрые электроны, перемещающиеся вдоль магнитных силовых линий, соединяющих места первичных и вторичных всплесков, являются триггерным механизмом симпатических всплесков.

Коррелированные всплески также наблюдались Феиксом [59] на частоте 36 ГГц и Максвеллом на частоте 80 МГц [27]. Наблюдения H_{α} субвспышки 14 мая 1980 г. сетью SOON и радиовсплесков на VLY с пространственным разрешением 4" на волне 6 см позволили Кунду и др. [21] сравнить развитие субвспышки и радиовсплеска. Во время субвспышки зарегистрированы H_{α} уярчения, удаленные от места главной вспышки на расстояния 10^5 км, которые были в 6-8 раз слабее, чем первичная вспыхивающая область. Радиоизображение одного из радиоисточников совпадало с местом основной H_{α} вспышки, другого — с удаленным H_{α} уярчением. Третий, непостоянный источник, в течение всего периода существования удаленной активности перемещался между указанными двумя источниками. Вторичный источник отождествлялся со спокойными областями на Солнце и не обнаруживал заметной поляризации. Скорость триггирующего агента оказалась > 6000 км/сек (0.1 кэВ). Ни волны Мортон, ни всплески II типа не наблюдались, поэтому МГД волны как триггирующий агент были категорически отвергнуты. Скорость теплового проводящего фронта, как ранее было опубликовано (Смит и Ауэр [50]), даже для более мощных вспышек < 2000 км/сек., поэтому и тепловой фронт также не мог выступать в роли триггирующего агента. Положение источников интерпретировалось как наличие магнитных петель длиной $> 10^5$ км, вдоль которых перемещаются потоки электронов, вырывающиеся из места основной вспышки (хотя всплески III типа также не наблюдались) и доставляющие энергию порядка $4 \cdot 10^{24}$ эрг/сек в место вторичных уярчений.

Одной из самых значительных работ в радиодиапазоне является работа Накаджима и др. [36], выполненная на частоте 17 ГГц на интерфе-

рометре в Нобияма. При исследовании использовались данные H_{α} изображения (Palehua), данные мягкого и жесткого рентгена (3.5 – 5.5 кэВ, 22 – 30 кэВ, 29–57 кэВ, SMM), данные ультрафиолетового спектрометра и поляриметра (Fe XXI, SMM). Пространственное разрешение в рентгеновских изображениях $8''$, $32''$ (соответственно в точном поле видимости 2.66 угл.мин. и грубом – 6.4 угл.мин.) и временное разрешение – (1.5–7.5) сек. Наблюдения всплесков II и III типов получены на спектрографе и гелиографе в Кулгуре на частотах 40, 80, 160 МГц, а с 1982 г. еще и на частоте 327 МГц с пространственным разрешением 3.75 угл.мин. (80 МГц), 1.9 угл.мин. (160 МГц) и 0.95 угл.мин. (327 МГц) при временном разрешении 1 сек. Для исследования было отобрано 5 мощных всплесков с пиком плотности потока для пары всплесков > 50 с.е.п. (с.е.п. – солнечная единица потока), с разделением по расстоянию первичного и вторичного всплесков более, чем на 3 угл. мин. и менее 1 минуты по времени; временные профили первичного и вторичного всплесков должны быть подобны, чтобы избежать случайных совпадений одновременных явлений. При полученных временных задержках между первичными и вторичными всплесками, равных 2-25 сек., и расстояниях между взаимодействующими источниками по поверхности $> 10^5$ км определена скорость триггирующего агента $V > 10^5$ км/сек. В отличие от случая, рассмотренного Кунду и др. [21], вторичный всплеск имел высокую степень поляризации (35–80)% и его размеры $< 20''$. Авторы предположили, что вторичный источник всплеска исходит из точек подошвы гигантских петель. Местоположение вторичных всплесков было близким к солнечным пятнам, однако они не сопровождалась заметными H_{α} уярчениями. Только в некоторых случаях отмечались очень слабые H_{α} уярчения. Временной профиль рентгеновского излучения (> 10 кэВ) от вторичного места был подобен временному профилю вторичного микроволнового всплеска. В двух случаях парные микроволновые всплески сопровождалась всплесками III/V типа, расположенными высоко в короне между местами первичного и вторичного всплесков. Был сделан вывод, что триггирующим агентом являются быстрые электроны, вырывающиеся из места основной вспышки.

Ланг и Вилсон [26] наблюдали 2 группы всплесков на волнах 91.6 см (VLA) и 122 см (Sagamore Hill Observatory, патрульный солнечный телескоп). Были использованы H_{α} данные (SOON). Вторая группа всплесков была связана со слабой вспышкой в мягком рентгене. H_{α} данные показали, что начало первой группы всплесков совпало с уярчением в одной (NOAA 5014) из двух активных областей, расположенных по обе стороны экватора на расстоянии 6 угл. мин. друг от друга. Соответ-

ственно были построены и два локальных источника на волне 91.6 см, каждый из которых имел угловой размер 2.5 угл.мин. и пик яркостной температуры $3 \cdot 10^6$ К. Всплесковое излучение попеременно локализовалось то в северном, то в южном источнике. Предполагалось, что существуют трансэкваториальные петли ($L > 10^5$ км), вдоль которых со скоростью $V = 10^5$ км/сек перемещаются быстрые электроны, ускоренные во время всплеска в одной активной области, создавая вторичные всплески с временными задержками 3-6 сек.

В работах Голубчиной [9-15, 17] приведены результаты наблюдений синхронных уярчений локальных источников радиоизлучения Солнца в 1980-1981 гг. на РАТАН-600 методом “эстафеты” на волнах 4.5 и 2.3 см. Обнаружено около 30 случаев синхронных изменений относительных потоков радиоизлучения локальных источников (л.и.) в течение пяти 2-4-часовых серий наблюдений. Поскольку синхронные уярчения л.и. зафиксированы практически всегда, когда наблюдения на РАТАН-600 по времени были близки к моментам микроволновых радиовсплесков различных типов: 3s, 5s, 8s, 28 PRF, 31 ABS, 45s, 20 GRF, 21 GRF, 30 PBI, зарегистрированных службами Солнца на частотах, близких к радиочастотам наблюдений на РАТАН-600, то можно утверждать, что синхронные уярчения л.и. на Солнце — явления не экзотические. Наблюдения 1981 г. [16] выявили существование крупномасштабной компоненты вспышечно-всплесковой динамики см-радиоизлучения нескольких л.и. на Солнце на временных масштабах, равных 4 часам. Пространственные масштабы между взаимодействующими л.и. достигают $> 10^5$ км.

В обсерватории Кларк Лэйк (Clark Lake) 18 сентября 1986 г. проведены наблюдения коррелированных всплесков III типа в полосе 20-125 МГц на радиогелиографе с угловым разрешением 17 угл. мин. и 2.7 угл. мин. соответственно, которые изучены Кунду и Гопалсвами [22]. Они проанализировали на двух частотах 38.5 и 50 МГц наблюдения всплесков III типа, излучаемых из трех центров активности, удаленных на расстояния вплоть до 26 угл. мин. (около 10^6 км). Авторы пришли к выводу о том, что триггерным механизмом являются высокоэнергичные электроны, перемещающиеся вдоль магнитных силовых линий и берущие свое начало от вспышечно активной группы, расположенной на расстоянии около 30 гелиогр.град. за лимбом. Взаимосвязь двух источников, наблюдавшихся на VLA на 20 см и отождествленных с двумя группами пятен, расположенными на расстоянии 20° по широте, исследована в работе Кунду и др. [23]. Предполагалось, что эти две области связаны крупномасштабными магнитными петлями длиной $L > 2 \cdot 10^5$ км, а почти одновременные изменения в интенсивности и поляризации излу-

чения двух локальных источников вызваны эрупцией волокна.

Ярко выраженный симпатический всплеск наблюдали 11 июля 1991 г. в КРАО на РТ-22 на четырех волнах 3.5, 2.8, 2.25 и 1.95 см с пространственным разрешением 6.0, 5.0, 4.1, 3.6 угл.мин. соответственно, с временным разрешением 0.1 сек и чувствительностью по потоку 0.1 с.е.п. [3]. В локальном источнике, отождествленном с гр.273 (С.Д.) на фотосфере, наблюдался симпатический всплеск во время вспышки балла ЗВ в гр.269, удаленной от гр. 273 на расстояние $4.4 \cdot 10^5$ км. Вычисленная скорость триггирующего агента $V = 6 \cdot 10^4$ км/сек (электроны с энергиями $e > 10$ кэВ). Спектры основного и вторичного всплесков существенно различались, значение степени поляризации вторичного всплеска достигало 60%, что также было характерно для наблюдений Накаджима (см. выше). Показано, что во время взаимодействия двух активных областей происходит модуляция их микроволнового излучения посредством процесса трансформации и генерации волн.

Ханаока [63, 64] анализировал 13 вспышек, которые наблюдались на интерферометре в Нобияма на частоте 17 ГГц как в канале интенсивности, так и в каналах правой и левой круговой поляризации с пространственным разрешением, равным 12 угл. сек., и временным — 1 сек. Пространственное разрешение изображения в мягком рентгене (SXT, Yohkoh) 2.5 угл. сек., а временное — 2 сек. в течение вспышки и 32 сек. в спокойные периоды. Изображение в жестком рентгене (HXT, Yohkoh) получено в четырех энергетических полосах с пространственным разрешением 5 угл. сек. и временным — 0.5 сек. Авторы проанализировали несколько вспышек, которые, как они предполагали, обусловлены взаимодействием между всплывающей петлей и лежащей петлей (“двойная петельная конфигурация”). Двойная петельная конфигурация может быть создана либо всплытием паразитной полярности, либо всплытием пятна δ -конфигурации. Авторы считают, что многие вспышки в различных а.о. с “двойной петельной конфигурацией” показывают удаленные источники в микроволновом излучении. Магнитограммы указывают на бипольную структуру в главном источнике. Она состоит из большой головной полярности или хвостовой активной области и паразитной полярности. Удаленный источник соответствует магнитному пятну одной полярности. Большая петля соединяет удаленный источник и одну из магнитных площадок в главном источнике, а малая петля соединяет положительную и отрицательную полярности в главном источнике. Направления между основаниями (подошвами) большой петли и между основаниями малой петли могут быть почти параллельными, перпендикулярными и антипараллельными в зависимости от положения

паразитной полярности. Главные вспышки и компактное рентгеновское излучение появляются у всплывающего потока. Микроволновые изображения также показывают удаленные уярчения. Эти два микроволновых источника связаны большими петлями, наблюдаемыми в мягком рентгеновском излучении. Наблюдались одновременные микроволновые уярчения двух источников, удаленных друг от друга на расстояния вплоть до 105 км. Иногда уярчение большой петли выявлялось в мягких рентгеновских лучах, но во время некоторых вспышек заметным было только уярчение малых петель. Удаленные микроволновые уярчения показывают, что большая петля, действительно, включается во вспышку. Половина проанализированных вспышек показывает уярчение большой петли в более позднюю фазу. В некоторых случаях, как считают авторы, удаленные уярчения вызваны действием высокоэнергичных электронов ($V = 105$ км/сек.), а в других случаях они обусловлены доставкой энергии тепловой плазмой ($V = 100$ км/сек.). Иногда работают оба механизма триггирования удаленных уярчений. Яркие рентгеновские точечные вспышки также указывают на перенос энергии в удаленную подошву как высокоэнергичными электронами, так и тепловой плазмой.

О взаимодействии активных областей по наблюдениям в рентгеновском излучении

Различные виды магнитных петель, возникающих после вспышек, и петельные связи между активными областями исследовались в работах Раств и Вэбба, Мандрини и Мачадо, Швестки, Фарника и др. по данным, полученным со спутников Skylab, SMM, Yohkoh [45,34, 54,58]. Раств и Вэбб [45] описали аркады петель, излучающих в мягком рентгеновском диапазоне (2-32 Å, 44-54 Å; Skylab), которые обрисовывали замкнутые магнитные поля и простирались на расстояния $(6 - 52)10^4$ км. Раств и Вэбб предположили, что эти петли проводят от вспышки медленную моду ударных волн со скоростью $V = (3 - 12)10^2$ км/сек.

Швестка и др. [52] по данным наблюдений 6.08.1972 г. (Skylab, X-ray: 3.5 – 8 кэВ) изучали образование трансэкваториальных петель, соединяющих две взаимодействующие группы: старую группу AR 12472 и вновь рожденную AR 12474. Петельная система, соединяющие две активные области, окончательно образовалась спустя 1,5-5 дней после рождения группы AR 12474. Расстояние между подошвами петель было около 24 гелиоград. ($4.5 \cdot 10^5$ км). Петли наблюдались от 1.5 до 5 дней. Внезапные уярчения аркады петель были обусловлены, как полагали авторы, изменением магнитного поля вновь рожденной группы. Однако нельзя сказать, что новая группа как-то влияла на старую.

В работе Фарника и Биика [57] приводится взаимодействие двух активных областей AR 17255 и AR 17251 через восстановление уярчающихся корональных структур, соединяющих эти две области, удаленные друг от друга на расстояние около 30 гелиогр. град. (5 угл.мин.). Изображения получены в канале 3.5 – 8.5 кэВ в ноябре 1980 г. на HXIS. Гигантская структура петель появилась в SW направлении от гр.17255 после вспышек балла 1В, 2В в гр.17251. Авторы наблюдали несколько угасаний и восстановлений этой структуры арок. Дальнейшие восстановления напротив, вероятно, были связаны со вспышками в гр.17255. Время жизни арок < 6 часов. Яркостные температуры $T = (7 - 14)10^6$ К, электронные плотности $n_e = (2 - 8.5)10^9$ см⁻³.

Раст и др. [46] указали на движение плазмы от главной вспышки к удаленному месту со скоростями 800 – 1700 км/сек (жесткий рентген, HXIS, SMM). Это – проводящий фронт плазмы с температурой $T = (1 - 3)10^7$ К (тепловой волновой фронт). Они отметили, что в месте главной вспышки наблюдаются малая петля и большая петля, которая связывает место главной вспышки и удаленное место и вдоль которой перемещается тепловая волна. Более того, они наблюдали уярчения удаленных мест, обусловленные действием ускоренных электронов. Швестка и др.[53] также исследовали эти наблюдения вместе с наблюдениями в H $_{\alpha}$. Они пришли к выводу, что H $_{\alpha}$ уярчения в удаленных местах появляются сразу же после рентгеновского уярчения в месте первичной вспышки. При этом скорость передачи возмущения более $5 \cdot 10^4$ км/сек.

В работе Кунду и др. [24], исследовалось взаимодействие двух активных областей AR 2522 и AR 2530 только в моменты больших вспышек 24-25 июня 1980 г. Использовались радионаблюдения на волне 6 см (VLA) и рентгеновские наблюдения в области (3.5 – 8.0) кэВ (HXIS, SMM). Пространственное разрешение VLA составляло (4 – 18) угл.сек (микроволновые всплески с потоками ≤ 30 с.е.п.) и 8 угл.сек.; 32 угл.сек соответственно – для точного и грубого полей обзора в HXIS (SMM). Данные рентгеновского излучения показали, что эти группы связаны между собой. По данным излучения в полосе (3.5-8.0 кэВ) видно, что во время вспышки в гр.2530 устанавливается связь между гр. 2530 и гр. 2522 в виде крупномасштабного “моста”, т.е. арки, длина проекции которой составляет 1.3×10^5 км. “Мост” виден не всегда из-за низкого пространственного разрешения. Иногда подобный “мост” был виден и на картах, полученных на VLA. После образования “моста” развивается уярчение во второй а.о. 2522. Авторы считают, что возмущение от первичной вспышки может перемещаться вдоль этой арки от одной а.о. к другой, провоцируя в последней вспышки. Скорость переме-

щения фронта возмущения в рентгеновском излучении оценена равной 90 ± 20 км/сек. Авторы интерпретируют это, как доказательство проявления медленной моды волны. Другим возможным механизмом распространения возмущения, как считают авторы, являются Альвеновские волны ($V = 10^2$ км/сек), возникающие во время взрывной фазы первичной вспышки в а.о. 2530.

Эти же рентгеновские данные NXIS были проанализированы в работе Полетто и др. [42], но исследовались комплексы а.о. 2522 и 2530 как во время H_{α} вспышек, так и при их отсутствии. Расстояние между этими а.о. составляло ≈ 9 гелиоград. В работе уделялось особое внимание морфологическим аспектам рентгеновского излучения и его связям с магнитными структурами. Авторы подчеркивают изменение конфигурации магнитного поля по данным магнитограмм с 23 по 26 июня (Kitt Peak): изменение ориентации соответствующих биполей с исчезновением части магнитного потока вследствие либо слияния, либо исчезновения поля. Показано, что существует взаимное влияние в виде последовательного уярчения и угасания двух взаимосвязанных групп 2522 и 2530 во время отсутствия в них вспышек (даже при большом времени накопления — 250 сек.). Показано также взаимодействие этих двух а.о. во время вспышек баллов 1B, -F (SGD) с возникновением “моста” (время накопления сигнала 15 сек.) и смещением локализации максимума излучения во время вспышки балла (-1N). Авторы отмечают, что указанное явление взаимодействия областей через “мост” видно не часто, т.к. при исследовании слабых структур с длительным накоплением (≈ 6 мин.) отсчетов этот “мост” замывается. Активизация удаленной области происходит близко к моменту максимума основной вспышки. Рассмотрение топологии магнитного поля показало синхронность в эволюции излучения активных областей 2522 и 2530. Такая же синхронность видна при анализе магнитных изменений в местах расположения этих групп. Авторы пришли к выводу, что подфотосферная активность может быть пространственно значительно более протяженной, чем “произвольно определяемая индивидуальная активная область”, на что указывали в своей работе Фритцова-Швесткова и др. [61].

Была выполнена реконструкция магнитного поля на расстояния $R = 1.1; 1.2; 1.3; 1.4 \cdot R_{\odot}$. Расчеты показали отсутствие высоких петель (потенциального магнитного поля), что исключает возможность взаимодействия а.о. через высокие петли, действующие, как проводящий путь, вдоль которого распространяется возмущение. В этом состоит основное отличие выводов авторов этой работы от выводов, сделанных в работе Кунду и др. [24], которые предполагали, что взаимодействие между

а.о. 2522 и 2530 происходит через гигантскую арку, соединяющую эти а.о. Различие же с выводами, сделанными Фритцевой-Швесткой и др. [61], состоит в том, что Фритцева-Швесткова и др. отвергали возможность подфотосферных связей, как причину “симпатических” вспышек. По мнению авторов данной работы “симпатическая активность” вызвана эволюцией поля внутри активной области и его связью с крупномасштабной магнитной структурой, т.е. связь между активными областями существует и обеспечивается корональными магнитными связями.

Мурадян и др. [33] исследовали 3 вспышки (19 октября 1980 г.) в активной области AR 2744 по данным рентгеновского излучения (HXIS, SMM) и фотографий, сделанных на трехволновом гелиографе в Медоне. Взаимодействующие места внутри а.о. были удалены друг от друга на расстояния $(40 - 22)10^3$ км, а временные задержки составляли 36-9 сек. Скорость возмущающего агента оказалась равной 500-600 км/сек. В качестве возмущающего агента авторы рассматривают движение массы горячей плазмы, передачу энергии энергичными ионами, ускоренными в месте первоначальной вспышки. Бизекер и Томпсон [4] исследовали рентгеновские данные, полученные на инструменте BATSE (25 – 50 кэВ), установленном на спутнике CGRO. Метод обработки позволил исследовать только события с временными задержками не менее 2 мин. Они применили статистические методы исследования и пришли к выводу, что не установили существования симпатических вспышек, но и не исключили вероятность того, что 20% вспышек все же могут быть симпатическими. Авторы подчеркивают, что их выводы не относятся к событиям на временных масштабах < 2 мин., а следовательно, их исследования не чувствительны к таким быстрым триггерным механизмам, как распространение высокоэнергичных электронов, но чувствительны к медленно распространяющимся возмущающим агентам, как, например, волны или удароподобные возмущения.

О механизмах триггирования одновременных вспышек и всплесков

В качестве основных триггерных механизмов одновременных вспышек и всплесков авторами обсуждались действия корпускулярных потоков, волн Мортонна, медленной моды ударной волны, Альвеновских волн, распространение тепловых фронтов, распространение высокоэнергичных (> 10 кэВ, с нетепловыми скоростями), а затем и тепловых электронов (кТ – 1кэВ) вдоль магнитных силовых линий, соединяющих места первичных и вторичных вспышек или всплесков, распространение EIT волн, эффект плазменного эхо, влияние эволюции магнитного

поля активных областей, действие единого подфотосферного центра активности. При интерпретации симпатических вспышек и всплесков до последнего десятилетия в качестве триггерных механизмов в основном рассматривались распространение волн Мортонa и распространение высокоэнергичных электронов. Скорости возмущающего агента симпатических вспышек в среднем равны $V = (1 - 3)10^3$ км/сек [2, 49, 38, 39, 41], что характерно для корональных ударных волн, проявление которых в хромосфере, как показал в своей работе Ушида [56], может быть в виде волн Мортонa [29, 49]. Сравнение Мортонem одновременных оптических и радионаблюдений на частоте 2000 МГц показало, что всплески III типа совпадают со взрывной фазой вспышки, а всплески II типа совпадают с видимым ударным фронтом [30]. Проявление волн Мортонa во время одновременных вспышек наблюдали Смит и Харвей [49]. Атей и Мортон еще в 1961 г. [1] пришли к выводу о существовании обоих механизмов распространения возмущающего агента: корпускулярных потоков и ударных волн, причем эти облака электронов и протонов связаны с ударной волной.

Как отмечалось выше, радионаблюдения [6, 7, 20] коррелированных всплесков из двух центров, разнесенных на расстояние R_{\odot} , с временными задержками порядка 10 сек и скоростью распространения возмущающего агента около 10^5 км/сек привели Кая и Уайлда к мысли, что вероятным триггерным механизмом одновременных вспышек могут быть быстрые электроны, перемещающиеся вдоль магнитных силовых линий, соединяющих места первичных и вторичных явлений. Уайлд [7] обсудил оба механизма инициирования одновременных вспышек и всплесков и пришел к выводу, что временные задержки, равные минутам, вполне могут быть связаны с распространением ударной волны между двумя центрами активности. Он показал, что очень точное совпадение всплесков II типа и поверхностной волны [30] и выводы Мейера [35] о сильной диссипации ударной волны в хромосфере на больших расстояниях свидетельствуют о том, что ударная волна — это корональное явление. Видимое хромосферное возмущение является вторичным эффектом. Ударная волна инициирует “срыв в неустойчивость”, проходя над нейтральной линией активной области или протуберанца, и способствуют высвобождению (а не доставке) энергии в виде Альвеновских волн, быстрых частиц и ударных волн.

Из сравнений результатов расчета и реальных наблюдений распространения волн Мортонa Ушида [56] сделал вывод о том, что волна Мортонa — это быстро движущееся пересечение волнового фронта быстрой моды МГД и хромосферы, распространяющееся от вспышек в ви-

де яркого или темного фронтов (модель “подметающей юбки”). Волны Мортонa могут распространяться как параллельно, так и перпендикулярно магнитному полю на расстояния вплоть до 10^6 км со скоростью 10^3 км/сек и формируются, как правило, в секторе 90° от вспышки. Если поток энергии концентрируется в область низких Альвеновских скоростей низко в короне, то в хромосфере появляются волны Мортонa. Напротив, если вспышка происходит в области высокого и широкого Альвеновского плато, то волны Мортонa не могут появиться. Медленная мода ударной волны ($V = 90 \pm 20$ км/сек) или, как альтернатива, Альвеновская волна ($V = 10^2$ км/сек) предлагались в качестве триггерного механизма симпатических всплесков, наблюдавшихся в радио (VLA, $\lambda = 6$ см) и в мягком рентгеновском диапазонах (3.5-8.0 кэВ) в работе Кунду и др. [24].

Танг и Мур [55] предположили, что триггерным механизмом симпатических вспышек могут быть как высокоэнергичные электроны, так и следующие за ними тепловые электроны, перемещающиеся от места начальной вспышки вдоль магнитных силовых линий, соединяющих взаимодействующие активные области. В работе Накаджима [36] была развита вышеприведенная интерпретация Кая и Уайлда: высокоэнергичные электроны, вырывающиеся из места первичной вспышки, перемещаются в верхние слои короны вдоль магнитных силовых линий открытой конфигурации, генерируют всплески III типа, а часть быстрых электронов захватывается в ловушку в верхней части замкнутых корональных петель, вызывая всплеск V типа. Остальные высокоэнергичные электроны высыпаются в низ корональной петли, вызывая вторичный микроволновой всплеск в нижней короне и иницируя H_α свечение в хромосфере. Предполагается, что симпатический всплеск был вызван “катастрофической нестабильностью”, спровоцированной потоком быстрых электронов, причем вспышечная нестабильность работает как усиливающий механизм. Авторы подчеркивают, что могут наблюдаться сильно поляризованные микроволновые симпатические всплески, излученные из областей с сильным магнитным полем [18] и расположенные вблизи солнечных пятен, даже если электронов недостаточно, чтобы вызвать H_α уярчение.

На иницирование симпатических всплесков высокоэнергичными электронами указано в работах Кунду и Гопалсвами [22] и Ланга и Вилсона [26]. Некоторые исследователи полагают, что одновременные вспышки и уярчения в местах, удаленных от первоначальной вспышки, возможны только тогда, когда в эти места доставляется энергия, необходимая для их триггирования. Мачадо и др. [28] при исследовании

удаленных уярчений (HXIS, SMM; H_α) рассмотрели три вида доставки энергии: высокоэнергичные частицы, проводящие фронты и ударные волны. Ханаока [63, 64] предположил, что энергия может транспортироваться горячей плазмой с тепловой скоростью 100 км/сек и высокоэнергичными электронами со скоростью 10^5 м/сек. Цханг и др. [65] считают, что доставка энергии представляет одну из альтернатив причины возникновения симпатических вспышек.

Согласно выводам Раст и др. [46], Мачадо и др. [28], Шицхонга и др. [68] симпатические вспышки могут быть вызваны взаимодействием между двумя петельными системами, причем главную роль в причине возникновения симпатических вспышек играет тепловая проводимость вдоль более высокой корональной петли, соединяющей две взаимодействующие области. Противоположной точки зрения придерживаются Полетто и др. [42]. На основе полученной конфигурации потенциально магнитного поля, а также учитывая отсутствие энергетической значимости между первичной и вторичной вспышками, авторы отвергают идею, что симпатическая активность вызывается переносом энергии потоками частиц или проводящими волновыми фронтами. Авторы указывают на движение отдельных магнитных деталей, исчезновение или слияние магнитных полей, что является причиной изменения свободной магнитной энергии в этих местах. Из расчетов магнитного поля авторы пришли к выводу, что “мост” не является длинной петлей, а является аркадой коротких петель, связывающих взаимодействующие области. Аркада коротких петель действует как “канал”, вдоль которого “шаг за шагом” распространяется дестабилизация в места с накопленной энергией. Таким образом, дестабилизация передается за пределы а.о., последовательно вовлекая ряд мелкомасштабных деталей, где появляются вспышки. В качестве принципиально возможного механизма триггирования одновременных вспышек и всплесков Ерохиным и др. [19] предлагался “эффект плазменного эха” [25]. Механизм плазменного эха — это передача возмущений сверхтепловыми электронами от одной возмущенной области к другой области. Небольшое количество быстрых электронов n_* ($n_* = 10^4 - 10^5$ при $n_*/n_e = 10^{-8}$, $L = 10^8$ см — расстояние между взаимодействующими областями), которые пролетают через первую область вспышки, модулируются колебаниями возмущений этой области и передают эту модуляцию колебаниям второй области, которая находится в состоянии близком к “срыву в неустойчивость”. К сожалению, этот механизм астрономами остался незамеченным. В качестве одного из возможных механизмов возникновения симпатических вспышек авторы [4] предположили распространение крупномасштабно-

го возмущения: так называемые EIT-волны. Изучение наблюдений показало, что EIT (EIT – Extreme Ultraviolet Imaging Telescope) волны не увеличивают число появления солнечных вспышек. Фритцева- Швесткова и др. [61] не отрицали существование симпатических вспышек в редких случаях, но чаще, как они полагали, мы встречаемся с “симпатическими областями”, т.е. мы видим проявление действия единого подфотосферного источника. Огирь считала возможной причиной симпатических вспышек – единый процесс выноса нового магнитного поля из-под фотосферы или его возмущения. Уайлд [6, 7] испытывал трудности при интерпретации коррелированных всплесков, когда скорость триггирующего агента оказывалась больше световой или когда взаимодействовали источники одной полярности. Возможно, что такие факты связаны с действием единого подфотосферного центра активности. Как уже отмечалось, иногда Огирь [37-39] наблюдала одновременные уярчения в семи группах пятен. На Ратан-600 зарегистрированы одновременные уярчения в пяти локальных источниках [17]. Кроме того, частые проявления синхронных уярчений локальных источников на расстояниях вплоть до $> 10^5$ км при всех типах микроволновых всплесков даже в отсутствие всплесков II и III типов, а также обнаружение крупномасштабной компоненты вспышечно-всплесковой динамики локальных источников радиоизлучения Солнца [16, 17] указывают на то, что, помимо тесных корональных связей между активными областями, возможно также действие единого подфотосферного центра активности.

Заключение

Обзор работ, посвященных исследованию одной из экзотических проблем физики Солнца – симпатическим вспышкам и всплескам по наблюдениям в оптическом, радио и рентгеновском диапазонах, свидетельствует о богатстве и разнообразии взаимных связей между активными областями на Солнце. Многочисленные наблюдения похожих явлений в указанных диапазонах дают право на различную интерпретацию возможных механизмов рассматриваемых явлений.

Литература

1. Athey R.G., Moreton C.E. (Astrophys.J. 1961, v.**133**. p.935)
2. Becker U. (Zs.f.Astr., 1958. v.**44**, p.243)
3. Баранов Н.В., Цветков Л.И. (Письма в АЖ, 1994, т.**20**, N.5, с.388)

4. Biesecker D.A., Thompson B.J. (J.of Atm. and Sol.-Terrestr.Phys., 2000, v.**62**, №16, p.1449)
5. Waldmeier M. (Z.Astrophys., 1938, v.**16**, p.276)
6. Wild J.P., Sheridan K.V., Kai K. (Nature. 1968, v.**218**. p.536)
7. Wild J.P. (Proceed.of ASA.1969, v.**1**. №5. p.181)
8. Gergely T.E. and Ericson W.C. (Sol.Phys.1975, v.**42**. p.467)
9. Golubchina O.A. (Contributions of the AOSP XV(2), 1986, p.441)
10. Golubchina O.A. (Proceed. of the XIII Consult. Meet. on Sol.Phys. "Solar magnetic fields and corona", Novosibirsk, Nauka, 1989, p.233.)
11. Golubchina O.A. (Astron.Nachr.1990, v.**311**, №6, p.391)
12. Голубчина О.А. (Астрофиз.исслед.(Изв.САО), 1991, №33, с.203.)
13. Голубчина О.А. (Препринт Спец.астрофиз.обсерв.1992, №75)
14. Голубчина О.А. (Препринт Спец.астрофиз.обсерв.1994, №99)
15. Голубчина О.А. (Препринт Спец.астрофиз.обсерв.1996, №120)
16. Golubchina O.A.(Sol.Phys.1995, v.**160/1**, p.199)
17. Голубчина О.А.(Кинем. и физ. небесных тел.1999, т.**15**, №1, с.59)
18. Dulk G.A. and Marsh K.A.(Ap.J.1982, v.**259**, p.350)
19. Ерохин Н.С.и др.(АЖ, 1974, том **51**, вып.4, с.890)
20. Kai K. (Proceed.of ASA, 1969, v.**1**, №5, p.186)
21. Kundu M.R., Rust D.M., Bobrovsky M.(A.J. 1983, v.**265**, p.1084)
22. Kundu M.R., Gopalswamy N. (Sol.Phys.1987, v.**112**, p.133)
23. Kundu M.R., Schmall E.J., Fu Q.-J. (Astrophys.J. 1989, v.**336**, p.1078)
24. Kundu M.R., Machado M.E., Erskine F.T., Rovira M.G., and Schmahl E.J. // Astron.Astrophys., 1984, v.**132**, p.241)
25. Кадомцев Б.Б. (УФН, 1968, т.**95**, вып.1, с.111)
26. Lang K., Wilson R. (Astrophys.J.1989, v.**344**, L77-80)
27. Maxwell A. (Sky and Teleskope, 1973, v.**46**, №1, p.4)
28. Machado M.et al. (Astrophys.J.1988, v.**326**, p.451)
29. Moreton G.E. (Sky & Telescope.1961, v.**XXI**, №3, p.145)
30. Moreton G.E. (Astron.J.1964, v.**69**. №2, p.145)
31. Mullaly R.F. (Australian J.Phys.1961, v.**14**. №4, p.540)

32. Malville J.M., Moreton G.E. (Nature.1961, v.**190**, №4780, p.995)
33. Mouradian Z. et al., (Astron. and Astroph. 1989, v.**224**, p.267)
34. Mandrini C., Machado M. (Sol.Phys.1992, v.**141**. №1, p.147)
35. Meyer F. (Symposia of the I.A.U. 1968, №35, p.485)
36. Nakajima H. et al. (A.J. 1985, v.**5**, p.806)
37. Огирь М.Б.(Изв.КРАО, 1980, т.**LXII**, с.131)
38. Огирь М.Б. (Изв.КрАО, 1981, т.**LXIV**, с.118)
39. Огирь М.Б.(Солнечные данные 1982, №3, с.91)
40. Pearce G.and Harrison R.A. (Astr.Astroph.1990, v.**228**, p.513)
41. Погодин И.Е. (Астрономический циркуляр 1989, №1537, с.29)
42. Poletto G., Gary G.A., Machado M.E. (Sol.Phys.1993, v.**144**, p.113)
43. Richardson R.S. (Ann.Rept.Dir.Mt.W.Obs. 1935, №35, p.171)
44. Richardson R.S. (Astr.J. 1951, v.**114**. p.356)
45. Rust D., Webb D. (Sol.Phys., 1977, v.**54**, p.403)
46. Rust D., Simnett G., Smith D. (Astrophys.J. 1985, v.**288**, p.401)
47. Смит Г, Смит Э. (Солнечные вспышки, М.“Мир”, 1966, с.139)
48. Simnett G.M. (Sol.Phys. 1974, v.**34**, p.377)
49. Smith S.and Harvey K. (in C.M.Macris ed., Physics of Solar Corona, 1971, p.156).
50. Smith D.F. and Auer L.H. (Ap.J.1980, v.**242**, p.799)
51. Svestka Z. (“Solar Flares”, 1976, p.225)
52. Svestka Z. et al. (Sol.Phys. 1977, v.**52**, p.69)
53. Svestka Z., Farnik F., Fontenla J., and Martin S. (Sol.Phys.1989, v.**123**, p.317)
54. Svestka Z.et al. (Sol.Phys.1995, v.**161**, p.331)
55. Tang F., Moore R.L. (Sol.Phys.1982, v.**77**, №№1/2, p.263)
56. Uchida Yu.et.al.(Sol.Phys., 1973, v.**28**, p.495)
57. Farnic F., van Beek H.F. (Adv.Space.Res.1984, v.**4**, №7, p.243)
58. Farnic F.et al. (Sol.Phys.1993, v.**146**, p.313)
59. Feix G.(Sol.Phys.1970, v.**13**, №1, p.227)
60. Fritzova, L. (Bull.Astron.Inst.Czech., 1959, v.**10**, p.145)

61. Fritzova-Svestkova L., Chase R.C., Svestka Z. (Sol.Phys. 1976, v.**48**, №2, p.275)
62. Фисенко М.И., Чистяков В.Ф. (В кн. “Исследование явлений на Солнце”, 1975, с.39)
63. Hanaoka Y. (Sol.Phys. 1996, v.**165**, p.275)
64. Hanaoka Y. (Sol.Phys. 1997, v.**173**, p.319)
65. Zhang, C.X., Wang, H., Wang, J.X., Yan, Y. (Sol.Phys. 2000, v.**195**, pp.135-148)
66. Чистяков В.Ф. (В кн.“Исслед.по геомагнет., аэрон. и физ. Солнца”, 1970, вып.10, с.179)
67. Чистяков В.Ф. (“Магнитные поля солнечных пятен”, 1970, с.93)
68. Shi, Z.X., Wang, J.X., and Luan, D. (Acta Astron.Sinica, 1997, v.**38**, p.257)

Эруптивные протуберанцы: начальное равновесие и сопутствующие явления

Аннотация

Анализируются данные наблюдений структуры солнечных волокон и протуберанцев с целью выбора наиболее адекватной модели магнитной поддержки плотного холодного вещества в короне. Все больше и больше фактов свидетельствуют о наличии в короне сильных токовых структур, соответствующих моделям волокон инверсной полярности (магнитным жгутам). Эти модели имеют также большие преимущества для описания быстрых эруптивных процессов.

Eruptive prominences: initial equilibrium and associated phenomena,
by B.P. Filippov

Abstract. Observational data on solar filaments and prominences structure are analyzed in order to choose the most adequate model of magnetic support of cool dense material in the corona. More and more facts indicate the presence of strong electric currents in the corona that corresponds to the filament models of inverse polarity (magnetic flux ropes). These models have great advantages in the description of fast eruptive phenomena.

Введение

Построение любой модели эруптивного процесса должно начинаться с определения начального равновесия. От того, какие силы являются определяющими, зависит дальнейшая эволюция и “энергетика” процесса. Можно считать общепризнанным, что холодное плотное вещество протуберанца удерживается от падения в хромосферу силой Лоренца $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$. Очевидно, возможны два предельных случая: очень слабый ток удерживается сильным полем и сильный ток находится в слабом поле. Первое соотношение соответствует моделям нормальной полярности (различные модификации модели Киппенхана-Шлютера [1]), второе — моделям инверсной полярности (модификации модели Куперуса-Рааду [2] или flux core-модели). Названия: нормальная и инверсная полярности, проистекают от соответствия или несоответствия направления перпендикулярной оси волокна компоненты магнитного поля в нем направлению поля подфотосферных источников.

Волокна располагаются над линией раздела полярностей, где отсутствует вертикальная составляющая поля, то есть поле горизонтально [3]. При наблюдении на диске поле оказывается поперечно лучу зрения и ввиду малости (~ 10 Гс) не может быть измерено существующими магнитографами. Поля в волокнах измеряются, только когда они находятся на лимбе и видны как протуберанцы. Сложность измерений

и неоднозначность интерпретации едва ли позволяют надеяться на то, что магнитная конфигурация волокон будет определена с их помощью в недалеком будущем. Так, например, Раст [4] по измерениям эффекта Зеемана в протуберанцах в начале 20-го цикла пришел к выводу об их соответствии модели Киппенхана-Шлютера. Сейчас он пересмотрел эти результаты и стал склоняться к мысли, что его измерения свидетельствуют больше в пользу инверсной полярности [5].

Структура хромосферы вблизи волокон

Пожалуй, больше о магнитной конфигурации волокон говорят наблюдения в линии H_α их тонкой структуры и структуры прилегающей хромосферы, хотя интерпретация и этих данных может быть не вполне однозначной.

На снимках в H_α волокна видны как длинные пряди из тонких нитей, вытянутые вдоль линии раздела полярностей. Часто пряди закручены в жгуты. Направление нитей указывает направление магнитного поля, которое, следовательно, составляет небольшой угол с осью волокна, что согласуется с измерениями полей в протуберанцах. Остановимся вначале на этой, продольной, компоненте поля как наибольшей, хотя для проблемы равновесия волокна как целого образования она малосущественна, поскольку интегральный ток может течь только вдоль оси волокна.

В начале 70-х Фоукал [6] заметил, что по виду розетки, то есть места концентрации магнитного потока в хромосферной сетке, можно определить, зная ее полярность, направление окружающего тангенциального поля: силовые линии, радиально расходящиеся из узла, сильно искривляются и образуют седловую точку там, где направление поля противоположно окружающему. Мартин с коллегами [7] с помощью этого метода подробно изучила около полутора сотен волокон, наблюдавшихся в обсерватории Биг Бэр в 1989-1992 годах. Введя своеобразную “магнитную” систему координат (воображаемый наблюдатель смотрит на волокно вдоль поверхности Солнца нормально линии раздела полярностей со стороны положительной полярности, то есть вдоль направления крупномасштабного поля), они поделили все волокна на “левые” (sinistral), в которых магнитное поле направлено для этого наблюдателя справа налево, и “правые” (dextral), в которых поле направлено слева направо. Число левых и правых, как и следовало ожидать, примерно одинаково, но вот практически все полярные волокна в северном полушарии - правые, а в южном — левые, независимо от цикла активности. Загадочно это или нет, и какова причина такого деления —

отдельный вопрос, нас же больше интересует поперечная ось волокна компонента поля.

Относительно поперечного поля Мартин и др. [7] почему-то стараются не высказываться, хотя некоторые выводы из их исследования напрашиваются сами и порой даже проскальзывают как бы помимо воли авторов. Во-первых, утверждается, что “хвосты” розеток вблизи волокон всегда направлены под некоторым углом от нейтральной линии. Значит поперечная компонента поля здесь противоположна фоновой (рис. 1).

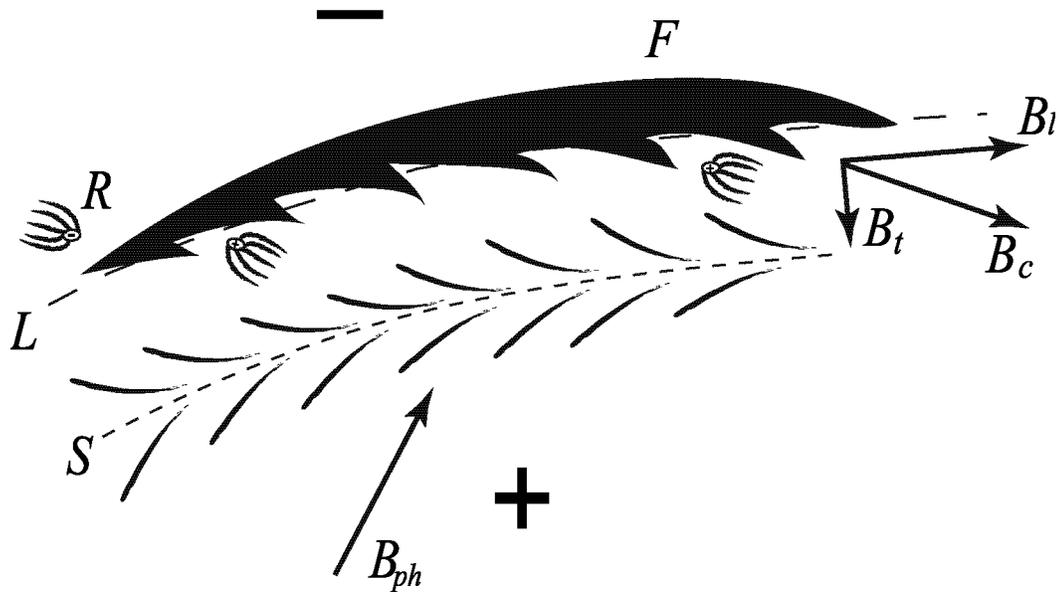


Рис. 1. Схематическое изображение структур, наблюдаемых вблизи волокна F . По классификации Мартин и др. [7] это волокно является “правым” и правовеетвящимся. L – линия раздела полярностей, R – розетка, S – ось елочной структуры, B_{ph} – крупномасштабное фотосферное фоновое поле, B_c – поле в канале волокна, B_l – компонента вдоль оси волокна, B_t – компонента поперек оси волокна.

Во-вторых, Мартин с коллегами обращает внимание на “ножки” волокон и делит их на ответвляющиеся влево и вправо. Поскольку ножки представляют собой пучки нитей, выдающихся из основного тела волокна, то по их ориентации можно определить направление поперечного поля. Если смотреть вдоль оси волокна в направлении поля, то ножки, отклоняющиеся вправо, то есть нити повернуты на небольшой угол от оси по часовой стрелке, свидетельствуют о направлении поперечного поля слева направо. Для “правых” (dextral) волокон с правой стороны волокна находится положительная полярность, для “левых” –

отрицательная. Мартин и др. утверждают, что все “правые” волокна — правоветвящиеся, а “левые” — левоветвящиеся. Значит, поперечное поле волокон направлено навстречу фоновому.

Наконец, в-третьих, авторы отмечают, что ножки волокон никогда не укореняются в местах концентрации фонового магнитного потока — узлах хромосферной сетки. Напротив, они избегают их.

К этим фактам можно добавить еще замеченные нами характерные структуры в хромосфере, имеющие вид “елочки” с осью симметрии, параллельной волокну (рис.1) [8]. Такие структуры возникают на границе зоны инверсии, где поперечная волокну составляющая поля меняет знак, а на линии, на которой она обращается в ноль, остается лишь компонента вдоль волокна. Изменение направления поперечного поля под волокном есть условие равновесия тока в модели инверсной полярности.

Силовые линии магнитного поля волокна с учетом преобладания продольного поля имеют вид спиралей. Ряд волокон действительно имеет ярко выраженную спиральную структуру. Очень хорошо спиральность бывает видна в эруптивных протуберанцах. Следует заметить, что определить истинное направление закрученности витков спирали: левое или правое, и, следовательно, направление тока в волокне не всегда легко.

К сожалению, мы видим лишь проекцию реальной трехмерной магнитной структуры, неоднородно заполненной веществом. В зависимости от того, какую часть спирали мы наблюдаем — верхнюю, выше оси, или нижнюю, ниже оси, она предстает в картинной плоскости в виде нитей, отклоненных от оси по часовой стрелке или против. На это указали Раст и Кумар [5], аргументируя, что по крайней мере для спокойных волокон из условия устойчивости равновесия вещество должно скапливаться в нижних частях спирали, где силовые линии имеют U-образную форму. В эруптивных волокнах противоположные части спирали могут иметь различное доплеровское смещение.

Структура протуберанцев

Одним из аргументов против инверсной полярности выдвигают отсутствие наблюдений U-образных структур в протуберанцах. Во-первых, такие наблюдения, может быть не в большом количестве, но все же имеются [9-10]. Во-вторых, надо иметь в виду, что это довольно мелко-масштабная структура, которая, может быть, плохо различима в общей картине волокна как гигантской арки с закрепленными в хромосфере концами. U-образная структура лучше видна при активизации волокна, когда спираль поднимается и раскручивается.

Динамика эруптивных протуберанцев

Имеется еще один аргумент в пользу модели инверсной полярности. Эта модель может описывать более энергичные процессы эрупции. Первоначальное равновесие волокна нормальной полярности определяется балансом силы, действующей на ток со стороны магнитного поля подфотосферных источников, и весом волокна

$$\frac{IB}{c} - mg = 0.$$

При выходе из равновесия баланс нарушается, но поскольку естественно считать, что

$$\begin{aligned}\Delta I &\ll I, \\ \Delta B &\ll B,\end{aligned}$$

то ускоряющая сила гораздо меньше обеих этих сил, то есть ускорение волокна

$$a \ll g.$$

Поэтому модели нормальной полярности принципиально не могут описывать быстрые энергичные эрупции.

В моделях инверсной полярности существенную роль играет еще одна сила — сила реакции поверхности плотной плазмы фотосферы

$$\frac{I^2}{c^2 h} + \frac{IB}{c} - mg = 0,$$

причем последний член может быть гораздо меньше первых двух

$$\frac{I^2}{c^2 h} \approx -\frac{IB}{c} \gg -mg.$$

Тогда при нарушении равновесия с выполнением указанных условий вполне возможно движение волокна с ускорением, превышающим ускорение свободного падения,

$$a \gg g.$$

Так что именно в моделях инверсной полярности имеются предпосылки для бурных энергичных эруптивных явлений.

Сопутствующие явления

Модель волокна инверсной полярности, поле тока которого соизмеримо с полем подфотосферных источников вблизи линии раздела полярностей, чрезвычайно плодотворна в описании явлений, сопутствующих

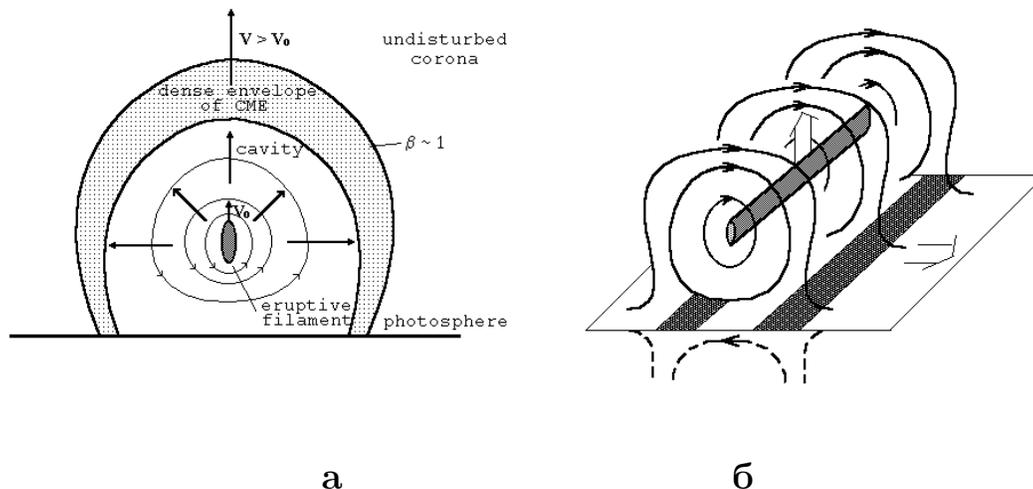


Рис. 2. Схематическое изображение магнитной конфигурации эруптивного волокна инверсной полярности с образованием оболочки коронального выброса (а) и вспышечных лент (б).

эрупции волокна. Так, совершенно естественным следствием является образование полости с пониженной плотностью вещества вокруг волокна и уплотненной оболочки, окружающей полость, которую можно интерпретировать как фронтальную часть коронального выброса – СМЕ (рис. 2а) [11]. Другое следствие – сжатие хромосферного газа на границе, разделяющей магнитные потоки волокна и подфотосферных источников (рис. 2б) [12]. Это сжатие может привести к усиленной за счет работы магнитного поля эмиссии в двух полосах по обе стороны волокна, что соответствует вспышечным лентам.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и ГНТП “Астрономия”.

Литература

1. *Kippenhahn R., Schluter A.* // *Zitschr. Astrophys.*, 1957, Bd. 43, P. 36.
2. *Kuperus M., Raadu M.A.* // *Astron. Astrophys.*, 1974, V. 31, P. 189.
3. *Athey G., Querfelf C.W., Smartt R.N., Deglinnocenti E. L., Bommier V.* // *Solar Phys.* 1983. V. 89. P. 3.
4. *Rust D.M.* // *Astrophys. J.* 1967. V. 150. P.313.
5. *Rust D.M., Kumar A.* // *Solar Phys.* 1994. V. 155. P. 69.
6. *Foukal P.* // *Solar Phys.* 1971. V. 19. P.59.

7. *Martin S.F., Bilimoria R., Tracadas P.W.* // In Solar Surface Magnetism. / Rutten R.J., Schrijver C.J. (eds.). New York: Springer-Verlag, 1994. P.303.
8. *Филлипов Б.П.* // Письма в Астрон. журн. 1994. Т. 20. С. 770.
9. *Valniček B., Godoli G., Mazzucconi F.* // Annals of the IQSY. A.C.Stickland, Cambridge, MA: The M.I.T. Press, 1968. P. 113.
10. *Filippov B.P.* // New Perspectives on Solar Prominences, IAU Colloquium 167, ASP Conf. Ser. V. 150 / Eds. Webb D., Rust D., Schmieder B. San Francisco, Calif.: Astron. Soc. of the Pacific, 1998. P. 94.
11. *Filippov B.P.* // Astron. Astrophys. 1996. V. 313. P. 277.
12. *Филлипов Б.П.* // Астрон. журн. 1998. Т. 75. С. 935.

В.С. Прокудина (ГАИШ МГУ)
**Наблюдения солнечных пятен
в период минимума Маундера**

Аннотация

Анализируются данные наблюдений солнечных пятен за период минимума Маундера (1645-1715), собранные в публикациях Вольфа Р. Особый интерес представляют крупные пятна и возвращающиеся активные области. Отмечаются характерные особенности солнечной активности в это время – существование 11-летнего и 22-летнего циклов, наличие N-S асимметрии. Приводятся данные о климатических аномалиях, в частности, упоминаются суровые зимы в Европе. Кроме того, отмечается обилие комет и аномальное содержание изотопов в этот период.

**The observation of solar sunspots during Maunder minimum
by Prokudina V.S.**

Abstract. The data of sunspot observation during Maunder minimum (1645-1715), collected by R.Wolf have been analyzed. The appearance of large sunspots and recurrent active groups is very important. The peculiarities of solar activity during this period: the existence of 11-year cycle and N-S asymmetry are mentioned. The climatic anomaly, severe winters at Europe are registered.

Наблюдения пятен на Солнце известны с давних времен. В старинных хрониках и летописях содержатся упоминания о появлении солнечных пятен. Интерес к изучению Солнца резко усилился после изобретения телескопа. В европейских столицах в XVII в создавались обсерватории, где проводились наблюдения Солнца и планет с участием выдающихся астрономов. Согласно сведениям, собранным в Библиографическом справочнике [1], в Англии, Франции, Италии, Германии наблюдали солнечные пятна, проводились измерения диаметра Солнца, регистрировались моменты прохождения планет Меркурия и Венеры по диску, анализировались затмения.

С обнаружением 11-летнего цикла солнечной активности не меньший интерес представляли также свойства вековых и более продолжительных циклов. В настоящее время выявлены периодичности в изменении мощности 11-летних и 22-летних циклов продолжительностью от 80-90 до 210 и более лет, которые прослеживаются на длительной шкале времени [2].

Одним из важных вопросов, касающихся природы солнечной активности, является вопрос об отсутствии пятен на Солнце в течение длительных временных интервалов и о сбоях 11-летних циклов [3]. Изучение временных интервалов с низкими, маломощными 11-летними цикла-

ми, известными как минимумы Маундера (1645-1715), Шпёрера (1420-1530), Вольфа (1280-1340), Оорта (1010-1050) проводится различными методами.

Помимо непосредственных наблюдений Солнца, в настоящее время широко применяется метод изучения изотопов, содержащихся в кольцах деревьев [4,5], в толщах льда, морских отложениях и кораллах [6]. Кроме того, анализируются климатические аномалии [7], наблюдения полярных сияний [8], геомагнитная активность и свойства солнечного ветра [9,10] во время минимума Маундера и другие данные, важные с точки зрения солнечно-земных связей.

Задачей настоящего исследования является изучение конкретных данных по наблюдению солнечных пятен за период минимума Маундера (1645-1715), сведения о которых содержатся в публикациях Вольфа [11,12].

На основании анализа многочисленных фактов наблюдения пятен на Солнце, приведенных в работах Вольфа, нами была составлена таблица, включающая перечень наиболее крупных пятен за период 1645-1715 гг. Особо следует выделить наблюдения групп солнечных пятен в следующие временные интервалы — 1660, 27.IV-9.V; 1671, 9.VIII; 1676, V-VII, XI-XII; 1677, I; 1678, II; 1680, 1681, 1684, 1688, 1695 гг. (см. Табл.). В частности, по наблюдениям крупных пятен в 1676 и 1678 гг. был определен период вращения Солнца и вычислены основные элементы вращения, включая наклон оси вращения к эклиптике $i = 7^\circ$, значения восходящего узла солнечного экватора $\Omega = 79^\circ$. Результаты конкретных измерений можно найти в справочнике [1].

Характерно, что некоторые группы пятен наблюдались в течение нескольких оборотов. Возвращающиеся (рекуррентные) группы были зарегистрированы в 1676 (X-XII), 1680 (V-VI), 1688 (IX-XI), 1684 (V-VI).

Таким образом, наличие пятен во время минимума Маундера является неопровержимым фактом, и утверждение об их отсутствии нельзя считать правильным. На основании анализа всех имеющихся данных о наблюдениях пятен в европейских обсерваториях Вольфом были определены моменты максимумов и минимумов 11-летних циклов. Эти значения приведены нами в Таблице.

Существование 11-летнего цикла во время минимума Маундера было подтверждено также и результатами исследований другими методами, в частности, измерениями радиоактивного углерода ^{14}C в кольцах деревьев [13] и авроральной активности. Однако необходимо отметить, хотя во время минимума Маундера и существовал 11-летний цикл, сле-

дует признать, что в период с 1645 по 1660 гг на отрезке времени продолжительностью 15 лет действительно наблюдался дефицит пятен — пятна появлялись редко, максимумы были низкими и менее продолжительными.

Кроме того, было замечено, что в минимуме Маундера наиболее четко был выражен 22-летний цикл [13]. Низкий уровень солнечной активности в изучаемый нами временной интервал объясняют возможной модуляцией амплитуды 11-летних циклов более продолжительными периодами. В частности, считается, что минимум Маундера совпадает с 80-летним циклом [14, 15].

Далее следует отметить также и другую характерную особенность солнечной активности в это время — наличие N-S асимметрии. Согласно утверждениям Маундера, который ссылается на Шпёрера [16,17], пятна на Солнце в течение длительного времени с 1672 по 1704 гг. наблюдались исключительно в южном полушарии, и только начиная с 1705 г., появились первые пятна в северной полусфере. Причина столь аномальной N-S асимметрии, если судить по имеющимся публикациям, остается пока неизвестной.

Итак, в минимуме Маундера наблюдались пятна и прослеживался 11-летний цикл солнечной активности.

Следует отметить также еще одну важную особенность изучаемого периода, существенную с точки зрения проявления солнечно-земных связей в климатических явлениях. Известно, что в это время, называемое малым ледниковым периодом, имела место значительная климатическая аномалия. Исторические хроники, метеорологические данные и дендрохронологические измерения свидетельствуют о том, что в Европе наблюдались продолжительные и суровые зимы, замерзали реки и озера, покрывалось льдом Балтийское и Адриатическое море [18]. Некоторые из этих фактов приводятся в Таблице, где перечислены наиболее суровые зимы во время минимума Маундера. Из анализа дендрохронологических данных следует, что средний уровень прироста ширины колец деревьев (индекс $I(d)$) во время похолоданий был значительно ниже, чем в другие отрезки времени. Например, годы с суровыми зимами (1668, 1670, 1686 гг) характеризуются экстремально низкими значениями среднегодового индекса прироста (7 — 20). Известно, что среднее значение индекса гораздо выше (70 — 90), а максимальные значения в теплые периоды превышают 150 ед. [19].

Следует упомянуть еще один факт, связанный с изменением скорости вращения Земли. В период 1660-1680 гг. наблюдался резкий скачок угловой скорости на 10 мс [20]. Подобные замедления скорости враще-

ния, вообще говоря, могли вызвать изменения крупномасштабной атмосферной циркуляции, следствием чего могли быть заметные климатические изменения. Здесь уместно напомнить, что во время минимума Маундера были отмечены изменения в скорости вращения Солнца [21].

Заслуживает также особого внимания тот факт, что в Маундеровский минимум средний уровень геомагнитной активности был втрое ниже, чем для современных циклов и скорость солнечного ветра была меньше [10]. Кроме того, в этот период наблюдалась низкая концентрация окислов азота в антарктических льдах [22], возможно обусловленная снижением общего уровня геомагнитной активности.

Наконец, нельзя не отметить, что в анализируемый нами период наблюдалось большое количество комет с значительными углами наклона орбит к плоскости эклиптики и перигелиями вблизи Солнца до $\approx 0,006$ а.е. В частности, с 1652 по 1707 наблюдалось 20 комет, из которых восемь имели обратные движения, а в 11 случаях углы наклона превышали $50-80^\circ$ (см. например, кометы 1680, 1689, 1668 г.г., для которых перигелии равны, соответственно 0,006, 0,018, 0,025 а.е.).

Такое обилие комет могло быть обусловлено захватом пылевых облаков из галактической плоскости. Однако вопрос о связи солнечной цикличности и движения Солнца по галактической орбите практически не изучен, и трудно судить о роли пылевых облаков во время минимума Маундера. Детальное изучение этого вопроса возможно на основании анализа данных измерения концентрации пыли в ледниках, изучения зодиакального света, солнечных затмений.

Итак, во время минимума Маундера наблюдались крупные пятна, по которым был определен период вращения Солнца, прослеживался 11-летний цикл, существовала N-S асимметрия. Характерной особенностью этого периода было резкое похолодание в Европе, аномальное содержание изотопов в кольцах деревьев, в толще льда и морских отложениях. Кроме того, отмечается обилие комет с перигелиями, близкими к Солнцу,

Изучение периода Маундера имеет большое значение с точки зрения сравнения с современными циклами солнечной активности и климатическими аномалиями и может служить основанием для прогноза солнечно-земных взаимосвязей в будущем.

Таблица 1.

№№	Мин	Мах	Даты наблюдения крупных пятен	Климатические аномалии
-9	1645	1649	С 1652 нет сведений о пятнах	
-8	1655	1660	1655.7-21.П Небольшая группа пятен 1660.27.IV, 9.V – крупные пятна 1661.П.X – небольшие пятна	1655. Замерзла Балтика
-7	1666	1675	1671.9.VIII, IX – очень крупные пятна 1674.29-31.VIII – пятно. 1676.21.VI-7.VII,6.-14.VII – очень крупные пятна (6 S) 1676.30.X-1.XI, 19.XI. 30.IX – возвращающаяся группа пятен 1676.16-18.XII – очень крупные пятна. 1677.I, 10-12.IV – большие пятна 1678.25.П – крупные пятна	1668 – мороз великий, неурожай. 1669 – замерз Босфор 1670 – Дунай подо льдом. Очень жестокая зима от Голландии до Италии (такого не было 170 лет). 1675-1676 – жестокие зимы.
-6	1679	1685	1680.10.IV-20.V – мощная группа пятен 1680.6.VIII – пятно. 1681.14.IV-15.VI – возвращающиеся группы 1686.20-30.IV, 22-26.IX – пятна 1688.12.V, 30.IX-1.XI, 14.XI – рекуррентные группы	1680 – зимы не было 1686 – лютые морозы на Русском Севере, суровая зима в Зап.Европе 1684 – исключительно суровая зима
-5	1689	1693	1689.27-29.X – мощное пятно 1691.3.IX – пятно 1695-27.30.V – крупные пятна	1690 – студеная зима, голод в России и в Польше. 1695 – год великих морозов.
-4	1698	1705	1700.1-12.XI, XII, 1702.V., 1703.V, VI, VII, 1704.III – наблюдали пятна на диске Солнца	1709 – очень суровая зима Адриатическое и Средиземное моря замерзли.

Список литературы

1. Vade-mecum de L'Astronomie par J.C.Houzeau. Annals de L'Obs.Royal de Bruxelli Bruxells, 1882
2. Schove D.J. // J.Geophys.Res.1955.V.60.P.127
3. Eddy J.A. // Science 1976. V.192. P.1189-1203
4. Кочаров Г.Е. //Изв.РАН.сер.физ. 1996. Т.60. №8., С.112
5. Murphy J.O. // Austr.J.Phys.1990. V.43. P.357-372
6. Castagnoli G.C., Bonino G., Della Monica P., Taricco C., Bernasconi S.M. // Solar Phys.1999. V.188. P.191-202
7. Thompson L.G., Mosley-Thompson E., Dansgaard W., Grootes P.M. // Science 1986. V.234. P.361-364
8. Link F // Solar Phys. 1978. V.59. P.175-178
9. Letfus V. // Solar Phys. 2000. V.197. P.203-213

10. Cliver E.W., Boriakoff V., Bounar K.H. // Geophys.Res.Let. 1998. V.**25**, №6. P.897-900
11. Wolf R. // Astron.Mitteil. Bnd. I-XX. 1856-1859
12. Wolf R. // Astron.Mitteil. 1877, №42, S.40.
13. Kocharov G.E., Ostryakov V.M., Peristykh A.N., Vasil'ev V.A. // Solar Phys. 1995. V.**159**, №2, P.381-391
14. Vitinsky Yu.I. // Solar Phys. 1978. V.**57**. P.475-478
15. Link F. // Astron.Astrophys. 1977. V.**54**. P.857
16. Maunder E.W. // Mon.Notes. 1922. V.**82**. P.534
17. Maunder E.W. // J.Brit.Astron.Ass. 1922. V.**32**. P.140
18. Борисенков Е., Пасецкий В.Н. Экстремальные природные явления в русских летописях XI-XVII в. Л. Гидрометиздат. 1983.
19. Tree-ring chronologies of Western America. Eds.M.A. Stokes, L.G.Drew, C.W. Stockton. Univ.Arizona. Tucson.Arizona, 1972
20. Актуальные вопросы геодинамики. Наука. М.1992. С.127.
21. Ribes E., Ribes J.C., Barthelot R. // Nature 1987. V.**326**. P.52-55
22. Rood R.T., Sarazin C.L., Zeller E.J., Parker B. // Nature 1979. V.**282**. P.701-703

Н.К. Переяслова, М.Н. Назарова, И.Е. Петренко (ИПГ)

Солнечные протоны за три последних цикла солнечной активности.

Аннотация

Представлены результаты исследования распределений потоковых, энергетических и спектральных параметров солнечных протонных событий по наблюдениям на ИСЗ в ОКП в зависимости от гелиодолготы источника протонов для 4-х квадрантов Солнца за 20, 21 и 22 циклы солнечной активности.

Solar protons for three last cycles of solar activity, by N.K. Pereyaslova, M.N. Nazarova, I.E. Petrenko.

Abstract. Investigation results of flux, energy and spectral parameters distributions of solar proton events from satellite observations in the NES depending of the heliolongitude of the proton source for 4 solar quadrants for the 20th, 21st and 22nd cycles of solar activity are presented.

На системе ИСЗ “Метеор” с радиометрическим комплексом аппаратуры на борту в период 1969-1996 гг. получен уникальный материал: непрерывный и однородный ряд данных о солнечных и галактических космических лучах в околоземном космическом пространстве (ОКП) [1-3]. Используя полученные данные со спутников “Метеор” и IMP [4, 5], исследованы вариации потоковых, спектральных, временных и пространственных характеристик протонной компоненты солнечных космических лучей (СКЛ) с энергиями $E_p \geq 5 \div 600$ МэВ за три последних 11-летних цикла солнечной активности (20, 21 и 22 циклы) [3, 6, 7].

На основе анализа комплекса процессов на Солнце и в межпланетной среде часть протонных событий отождествлена с источником — солнечными протонными вспышками [1, 2, 6]. За рассматриваемый период в ОКП было зарегистрировано 540 солнечных протонных событий (СПС), в которых поток протонов в максимуме события $I_M(E_p \geq 10 \text{ МэВ}) \geq 1 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ (сильные СПС), из них 340 событий уверенно отождествлены с протонными вспышками на Солнце.

Для отождествления событий за период с октября 1964 г. по декабрь 1996 г. систематизированы потоковые и спектральные характеристики СПС. Получены распределения радиационных параметров СПС (полного потока протонов — флюенса — $I \text{ см}^{-2}$ и спектрального индекса — γ_M) для каждого из трех последних циклов солнечной активности в зависимости от гелиоординат вспышек-источника с усреднением 10° по долготе для западного и восточного квадрантов северного и южного полушарий Солнца.

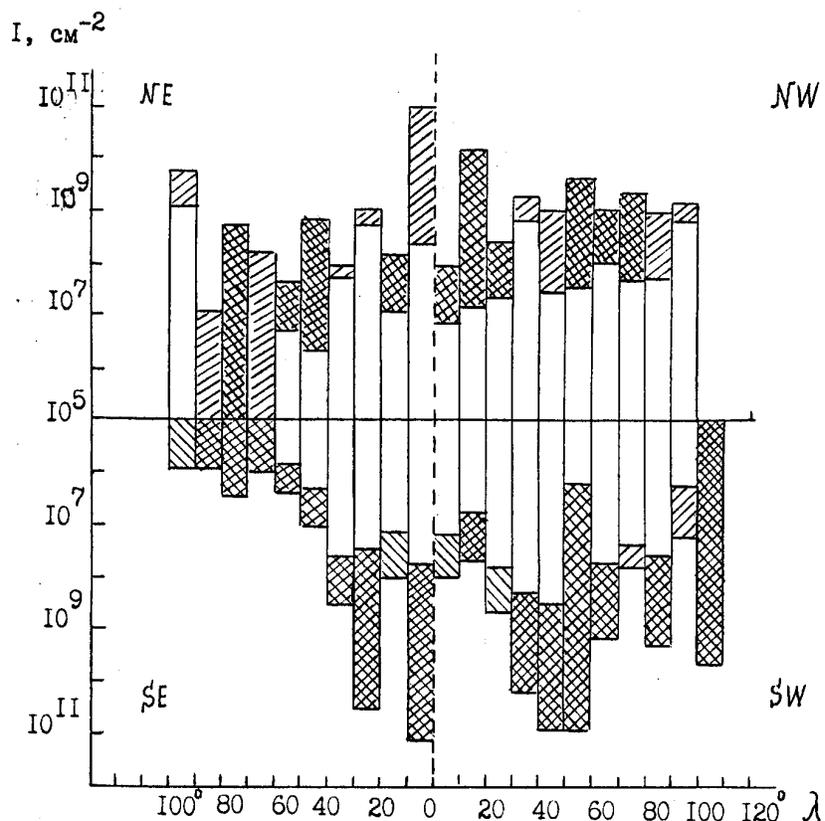


Рис. 1. Распределение полного потока протонов с $E_p \geq 10$ МэВ

На рис. 1 представлено распределение полного потока протонов с $E_p \geq 10$ МэВ для двух четных циклов — 20 и 22. Видны существенные различия в распределении флюенсов по квадрантам в зависимости от рассматриваемого цикла солнечной активности, а также увеличение активности восточного и западного квадрантов южного полушария Солнца в 22 цикле.

На рис. 2а) представлено распределение с гелиодолготой по квадрантам видимого диска Солнца полного потока протонов $E_p \geq 10$ МэВ, просуммированного по трем циклам. Отмечаются четкие максимумы величины полного потока вблизи центрального меридиана в NE и SE-квадрантах и максимум на долготах $30 - 60^\circ$ в SW-квадранте. Здесь же приведено число вспышек — n в 10° интервале гелиодолгот — источников СПС, зарегистрированных на Земле (GLE). Как видно, наиболее активными были западные квадранты северного и южного полушарий при явном преимуществе северного квадранта.

На рис. 2б) приведено число вспышек, вызвавших сильные, умеренные и слабые возмущения радиационной обстановки в ОКП (дозы, соответственно, $> 10^3$, $10^2 \div 10^3$ и $10 \div 10^2$ мрад. сутки $^{-1}$). Наиболее ради-

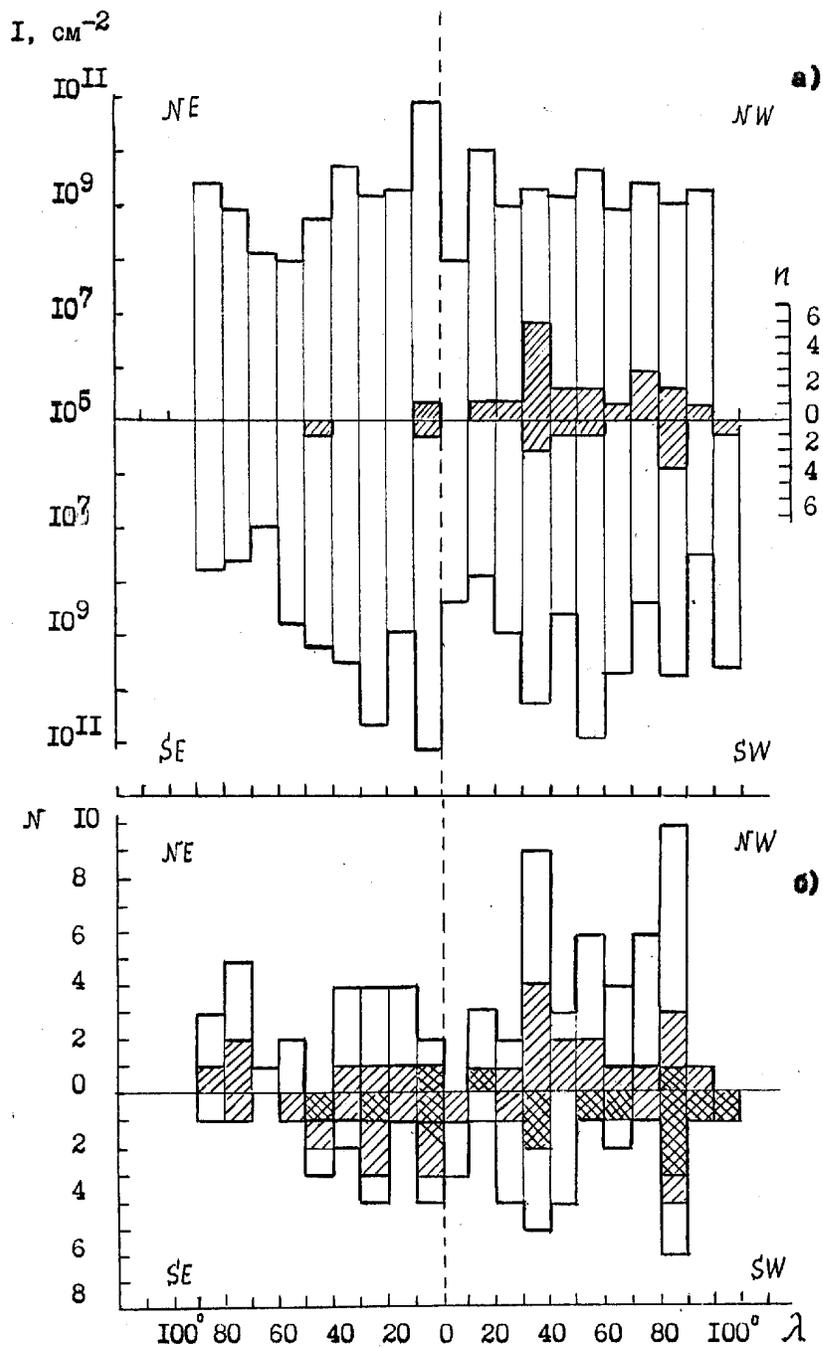


Рис. 2.

ационно опасными оказались долготы $30-40^\circ$ и $80-90^\circ$ западных квадрантов северного и южного полушарий, при наибольшем числе сильных возмущений радиационной обстановки от вспышек в SW — квадранте, наблюдавшихся в 22 цикле солнечной активности.

По данным о потоковых, энергетических и временных характеристиках СПС можно оценить энергию, вносимую потоками протонов СКЛ в ОКП. В таблице представлено распределение основных радиационных

параметров СПС для протонов $E_p > 10$ МэВ по квадрантам Солнца для 20, 21 и 22 циклов солнечной активности. Приведены: флюенс протонов — I см $^{-2}$, спектральный индекс в максимуме среднестатистического СПС при степенном представлении интегрального спектра по энергии — γ , суммарная энергия протонов СКЛ в СПС за цикл — W (МэВ см $^{-2}$).

Таблица. Распределение радиационных параметров СПС для протонов с $E_p \geq 10$ МэВ (для событий, отождествленных со вспышками) по квадрантам Солнца в 20, 21 и 22 циклах солнечной активности.

Циклы	20	21	22	20	21	22
Параметры	Восток			Запад		
Северное полушарие						
I , см	$8,1 \cdot 10^{10}$	$7,9 \cdot 10^9$	$1,8 \cdot 10^9$	$2,5 \cdot 10^{10}$	$4,4 \cdot 10^9$	$2,0 \cdot 10^{10}$
γ	2,60	3,26	2,75	1,64	2,53	2,44
W , МэВ см $^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{12}$	$1,1 \cdot 10^{11}$	$4,8 \cdot 10^{10}$	$6,4 \cdot 10^{11}$	$7,3 \cdot 10^{10}$	$3,3 \cdot 10^{11}$
Южное полушарие						
I , см	$2,1 \cdot 10^8$	$5,2 \cdot 10^9$	$1,7 \cdot 10^{11}$	$1,2 \cdot 10^9$	$2,5 \cdot 10^9$	$3,8 \cdot 10^{10}$
γ	3,0	3,0	2,84	2,36	2,33	2,42
W , МэВ см $^{-2}$	$3,2 \cdot 10^9$	$7,8 \cdot 10^{10}$	$2,6 \cdot 10^{12}$	$2,1 \cdot 10^{10}$	$4,3 \cdot 10^{10}$	$6,5 \cdot 10^{11}$

Из таблицы видно, что наиболее высокие потоки протонов СКЛ наблюдались в 22 цикле, наиболее жесткие спектры отмечены в событиях от вспышек в NW — квадранте в 21 цикле, наиболее мощным по энергетическим характеристикам оказался 22 цикл за счет протонной активности южного полушария Солнца.

Основной вклад в потоки протонов в 22 цикле дали вспышки в SE-квадранте из активной области (АО) NOAA 5747 19 и 20 октября 1989 г. и вспышки 22-23 марта 1991 г. из АО NOAA 6555; в 20 цикле большие значения флюенса протонов обусловлены, в основном, вспышками из АО McM №11976, вызвавших экстремальные события СКЛ в августе 1972 г. Наиболее энергоактивными в 22 цикле были протонные вспышки на кэррингтоновских долготах $40 \div 80^\circ$ и $180 \div 240^\circ$ южного полушария Солнца, определившие основной вклад в полный поток протонов, зарегистрированных в ОКП на орбите ИСЗ “Метеор” [6]. Суммарное энерговыделение за три цикла солнечной активности для отождествленных событий $W = 6,6 \cdot 10^{12}$ МэВ см $^{-2}$, что более, чем на порядок, больше энерговыделения для событий, не привязанных к вспышке ($9,3 \cdot 10^{10}$ МэВ см $^{-2}$)

В результате проведенных исследований протонной активности Солнца по экспериментальным данным о СПС в ОКП в период 1964-1996 гг., охватывающий 20, 21 и 22 циклы солнечной активности, установлено, что в 20-ом цикле наибольший средний флюенс протонов на каждое событие — $3,1 \cdot 10^9$ см $^{-2}$ наблюдался в NE-квадранте, в 22-ом цикле наи-

большой средний флюенс $-7,3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ наблюдался в SE -квадранте; суммарный поток протонов от вспышек южного полушария в 22 цикле $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ значительно увеличился по сравнению с суммарным потоком от вспышек северного полушария в четном 20 цикле, равном $\sim 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

Наблюдаемый эффект, по-видимому, связан с постепенным ростом числа и энергетической мощности вспышек, наблюдаемых в рассматриваемый период: число вспышек южного полушария в 22 цикле увеличилось в полтора раза по сравнению с четным 20 циклом. Увеличение числа протонных вспышек в южном полушарии наблюдалось уже в 21 цикле, в 22 цикле протонных вспышек в южном полушарии было столько же. Отсюда, на основании экспериментальных данных (см. таблицу) можно с уверенностью заключить, что в 22 цикле значительно увеличилась энергетическая мощность наблюдавшихся протонных вспышек в южном полушарии.

Основным источником изменения радиационных условий в ОКП, как показали проведенные исследования, являются циклические вариации протонной активности Солнца и состояние возмущенности межпланетной среды. Отсюда следует, что система спутников “Метеор”, осуществляющая непрерывный контроль за характеристиками солнечных протонных событий и радиационной обстановкой, может служить монитором протонной активности Солнца.

Литература

1. Каталог солнечных протонных событий 1970-1979 гг. Под ред. Логачева Ю.И., М., ИЗМИРАН, 1983, 184с.
2. Каталог солнечных протонных событий 1980-1986 гг. Под ред. Логачева Ю.И., М., МГК АН СССР-МЦД Б2, 1990, Ч.1, 160с.
3. Назарова М.Н., Переяслова Н.К., Петренко И.Е., Изв. РАН, сер. физ., 1995, Т.59, №4, С.27.
4. Catalog of Solar Particle Events 1955-1969 // Eds. Svestka Z., Simon P., Dordrecht (Holland). Boston (USA), D.Reidel Publ., 1975, 430p.
5. Solar Geophysical Data. Boulder. Colorado. 1970-1996.
6. Назарова М.Н., Переяслова Н.К., Петренко И.Е., Изв. РАН, сер. физ., 1995, Т.59, №7, С.210.
7. Переяслова Н.К. Сб. “Магнитные поля Солнца и гелиосейсмология” СПб.: ФТИ. РАН, 1994, С.130.

К.И. Никольская, Т.Е. Вальчук (ИЗМИРАН)

Об образовании солнечного ветра и солнечной короны

Аннотация

Обсуждается концепция солнечного ветра и короны, согласно которой оба этих явления суть результат взаимодействия первичных высокоскоростных плазменных истечений Солнца с солнечными магнитными полями. В рамках представленной концепции на основе данных измерений *Ulysses* рассчитана эмпирическая модель скорости $V_{sw}(r)$ для высокоскоростных потоков солнечного ветра. Модель блестяще согласуется с результатами определения скоростей высокоширотных плазменных потоков в корональном пространстве и внутренней гелиосфере методом измерений мерцаний радиоизлучения квазаров на станциях EISCAT в Северной Скандинавии, что является весомым аргументом в пользу рассматриваемой концепции.

**On Solar Wind and The Solar Corona Formation,
by K.I.Nikol'skaya and T.E.Val'chuk.**

Abstract. A concept is suggested of the solar wind (SW) and the corona formation through the interaction between the solar initial high speed plasma outflow of low density and over-photospheric magnetic fields. The concept is based on the recent understanding of the solar corona phenomenon as hot plasma trapped by magnetic fields as well as inner and outer solar wind data from Helios, *Ulysses* and EISCAT experiments. Velocity V_0 and plasma number density N_0 of the primary outflow needed for the high speed SW and the solar corona formation and heating have been inferred: $V_0 \sim 1000$ km/s and $N_0 \sim 10^6$ cm⁻³. A velocity model $V(r)$ of fast SW calculated in terms of the SW concept considered exhibits much higher flow radial velocities as compared with the SW acceleration models. A very good agreement of the calculated model of fast SW with the high latitude plasma flow velocities obtained down to $\sim 10R_s$ by the technique of quasars radio wave scattering measurement (EISCAT and VLBA in the North Scandinavia) is a convincing argument in favor of the solar wind and the solar corona concept under discussion.

Введение

Потоки солнечной плазмы ($T_e < 10$ МК и $N_p = 10 - 3$ см⁻³), движущиеся от Солнца со скоростями 300 – 800 км/с, названные впоследствии Паркером солнечным ветром (СВ), были открыты на ~ 1 а.е. в 1957 г. в результате прямых плазменных измерений на околоземных КА. В течение почти 40 лет солнечный ветер трактуется в рамках теории гидродинамической короны (ТГК), предложенной Паркером в 1958 г. [1], описывающей образование солнечного ветра в результате ускорения

корональной плазмы в процессе гидродинамического расширения короны. Главная трудность этой модели состоит в невозможности объяснить высокоскоростные потоки солнечного ветра [2]. Несмотря на огромное число работ, посвященных ускорению солнечных плазменных потоков, в отношении механизмов ускорения нет ясности. Поэтому образование СВ остается пока нерешенной фундаментальной проблемой физики Солнца. Здесь уместно заметить также, что пока не существует достоверных наблюдательных свидетельств ускорения потоков в корональном пространстве.

Трудности ТГК катастрофически усугубились в связи с новыми наблюдениями СВ на КА *Ulysses* [3-7]. Все прежние знания о стационарном солнечном ветре относились к эклиптическому СВ, для которого характерно преобладание медленных потоков (300 – 400 км/с) с вкраплениями быстрых (500 – 800 км/с), связанных с низкоширотными корональными дырами. О существовании высокоширотного СВ имелись лишь косвенные свидетельства. Благодаря особенностям орбиты *Ulysses* был выполнен мониторинг потоков, охвативший практически всю гелиосферу [3,7], в том числе области над полярными зонами до $\pm 82^\circ$. Эксперимент *Ulysses* показал, что

а) потоки СВ заполняют достаточно однородно всю гелиосферу;

б) в гелиосфере доминируют высокоскоростные плазменные потоки, занимающие около 3/4 ее объема; солнечный ветер становится чисто высокоскоростным уже на гелиоширотах $20 - 30^\circ$ с пиковыми значениями скоростей СВ ≥ 800 км/с; медленные потоки солнечного ветра, занимающие не более 1/4 гелиосферы, локализованы над корональными структурами пояса стримеров и активных областей. Зависимость скорости СВ от гелиошироты для некоего осредненного квазимеридионального сечения гелиосферы, полученная нами из данных мониторинга солнечного ветра на *Ulysses* [3,7], представлена на рис.1: сплошной линией обозначен широтный ход скорости СВ на пути от Юпитера до южного полюса Солнца, штриховой линией – то же на отрезке траектории между полюсами Солнца S–N. Авторы эксперимента *Ulysses* по СВ пришли к заключению о том, что для объяснения высоких скоростей и потоков плазмы СВ в рамках “классической” ТГК необходимо либо значительное расширение арсенала источников энергии и механизмов ускорения СВ, что очень усложнит проблему, либо введение в рассмотрение полностью “неклассических” способов переноса тепла [7].

Причины неудач теории расширяющейся короны были тщательно проанализированы нами в [8-10] на основе современных представлений о солнечной короне и наблюдений *Ulysses*. Результатом этого анализа

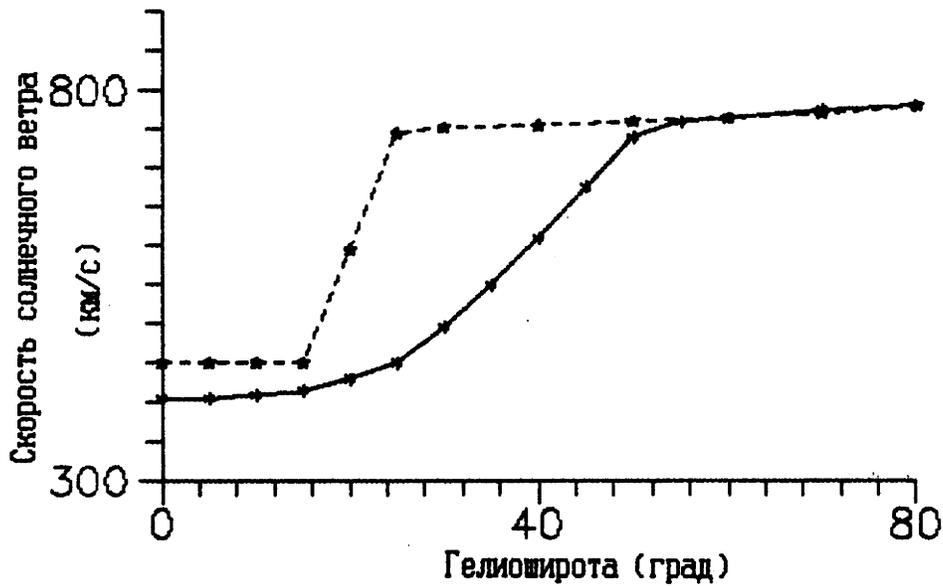


Рис. 1. Зависимость скорости СВ от гелиошироты.

явилось заключение, что **стационарный солнечный ветер не образуется из солнечной короны**. Согласно современным знаниям, **солнечная корона есть совокупность высокотемпературных плазменных структур, сформированных замкнутыми конфигурациями солнечных магнитных полей, образующих магнитные ловушки для плазмы**. Корональные магнитные ловушки коренятся глубоко в фотосферных слоях и потому надежно прикреплены к Солнцу. Без разрушения магнитных ловушек плазма не может уйти из короны, т.е. образование регулярных плазменных истечений из спокойной короны невозможно. Неучет влияния магнитных полей — главный недостаток ТГК, поскольку приводит к совсем другим физическим процессам. Перенос Паркером ускорения СВ в области открытых магнитных конфигураций — в корональные дыры [11] — не спасает положения, поскольку корональные дыры известны как источники высокоскоростных потоков, а их-то ТГК и не может объяснить. Кроме того, существует проблема источников вещества потоков СВ, игнорируемая практически во всех исследованиях.

Никольская и Вальчук в [8-10] предложили альтернативную концепцию солнечного ветра, включающую в себя проблему образования и нагрева короны. Эта концепция сформировалась в процессе сравнительного анализа распределения потоков СВ в гелиосфере и пространственного строения короны. Преобладание в гелиосфере быстрого СВ есть признак того, что высокоскоростные плазменные потоки суть явления

основные, первичные, в то время как медленные потоки СВ и корональные структуры под ними представляются вторичными образованиями, возникающими в результате воздействия на первые солнечных магнитных полей. Согласно нашей концепции **и солнечный ветер, и корона образуются в результате взаимодействия первичных солнечных высокоскоростных плазменных истечений малой плотности с солнечными магнитными полями.** В рамках этой концепции солнечный ветер формируется в основании короны из первичных плазменных потоков, покинувших корональное пространство через открытые магнитные конфигурации или области слабых полей внутренней короны. Корональные структуры образуются путем захвата первичных плазменных потоков замкнутыми магнитными конфигурациями. Из-за малой плотности плазмы первичные потоки не наблюдаемы как оптический объект. В магнитных ловушках плазма накапливается до видимых концентраций. При резкой остановке плазменных потоков в магнитных ловушках кинетическая энергия потоков переходит в тепловую, поставляя тепло в корону. На основе наблюдательных данных о СВ и требований поддержания теплового баланса короны были получены оценки начальных значений скорости и плотности плазмы первичных потоков в основании короны:

$$V_0 \approx 1000 \text{ км/с} \quad \text{и} \quad N_0 = 3.0 \cdot 10^5 - 1.4 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}.$$

Эмпирическая модель скорости высокоширотного солнечного ветра

Итак, в основе рассматриваемой концепции СВ и короны лежит тезис о первичных высокоскоростных плазменных потоках в основании короны. Этот тезис не есть произвольный постулат, он был введен в рассмотрение в результате совместного анализа пространственного распределения потоков СВ по наблюдениям Ulysses и строения короны. С точки зрения теории звездных фотосфер присутствие в основании короны высокоскоростных плазменных потоков необъяснимо, как, впрочем, и существование короны, поскольку теория звездных фотосфер рассматривает только радиативный перенос энергии из глубин Солнца к поверхности, пренебрегая другими видами энергетического переноса, которые, по-видимому, ответственны за инверсию температуры во внешней атмосфере Солнца. Обобщенной физической модели атмосферы Солнца, включающей фотосферу, хромосферу и корону, к которой мы могли бы апеллировать, пока не существует. Поэтому мы обратимся к наблюдениям скоростей плазменных течений в корональном пространстве. Для

этого необходима скоростная модель первичного плазменного истечения. Такая модель может быть построена по данным Ulysses.

Согласно приведенной выше схеме высокоскоростные плазменные потоки СВ, регистрируемые в средне- и высокоширотной гелиосфере, есть первичные плазменные истечения, покинувшие Солнце через открытые конфигурации солнечных магнитных полей и испытавшие гравитационное торможение. Пренебрегая тормозящим воздействием слабых магнитных полей внутренней короны на плазменные потоки, мы можем рассчитать модель потока $V(r)$ СВ, пользуясь только уравнениями баллистики:

$$V = V_0 - g(r)t \quad \text{и} \quad S = V_0t - \frac{1}{2}g(r)t^2. \quad (1)$$

Здесь $g(r) = GM_{\odot}/r^2$ — гравитационное ускорение Солнца, G — гравитационная постоянная и M_{\odot} — масса Солнца. Сначала была построена зависимость $\lg g(r)$. Затем путем решения уравнений (1) для последовательных интервалов Δr , для которых $\lg g(r)$ аппроксимировалась прямой линией, начиная с наблюдаемой $V_{215r_{\odot}} = 750$ км/с с продвижением к Солнцу, была рассчитана чисто эмпирическая модель распределения скорости высокоширотных потоков СВ $V(r)$ в зависимости от гелиоцентрического расстояния для интервала $1R_{\odot} < r < 215R_{\odot}$ (1 а.е.), представленная на рис. 2. Особенности данной модели, отличающими ее от моделей ускорения СВ, являются, во-первых, высокие значения скоростей, в том числе на малых гелиоцентрических расстояниях, и, во-вторых, быстрое падение скорости СВ от ~ 1000 км/с на $r = R_{\odot}$ до ~ 760 км/с на $r \cong 10R_{\odot}$, после чего скорость потока уменьшается очень медленно до значения 750 км/с на 1 а.е.

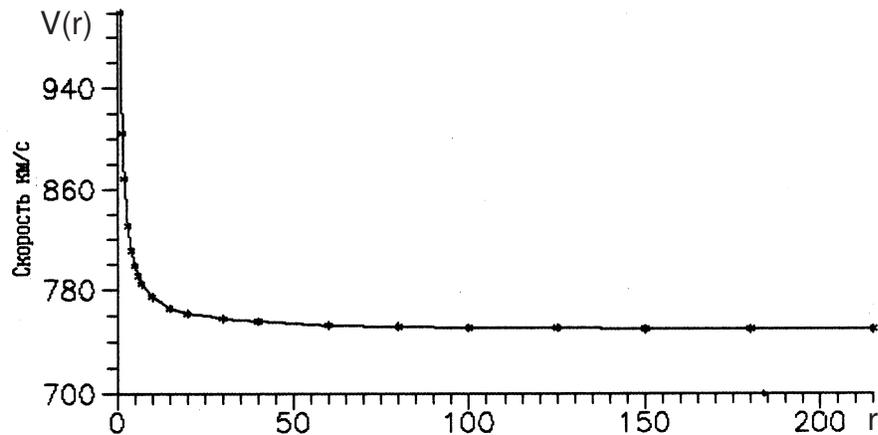


Рис. 2. Эмпирическая модель распределения скорости $V(r)$ для высокоширотных потоков СВ.

Нам представилась возможность сравнить рассчитанную нами модель с результатами определения скоростей потоков в высокоширотном корональном пространстве методом разнесенных радионаблюдений мерцаний квазаров при просвечивании короны [12]. Наблюдения [12] проводились в течение 1994 и 1995 гг. на станциях EISCAT и с помощью системы с очень длинной базой (VLBA) в Северной Скандинавии. Зондировались области короны вблизи обоих полюсов Солнца. Достоверность результатов [12] высока: они получены по разным квазарам с помощью хорошо отработанной методики и охватывают значительный период времени. Интервал гелиоцентрических расстояний составлял $6.8 - 100R_{\odot}$. На рис.3 воспроизведен график, на котором все результаты [12] представлены индивидуально с помощью различных символов: ось абсцисс — гелиоцентрические расстояния в R_{\odot} , ось ординат — скорости потоков в км/с. Пунктиром обозначены верхняя и нижняя границы значений скоростей СВ по данным измерений Ulysses на широтах южнее -60° , а стрелкой на $100R_{\odot}$ — средняя скорость СВ по тем же данным. Наблюдения [12] убедительно показывают, что в диапазоне гелиоцентрических расстояний от $\sim 10R_{\odot}$ до $100R_{\odot}$ скорости солнечного ветра стабильно выше 700 км/с, в том числе и на $12R_{\odot}$, что находится в полном согласии с нашей моделью скорости высокоскоростных потоков СВ, представленной на рис.3 сплошной линией с крестиками. Для сравнения на этом же рисунке в виде штриховой линии дана теоретическая двухжидкостная модель ускорения СВ, построенная с учетом волн Альвена [13]. Наблюдения [12], несомненно, являются убедительным аргументом в пользу нашей концепции. К сожалению, критический для нашей модели интервал гелиоцентрических расстояний $1R_{\odot} - 10R_{\odot}$, где должно наблюдаться резкое замедление потоков, представлен одной точкой около $8R_{\odot}$, в которой обобщены измерения в интервале $6.8R_{\odot} < r < 9.4R_{\odot}$. Мы надеемся, что наблюдения в Северной Скандинавии будут продолжены, и что, несмотря на большие трудности, будет достигнуто более глубокое проникновение в корону. Следует отметить, что существуют другие разнесенные наблюдения скоростей потоков в короне, например, [14,15], но они совершенно непригодны для наших целей: [14] относятся к эклиптическим потокам, а [15], по мнению самих авторов, нуждаются в повторении.

Другая возможность независимой проверки состоятельности концепции — прямые плазменные измерения в высокоширотном корональном пространстве — представится только в середине первой декады 21 века в рамках проекта Fire and Ice. Предполагается проникновение космического зонда в корону до $r = 4R_{\odot}$ в перигелии и проход над обоими

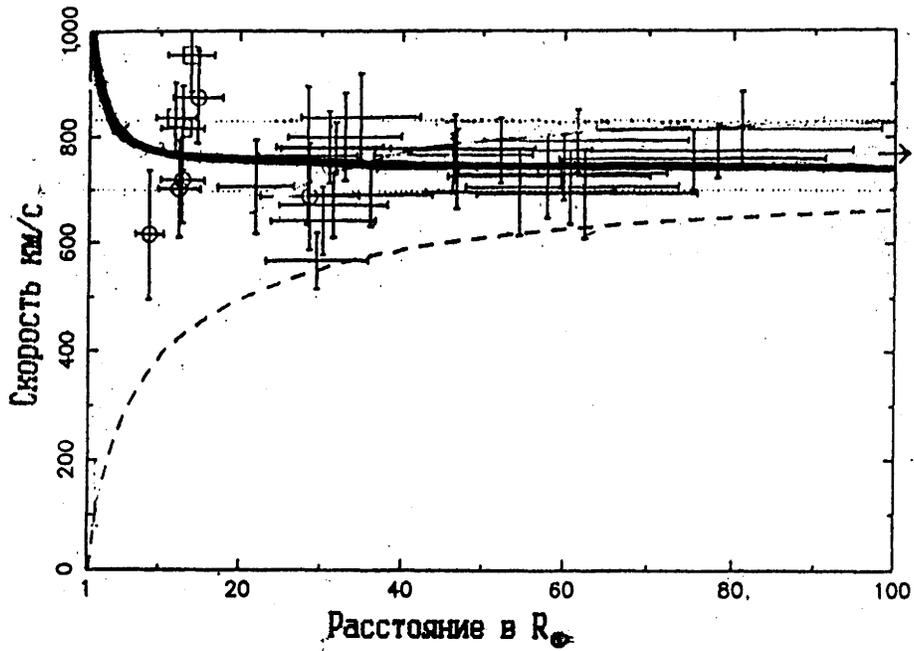


Рис. 3. Результаты измерений скоростей плазменных потоков в короне и внутренней гелиосфере. \circ , \square — измерения VLBA [12] на S и N полюсах Солнца, \dagger — наблюдения EISCAT (1994 г.).

полюсами Солнца на $r \approx 7R_{\odot}$, где в соответствии с нашей моделью скоростей на рис.2, должны наблюдаться скорости $V_{sw} \sim 800$ км/с и $V_{sw} \geq 750$ км/с — на $r = 12R_{\odot}$, тогда как модели спокойной динамической короны дают на этих гелиоцентрических расстояниях скорости ≤ 400 км/с (рис.3).

Дискуссия

Итак, согласно рассматриваемой нами концепции, солнечная корона и солнечный ветер суть различные проявления одного и того же феномена — солнечного высокоскоростного корпускулярного истечения, источники которого находятся либо на поверхности Солнца, либо в непосредственной близости от нее. Что можно сказать сейчас об этих источниках? Практически ничего. Соответствующих теоретических рассуждений не существует, поскольку в этом не было необходимости. С уверенностью можно утверждать, что механизм генерации потоков должен быть нетепловой. В смысле энергетики рассматриваемые нами первичные потоки представляют собой весьма слабое явление — переносимая ими энергия составляет всего лишь 10^{-4} от энергетических потерь фотосферы. Физические процессы, ответственные за генерацию первичных высокоскоростных потоков, пока остаются за пределами понима-

ния. Пространственная структура фотосферы, как и движение фотосферных масс изучены плохо. Не намного лучше обстоит дело с пониманием движения вещества хромосферы и переходной области. Например, фильтровые наблюдения H_{α} — диска Солнца и спектроскопические наблюдения EUV-линий на диске указывают на преобладание в хромосфере и переходной области нисходящих потоков вещества. Откуда берется плазма переходной области, движущаяся вниз?

Заключение

В работе продолжено развитие концепции короны и солнечного ветра [8-10], образующихся в результате взаимодействия первичных солнечных высокоскоростных плазменных истечений с надфотосферными магнитными полями. В рамках предложенного подхода корона и солнечный ветер оказываются различными проявлениями одного и того же феномена — первичного высокоскоростного корпускулярного излучения Солнца.

Эмпирическая модель скорости высокоскоростного СВ, рассчитанная на основе рассматриваемой концепции по данным Ulysses, блестяще согласуется с распределением скоростей в высокоширотных плазменных потоках, полученным с помощью разнесенных радиоастрономических наблюдений мерцаний квазаров на станциях Eiscat, что является убедительным аргументом в пользу концепции.

В рамках предлагаемой концепции решаются две фундаментальные проблемы солнечной физики: проблема образования и нагрева короны и проблема формирования солнечного ветра, которые могут быть полностью описаны количественно с помощью физических процессов. Проблема ускорения солнечного ветра снимается.

Настоящее исследование выполнено при поддержке РФФИ, грант №96-02-17054.

Список литературы

1. Parker E.N. // *Astrophys. J.* 1958. V.128. P.664.
2. Axford W.I., McKenzie J.F. // *Solar Wind Seven*. Pergamon Press. 1992. P.1.
3. Phillips J.L., Balogh A., Bame S.J. et al. // *Geophys. Res. Lett.* 1994. V.21. №12. P.1105.

4. Phillips J.L., Bame S.J., Feldman W.C. et al. //Science. 1995. V.**268**. P.1030.
5. Smith E.J., Marsden R.G., Page D.E. //Science. 1995. V.**268**. P.1005.
6. Smith E.J., Marsden R.G. //Geophys. Res. Lett. 1995. V. **22**. №23. P.3297.
7. Phillips J.L., Bame S.J., Barnes A. et al. // Geophys. Res. Lett. 1995. V. **22**. №23. P.3301.
8. Никольская К.И., Вальчук Т.Е. // Солнечный ветер – корона. Препринт 10(1079). М. ИЗМИРАН. 1995. С.16.
9. Никольская К.И., Вальчук Т.Е. // Космические Исследования. 1997. Т.**35**, №2. С.133.
10. Никольская К.И., Вальчук Т.Е. //Геомагнетизм и Аэрoномия. 1998. Т.**38**, №2. С.14.
11. Parker E.N. // J.Geophys.Res. 1992. V.**97**. P.4311.
12. Grail R.R., Coles W.A., Klinglesmith M.T. et al. // Letters to Nature. Nature. 1996. V.**371**. P.429.
13. Esser R., Leer E., Habbal S.R., Withbroe G.L. //Geophys. Res. 1986. V. **91**. P.2950
14. Ефимов А.И., Яковлев О.И., Штрыков В.А. и др. // Радиотехника и электроника. 1981. Т.**26**. С.311.
15. Tyler G.L., Vesecky J.F., Plume M.A. et al. // Astrophys. J. 1981. V.**249**. P.318.

“Эффективные” сечения для расчетов поглощения рентгеновского излучения и ионизации атмосферы Земли при различных баллах солнечных вспышек

Аннотация

Показано, что при использовании для расчетов эффектов поглощения и ионизации в верхней атмосфере Земли данных о потоках рентгеновского излучения в относительно широких спектральных интервалах необходимо выбирать соответствующие им “эффективные” сечения поглощения и ионизации, отличающиеся от среднеарифметических значений сечений на концах интервалов. Найдено, что эти сечения зависят от балла вспышки, длины волны и оптической толщи атмосферы. Даны оценки изменений “эффективных” сечений с рентгеновским баллом вспышки.

The “effective” cross-section for calculations of X-ray absorption and ionization in the Earth’s atmosphere for Solar flares of different intensity, by D.I. Chulankin & A.A. Nusinov

Abstract It is shown that when using for calculations of effects of absorbing and ionizing in the Earth’s upper atmosphere by Solar flare X-ray fluxes given in relatively broad spectral intervals, it is necessary to choose corresponding “effective” sections of absorbing and ionizing, distinguishing from simple average values of sections at the ends of intervals. These cross sections are found to be dependent on the flare importance, wavelengths and optical depth of the atmosphere. The evaluations are given of change “effective” sections with the X-ray flare importance.

1. Введение и постановка задачи

Эффекты воздействия потоков солнечного рентгеновского излучения на атмосферу Земли определяются сечениями взаимодействия излучения с атмосферными газами. Обычно при расчетах поглощения и ионизации используются величины потоков излучения в некоторых достаточно широких участках спектра и соответствующие им сечения поглощения и ионизации σ_a и σ_i . При этом каждому спектральному интервалу приписываются некоторые постоянные для него сечения. Обычно они принимаются равными средним арифметическим значениям сечений в начале и в конце спектрального интервала. Очевидно, что в случае, когда внутри интервала сечения меняются с длиной волны достаточно быстро, использование такого приближения в расчетах может служить источником систематических ошибок. В связи с этим возникает необходимость введения некоего среднего — “эффективного” сечения для каждого спектрального интервала.

Наиболее детально данные о сечениях для атмосферных газов в отдельных спектральных интервалах представлены в [1,2] для различных длин волн. Но правомерность выбора границ интервалов в [1,2] сомнительна, поскольку измерения потоков рентгеновского излучения на спутниках ведутся в других интервалах. Оптимальным представляется выбор интервалов, приведенный в [3], где отражены как границы участков спектра, в которых проводятся современные измерения, так и характеристические длины волн атмосферных газов.

В принципе, спектральный интервал может быть выбран настолько узким, чтобы среднее сечение в нем незначительно отличалось от своего точного значения. В этом случае неизбежно приходится рассматривать ионизацию излучением в большом количестве спектральных интервалов, что усложняет расчеты.

В [3] представлены формулы для расчета сечения поглощения на любой заданной длине волны, но встает вопрос, какое брать сечение в конечном интервале длин волн — соответствующее верхней или нижней границе диапазона, или какое-то среднее.

Таким образом, до настоящего времени значения сечений поглощения и ионизации в относительно широких интервалах длин волн являются неопределенными. Решению этой задачи и попытке учесть влияние на сечения ионизации и поглощения изменений спектра при солнечных вспышках посвящена данная работа.

2. Определение сечений поглощения и ионизации

Разделим еще раз два понятия: сечение поглощения $\sigma_a(\lambda)$ на определенной длине волны солнечного излучения и “эффективное” сечение σ_{am} — некое среднее сечение, определяемое для интервала длин волн. Именно оно имеет практическое применение в теории ионизации ионосферы, и его поиск — цель данной работы.

Определим “эффективное” сечение поглощения в заданном интервале длин волн $[\lambda_1, \lambda_2]$ следующим образом. Рассчитаем поток рентгеновского излучения $I(h)$, прошедший до определенной высоты h (см., например, [5]) в предположениях, что:

- 1). поток в интервале длин волн поглощается подобно монохроматическому излучению;
- 2). атмосфера состоит из одной поглощающей компоненты;
- 3). атмосфера стратифицирована (состоит из плоских горизонтальных слоев).

$$I(h) = I_\infty \exp(-\sigma_{am} \cdot n(h) \cdot H(h) \cdot \sec \chi), \quad (1)$$

где σ_{am} – “эффективное” сечение поглощения, $H(h)$ – шкала высот атмосферы, $n(h)$ – концентрация частиц поглощающего компонента, χ – зенитное расстояние Солнца, I_∞ – поток до поглощения в атмосфере.

Заметим, что поток излучения в (1) интегральный в интервале $[\lambda_1, \lambda_2]$:

$$I = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} J(\lambda) d\lambda,$$

где $J(\lambda)$ – спектральная плотность излучения.

Таким образом, из (1) можно определить “эффективное” сечение поглощения:

$$\sigma_{am} = \frac{\ln I_\infty - \ln I(h)}{n(h)H(h) \sec \chi} \quad (2)$$

или

$$\sigma_{am} = \frac{\ln \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} J(\lambda) d\lambda - \ln \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} J(\lambda) \cdot \exp(-\sigma_a(\lambda)n(h)H(h) \sec \chi) d\lambda}{n(h)H(h) \sec \chi}, \quad (3)$$

где $\sigma_a(\lambda)$ – сечение поглощения на определенной длине волны λ . В частности, даже если $\sigma_a(\lambda) = \text{const}$, то $\sigma_{am} = \sigma_a(\lambda) = \text{const}$ только в случае, когда спектральная функция $J(\lambda)$ также постоянна внутри интервала.

Дифференциальный поток рентгеновского излучения проще всего найти по математической модели интегрального спектра вспышек различных классов [6], которая имеет следующий вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} I(\lambda) = C(\lambda)I_{1-8}^{D(\lambda)} \\ C(\lambda) = C_0 \exp\left(\frac{C_1}{\lambda^{C_2}}\right) \\ D(\lambda) = D_0 + \frac{D_1}{\lambda} \end{array} \right\}, \quad (4)$$

где $C_0 = 73.8$, $C_1 = -3.8$, $C_2 = 0.36$, $D_0 = 0.848$, $D_1 = 0.167$, I_{1-8} – поток рентгеновского излучения в диапазоне 0.1 – 0.8 нм (именно его появление вводит в расчет зависимость от класса вспышки).

Простым дифференцированием (4) по длине волны определяется окончательная формула для вычисления дифференциального потока рентгеновского излучения при вспышках:

$$J(\lambda) = -I(\lambda) \cdot \left(\frac{C_1 C_2}{\lambda^{C_2+1}} + \frac{D_1}{\lambda^2} \ln I_{1-8} \right). \quad (5)$$

Для примера будем считать, что единственным поглощающим компонентом атмосферы является азот N_2 , для которого по [3] сечение поглощения на определенной длине волны $\sigma_a(\lambda)$ имеет вид:

$$\sigma_a(\lambda) = \left\{ \begin{array}{l} 2(4.764 \cdot 10^{-20} \lambda^3 - 0.7366 \cdot 10^{-20} \lambda^4 + \\ \quad + 4.6564 \cdot 10^{-24}), \text{ см}^2 \text{ при } \lambda \leq 3.1 \text{ нм} \\ 4.21 \cdot 10^{-21} \lambda^{5/2}, \text{ см}^2 \\ \text{при } \lambda > 3.1 \text{ нм} \end{array} \right\}. \quad (6)$$

Таким образом, “эффективное” сечение поглощения определяется по (3), с использованием (5) и (6).

Заметим, что в [3] аналогичным образом представлена зависимость и для кислорода, поэтому не представляет сложности отойти от предположения, что единственной поглощающей компонентой атмосферы является азот N_2 , и ввести в расчет также кислород (молекулярный и атомарный), используя для оценок модель атмосферы [7]. При этом изменение претерпит лишь формула (3), в которой выражение $\sigma_a(\lambda)n(h)H(h)$ надо заменить на $\sum_j \sigma_{aj}(\lambda)n_j(h)H_j(h)$, где суммирование ведется по всем составляющим атмосферы.

3. Результаты расчетов и некоторые выводы

Результаты расчетов для вспышек классов C1, M1, X1 и X10 при значении зенитного угла Солнца, равном Нулю, представлены в таблицах 1 и 2.

Таблица 1. “Эффективные” сечения поглощения излучения азотом

	Интервал длин волн $\lambda_1 - \lambda_2$, нм						
Балл вспышки	0.1-0.8	0.8-1.2	1.2-1.6	1.6-2.0	2.0-2.3	2.3-3.1	3.1-4.0
C1	0.2280	0.8560	0.2090	0.4041	0.1030	0.3463	0.1005
M1	0.2088	0.8463	0.2083	0.4035	0.1029	0.3457	0.1004
X1	0.1852	0.8376	0.2076	0.4029	0.1029	0.3453	0.1003
X10	0.1552	0.8301	0.2070	0.4024	0.1029	0.3450	0.1003
$\sigma_{am}, \text{ см}^2$	$\times 10^{-19}$	$\times 10^{-19}$	$\times 10^{-18}$	$\times 10^{-18}$	$\times 10^{-17}$	$\times 10^{-18}$	$\times 10^{-18}$

Таблица 2. “Эффективные” сечения поглощения излучения кислородом.

	Интервал длин волн $\lambda_1 - \lambda_2$, нм						
Балл вспышки	0.1-0.8	0.8-1.2	1.2-1.6	1.6-2.0	2.0-2.3	2.3-3.1	3.1-4.0
C1	0.3872	0.1424	0.3363	0.6241	0.8170	0.3087	0.1714
M1	0.3545	0.1408	0.3351	0.6231	0.8166	0.3082	0.1712
X1	0.3145	0.1394	0.3339	0.6222	0.8163	0.3078	0.1711
X10	0.2635	0.1381	0.3329	0.6215	0.8161	0.3076	0.1710
$\sigma_{am}, \text{ см}^2$	$\times 10^{-19}$	$\times 10^{-18}$					

Видно, что как для азота, так и для кислорода неучет влияния солнечных вспышек по сравнению, например, с [1,2], приводит к погрешности в определении сечения поглощения до 40 % (при вспышках X10 в интервале 0.1-0.8 нм). Увеличение длины волны излучения и уменьшение балла вспышки приводят к снижению расхождения при определении сечения поглощения, например, начиная с интервала 1.6-2.0 нм оно составляет доли процента, и его учет не представляется целесообразным.

Таким образом, основываясь на полученных результатах можно сделать вывод, что влияние балла солнечных вспышек необходимо учитывать при определении сечений ионизации и поглощения в интервалах до 1.5 нм, где оно велико, и не учитывать в более длинноволновых интервалах.

Работа выполнена при частичной поддержке программой “Астрономия”, раздел 1.5.5.4.

Список литературы

1. Г.С. Иванов-Холодный, Г.М. Никольский. /Солнце и ионосфера (Коротковолновое излучение Солнца и его воздействие на ионосферу). М.: Наука, 1969, 456 с.
2. Г.С. Иванов-Холодный, А.В. Михайлов. /Прогнозирование состояния ионосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1980, 190 с.
3. Swider W. // Rev. Geophys., 1969, vol. 7, № 3, p. 573-594.
4. A.A.Nusinov. // Proceedings of the Workshop on the Solar Electromagnetic Radiation Study for Solar Cycle 22. Ed. by R.F. Donnelly. Space Environment Lab., NOAA ERL, 1992. P. 354-359
5. Ришбет Г., Гарриот О.К. /Введение в физику ионосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1975, 304 с.
6. А.А. Нусинов, Д.И. Чуланкин. //Геомagnetизм и аэрономия, 1997, Том 37, № 1. С. 14-23.
7. Jacchia L.G. // Research in Space Science, SAO Special Report, № 375, 1977.

Е.Е. Антонова, И.Л. Овчинников (НИИЯФ МГУ)
**Турбулентный диффузионный токовый слой
и возможный механизм формирования
спокойного протуберанца**

Аннотация

Предложена модель диффузионного турбулентного токового слоя. Предполагается, что в слое развивается крупномасштабная турбулентность и регулярный поток вещества в слой скомпенсирован турбулентным диффузионным потоком. Рассматриваемая турбулентность не приводит к возникновению аномального сопротивления. Модель позволяет определить зависимость вектор-потенциала от давления и решить уравнение Града-Шафранова. Проведен анализ эволюции турбулентного токового слоя при медленном изменении регулярной скорости. Рассмотрена возможность применения разработанной модели для объяснения формирования спокойного протуберанца. При уменьшении конвективной скорости и медленном расширении токового слоя возникает градиент давления, приводящий к сифонному эффекту и подъему вещества из хромосферы в корону. Сделанные оценки показывают, что при наблюдаемых температуре и величине турбулентной скорости применимо магнитостатическое приближение, что делает возможным предложенный механизм.

Turbulent diffusive current sheet and possible mechanism of quite prominence formation, by *E.E. Antonova, I.L. Ovchinnikov*

Abstract. The model of the diffusive turbulent current sheet is suggested. The development of large-scale turbulence in the layer and the compensation of the regular flux inside the layer by the turbulent diffusion flux are assumed. The analyzed turbulence does not lead to the appearance of the anomalous resistivity. The model give the possibility to determine the dependence of the vector-potential of the magnetic field from the pressure and to solve the Grad-Shafranov equation. The analysis of the evolution of the turbulent current sheet under the slow changes of the regular velocity is conducted. The possibility of the using of the developed model for the explanation of the quite prominence formation is considered. The pressure gradient leading to the appearance of the siphon effect and the rising of the matter from the chromosphere to the corona arises in the case of the regular velocity decrease and the slow broadening of the current sheet. The done evaluations shows that the magnetostatic approximation is applicable under observed temperatures and the value of the turbulent velocity. This do the possibility of the suggested mechanism action.

Введение

В существующих моделях стационарных токовых слоев движение плазмы является регулярным. В магнитогидродинамических моделях типа

Свита-Паркера [1, 2] или Петчека [3] делается предположение о применимости идеальной магнитной гидродинамики ко всей рассматриваемой структуре, кроме небольшой области, где происходит разрыв и пересоединение магнитных силовых линий. При этом плазменная турбулентность привлекается для объяснения аномального сопротивления.

Харрис [4] построил модель токового слоя в бесстолкновительной плазме, в котором функции распределения электронов и ионов — сдвинутые максвелловские, сохраняется энергия частиц $mv^2/2$ и обобщенный импульс $P_y = mv_y + eA_y(x)/c$ (ось y направлена вдоль слоя, A — векторный потенциал). Во многих работах исследуется устойчивость такого распределения относительно развития тиринг-моды. Устойчивость слоя в этом случае сильно зависит от наличия слабой нормальной компоненты магнитного поля [5].

В реальных токовых слоях движение частиц должно носить крайне нерегулярный характер. При этом могут играть роль как электрические поля, возникающие при развитии различных плазменных неустойчивостей, так и явления динамического хаоса, возникающего при сравнимости ларморовского радиуса частицы с характерным масштабом неоднородности поля [6, 7]. В работах [8, 9] обращалось внимание на то, что наблюдаемые в эксперименте флуктуации электрического поля в хвосте, более чем на порядок превышающие амплитуду регулярного поля утро-вечер, могут приводить к интенсивному перемешиванию слоя. В спокойных протуберанцах также наблюдаются значительные турбулентные скорости [10].

В настоящей работе сделана попытка построить простейшую модель стационарного токового слоя, в котором турбулентная диффузия обеспечивает стабильность структуры.

Турбулентный диффузионный токовый слой

Предположение о компенсации конвективного потока диффузионным позволяет сформулировать самосогласованную теорию распределения давления в плазменном слое [13]. В первом приближении токовый слой одномерен и стационарен: все параметры зависят только от z и нормальная к слою компонента магнитного поля равна нулю. В силу сохранения массы регулярный поток вдоль оси z (связанный с крупномасштабным электрическим полем E_y) должен быть скомпенсирован диффузионным потоком:

$$-nv_z = D\nabla n, \quad (1)$$

где n — концентрация плазмы, v_z — конвективная скорость и D — коэффициент диффузии.

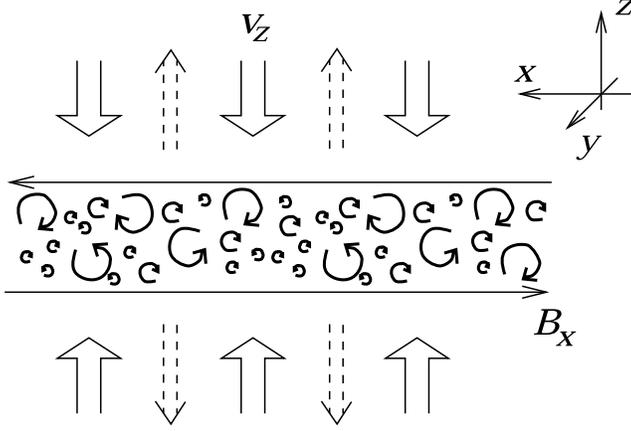


Рис. 1. Схема одномерного турбулентного диффузионного токового слоя.

Тогда, если известна зависимость регулярной скорости и коэффициента диффузии от магнитного поля, уравнение (1) определяет зависимость $p(A)$. Таким образом в одномерном случае при $T = \text{const}$ получаем:

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dz} = -\frac{1}{L} f(B/B_L), \quad (2)$$

где B_L — магнитное поле в долях хвоста и $L = (D/v_z)|_{B=B_L}$.

Если $v_z/D = \text{const}$, как в случае замагниченной плазмы при $D = \text{const} \cdot B^{-1}$ (бомовская диффузия) и $v_z = cE/B$ (электрический дрейф) или в случае незамагниченной плазмы при $D = \text{const}$ и $v_z = \text{const}$, решение имеет вид

$$\begin{aligned} p &= p_0 \exp(-z/L) \\ B &= B_L \sqrt{1 - \exp(-z/L)} \end{aligned} \quad (3)$$

$$A = 2B_L L \left\{ \text{Arth} \sqrt{1 - p/p_0} - \sqrt{1 - p/p_0} \right\}. \quad (4)$$

Если $v_z/D \propto B$ (например, в случае классической диффузии, когда $D \propto B^{-2}$), мы получаем решение типа Харриса

$$\begin{aligned} A &= A_0 \ln \text{ch}(z/2L) \\ B &= B_L \text{th}(z/2L). \end{aligned} \quad (5)$$

Для определения зависимости давления плазмы от вектор-потенциала необходимо решить уравнение переноса энергии. Мы предполагаем, что эффективное перемешивание приводит к выравниванию температуры поперек слоя (для магнитосферного плазменного слоя это соответствует измерениям [8], а для протуберанца можно взять в качестве нулевого при-

Связь давления плазмы с магнитным полем может быть обобщена на двумерный случай в хвостовом приближении (когда полутолщина плазменного слоя L много меньше его характерной длины d_x) [11].

Зависимость плазменного давления от y -компоненты вектор-потенциала $p = p(A)$ позволяет решить уравнение Града-Шафранова

$$\Delta A + 4\pi \frac{dP}{dA} = 0 \quad (6)$$

и найти форму силовых линий. При $d_x \gg L$ решение имеет вид:

$$z - z_0 = \int_{A_0}^A \frac{dA'}{\sqrt{8\pi [p_0 - p(A')]}}, \quad (7)$$

где $p_0 = p_0(x)$ — давление на оси слоя, $z_0 = z_0(x)$ и $p(A_0(x)) = p_0$.

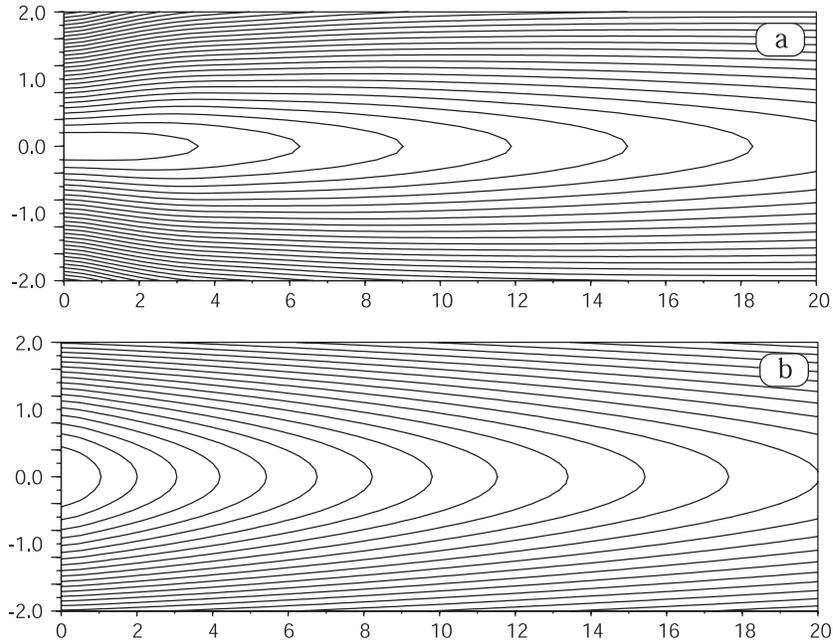


Рис. 2. Магнитная конфигурация в тонком ($x_0/L = 10$) двумерном токовом слое. В случае (а) $v_z/D = \text{const}$, в случае (б) $v_z/D \propto B$. Разность вектор-потенциала между соседними силовыми линиями равна $0.05B_L L$.

Зависимость $p_0(x)$ дает возможность восстановить конфигурации магнитных силовых линий в предположении малости толщины слоя по сравнению с его длиной [11]. На рис. 2 показаны результаты таких расчетов для $p_0(x) = p_0 \cdot (x/x_0)^{-q}$ ($x \gg L$) для случаев (а) $f = 1$ и (б) $f(b) = b^{-1}$. Профиль $p_0(x)$ может быть фиксирован по данным экспериментальных измерений давления поля вне слоя ($p_0(x) = B_L^2(x)/8\pi$).

Для определения коэффициента диффузии необходимо знать спектр флуктуаций нерегулярного поля в слое, а скорость регулярного движения определяется величиной регулярного поля, наложенного на слой. В случае магнитосферы Земли имеется ряд экспериментальных измерений, позволяющих проводить оценки этих параметров.

Отметим здесь, что турбулентный перенос не может оказать существенного влияния на распределение плазмы вдоль слоя при изотропной турбулентности (размеры слоя в длину много больше характерного масштаба перемешивания), однако это влияние не исключено, если турбулентность сильно анизотропна.

Возможный механизм формирования протуберанца в турбулентном токовом слое

Предположим, что вдоль нейтральной линии в короне присутствует электрическое поле. Тогда плазма в скрещенном электрическом и магнитном полях будет дрейфовать к линии раздела полярностей и сформируется токовый слой, в котором разовьется турбулентность. Слой будет стационарным при

$$-n\mathbf{v}_{conv} = n\mathbf{v}_{diff} = -D\nabla n. \quad (8)$$

Если теперь дрейф уменьшится, то турбулентная диффузия начнет «размывать» слой: в уравнении

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\nabla(n\mathbf{v}_{conv}) + \nabla(D\nabla n) \quad (9)$$

член $\nabla(n\mathbf{v}_{conv})$ становится меньше члена $\nabla(D\nabla n)$. При этом в центре слоя $\partial n/\partial t < 0$ и давление будет падать. Характерное время этого процесса

$$\tau_D = \frac{\ell^2}{D}, \quad (10)$$

где ℓ — толщина слоя, а D — коэффициент диффузии. Наблюдения дают [12] $\ell \approx 5 \cdot 10^8$ см, коэффициент диффузии можно оценить, зная характерные скорость и масштаб турбулентности. Взяв в качестве масштаба толщину «нитей» тонкой структуры протуберанца, получаем $D = v_{turb}l_{turb} \approx 5 \cdot 10^5$ см/с $\cdot 10^7$ см = $5 \cdot 10^{12}$ см²/с и $\tau_D \approx 5 \cdot 10^4$ с.

Из условия магнитостатического равновесия $B_L^2/8\pi = p_0$ следует, что при падении давления в слое должно также уменьшаться магнитное поле вне слоя, т. е. текущий по слою ток должен либо перезамкнуться на фотосферу, либо диссипировать. Однако основания силовых линий находятся в плотной хромосфере, что делает возможным сифонный

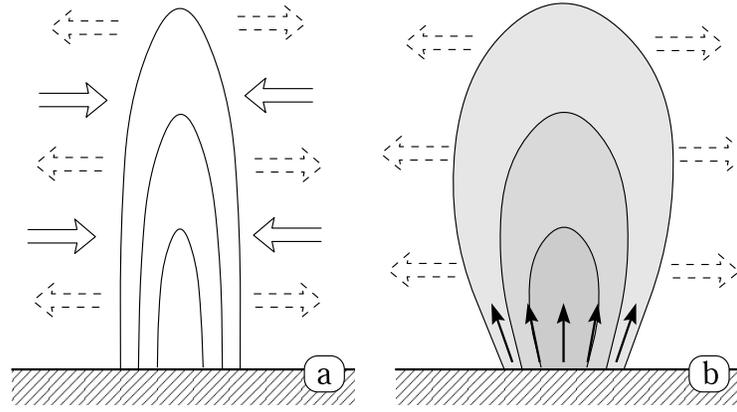


Рис. 3. Формирование спокойного протуберанца под действием сифонного эффекта при диффузионном расширении турбулентного токового слоя

эффект — вещество может быть втянуто в протуберанец за время порядка

$$\tau_s = \frac{H}{c_s}, \quad (11)$$

где $H \approx 5 \cdot 10^9$ см — высота протуберанца, а $c_s \approx 1.5 \cdot 10^6$ см/с — скорость звука в хромосфере. Значение $\tau_s \approx 3 \cdot 10^3$ с существенно меньше τ_D , что говорит о возможности обсуждаемого процесса.

Заключение

Предположение о магнитоэстатическом равновесии токового слоя и компенсации регулярного потока втекающих в слой частиц диффузионным потоком позволяет определить зависимость давления от вектор-потенциала и построить распределения магнитного поля и плазмы в турбулентном слое. Заданное распределение давления на оси слоя вдоль слоя (либо распределение магнитного поля вне слоя) дает возможность восстановить картину конфигурации магнитных силовых линий. Главное отличие рассмотренного токового слоя от моделей, рассматривавшихся ранее, состоит в отсутствии интегрального втекания плазмы в слой (оно компенсируется диффузионным потоком), что снимает необходимость ее выбрасывания с краев слоя, как это постулируется в моделях стационарного пересоединения. Рассмотренная модель является достаточно грубым первым приближением для описания квазистационарных квазиодномерных токовых слоев. Ее уточнение требует определения спектра квазиравновесной развитой турбулентности, решения проблемы диссипации энергии турбулентности, нагрева слоя и поддер-

жания теплового баланса и многих других задач, которые могут быть решены после построения теории сильной низкочастотной турбулентности, либо в результате численного интегрирования.

Модель также может быть использована для описания характеристик токовых слоев в солнечной атмосфере (проблема формирования и поддержания спокойных протуберанцев и шлемовидных структур) и других космофизических объектов. Сделанные оценки дают согласующиеся с экспериментом параметры спокойного волокна. Подъем вещества из хромосферы снимает проблему большой массы протуберанца. Для подтверждения предложенной гипотезы образования протуберанца необходимы более детальные расчеты.

Список литературы

- [1] Sweet P. A. 1958 / In *IAU Symposium № 6*, 123
- [2] Parker E. N., 1963 // *Astrophys. J.*, **138**, 552.
- [3] Petschek H.E. 1964 / In *AAS-NASA Symp. on Solar Flares, NASA SP-50*, 425
- [4] Harris E.G., 1962 // *Nuovo Cimento*, **23**, 115-121.
- [5] Galeev A.A., 1979 // *Space Sci. Rev.*, **23**, № 3, 411-425.
- [6] Chen J., Palmadesso P.J., 1986 // *J. Geophys. Res. A*, **91**, № 2, 1499-1508.
- [7] Büchner J., Zelenyi L.M., 1989 // *J. Geophys. Res. A*, **94**, № 9, 11821-11842.
- [8] Антонова Е.Е., 1985 // *Геомагнетизм и аэронавигация*, **25**, № 4, 623-627.
- [9] Антонова Е.Е., Тверской Б.А. 1990 / В сб. *Исследования по геомагнетизму, аэронавигации и физике Солнца. Выпуск 89. Физика суббурь*. Наука, Москва, 199-226
- [10] Schmieder B. 1988 / In *Dynamics and Structure of Quiescent Solar Prominences*, ed. Priest E. R., Kluwer, chapter 2, 15-46
- [11] Schindler K., Birn J., 1986 // *Space Sci. Rev.*, **44**, № 3-4, 307-355.
- [12] Демулен П. 1995 / В сб. Э. Прист *Космическая магнитная гидродинамика*, Мир, М., 289-313, Перевод с англ.
- [13] Антонова Е.Е., Овчинников И.Л. 1996 // *Геомагнетизм и аэронавигация*, **36**, № 5, 7-14.

*О.В. Чумак(ГАИШ МГУ),
С.А. Красоткин (НИИЯФ МГУ)*

Физические свойства активных областей на Солнце

Аннотация

В работе изложены методы и некоторые результаты исследования интегральных свойств солнечных активных областей (АО) как неравновесных диссипативных структур. Предложены простые алгоритмы и способы расчета по данным наблюдений количественных параметров, характеризующих текущие состояния солнечных АО. По своему характеру эти параметры аналогичны переменным состояниям неравновесной термодинамики. На конкретных примерах продемонстрированы методы работы с этими переменными. Обсуждаются некоторые результаты, полученные в рамках данного подхода.

Physical properties of solar active regions, by Chumak O.V., Krasotkin S.A.

Abstract. A new method and some results of the investigation of solar active regions as nonequilibrium dissipative structures are presented in this paper. The simple algorithms, for estimation from observational data of the solar active regions state variables, are presented too. These state variables describe a solar active region current state and by its nature correspond to thermodynamics state variables. The mode of operation with these solar active regions state variables is shown on the examples. Some results which were received in frame of this approach are discussed.

Введение

Идея настоящего исследования заключается в извлечении из данных наблюдений небольшого числа таких физически содержательных интегральных характеристик солнечных активных областей (АО), которые достаточно полно, однозначно и, вместе с тем, количественно определяют бы текущее состояние и фазу развития любой АО.

Эта задача имеет важное практическое значение. Небольшой набор количественных параметров, однозначно характеризующих АО, позволяет компактно представить всю существенную информацию об АО. Это, в свою очередь, позволяет количественно и точно оценивать текущее состояние солнечных АО в реальном времени, а также создавать базы данных, которые могут быть интересны с точки зрения современных методов анализа временных рядов [1]. Применение этих методов важно для построения эффективных краткосрочных и среднесрочных прогнозов геоэффективных явлений солнечной активности.

Задача имеет также определенное теоретическое значение. Статистический анализ количественных параметров, имеющих ясный физи-

ческий смысл, позволяет выявить связи, имеющие характер эмпирических правил или законов, характеризующих АО как систему. Известно, что такие эмпирические законы являются основой для построения физической теории различных явлений. Солнечные АО в этом смысле не составляют исключения.

В данной работе быстропротекающие процессы в АО рассматриваются в тесной связи с текущей комбинацией значений интегральных характеристик АО, то есть, фактически, с физическим состоянием, в котором в данный момент находится наблюдаемый участок солнечной фотосферы с АО. Это связано с поиском количественных подходов к АО как к целостным физическим системам. Вместе с тем такой подход соответствует исследованию данного участка фотосферы с активной областью как отдельно взятой звезды. Это открывает принципиальную возможность сопоставлять некоторые из полученных таким путем результатов для Солнца с результатами наблюдений звезд, на которых характер активных процессов подобен солнечному.

Переменные состояния солнечных АО

В выборе переменных состояния солнечных АО можно следовать термодинамическому подходу. Один из возможных вариантов такого подхода к описанию возникновения и эволюции магнитного поля АО был предложен в [2] и затем развит в [3-4]. В этих исследованиях была разработана статистическая термодинамика, описывающая самоорганизацию сильных локальных магнитных полей в магнитоактивной турбулентной плазме, и обсуждены вопросы сравнения теории с наблюдениями.

В соответствии с этим подходом состояние АО в любой момент времени определяется восемью переменными состояниями. Шесть из них — канонические переменные термодинамического типа. Остальные две характеризуют степень открытости АО как системы и меру ее сложности. Из первых шести три являются экстенсивными, остальные три — интенсивными. Три из шести являются независимыми, остальные могут быть найдены из термодинамических соотношений [2].

Таким образом, для характеристики состояния АО необходимо из данных наблюдений определить значения каких-либо трех переменных термодинамического типа и двух вышеупомянутых структурных параметров. Вот все эти восемь переменных:

T — мера интенсивности случайных движений локальных концентраций магнитного потока — величина, играющая роль аналогичную термодинамической температуре;

P — сила, направленная на расширение или сжатие АО — аналог термодинамического давления;

B — магнитное поле;

H — мера неупорядоченности, хаотичности распределения магнитных потоков в АО — аналог термодинамической энтропии;

S — площадь магнитных полей АО на уровне фотосферы — аналог термодинамического объема;

F — полный магнитный поток;

OV — структурный параметр, дающий количественную оценку степени открытости АО.

MV — структурный параметр, характеризующий степень взаимопроникновения потоков разной полярности — количественный аналог маунтвилсоновской (магнитной) классификации АО;

Первые три переменные являются интенсивными, следующие три — экстенсивными. Эти шесть переменных образуют три канонически сопряженные пары: интенсивной температуре соответствует экстенсивная энтропия, давлению — объем, полю — поток. Анализ данных наблюдений показывает, что магнитные потоки северной и южной полярностей в АО слабо коррелируют друг с другом. Их поведение соответствует поведению как бы двух независимых, но взаимодействующих друг с другом подсистем, состояние каждой из которых может быть описано этими шестью переменными.

Определение переменных состояния АО из наблюдений

С теоретической точки зрения не имеет особого значения, какие три из шести переменных выбраны в качестве независимых. Но, с точки зрения наблюдательной практики, экстенсивные величины имеют определенное преимущество, так как могут быть найдены путем сравнительно несложной обработки данных наблюдений. Интенсивные параметры, как правило, не доступны прямым измерениям. Магнитометры, как известно, измеряют не магнитное поле, а потоки, из которых на основе определенных модельных представлений и путем специальных расчетов получают значения компонентов вектора поля. Силы связи и давления в АО не поддаются прямым измерениям, а предлагаемый аналог температуры может быть получен лишь путем длительных измерений случайных блужданий малых пятен и пор.

По этой причине следующие параметры, характеризующие АО как целое, были выбраны для количественного описания ее состояния: S , F , H , OV , MV . Подробное описание алгоритмов и способов расчета этих переменных состояния из данных наблюдений можно найти в [2, 5,

б)]. Здесь остановимся лишь на тех моментах, которые необходимы для практического применения данного подхода и для адекватного восприятия некоторых результатов, представленных ниже.

Пусть для определенности наши данные наблюдений представляют собою видеомантрограммы АО. Пусть далее B_0 — уровень дискриминации по полю. Введение этой величины необходимо для того, чтобы выделить поле АО из фоновых полей. В наших расчетах эта величина везде полагалась равной 10 Гс. Пусть Nn — число элементов северной полярности, для которых $B > B_0$. Ns — аналогичная величина для южной полярности. Эти величины далее мы будем называть площадью северной и южной полярности, соответственно, а величину $N = Nn + Ns$ — площадью АО. Если необходимо перейти к упомянутой выше площади S , выраженной в абсолютных единицах, необходимо N умножить на соответствующий масштабный фактор.

Пусть Fn_i — магнитный поток в i -том элементе северной полярности. Тогда, величину

$$Fn = \sum_{i=1}^{Nn} Fn_i \quad (1)$$

будем называть полным или интегральным потоком в северной полярности. Аналогичным образом вычисленную величину Fs будем называть потоком в южной полярности. Под полным магнитным потоком АО будем понимать величину $F = |Fn| + |Fs|$.

В качестве меры открытости (незамкнутости) АО по магнитному потоку возьмем величину их относительного дисбаланса: $OV = (|Fn| - |Fs|)/F$. Легко видеть, что эта величина может изменяться в пределах от -1 до $+1$. В случае, когда величины потоков в разных полярностях равны, $OV = 0$.

Рассмотрим следующие величины: $Pn_i = Fn_i/Fn$, $Ps_i = Fs_i/Fs$, $P_i = F_i/F$. Эти величины представляют собою относительную величину потока в i -том элементе магнитной карты. С другой стороны, их можно рассматривать как вклад данной ячейки в соответствующий интегральный поток. Под структурной энтропией магнитного потока АО будем понимать величину

$$H = \sum_{i=1}^N P_i \ln \left(\frac{1}{P_i} \right). \quad (2)$$

Эта величина полезна для количественной характеристики степени концентрации магнитного потока. Диапазон ее изменений, как это можно

заклучить из (2), находится в пределах от 0, если весь поток сосредоточен в одном элементе карты, до $\ln N$, если поток распределен равномерно по всем элементам. Таким образом, чем меньше значение H , тем более упорядоченно, сконцентрировано поле, и наоборот. Знак величины dH/dt — производства энтропии в единицу времени — указывает на направление эволюции АО: если $dH/dt < 0$, то происходит концентрация магнитных потоков, в противном случае — распад потоков на более мелкие, то есть “рассасывание” АО. Совершенно очевидно, что, по аналогии с (2), можно вычислить и значения структурных энтропий магнитных потоков отдельно в северной H_n и южной H_s полярностях.

И, наконец, определим последнюю, пятую переменную состояния MV — структурный параметр, характеризующий степень взаимопроникновения в АО магнитных потоков разной полярности. Пусть X_{n_i} , Y_{n_i} — прямоугольные координаты i -го элемента магнитной карты. Тогда средневзвешенные по потокам координаты центра северной полярности (X_n, Y_n) могут быть определены по формулам:

$$X_n = \sum_{i=1}^{N_n} P_{n_i} X_{n_i}; \quad Y_n = \sum_{i=1}^{N_n} P_{n_i} Y_{n_i}. \quad (3)$$

Аналогичным образом могут быть определены средневзвешенные координаты центра южной полярности (X_s, Y_s) и всей АО (X, Y) . В [2] показано, что если АО наблюдается в пределах долгот $\pm 60^\circ$ от центрального меридиана, то расстояние R_{ns} между центрами полярностей может быть с достаточной точностью получено из выражения:

$$R_{ns} = \sqrt{(X_n - X_s)^2 + (Y_n - Y_s)^2}. \quad (4)$$

Определим, далее, эквивалентный радиус площади северной (R_n) полярности через средневзвешенные по потокам дисперсии координат по формулам:

$$R_n = \sqrt{\Delta X_n + \Delta Y_n}, \quad (5)$$

где

$$\Delta X_n = \sum_{i=1}^{N_n} P_i (X_n - X_{n_i})^2; \quad \Delta Y_n = \sum_{i=1}^{N_n} P_i (Y_n - Y_{n_i})^2. \quad (6)$$

Аналогичным образом находим эквивалентный радиус площади южной (R_s) полярности и всей площади АО (R).

Структурный параметр MV определим следующим образом:

$$MV = \frac{R_n + R_s}{R_{ns}}. \quad (7)$$

Параметр MV , как это можно видеть из (5)-(7), дает нам количественную меру взаимопроникновения магнитных потоков противоположных полярностей друг в друга, то есть количественную меру структурной сложности АО. Рассмотрим несколько частных случаев для иллюстрации смысла MV .

В случае униполярной области (магнитный поток АО замыкается на очень удаленную область противоположной полярности), R_{ns} велико по сравнению с R_n или R_s и $MV \cong 0$. Линия инверсии поля отсутствует. Эта ситуация соответствует α конфигурациям маунт вильсоновской (магнитной) классификации (униполярные A группы в обозначениях Solar Geophysical Data).

До тех пор, пока $MV < 2$, центры полярностей находятся далеко друг от друга и потоки мало пересекаются. Линия инверсии поля имеет небольшую протяженность и достаточно простой вид. Все эти случаи соответствуют разного вида маунт вильсоновским β -конфигурациям или биполярным B группам SGD.

Интервал значений $2 \leq MV \leq 4$ соответствует более сложной ситуации, когда магнитные потоки противоположных полярностей уже достаточно сильно взаимо проникают друг в друга, но пока все еще просматривается биполярная конфигурация. Линия инверсии поля увеличивается по длине и усложняется. Появляются отдельные, не связанные друг с другом ее участки. Этот интервал значений MV можно сопоставить с разного вида γ -конфигурациями или со сложными C группами SGD.

Интервал $4 \leq MV \leq 7$ соответствует сложным мультиполярным АО с сильно переплетенными магнитными потоками. Эта топологически сложная конфигурация магнитных потоков в сечении фотосферой дает протяженную многосвязную линию инверсии поля. Естественно поэтому отождествить этот интервал значений MV с D -конфигурациями SGD или δ -конфигурациями по Кюнцелю [7].

По-видимому нет большого смысла в обсуждении промежуточных конфигураций типа AP (αp), BP (βp) и др., так как количественные значения MV позволяют более гибко и точно определять текущее значение сложности АО. Следует также отметить, что MV может принимать значения, превышающие 7, причем иногда значительно. Это позволяет выделять и анализировать очень сложные конфигурации АО, плохо поддающиеся описанию в рамках существующих классификаций.

Общим недостатком обсуждаемых классификаций является неучет других важных параметров АО, например, общей величины магнитного потока. Ниже мы еще вернемся к этой проблеме.

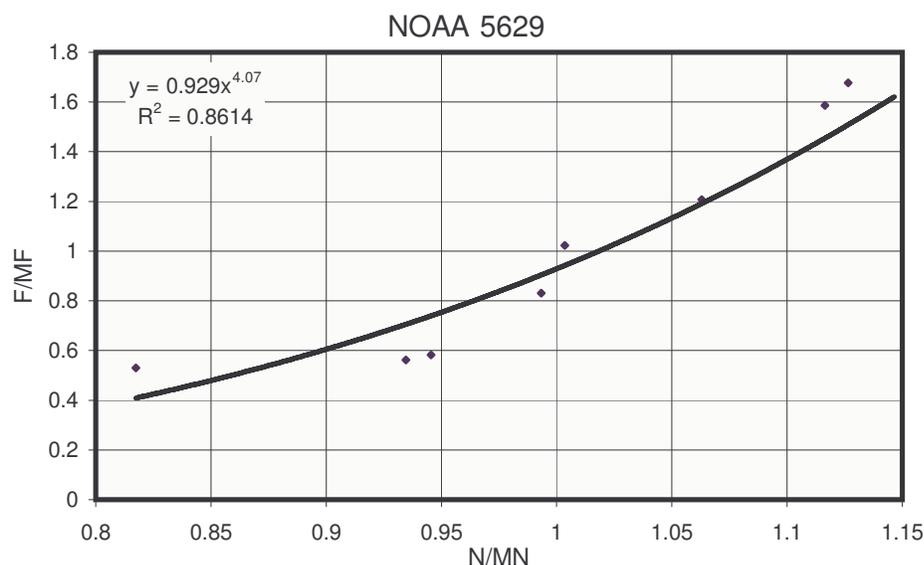


Рис. 1. Соотношение “Площадь – Магнитный поток” в NOAA 5629

Некоторые результаты

Поскольку АО являются открытыми, неравновесными и нестационарными образованиями, их состояние непрерывно меняется. Значения рассматриваемых переменных, естественно, не остаются постоянными. Каждому текущему моменту соответствует свой уникальный набор их значений. Временные ряды таких параметров и значения их производных позволяют получать систематическую количественную информацию о динамической эволюции и текущих тенденциях в АО.

С другой стороны, представляют определенный интерес и не связанные со временем бинарные отношения между этими переменными. Такие отношения дают возможность обнаруживать эмпирические правила поведения АО, что, как уже отмечалось, имеет определенное практическое и теоретическое значение. Временное поведение переменных состояния АО, а также их связь с временными вариациями рентгеновских и корпускулярных потоков от АО обсуждались в [8-10] и других работах. В данной работе анализируются, в основном, бинарные отношения между переменными состояния.

Анализ проведен по данным магнитометрических наблюдений десяти больших и сложных АО, наблюдавшихся на ветви роста 21 цикла. Всего проанализировано 388 панорамных магнитограмм, полученных для этих АО на видеоманитографе Пекинской солнечной обсерватории в 1989 г. Подробное описание магнитографа и получаемых с его помощью данных о магнитных полях солнечных АО можно найти в работе [11] и на интернет-сайте Пекинской обсерватории.

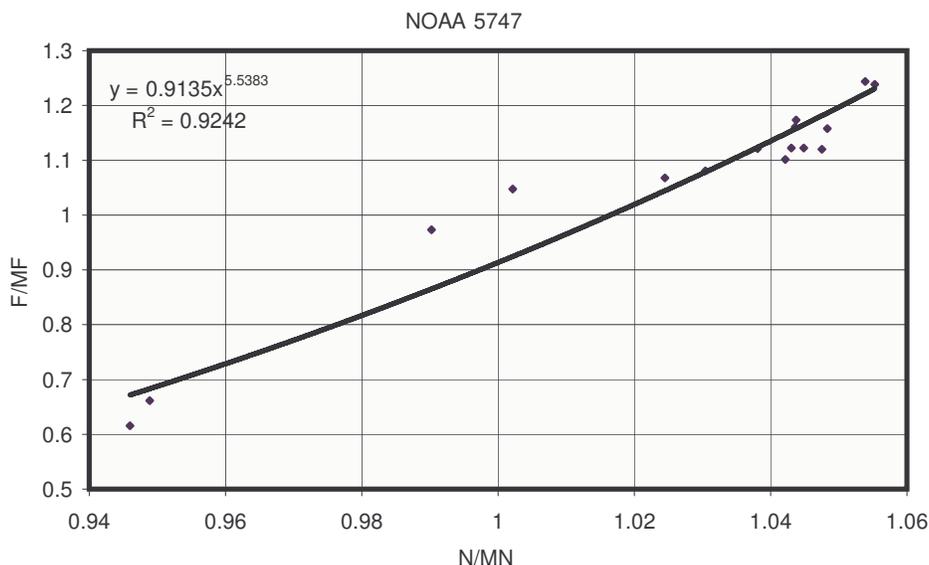


Рис. 2. Соотношение “Площадь – Магнитный поток” в NOAA 5747

На рис. 1 и рис. 2 представлено соотношение “Площадь – Магнитный поток” для двух АО: NOAA 5629 и NOAA 5747. На этих рисунках по оси абсцисс отложена площадь АО, отнесенная к ее среднему значению MN за время наблюдений; по оси ординат – полный магнитный поток F , отнесенный к его среднему значению MF за то же время. Из рисунков видно, что в обеих АО соотношение между площадью и полным магнитным потоком удовлетворяет степенному закону с высоким уровнем достоверности аппроксимации ($R^2 \approx 0.9$). Показатели степени различны и существенно больше единицы. Из этого результата можно сделать два вывода. Во-первых, высокий уровень достоверности при существенно различающихся показателях степени говорит о том, что для каждой АО характерен свой собственный степенной закон соотношения между площадью и полным магнитным потоком, причем показатель степени этого закона не меняется со временем. Во-вторых, тот факт, что эти показатели степени превышают единицу, говорит о том, что данные АО не могут быть результатом совокупности стационарных протяженных магнитопотоковых трубок, так как в этом случае показатель степени должен быть меньше единицы.

Рис. 3 и рис. 4 иллюстрируют соотношение “Площадь – Магнитный поток” отдельно для северной и южной полярностей в NOAA 5747. Из этих рисунков видно, что связи между магнитными потоками и их площадями существенно различны для ведущей (северной) и хвостовой (южной) полярностей. Это достаточно неожиданный результат. Его теоретическая интерпретация неочевидна хотя бы потому, что такое поведение магнитных потоков в разных полярностях нельзя назвать ти-

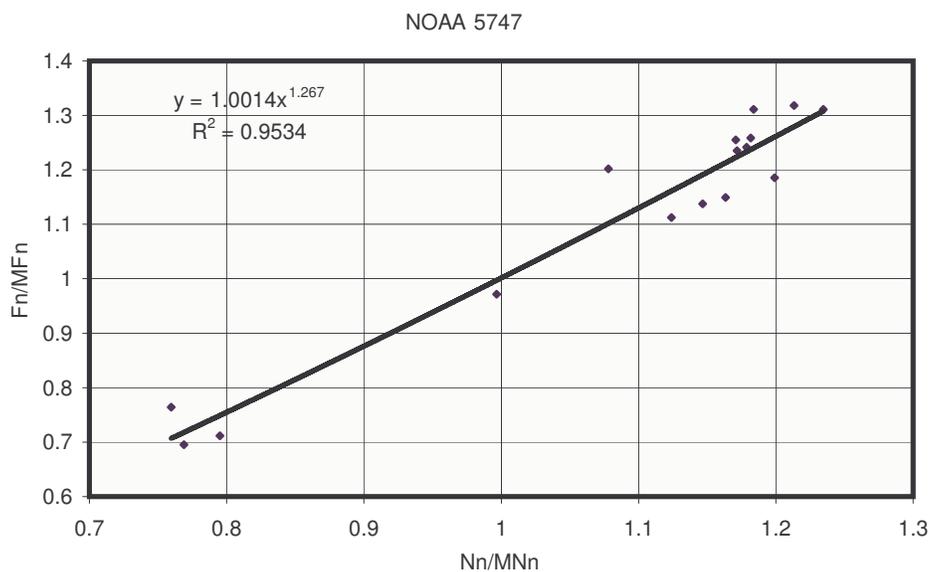


Рис. 3. Соотношение “Площадь – Магнитный поток” для северной полярности в NOAA 5747. MN_n и MF_n – средняя площадь и средний поток за время наблюдений.

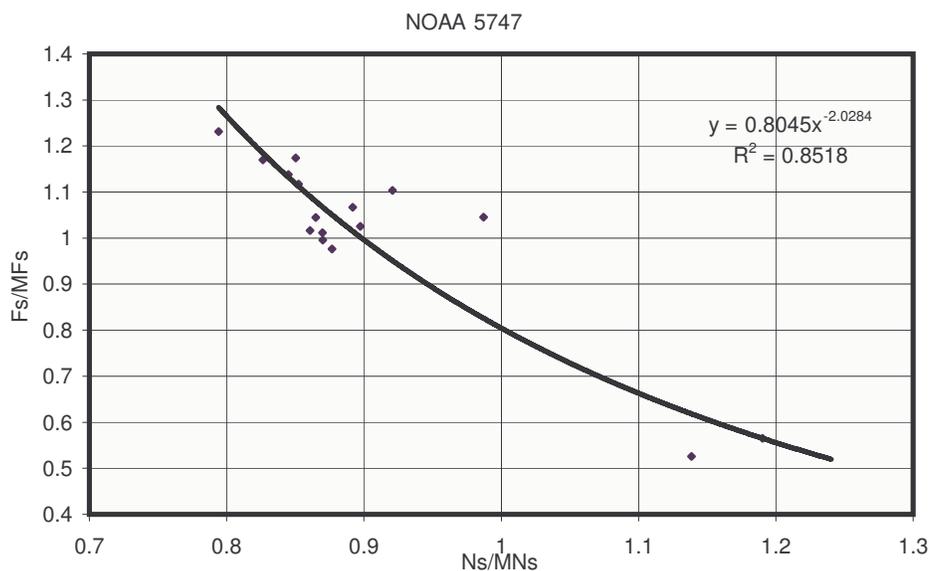


Рис. 4. Соотношение “Площадь – Магнитный поток” для южной полярности в NOAA 5747. MN_s и MF_s – средняя площадь и средний поток за время наблюдений.

пичным. В других рассмотренных АО реализуются различные варианты этого соотношения – от антикорреляции, как в данном случае, до полной корреляции.

Ведущая и хвостовая полярности ведут себя существенно по-разному на диаграмме “Структурная энтропия – Магнитный поток”. На рис. 5 и рис. 6 представлены эти диаграммы в северной и южной полярностях соответственно для всех десяти АО. Точки на этих диаграммах представляют средние значения соответствующих параметров за все время

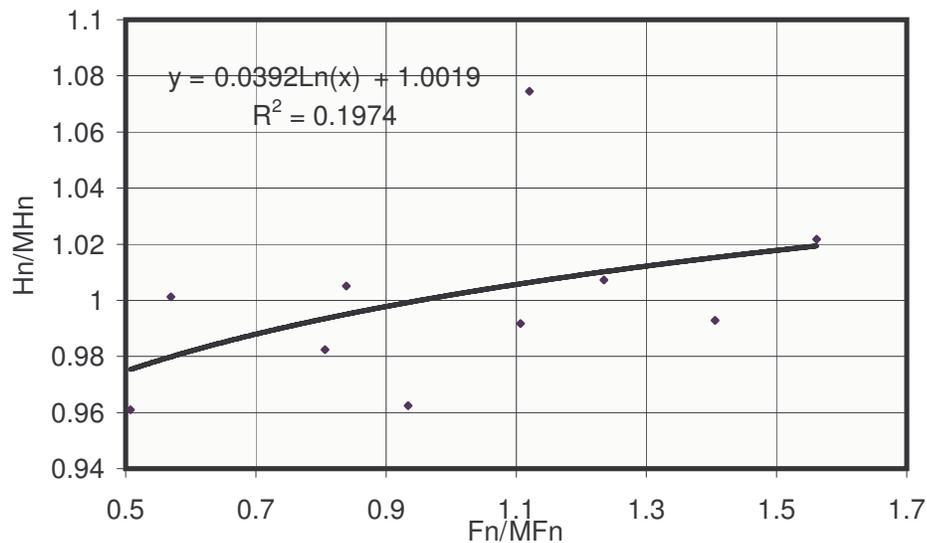


Рис. 5. Соотношение “Структурная энтропия – Магнитный поток” для северной полярности.

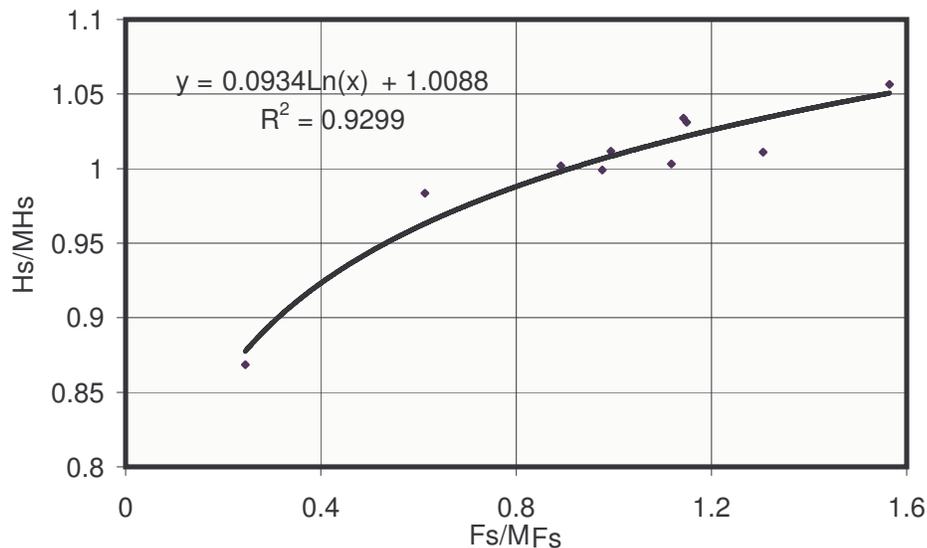


Рис. 6. Соотношение “Структурная энтропия – Магнитный поток” для южной полярности.

наблюдений каждой АО соответственно. Из рисунков видно, что для северной полярности эти переменные состояния практически независимы ($R^2 < 0.2$), в то время как для южной полярности их соотношение удовлетворяет логарифмическому закону с высоким уровнем достоверности ($R^2 > 0.9$).

На рис. 7 и рис. 8 в одинаковом масштабе по оси X представлена последовательность состояний двух АО: умеренно активной NOAA 5680 (сентябрь 1989 г.) и сверхактивной NOAA 5395 (март 1989г.). Значения вдоль оси Y нормированы на среднее за время наблюдений значение

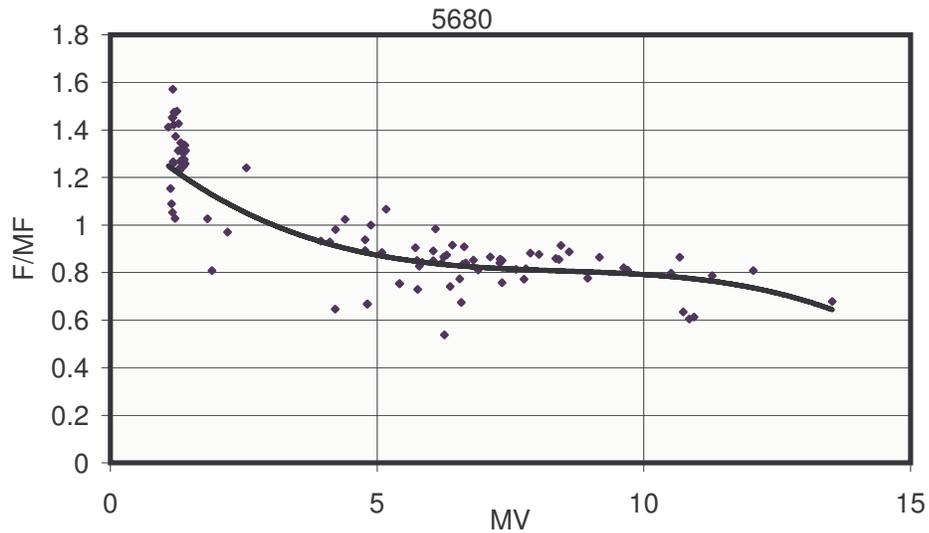


Рис. 7. Соотношение “Структура (MV) – Магнитный поток” для NOAA 5680.

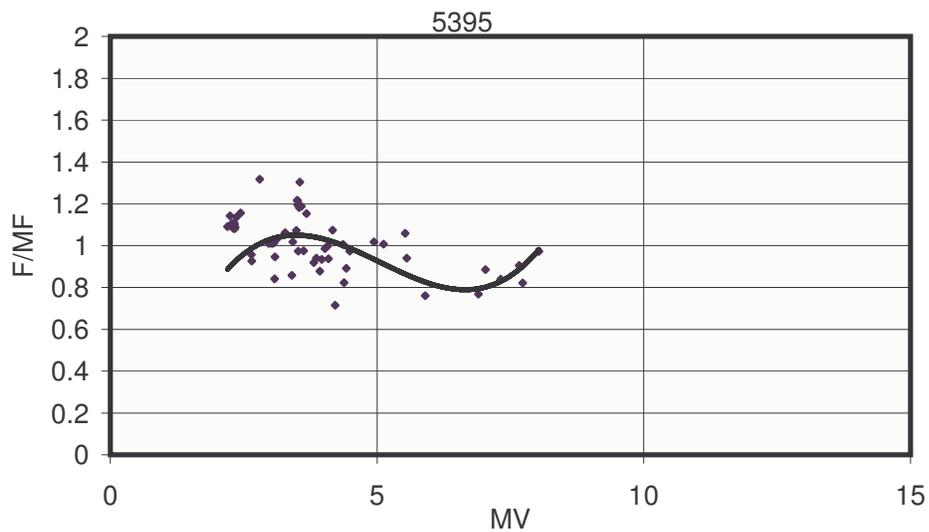


Рис. 8. Соотношение “Структура (MV) – Магнитный поток” для NOAA 5395.

магнитного потока MF . Видна существенная разница в характере эволюции этих АО. Интересно также отметить, что для обеих АО максимальная вспышечная активность соответствовала не максимальным значениям MV , как это можно было ожидать, а умеренным в районе $MV \approx 4.0 - 5.0$.

Заключение

В данной работе представлена лишь очень небольшая часть результатов исследования солнечных АО с помощью переменных состояния. Одна

из целей публикации — продемонстрировать возможности такого подхода. Из приведенных примеров видно, что результаты исследования АО с помощью переменных состояния ставят определенные вопросы перед физической теорией этих явлений. Например, почему соотношение “Площадь-Магнитный поток” различно для северной и южной полярностей? Почему показатели в степенном законе этого соотношения больше единицы, в то время как сценарии, представляющие АО, как ассоциации всплывающих стационарных протяженных магнитопотоковых трубок, требуют, чтобы их значения были меньше единицы? Почему соотношения между структурной энтропией и магнитным потоком существенно различны для северной и южной полярности?

С другой стороны, такой подход позволяет более эффективно искать решения ряда практических задач солнечно-земной физики. Например, высокая статистическая достоверность степенных законов в соотношениях “Площадь-Магнитный поток” говорит о временной инвариантности этих законов. Это дает возможность классифицировать АО по величинам показателей степеней в этом соотношении и искать вероятную связь между вспышечной активностью АО и этими показателями. Далее, диаграмма “Структура (MV)-Магнитный поток (F)” в единой картине представляет важнейшие, в плане исследования геоэффективных явлений, характеристики АО. Текущее состояние АО может быть представлено на этой диаграмме соответствующей точкой. Последовательность текущих состояний АО, соответственно, будет представлена определенной траекторией. На диаграмме могут быть выделены области спокойного развития АО и вспышечно-активные. Исследование траекторий АО на этой диаграмме позволит не только классифицировать их по характеру траекторий, но и прогнозировать вероятное вхождение АО в ту или иную фазу их эволюции. Важным вопросом является выяснение связи между параметром “открытости” (OV) и “геоэффективностью” АО. Выяснение этих и других вопросов — темы будущих публикаций.

Список литературы

1. Hristev R.M. The ANN Book. GNU Public License. Copyright 1998 by R.M.Hristev. 384 p.

2. Чумак О.В. / В кн. Физика солнечной фотосферы, Алма-Ата, "Гылым", 1992, С.65-134.
3. Chumak O.V. Proc. of Fourth SOHO Workshop: Helioseismology. California, 2-6 April 1995, P.529-530.
4. Chumak O.V. // Astronomical and Astrophysical Transactions, 1996, Vol. 10, P.263-265.
5. Чумак О.В., Чумак З.Н. // Кинематика и физика небесных тел. 1987, Т. 3, № 3, С. 7-13
6. Чумак О.В., Кононович Э.В., Красоткин С.А. // Изв. РАН, серия физическая, 1998, Т. 62, №9, С. 1879-1883.
7. Kunzel H. // Astron. Nachr. 1960, V. 285, P. 169 –173.
8. Chumak O.V., Kononovich E.V., Krasotkin S.A. / 8th SOHO Workshop. Plasma Dynamics in the Solar Transition Region and Corona. Europ. Space Agency, 1999. SP-446.
9. Chumak O.V., Obridko V.N., Ai G, Zhang H., Utrobin V.G., Kononovich E.V., Krasotkin S.A. / M. 2000, JENAM 2000. Abstracts. P. 116
10. Чумак О. В., Обридко В.Н., Ай Г., Цанг Х., Утробин В.Г., Кононович Э.В., Красоткин С.А. "Солнце в максимуме активности и солнечно-звездные аналогии", Международная конференция (17-22 сентября 2000 г.). Санкт-Петербург, ГАО РАН, Пулковое. Сборник тезисов докладов, С.76-78.
11. Ai G. and Zhang H. / Proceedings of Beijing Astronomical Observatory. Chinese Academy of Sciences. Beijing, 1988, P. 10.

Г.А. Никольский, Э.О. Шульц (НИИФ СПбГУ)
Проблесковое спектральное излучение Солнца

Аннотация

Обсуждаются случаи аномально высокой спектральной прозрачности атмосферы. Предлагаемое объяснение связывает эти аномалии с возникновением в открытых фотосферно-хромосферных магнитных структурах мощного направленного неравновесного излучения в УФ и синей областях спектра.

Gleam spectral emission of the Sun, by Nikolsky G.A. and Shults E.O.

Abstract. We discuss the events of anomaly-high spectral transparency of the atmosphere. An offered explanation connects these anomalies to presence in opened photospheric magnetic structures of directional non-equilibrium emission in UV and dark blue regions of a solar spectrum.

Многолетние комплексные исследования спектральной прозрачности атмосферы по Солнцу, проводимые нами в высокогорных условиях в Приэльбрусье, позволили установить существование мощного, до 10^6 раз превосходящего фоновое, всплескового неравновесного излучения из активных областей Солнца [1,2].

1. Известное ранее [3] и подтвержденное нашими исследованиями [4, 5], “загадочное” расхождение (примерно, на порядок) между величинами изменчивости интегральной солнечной постоянной (ИСП) и так называемой “метеорологической” (подозонной) ИСП, по-видимому, получает теперь свое объяснение. Спутниковая радиометрия [6,7] обеспечила исследователям 15-летние ряды данных по междусуточным вариациям ИСП, достигающим 0,3%. Однако же, изменения спектральной солнечной постоянной в отдельных интервалах спектра и в промежутках времени от нескольких до 100 минут могут достигать 60% (со средним значением 30%) в ближней УФ и видимой области спектра [1]. Исследование особенностей и интенсивности кратковременных спектральных вариаций солнечной радиации, которые очевидно “маскируются” при осреднениях в больших временных и спектральных интервалах, а также обнаружение прямого воздействия солнечной активности на прозрачность атмосферы [8] позволили выйти к решению указанного выше парадокса.

2. При высокогорных измерениях спектральной прозрачности атмосферы удалось обнаружить случаи резкого по времени увеличения солнечной радиации в спектральном интервале $\Delta\lambda < 70$ нм до значений, не обеспечиваемых вариациями одной только прозрачности атмосферы, и

порождаемых излучением из активных областей (АО) Солнца, находящихся в момент измерений в окрестности местного вертикала солнечного диска. Спектрометрические измерения дополнялись измерениями общего содержания озона и водяного пара в атмосфере, а также данными по солнечной активности (СА). Характеристики приборов и условий измерений можно найти в [9].

3. Нестабильность спектрального солнечного излучения, замеченная в различные фазы цикла СА и носящая ярко выраженный всплесковый характер, отображена спектральными ходами на рис.1. По оси ординат отложено отношение избыточного внеатмосферного спектрального солнечного излучения (ВАССИ) к нормальному его значению (в %) для случаев, относящихся к фазе максимума СА (12.10.81 и 2.11.91) и к фазе минимума СА – 10.09.86. Как видно из рис.1, даже в минимуме СА всплеск излучения на длине волны 410 нм составил около 38%. К характерным признакам этого события следует отнести его кратковременность (7 мин.) и то, что по времени максимум интеграла по спектральной кривой был достигнут вблизи местного полдня. Пунктирные кривые, ограничивающие вариации спектральных интенсивностей в окрестности спектрального максимума, расположенного на 407-415 нм указывают на тенденцию снижения интенсивностей за $\lambda \geq 430$ нм. На длинах волн 330-340 нм всплесковое превышение достигает 15%.

В верхней части рисунка приведены гелиографические карты расположения активных областей 10.09.86 и 2.11.91, из которых видно, что представленные на рисунке события могли быть порождены АО, расположенной в северном полушарии ($\varphi = 30^\circ$) в событии 10.09.86, и источниками из двух АО в северном и южном полушариях – во втором случае. Особо высокозначимое явление проблеска было зафиксировано 2.11.91, когда превышение нормального значения ВАССИ на 400 нм достигло 60%. В области длин волн 330-370 нм превышение составляло около 30%. Длительность всплеска была также существенно больше, чем 10.09.86, а именно, около 60 мин. Максимальные интенсивности были зарегистрированы, как и в предыдущем случае, вблизи местного полдня. В связи с тем, что измерения 2.11.91 заканчивались на 400 нм, спектральный ход в видимой области достраивался по аналогии с данными за другие дни (пунктир). Данные для участков спектра 600-720 и 1000-1130 нм были получены с помощью одноканальных фильтровых фотометров. Кроме этих данных, для сравнения приведена ситуация, возникшая в системе Солнце-атмосфера после ряда интенсивных вспышек 12.10.81. Данные за этот день, полученные с помощью фотометра с интерференционными фильтрами, свидетельствуют о более продолжи-

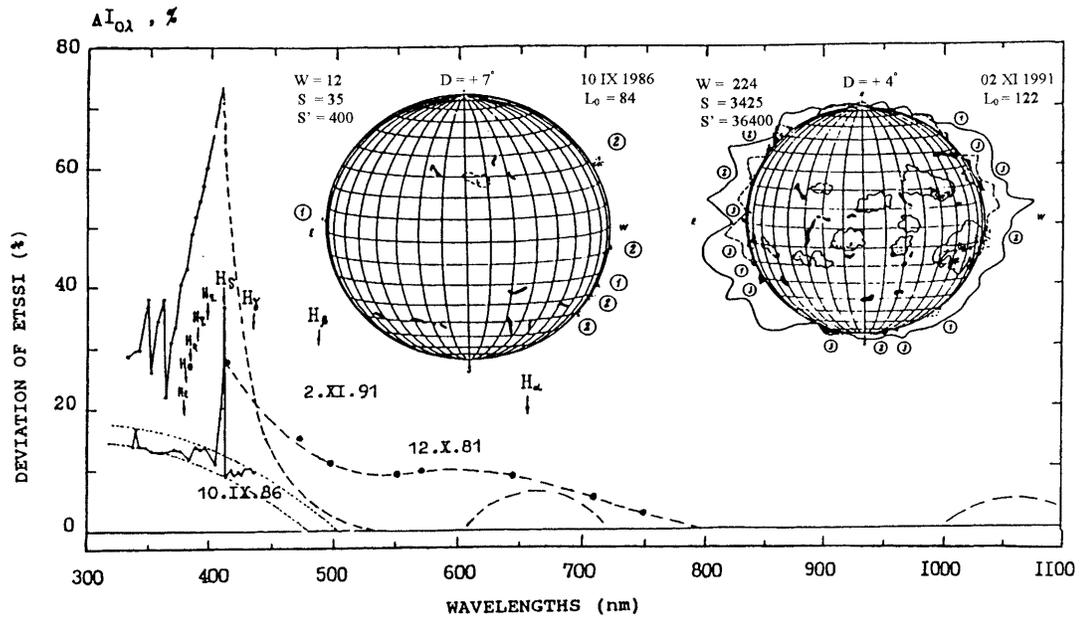


Рис. 1. Относительные изменения внеатмосферного спектрального солнечного излучения (ВАССИ). Данные получены вблизи местного полдня для 12.10.81, 10.09.86 и 2.11.91. Гелиокарты активных областей на Солнце приведены для двух последних дат (для 10.09.86 $W=12$, $S=35$, $S'=400$, для 02.11.91 $W=224$, $S=3425$, $S'=36400$). Обозначения H_α , H_β , H_γ ,... указывают на расположение на шкале длин волн водородных линий Бальмеровской серии. W – числа Вольфа, S и S' – площадь пятен и флоккулов.

тельном периоде увеличения ВАССИ, составлявшем, примерно, шесть часов и обязанном, кроме проблеска, еще и иному механизму дополнительной подсветки атмосферы.

В этот день отмечено несколько мощных вспышек (2В, 3В), явившихся источниками избыточного излучения с широкой диаграммой направленности, спектрально более нейтрального и с максимальными значениями ВАССИ от 28% при $\lambda = 411$ нм до 10% в области 560-650 нм. Зафиксированное вблизи полдня возрастание при $\lambda = 411$ нм может означать и наличие проблеска в этот момент.

4. Заметное возрастание вероятности обнаружения проблеска вблизи местного полдня при расположении АО в окрестности местного вертикала на солнечном диске указывает на выход пучка гиперизлучения из малой части АО и в направлении, близком к радиальному. Если учесть, что проблеск фиксируется нами на фоне спектрального излучения от всего диска Солнца, и принять диаметр его источника, не превышающим $0,5''$ (по аналогии с источниками “водородных бомб” Эллермана и “усов” Северного), то превышение сверхизлучения в проблеске над соответствующим ему фоновым значением излучения составит не менее 10^6 раз. Косвенно это подтверждается и сопоставлением

вариаций среднеквадратичного отклонения ИСП по данным Nimbus-7 (среднесуточные значения) с энергетическим вкладом проблесков (с учетом их длительности). Оценка по этим показателям приводит к значению площади излучающей поверхности, составляющей 10^{-6} поверхности солнечного диска. Следовательно, в этом случае мы имеем дело с явно неравновесным индуцированным излучением, радикально отличающимся от излучения даже очень мощных вспышек. С этих позиций представляется неслучайным “тяготение” максимумов проблеска в УФ и сине-голубой области спектра к линии H_{δ} и более коротковолновым линиям Бальмеровской серии. В ясно прорисованном проблеске 10.09.86 этот максимум попадает точно в область линии H_{δ} . При рабочем разрешении 0,4 нм обращение фраунгоферовых линий не обнаружено ни в одном из эпизодов.

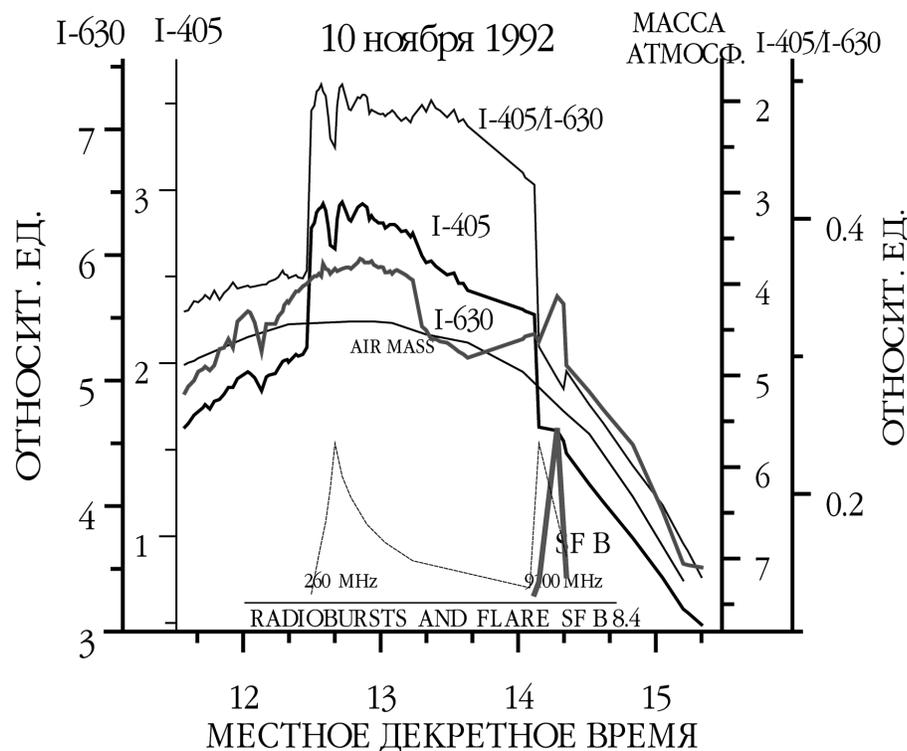


Рис. 2. Всплеск солнечного излучения в области спектра 405-410 нм. Верхняя кривая представляет отношение сигналов в канале 405 и канале 630 нм. В нижней части показаны радиовсплески на 260 и 9100 МГц и вспышка SF B 8.4 в той же самой шкале времени. Увеличение интенсивности радиовсплеска и вспышки направлено вверх, пд – момент местного полдня.

Представленный на рис.2 проблеск зафиксирован 10.11.92 вблизи полдня с помощью двухканального фильтрового фотометра с максимумами пропускания на 405 и 630 нм ($\Delta\lambda_{0,5} = 5 - 6$ нм). Подъем интенсивности на 405 нм произошел очень быстро, поэтому оказалось невозможным определить его начало точнее, чем $9^{\text{h}}31^{\text{m}} \pm 1^{\text{m}}$ UT. Снижение

интенсивности в $11^{\text{ч}}07^{\text{м}}\pm 1^{\text{м}}$ UT было также очень резким. Отмеченные особенности указывают на то, что расхождение синего луча мало. По продолжительности подсветки, составившей 96 минут, расхождение луча можно оценить в $0,9^\circ$. Одним из возможных условий появления коллимированного луча является генерация индуцированного сверхизлучения в столбе водородно-гелиевой плазмы, заключенной в фотосферно-хромосферной магнитной силовой потоковой трубе (МСПТ). Рабочее тело такого излучателя может достигать в длину сотни километров при сечении 250-300 км. Очень важным свидетельством подобной структуры излучателя являются всплески радиоизлучения (см. рис.2), начала которых достаточно определенно совпадают с началом и концом оптического импульса-проблеска.

Действительно, радиовсплеск на частоте 260 МГц начался в $9^{\text{ч}}30^{\text{м}}$ UT, достиг максимума интенсивности в $9^{\text{ч}}38,5^{\text{м}}$; радиовсплеск на частоте 9100 МГц начался в $11^{\text{ч}}06,7^{\text{м}}$ UT, достиг максимума в $11^{\text{ч}}09,6^{\text{м}}$ UT [10]. Следует обратить внимание на то, что на рис.2 представлен временной ход не только для канала 405 нм, но также и изменения в канале 630 нм, которые не имеют каких-либо особенностей, подобных спаду с минимумом в $9^{\text{ч}}42^{\text{м}}$ UT, на что указывает синхронность изменений I_0 и I/I_0 . Таким образом, появляется возможность утверждать, что радиовсплеск на 260 МГц содействовал избирательному снижению прозрачности (на фоне оптического импульса) земной атмосферы в области 400-410 нм и не оказал какого-либо влияния на прозрачность в области 625-635 нм. Отношение I/I_0 демонстрирует своим подъемом (с $10^{\text{ч}}$ UT) и выходом на значение 0,50 (около $10^{\text{ч}}30^{\text{м}}$ UT) неизменность уровня сигнала в солнечном всплеске излучения в области 400-410 нм.

5. Возвращаясь к совпадению появления оптического и радиосигналов, заметим, что их временная связь указывает на пространственную близость источников. Действительно, движение заряженных частиц вдоль “внешней поверхности” МСПТ создает условия для квазинеправленности начальной фазы радиовсплеска при торможении поступающих из глубин фотосферы потоков высокоскоростных электронов.

6. Представляется возможным существование внутри МСПТ (в дополнение к непрерывному синхротронному излучению ускоряемых электронов) механизма резонансного ускорения электронов до релятивистских скоростей мощным полихроматическим излучением и последующего за столкновительным возбуждением верхних уровней Бальмеровской серии процесса генерации новой порции полихроматического сверхизлучения, сменяющих друг друга. Вполне возможно, что такого рода механизм широко распространен не только в фотосферных частях

МСПТ, но и работает в хромосферных структурах, в частности, в спикулах.

Литература

1. Кондратьев К.Я., Никольский Г.А. // Исследование Земли из космоса, 1995, №6, С.3.
2. Kondratyev K.Ya., Nikolsky G.A., and Shultz E.O. // Meteorology and Atmospheric Physics, 1996, Vol.61, №3-4, P.119.
3. Georgi J. // Annalen d. Met., 1952, Bd. 5, Н. 3-5, S. 83.
4. Никольский Г.А. / Тезисы докладов XI Всесоюзного совещания по актинометрии, ч.IV, Радиационная энергетика, 1980, Таллин, С.96- 100.
5. Кондратьев К.Я., Никольский Г.А. В кн.: Солнечно-земные связи, погода и климат, 1982, М., Мир, С. 354-360.
6. Willson R.C. Earth Observer, 1995, Vol. 7, №1, P. 39-49.
7. Crommelynck D. // Исследование Земли из космоса, 1995, №5, С. 18-21.
8. Nikolsky G.A. In: Proc. of the 1992 STEP Symposium/5th COSPAR Colloquium, Oxford, Pergamon Press, 1994, P.591-595.
9. Крауклис В.Л. и др. // Оптика атмосферы, 1990, Т. 3, №3, С. 3.
10. Solar-Geophysical Data. Comprehensive reports. // Boulder, Colorado, 1993, №585, Part 2, P. 7, 20-21, 33.

Выбор аналогов Солнца на основе различных индексов цвета.

Аннотация

На основе опубликованных данных и собственных измерений и расчетов приняты значения показателей цвета Солнца в трех фотометрических системах: *UBV*, *WBVR* и Вильнюсской. Из фотометрических каталогов в перечисленных системах выбраны звезды, наиболее близкие к Солнцу по совокупности показателей цвета. За исключением 16 Cyg В они не совпадают с аналогами Солнца, предложенными Хардорпом. Отобранные звезды лежат в довольно широком интервале спектральных подклассов от G0 до G5. В их число входит несколько звезд, у которых недавно обнаружены планетные системы.

Selections of solar analogs on a base of different colour indices.
by A. V. Mironov and A. V. Kharitonov.

Abstract. A values of Solar colour indices in three photometric systems (*UBV*, *WBVR* and Vilnius) were adopted on a base of a critical review of a published literature. Stars were founded which had colour indices most close to Solar ones, using photometric catalogues in the above-listed systems. That stars are not coincide with the Hardorp's Solar analogs [1]-[5] with one exception: 16 Cyg B. Chosen stars are lay over a rather wide range of spectral classes fro G0 to G5. A number of the stars are among stars having planet systems at latest data.

Под аналогами Солнца следует понимать звезды, у которых совпадают с солнечными численные значения различных параметров, как непосредственно наблюдаемых, (показатели цвета, распределение энергии, интенсивности спектральных линий), так и физических (температура, ускорение силы тяжести и т.д.).

После серии работ Хардорпа [1]-[7] близкими аналогами Солнца считаются следующие пять звезд: 16 Cyg В, звезда южного полушария BS 2290 (HD 44594) и три члена скопления Гиады – ν B 64, ν B 106 и ν B 142. Хардорп отобрал эти звезды, сравнивая с солнечным их линейчатые спектры в ближней ультрафиолетовой области, при этом особое внимание уделялось полосе CN при 3850 \AA . Требовалось, чтобы совпадали интенсивности этой полосы и некоторых других деталей в спектрах звезды и “заменителей Солнца”, в качестве которых наблюдались несамосветящиеся тела Солнечной системы.

Хотя Хардорп считает эти звезды лучшими солнечными аналогами, все они в той или иной мере отличаются от Солнца. Рассмотрим, например, нормированное к 1.00 в длине волны 5500 \AA отношение спектральных потоков от 16 Cyg В и от Солнца в интервале длин волн $3200\text{-}7200 \text{ \AA}$ (см. рис. 1).

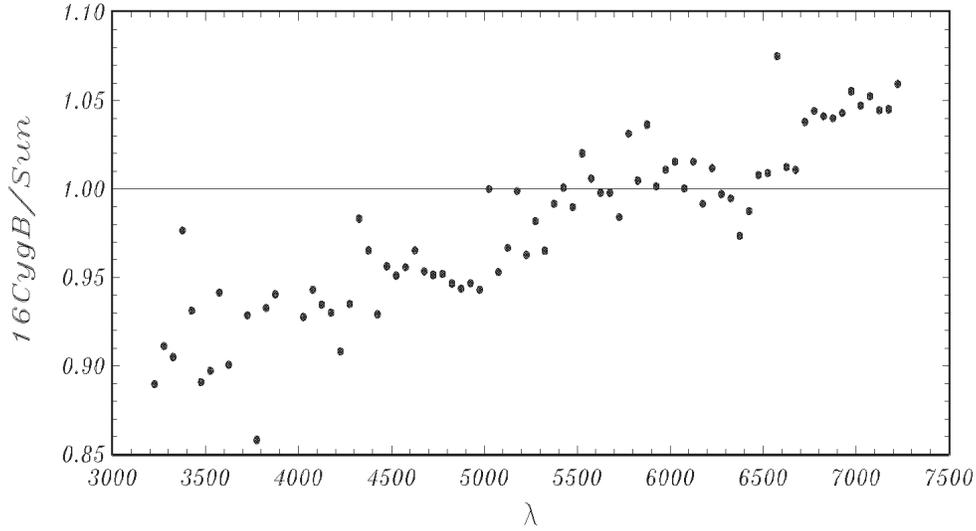


Рис. 1. Нормированное на длину волны λ 5500 Å отношение спектральных потоков от звезды 16 Cyg B и Солнца.

Для 16 Cyg B распределение энергии взято из каталога [8], оно хорошо согласуется с данными, полученными Тейлором [9]. Для Солнца взято распределение энергии, выведенное в работе [10] и представляющее собой среднее из результатов пяти независимых исследований, которые были отобраны как наиболее надежные [11]. Легко видеть, что ультрафиолетовая область спектра 16 Cyg B явно отличается от Солнца. Как было недавно показано [12], 16 Cyg A и 16 Cyg B имеют несколько более высокое содержание металлов и несколько больший возраст, чем Солнце. Звезды же Гиад, как известно, значительно моложе Солнца и имеют максимально высокое для окрестностей Солнца содержание металлов.

Одним из способов поиска “двойников” Солнца является выделение звезд, у которых совокупность показателей цвета наиболее близка к солнечным. Это можно делать, так как избытки цвета карликов спектрального класса G, более ярких чем предел каталога HD, практически равны нулю. Нами был произведен поиск звезд, показатели цвета которых наиболее близки к таковым для Солнца, по трем каталогам: широко известному компилятивному каталогу Mermilliod, содержащему измерения в системе *UBV* (из каталога Mermilliod, были отобраны только звезды, включенные в каталог HD), каталогу измерений в Вильнюсской системе *UPXYZVS* [13] и по каталогу [14] измерений в системе *WBVR*, созданной в Астрономическом институте им. Штернберга [15].

В качестве критерия близости показателей цвета Солнца и любой

избранной звезды была выбрана величина

$$\rho = \sqrt{\sum_{i=1}^K (c_{i,\odot} - c_{i,*})^2},$$

где i — номер показателя цвета; K — количество независимых показателей цвета фотометрической системы; $c_{i,\odot}$ — показатели цвета Солнца и $c_{i,*}$ — показатели цвета звезды.

Показатели цвета Солнца в любой фотометрической системе могут быть либо получены из наблюдений, либо вычислены путем интегрирования произведения функции распределения энергии в спектре Солнца $E_{\odot}(\lambda)$ и кривых реакции заданной системы $\varphi_i(\lambda)$. (Это так называемые “синтетические” показатели цвета.) В таблице 1 приведена сводка результатов основных определений.

Таблица 1. Сводка наблюдаемых и синтетических показателей цвета Солнца

1. Система *UBV*

автор	метод	<i>U-B</i>	<i>B-V</i>	Литература	
				распред. энергии.	кривые реакции
Gallouet	наблюд.	0.15	0.68	—	—
Tüg, Schmidt-Kaler	наблюд.	0.183	0.686	—	—
Харитонов, Князева	синтет.	0.033	0.648	[10]	[23]
-	синтет.	0.067	0.652	[10]	[24]
Straižys, Valiauga	синтет.	0.14	0.64	[22]	[23]
-	синтет.	0.13	0.60	[25]	[23]
-	синтет.	0.15	0.62	[26]	[23]

2. Система *WBVR*

автор	метод	<i>W-B</i>	<i>B-V</i>	<i>V-R</i>	Литература	
					распред. энергии.	кривые реакции
Миронов, Харитонов	наблюд.	-0.050	0.667	0.531	—	—
Харитонов, Князева	синтет.	-0.072	0.674	0.505	[10]	[14]

3. Вильнюсская система

автор	метод	<i>U-V</i>	<i>P-V</i>	<i>X-V</i>	<i>Y-V</i>	<i>Z-V</i>	<i>V-S</i>	Литература	
								распред. энергии.	кривые реакции
Straižys, Valiauga	синтет.	2.51	2.06	1.41	0.55	0.21	0.59	[22]	[23]
-	синтет.	2.48	2.01	1.35	0.54	0.22	0.51	[25]	[23]
-	синтет.	2.48	2.06	1.39	0.54	0.21	0.59	[26]	[23]
Харитонов, Князева	синтет.	2.46	2.02	1.37	0.54	0.21	0.55	[10]	[23]

В настоящее время прямые измерения произведены только в двух системах: UBV и $WBVR$.

Прямые измерения показателей цвета Солнца в системе UBV выполнили в 1964 году Галлуе [16] и в 1982 году Тьюг и Шмидт-Калер [17]. Однако, ввиду известных неопределенностей полос пропускания и метода определения внеатмосферных величин сравнение показателей цвета любых двух звезд, которые были измерены в разное время, с разной аппаратурой и в разных обсерваториях, в системе UBV не является надежным.

Прямые измерения показателей цвета Солнца в системе $WBVR$ были выполнены авторами настоящей работы в 1996 году [18]. Измерения проводились с той же самой аппаратурой, (четырёхканальный фотоэлектрический фотометр, установленный на 48-см рефлекторе [19]), с которой был создан каталог $WBVR$ -величин [14]. Наблюдения были выполнены в пять дат в августе и сентябре 1996 г. в горах Северного Тянь-Шаня близ Алма-Аты в Тянь-Шаньской астрономической обсерватории (высота 2750 м над уровнем моря). Чтобы ослабить поток солнечного излучения был использован небольшой экран из $BaSO_4$ диаметром 27 мм. Он располагался на расстоянии 200 м от телескопа. Этот экран освещался Солнцем, но был защищен от рассеянного света неба специальной конструкцией. Экран был закреплен на экваториальной установке и всегда был перпендикулярен к солнечным лучам. Наблюдения солнечного света на экране проводились сразу после восхода, когда воздушная масса Солнца изменялась от 6 до 2. Наблюдениям Солнца всегда предшествовали наблюдения звезд. Мы предприняли специальные меры чтобы исследовать и контролировать стабильность, линейность и спектральную чувствительность аппаратуры и определить атмосферное ослабление.

Многие исследователи вычисляли синтетические показатели цвета Солнца и использовали ряд версий распределений энергии в спектре $E_{\odot}(\lambda)$ Солнца и кривых реакции $\varphi_i(\lambda)$. В качестве примера достаточно указать на обстоятельную статью [20], в которой для нескольких вариантов вычислены показатели цвета Солнца в системах UBV и Вильнюсской. Как можно видеть из таблицы 1, синтетические показатели цвета в системе UBV , полученные для разных случаев, показывают значительные разногласия.

Для выбора аналогов нами были приняты следующие показатели цвета Солнца:

для системы UBV : среднее из прямых измерений [16], [17]; ввиду заметных разногласий синтетические величины не использовались;

для системы *WBVR*: результат недавних прямых измерений Миронова и Харитонова [18] (см. таблицу 2), который находится в согласии с результатом вычисления синтетических величин [20];

для *Вильнюсской системы*: результаты выполненных недавно расчетов Харитонова и Князевой, которые находятся в хорошем согласии с результатами, полученными ранее [20].

Предельная величина параметра ρ_{max} задавалась равной $r\sqrt{K}$, где K – количество независимых показателей цвета фотометрической системы, а $r = 2\sigma \approx 0^m.04$ – параметр, примерно равный удвоенному значению стандартной ошибки показателей цвета в системе *UBV*. Нами было найдено 346 звезд из каталога для системы *UBV*, 140 звезд из каталога для системы *WBVR* и 259 звезд из каталога для Вильнюсской системы, для которых $\rho \leq \rho_{max}$.

13 звезд входят одновременно во все три выборки. Они перечислены в Таблице 2.

Таблица 2. Звезды, показатели цвета которых близки к показателям цвета Солнца в выборках из каталогов в трех фотометрических системах.

BS	HD	α_{2000}	δ_{2000}	Sp	V	W-B	B-V	V-R
88	1835A*	00 ^h 22 ^m 9	–12 13	G3V	6.402	0.034	0.660	0.537
321	6582A	01 08.3	+54 55	G5Vp	5.177	–0.092	0.692	0.592
	9407	01 34.6	+68 57	G6V	6.529	+0.041	0.696	0.546
1729	34411A	05 19.1	+40 06	G2IV/V	4.705	–0.033	0.622	0.499
5384	126053	14 23.3	+01 14	G1V	6.266	–0.110	0.644	0.527
5853	140538AB	15 44.0	+02 31	G5V	5.874	+0.023	0.689	0.553
6060	146233A	16 15.6	–08 22	G2Va	5.499	–0.028	0.650	0.524
	153344	16 54.8	+62 06	G5IV	7.084	+0.037	0.673	0.543
6538	159222	17 32.0	+34 16	G5V	6.537	–0.006	0.646	0.510
7503	186408	19 41.8	+50 32	G1.5V	5.986	–0.004	0.659	0.521
7504	186427	19 41.9	+50 31	G2.5V	6.244	+0.008	0.671	0.531
	187237	19 48.0	+27 52	G2III	6.896	–0.013	0.654	0.512
7569	187923A	19 52.1	+11 38	G0V	6.164	–0.032	0.664	0.520

* var. BE Cet

Их, по-видимому, следует рассматривать как оптимальных кандидатов на роль “двойников” Солнца по близости показателей цвета. Две из них – это уже известные 16 Cyg A и 16 Cyg B (HD 186408 и HD 186427). Таким образом, несмотря на различия в ультрафиолете, 16 Cyg B по совокупности показателей цвета все-таки является одной из звезд, наиболее подобных Солнцу. В то же время, звезды Гиад, выбранные Хардорпом, не вошли в этот список. Лишь звезда HD 28099 = vB64 попала в выборку из вильнюсского каталога, где из 259 объектов занимает 180

место по величине параметра ρ .

Известно, что ошибки в вильнюсском и *WBVR* каталогах меньше, чем в компилятивном каталоге *Mermilliod*, поэтому мы думаем, что звезды, которые находятся одновременно в выборках из вильнюсского каталога и из каталога *WBVR*, также можно рассматривать в качестве кандидатов в аналоги Солнца. Их список приведен в таблице 3.

Таблица 3. Звезды, показатели цвета которых близки к показателям цвета Солнца, в выборках из каталогов в Вильнюсской системе и в системе *WBVR*

BS	HD	α_{2000}	δ_{2000}	Sp	V	W-B	B-V	V-R
203	4307A	00 ^h 45 ^m 5	-12 53	G2V	6.158	-0.086	0.612	0.512
	4915	00 51.2	-05 02	G0V	6.982	-0.027	0.666	0.543
	8262	01 22.3	+18 41	G3V	6.973	-0.079	0.630	0.513
483	10307	01 41.8	+42 37	G1.5V	4.965	-0.049	0.623	0.499
	29310*	04 37.5	+15 09	G1V	7.547	-0.045	0.608	0.516
4277	95128	10 59.5	+40 26	G0V	5.037	-0.056	0.622	0.505
3648	79028	09 14.3	+61 25	F9V	5.195	-0.054	0.605	0.498
4277	95128	10 59.5	+40 26	G0V	5.037	-0.056	0.622	0.505
	115043A	13 13.6	+56 42	G1Va	6.815	-0.089	0.615	0.502
5596	133002	14 50.3	+82 31	F9V	5.643	+0.003	0.682	0.555
5868	141004	15 46.4	+07 21	G0V	4.419	-0.064	0.611	0.494
	152792	16 53.5	+42 49	G0V	6.827	-0.093	0.645	0.535
6458	157214A	17 20.7	+32 28	G0V	5.394	-0.107	0.625	0.524
6573	160269AB	17 35.0	+61 52	G0Va+K3V	5.233	-0.082	0.608	0.525
	168874AB	18 20.8	+27 32	G2IV	7.014	-0.046	0.637	0.512
	177082	19 02.6	+14 34	G2V	6.895	-0.076	0.641	0.518
7522	186760	19 43.2	+58 01	G0V	6.304	-0.038	0.594	0.478
	187003A	19 47.6	+01 05	G0IV	6.776	-0.069	0.605	0.484
	187462	19 49.1	+27 44	G0IV/V	6.962	-0.055	0.608	0.460
7683	190771AB	20 05.2	+38 29	G5IV	6.185	+0.000	0.668	0.523
7914	197076A	20 40.8	+19 56	G5V	6.444	-0.082	0.628	0.505
	202908AB	21 18.6	+11 34	G0V	7.019	-0.088	0.602	0.491
8283	206301	21 41.5	-14 03	G2V+G3V	5.159	+0.019	0.685	0.546
	208776	21 58.5	+03 47	G0V	6.959	-0.082	0.592	0.486
	221830	23 35.5	+31 01	F9V	6.871	-0.128	0.621	0.519
8964	222143	23 38.0	+46 12	G5	6.591	-0.018	0.652	0.522
9088	224930AB	24 02.2	+27 05	G3V+K6V	5.761	-0.124	0.676	0.594
9107	225239	00 04.9	+34 40	G2V	6.111	-0.098	0.640	0.541

* var. V998 Tau

Важно отметить тот факт, что и в Таблице 2 и в Таблице 3 присутствуют звезды в широком интервале спектральных подклассов от G0 до G5. Очевидно, что этот факт является, с одной стороны, следствием ошибок в спектральной классификации и, с другой стороны, — связан с естественными различиями параметров линейчатого спектра у звезд

с одинаковыми показателями цвета (т.е. со сходными энергетическими распределениями). Наличие в Таблицах 2 и 3 переменных звезд (ВЕ Сет и V998 Tau) не противоречит причислению их к числу аналогов Солнца. Эти переменные принадлежат к типу ВУ Dra, который в настоящее время дополнен вращающимися карликами спектрального класса G с неоднородной поверхностной яркостью и хромосферной активностью, в том числе не показывающими водородной эмиссии в своих спектрах [21].

Отметим, что в Таблицы 2 и 3 вошли три звезды 47 UMa(HD 95128) ρ CrB(HD 143761) и 16 В Cyg(HD 186427), у которых согласно последним данным имеются планетные системы. Кроме этих звезд, в полные выборки вошли следующие звезды с планетными системами: в выборку из каталога Мермийо — звезда 51 Peg(HD 217014), и в выборку из вильнюсского каталога — звезды 50v And(HD 9826), 70 Vir(HD 117176), 47 Boo(HD 120136) и 51 Peg(HD 217014).

Учитывая рис. 1, рассматриваемые здесь звезды вряд ли можно считать в полном смысле аналогами (“двойниками”) Солнца; скорее это квазианалоги. Поиск аналогов нужно продолжать, т.к. с ними связаны многие задачи, например, сравнительное изучение активности Солнца и звезд, уточнение положения Солнца среди звезд и, наконец, проблема SETI.

Список литературы

- [1] *Hardorp J.*//Astron. and Astrophys. V.**63**. №.3. P.383-390. 1978.
- [2] *Hardorp J.*//Astron. and Astrophys. V.**88**. №.3. P.334-344. 1980.
- [3] *Hardorp J.*//Astron. and Astrophys. V.**91**. №.1-2. P.221-232. 1980.
- [4] *Hardorp J.*//Astron. and Astrophys. V.**96**. №.1-2. P.123-126. 1981.
- [5] *Hardorp J.*//Astron. and Astrophys. V.**105**. №.1. P.120-132. 1982.
- [6] *Hardorp J., Tueg H., Schmidt-Kaler T.*//Astron. and Astrophys. V.**107**. №2. P.311. 1982.
- [7] *Hardorp J., Tomkin J.*//Astron. and Astrophys. V.**127**. №2. P.277. 1983.
- [8] *Харитонов А.В., Терещенко В.М., Князева Л.Н.* // Спектрофотометрический каталог звезд. Алма-Ата, “Наука” КазССР, 1988, 477 с.
- [9] *Taylor B.J.* // Astrophys. J. Suppl., 1984, V. **54**, P.167.
- [10] *Makarova E.A., Kazachevskaya T.V., Kharitonov A.V.* // 1994. Solar Phys. V.**152**. P.195.

- [11] Макарова Е.А., Харитонов А.В., Казачевская Т.В. // Поток солнечного излучения. М.: "Наука". Гл. ред. физ.-мат. лит. 1991. 396 С.
- [12] Friel E., Cayrel de Strobel G., Chmielewski Y., Lébre A., Bentolila C. // Astron. and Astrophys. V.274. P.825-837. 1993.
- [13] Straižis V., Kazlauskas A. / General photometric catalogue of stars observed in the Vilnius system // Baltic Astronomy, 1993. V.2. №1. P.1-169.
- [14] Корнилов В.Г., Волков И.М., Захаров А.И., Козырева В.С., Корнилова Л.Н., Крутяков А.Т., Крылов А.В., Кусакин А.В., Леонтьев С.Е., Миронов А.В., Мошкалева В.Г., Погрошева Т.М., Семенов В.Н., Халиуллин Х.Ф / Каталог WBVR-величин ярких звезд Северного неба // Труды ГАИШ, Т.62. 1991. Москва. Изд-во Моск. ун-та.
- [15] Khaliullin Kh., Mironov A.V., Moshkalyov V.G. // Astrophys.Sp.Sc. 1985. V.111. P.291.
- [16] Gallouet L. // Ann.Astrophys. 1964. V.27. P.423.
- [17] Tüg H., Schmidt-Kaler T. // Astron. and Astrophys. 1982, V.105. P.400.
- [18] Mironov A.V., Kharitonov A.V. // The Standard Star Newsletter. An electronic publication of the Working Group on Standard Stars. (IAU Comm. 29.30,45.) №22. March 1997. P.6.
- [19] Корнилов В.Г., Крылов А.В. // Астрономический ж. 1990. Т.67. С.173.
- [20] Straižys V., Valiauga G // Baltic Astronomy. 1994. V.3. №3. P.282.
- [21] Холопов П.Н., Самусь Н.Н. и др. // Общий каталог переменных звезд. Т.II. "Наука", 1985.
- [22] Neckel H., Labs D. // 1984, Solar Phys. V.90. P.205.
- [23] Straižys V. / 1992. Multicolor Stellar Photometry, Pachart Publ. House, Tucson, Arizona.
- [24] Bessell M.S. // Publ. Astron. Soc. Pacific. 1990. V.102. P.1181.
- [25] Lockwood G.W., Tüg H., White N.M. // 1992. Astrophys.J. V.390. P.668.
- [26] Макарова Е.А., Князева Л.Н., Харитонов А.В. // Астрономический ж. 1989. Т.66. С.583.

Некоторые особенности короткопериодических вариаций вспышечной активности северного и южного полушарий Солнца

Аннотация

Для солнечных вспышек разной мощности, отдельно для северного и южного полушарий Солнца, рассчитаны средневзвешенные по частотной полосе, соответствующей дифференциальному вращению Солнца, и усредненные по времени оценки периодов вращения источников вспышечной активности. Установлено, что для всего исследуемого временного интервала 1964-1979 г. г. в северном полушарии средний период равен 28.08 ± 0.02 , в южном — 28.87 ± 0.02 суток. Во временных вариациях среднегодовых значений периода вращения источников вспышечной активности присутствует период колебаний около двух лет.

Some peculiarities of short-term periodicity variations of flare activity in northern and southern hemispheres of the Sun, by A.P. Kramynin

Abstract. Short-term periodicities are discussed of flare activity in the northern and southern hemispheres of the Sun. It is obtained that a mean periods of rotation of the flare active solar regions determined for 1964-1979 yr. are 28.08 ± 0.02 days in the northern, and 28.87 ± 0.02 days in the southern hemisphere of the Sun. It is found that the averaged over a year period of rotation of the flare active solar regions oscillates with the period of approximately two year.

Короткопериодические вариации вспышечной активности связаны с вращением Солнца и неравномерным распределением вспышечно-активных областей по долготе на солнечной поверхности. В частотном диапазоне, соответствующем дифференциальному вращению Солнца, эти вариации характеризуются довольно широким набором периодичностей, вклад которых в общую мощность изменяется во времени [1-3]. Перераспределение энергии между модами приведет к изменению величины среднего периода, рассчитанного для данного частотного диапазона.

В данной работе были получены средневзвешенные по частотной полосе, соответствующей дифференциальному вращению Солнца, и усредненные по времени оценки периодов вращения T_{cp} вспышечно-активных областей. Эти оценки T_{cp} были сделаны как для вспышек разной мощности (субвспышки, вспышки балла 1, вспышки балла ≥ 2), так и для индекса вспышечной активности, учитывающего энергетический вклад

вспышек разного балла. При этом анализ для всех индексов вспышечной активности проводился как для всего Солнца в целом, так и раздельно для его северного и южного полушарий.

Для этого исходные реализации были отфильтрованы нерекурсивным полосовым фильтром с полосой пропускания в области периодов $33 \geq T \geq 25$ суток. Значения среднего периода T_{cp} определялись для временных отрезков в один год, скользящих по исходной реализации со сдвигом 0.5 года, путем временного усреднения на годовом отрезке времени мгновенных значений периода вращения $T(t)$, вычисленных по формуле:

$$T(t) = T_0 \left(1 - T_0 \frac{d\Phi}{dt} \right)^{-1}, \quad (1)$$

где $T_0 = 1/\nu_0$, а ν_0 – опорная частота, равная центральной частоте полосы пропускания фильтра, $\Phi(t)$ – мгновенное значение фазы, рассчитанное методом комплексной демодуляции. Значение фазы, полученное в результате комплексной демодуляции, есть своего рода взвешенное по частотной полосе около частоты ν_0 среднее значение. Перераспределение мощности среди различных частот в окрестностях ν_0 будет действовать идентично изменению фазового угла. Таким образом, вычисленные с помощью формулы (1) мгновенные значения T будут являться средневзвешенными по частотной полосе оценками мгновенных значений периода вращения источников вспышечной активности. При этом предполагается, что изменения структуры спектра в окрестностях ν_0 являются достаточно медленными, т.е. не слишком велики за время пользования фильтром. Число коэффициентов используемого нерекурсивного полосового фильтра равнялось 251.

Из-за наличия активных долгот в изменениях фазы будут наблюдаться скачки, связанные с переходом вспышечной активности в другой долготный интервал (активную долготу). Более плавные колебания $\Phi(t)$ будут наблюдаться при усилении или ослаблении продуктивности одной из активных долгот. Такое поведение фазы приведет к резким колебаниям и скачкам в изменениях мгновенных значений периода вращения вспышечных источников. Эти изменения периода $T(t)$ можно исключить путем временного осреднения, отбрасывая при этом все значения $T(t)$, которые отличаются от среднего значения более чем на 3σ (σ – стандартное отклонение). Операция осреднения на данном временном отрезке повторяется несколько раз до тех пор пока ни одно из оставшихся в ряду значений $T(t)$ не будет превосходить среднее значение T_{cp} более чем на 3σ . Количество отбрасываемых значений $T(t)$ зависит от временного интервала, и в среднем из 365 значений $T(t)$ отбрасывается

около 20. Стандартное отклонение для мгновенных значений $T(t)$ составляет 1-2 суток, а для среднегодового значения T_{cp} — не более 0.1 суток. При усреднении по большему интервалу времени ошибка будет еще меньше.

Таблица

Индекс	Средний период за 1964-1979 гг., в сутках	
	северное полушарие	южное полушарие
Субвспышки	$28,18 \pm 0.03$	$28,63 \pm 0.02$
Вспышки балл 1	$28,13 \pm 0.02$	$28,61 \pm 0.02$
Вспышки балл > 2	$28,54 \pm 0.02$	$28,87 \pm 0.02$
Вспышечный индекс	$28,08 \pm 0.02$	$28,87 \pm 0.02$

Анализ этой таблицы показывает, что источники вспышечно-активных областей в северном полушарии в среднем вращаются быстрее, чем в южном. Кроме того отмечаем, что для мощных вспышек (балл > 2) характерно более медленное вращение, чем для вспышек меньшей мощности.

В вариациях среднегодовых значений периода вращения источников вспышечной активности наблюдаются колебания, превышающие тройное стандартное отклонение (см. рис.1). Особенно обращает на себя внимание резкое увеличение среднего периода вращения вспышечных источников активности в северном полушарии Солнца в 1972 г., возможно это связано с теми процессами, в результате которых произошли грандиозные вспышки в августе 1972 года. В южном полушарии этот скачок лучше всего проявляется для числа субвспышек. Хорошо виден этот скачок по вспышечному индексу для всего Солнца в целом. Подобные скачки, но меньшей амплитуды, наблюдаются и в годы близкие к максимуму солнечной активности. После этих скачков замедления происходит постепенное увеличение скорости вращения источников вспышечной активности, как будто бы происходит уменьшение широты источника и ускорение его поверхностными слоями Солнца. Отвлекаясь от этих скачков можно, в принципе, сказать, что изменение среднего периода происходит в соответствии с законом Шперера. Особенно хорошо такая картина заметна в вариациях среднего периода для субвспышек в южном полушарии Солнца.

Кроме названных изменений наблюдаются и более слабые (на уровне шумов) колебания скорости вращения вспышечных структур. Оценка периода этих колебаний была проведена методом максимальной энтропии для вспышечного индекса южного полушария, так как в этом полушарии меньше всего проявился скачок 1972 года. Как видим из рис.2 период этих колебаний около двух лет, т.е. можно говорить о двухлет-

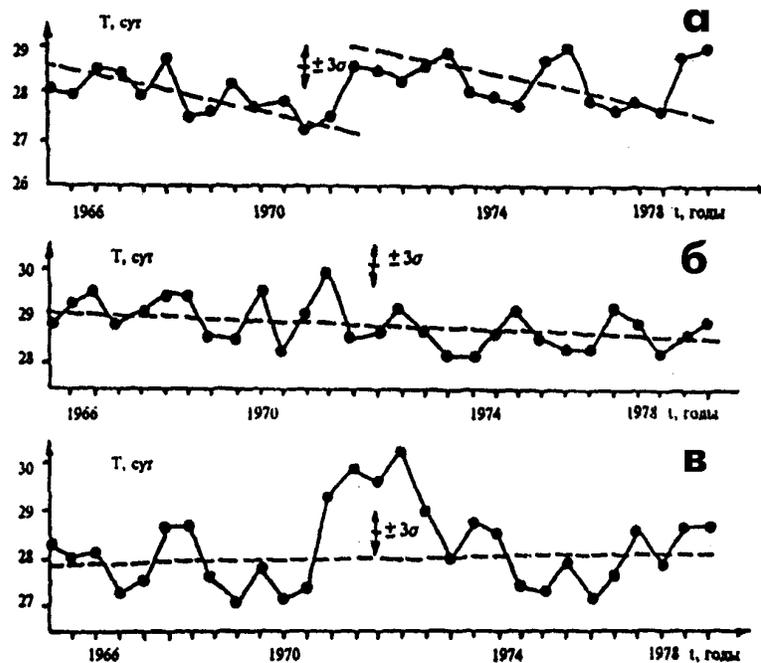


Рис. 1. Вариации среднего периода: а — для всего Солнца в целом, б и в — для S и N полушария.

ней перестройке спектра вращения источников вспышечной активности Солнца. Квазипериодические смещения в распределении максимумов динамического спектра относительно своего среднего положения с периодом около двух лет найдены в [4] при исследовании рядов относительных чисел Вольфа и плотности потока радиоизлучения на частоте 2800 МГц. Такие квазипериодические вариации объясняются автором [4] колебаниями средней широты зоны пятнообразования и связываются с модулирующим воздействием глобальной конвекции. В [5] по исследованиям фоновых магнитных полей высказывается предположение о существовании глобального механизма, регулирующего поступление в фотосферу магнитного потока с квазидвухлентной периодичностью. Колебания скорости вращения вспышечных источников можно объяснить выносом на более высоких широтах нового магнитного потока, несущего информацию о более медленном вращении подфотосферных слоев Солнца, и постепенным сползанием новой магнитной структуры в низкие широты. Скачок увеличения средней широты вспышек в 1972 г. отмечен в [6].

Положение центра тяжести колебаний среднего периода было определено методом наименьших квадратов (пунктирные линии на рис.1б и 1в). При этом видим, что линии располагаются наклонно к оси периодов, что говорит о наличии долговременных изменений средневзвешенного периода вращения с градиентом $\approx 10^{-4}$ суток/за сутки в обоих

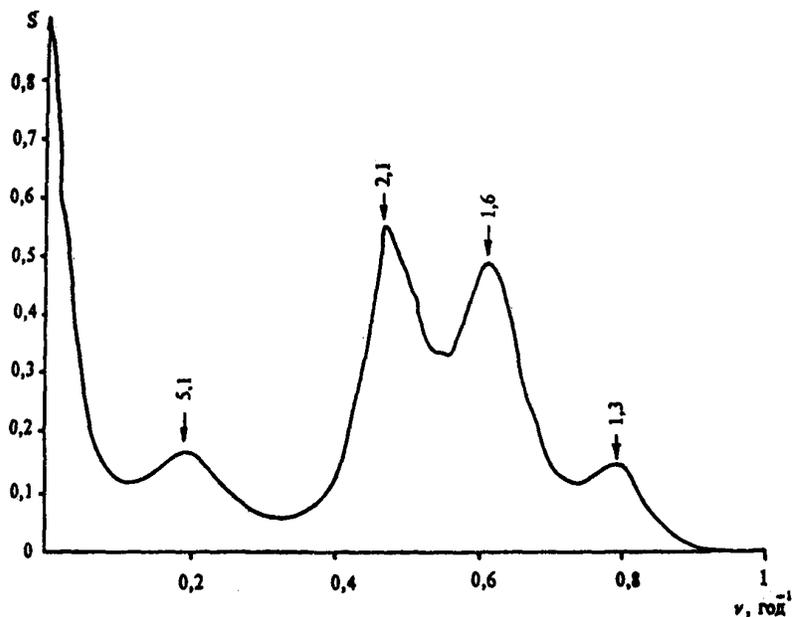


Рис. 2. Спектр вариаций среднего периода, рассчитанный методом максимальной энтропии; числа над максимумами — значения периодов колебаний.

полушариях, причем любопытно, что в северном полушарии скорость вращения на наблюдаемом отрезке времени уменьшается, а в южном возрастает.

Литература

1. Воробьева Г.П., Крамынин А.П. / Солнечная активность и ее влияние на Землю. Владивосток: Дальнаука, 1996. С.30.
2. Воробьева Г.П., Чистяков В.Ф. // Солнечные данные. 1986. №9. С.55.
3. Лаптухов А.И. // Солнечные данные. 1985. №8. С.63.
4. Мордвинов А.В. // Кинематика и физика неб. тел. 1990. Т.6. №4. С.51.
5. Ерофеев Д.В. / Глобальные вариации Солнца и физика активных областей. Владивосток: Дальнаука, 1993. С.87.
6. Чистякова К.Г., Чистяков В.Ф. / Магнитные поля и движение активных образований на Солнце. Владивосток: ДВНЦ АН СССР, 1981. С.41.

*Е.А. Макарова, Н.Г. Бочкарев, Г.А. Порфирьева,
А.Б. Делоне, Г.В. Якунина (ГАИШ МГУ)*

Вспышечно-продуктивные активные области – большие δ -конфигурации на Солнце

Аннотация

Рассматриваются морфология и эволюция четырех активных областей (АО), являющихся большими δ -конфигурациями, активные процессы в них и связь с магнитным полем. Исследуются основные особенности этих АО и обсуждаются возможные причины их чрезвычайной активности.

Flare prolific active regions being large δ -configurations on the Sun, by E.A. Makarova, N.G. Bockharev, G.A. Porfir'eva, A.B. Delone, G.V. Yakunina

Abstract. Morphology and evolution of four active regions (AR) being large δ -configurations, active events in them and relation with magnetic field are considered. General features of these AR are investigated and possible reasons of their extraordinary activity are discussed.

Введение

Исследование топологии магнитного поля (МП) в активных областях (АО) и ее связь с морфологией и процессами, происходящими в АО, помогает лучше понять механизмы, обуславливающие вспышки на Солнце. В процессе зарождения, развития, максимума активности и распада АО изменяется и ее структура, и структура магнитного поля. АО бывают очень сложные, протяженные, с “перепутанной” магнитной полярностью, но наблюдаются и компактные, и простые АО. Особый интерес представляют АО, которые можно назвать большими δ -конфигурациями. Это области, состоящие из нескольких хорошо развитых больших пятен, окруженных более мелкими пятнами, которые можно разделить на две части, одна из которых обладает южной, а другая северной полярностями. Линия инверсии продольного магнитного поля (нейтральная линия) может иметь простую неизрезанную форму, но может быть сложной.

Естественно, что между разными АО – большими δ -конфигурациями существуют определенные различия, но вместе с тем обнаруживаются и некоторые общие характеристики, возможно “обеспечивающие” высокую активность этих АО. На основе наблюдений, полученных с H_{α} -фильтром на куде-рефракторе Оптон в Высокогорной экспедиции ГАИШ (ВЭ ГАИШ), а также литературных данных и карт магнитного поля, регистрируемых в Пекинской Астрономической обсерватории,

кратко описываются свойства, присущие большим δ -конфигурациям, и процессы, происходящие в них.

Морфология и активные события в АО

АО NOAA 5395, наблюдавшаяся в марте 1989 г., занимает особое место по своей солнечной активности и геоэффективности. Она была активной в течение нескольких оборотов Солнца, но именно в марте сформировалась как большая δ -конфигурация и была необычно вспышечно-продуктивной. При прохождении ее по диску Солнца в марте 1989 г. зарегистрировано 106 рентгеновских и 195 оптических вспышек, мощные выбросы вещества и интенсивные геомагнитные эффекты. Несколько позднее в том же 1989 г. подобная необычная динамичная активность проявилась и в двух других АО — больших δ -конфигурациях: в АО NOAA 5629 в августе и в АО NOAA 5747 в октябре. К тому же типу можно отнести АО NOAA 6659, наблюдавшуюся в июле 1991 г., и ряд других АО.

На рис. 1 приведены схематические изображения АО: указана полярность пятен, граница полутени, линия инверсии продольного магнитного поля. Стрелками показаны направления движений, наблюдавшиеся в АО. О продуктивности этих АО можно судить по таблице 1, в которой приведены сведения о вспышках, в том числе количество вспышек класса X и максимальный класс рентгеновской вспышки. Для сравнения можно сказать, что за два десятилетия с момента запуска ИСЗ в наиболее продуктивной АО, за одно прохождение по диску Солнца, произошло 6 вспышек рентгеновского класса X [2]. В таблице приведены также даты наблюдений в ВЭ ГАИШ и используемые литературные ссылки.

Таблица. Сведения о вспышках в АО

АО NOAA	Даты наблюдения, ВЭ ГАИШ, Алма-Ата	Число вспышек			Макс. класс
		оптич.	рентг.	кл. X	
5395	6, 9, 10, 11, 12, 13, 14 марта 1989 г.	195	106	11	X15
5629	9, 10, 11, 13, 14, 16, 17 августа 1989 г.	43	43	5	X20
5747	17, 18, 19, 20 октября 1989 г.	108	48	5	X13
6659	6, 9, 11, 14, 15 июня 1991 г.	87	67	6	X12

АО NOAA 5395 наблюдалась на диске Солнца с 6 по 19 марта 1989 г. В первые дни наблюдения она представляла собой компактную группу

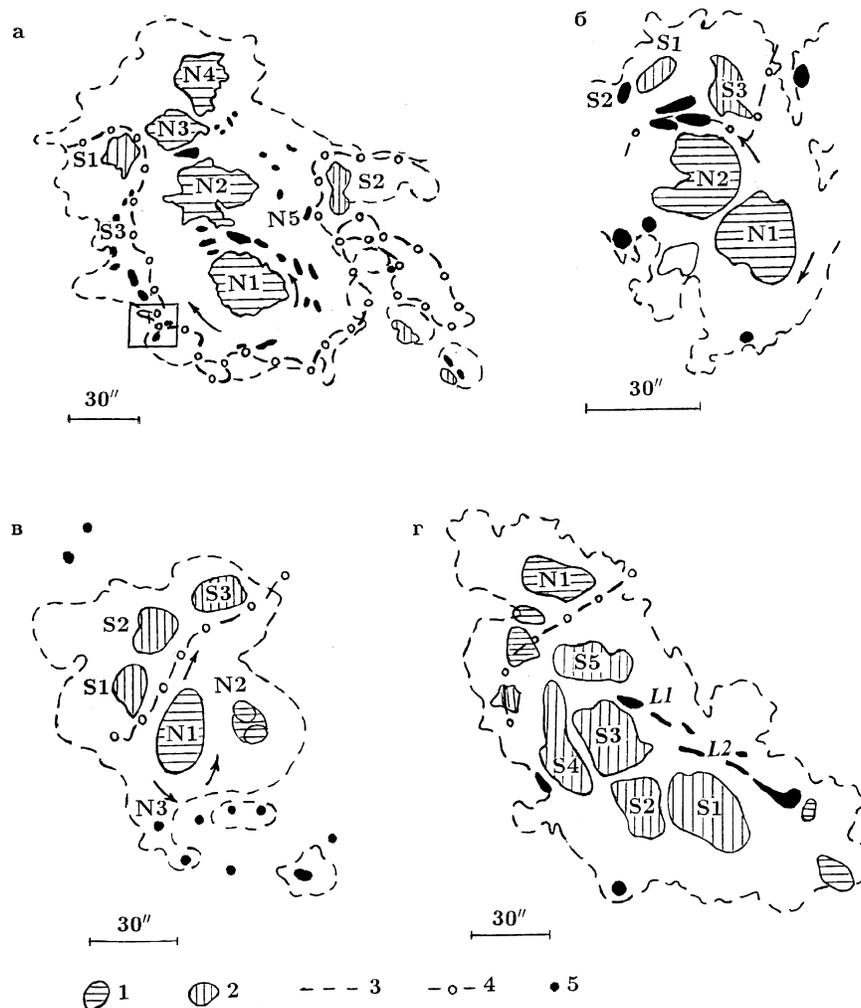


Рис. 1. Схематическое изображение вспыхивающе-продуктивных АО — больших δ -конфигураций: а) АО NOAA 5395 11 марта 1989 г. (по рис. 1 [1]); б) АО NOAA 5629 11 авг. 1989 г. (по рис. 4 [2]); в) АО NOAA 5747 18 окт. 1989 г. (ВЭ ГАИШ Алма-Ата); г) АО NOAA 6659 11 июня 1991 г. (по рис. 6b [3]); 1 и 2 — пятна N и S полярности соответственно, 3 — полутень, 4 — линия инверсии продольного магнитного поля 5 — маленькие пятна и поры. Стрелками показаны направления движения в АО. Север — наверху, запад — справа.

развитых пятен N-полярности, окруженных цепочкой маленьких пятен-саттелитов S-полярности и расположенных в общей полутени. Форма АО была округлой. По мере развития в ней происходило движение пятен, образование новых пятен, их слияние и дробление старых крупных пятен. Форма АО стала более вытянутой и сложной. Эволюция области представлена на рис. 2а. На рис. 1а показан вид АО 11 марта, когда она находилась вблизи центрального меридиана. АО представляла собой большой монолитный массив N-полярности, окруженный с

трех сторон полем южной полярности. Нейтральная линия магнитного поля имела извилистую U-образную форму, и ее конфигурация в основном сохранилась при прохождении АО по диску Солнца. На изображениях, полученных с хорошим разрешением, видно, что полутень имеет широчайший характер. Это подтверждается измерениями магнитного поля. Если 9 и 10 марта силовые линии поперечной составляющей МП располагались примерно перпендикулярно нейтральной линии (в восточной ее части), то 11 и 12 марта они практически параллельны нейтральной линии, что можно видеть на рис. 3а. В западной части АО вблизи пятен S2 структура магнитного поля имела тоже отчетливо выраженный широчайший характер. Вдоль границы нейтральной линии наблюдались большие градиенты МП.

В северо-западной и юго-восточной частях АО наблюдались системы петельных волокон и большое количество выбросов [7-11]. Самый большой выброс составлял в длину половину радиуса Солнца R_{\odot} . На H_{α} -фильтрограммах, полученных в ВЭ ГАИШ, наблюдались выбросы протяженностью до $(1/5 - 1/4)R_{\odot}$. На хороших снимках видно, что в южной части АО часто происходило непрерывное истечение вещества. Скорости более плотных сгустков вещества лежали в пределах от десятков до нескольких сотен км с^{-1} и в некоторых случаях достигали величины скорости отрыва [8]. Нами были прослежены траектории выбросов, занимающих по гелиографической широте около 25° , т. е. вещество двигалось по огромной арке, которая возможно пересекала экватор. Траектории выбросов начинались вблизи пятна N1, к юго-востоку от которого находилась область всплывающего магнитного потока. Место всплытия очерчено прямоугольником на рис. 1а. Здесь с 4 по 11 марта произошло 4 (из 11) вспышки класса X. Другие мощные вспышки располагались вблизи пятен S1–N3 и S2–N5, где магнитные силовые линии имели широчайший характер [7].

Фильмы, сделанные в обсерватории Big Bear на основе наблюдений в белом свете и данных о магнитном поле, показывают движения вещества против и по часовой стрелке от пятна N1 [2, 7]. Само пятно N1 двигалось к юго-западу приблизительно с постоянной скоростью, и 16 марта его скорость достигла значения $0,25 \text{ км с}^{-1}$ [7]. Направления движения указаны стрелками на рис. 1а. Всплывающие в окрестностях пятна N1 новые пятна имели вытянутую форму, как это видно, например, на рис. 1а по цепочке пятен, окаймляющей пятно N1 с трех сторон. Пятна южной полярности огибали пятно N1 с востока и сливались с пятнами S1 и S3, которые постепенно увеличивались в размерах. Всплывающие пятна двигались вместе с полутенью параллельно нейтральной линии

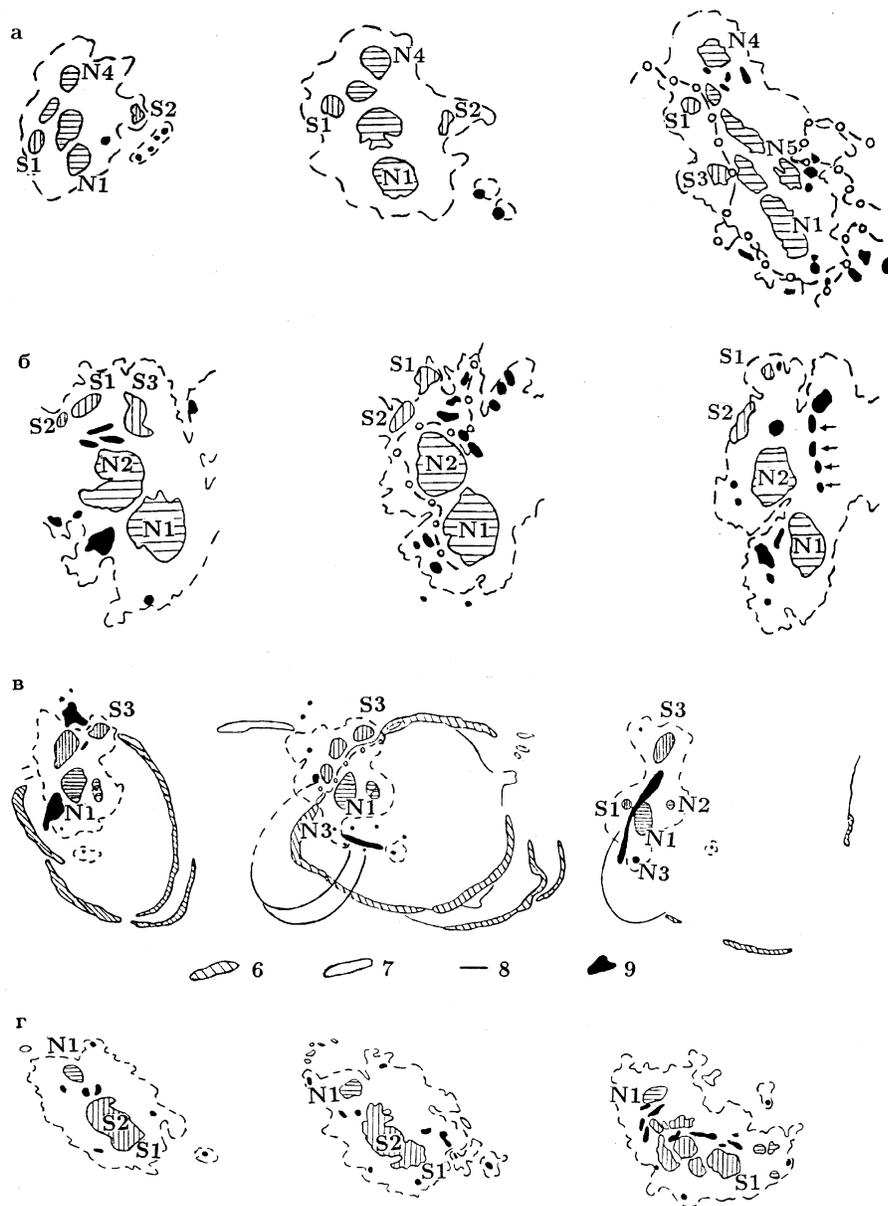


Рис. 2. Эволюция АО: а) АО NOAA 5395 9, 11, 13 марта 1989 г. (по рис. 2 [4] и рис. 4 [5]); б) АО NOAA 5629 11, 12, 13 августа 1989 г. (по рис. 4 [2]); в) АО NOAA 5747 17 октября, $H_{\alpha} - 0.5\text{\AA}$, 0354 UT; 18 октября, $H_{\alpha} + 1\text{\AA}$, 0336 UT; 20 октября 1989 г., $H_{\alpha} + 0.5\text{\AA}$, 0845 UT (ВЭ ГАИШ Алма-Ата, длины волн приведены для случая наблюдения эмиссионных площадок); г) АО NOAA 6659 4, 6, 10 июня 1991 г. (по рис.1 [15]). Обозначения такие же как на рис. 1, на рис. 2в: **6** – волокно, **7** – выброс, **8** – петли, **9** – вспыхивающие узлы. Север – наверху, запад – справа.

МП. Происходило также слияние пятен,двигающихся против часовой стрелки, с пятном N2. По-видимому сильные движения, существующие в полутени, заставляли вновь всплывающие пятна двигаться в том же направлении и при этом вытягиваться.

В АО NOAA 5629 наблюдались два доминирующих компактно рас-

положенных пятна N-полярности, окаймленные с севера небольшими пятнами S-полярности, погруженные в общую полутень (рис. 1б). Вокруг АО наблюдались цепочки более мелких пятен. По мере продвижения АО по диску Солнца происходило усложнение ее структуры, наблюдалось всплытие новых пятен, дробление больших пятен и слияние маленьких. Линия инверсии продольного магнитного поля имела простую конфигурацию. Вдоль нее располагалось волокно. На H_{α} -фильтрограммах, полученных в ВЭ ГАИШ, и на изображениях в линии D3 He I [2] видно, что структура полутени вдоль северо-западной границы больших пятен, составляющих центральное ядро АО, обладает сильным широм. Волоконца вытянуты вдоль коридора, разделяющего зоны северной и южной полярности. Линия инверсии магнитного поля располагалась в этом коридоре. Широкий характер магнитного поля виден и на магнитных картах АО (рис. 3б). Вспышки происходили вблизи нейтральной линии, однако, как и в случае вспышек в АО NOAA 5395, по своей локализации они лучше согласуются с линией инверсии поля скоростей, а не продольной составляющей МП [12, 13].

Вблизи основных пятен N1 и N2 наблюдались сложные движения, направления которых указаны стрелками на рис. 1б. С 11 по 13 августа в западной части полутени вблизи пятна N1 были видны движения по часовой стрелке. Вещество полутени двигалось по направлению, параллельному линии инверсии. В окрестностях северо-западной части полутени наблюдалось всплытие нового магнитного потока внутри полутени. Пятна имели вытянутую форму. Цепочки новых пятен, расположенных западнее пятна N2 и указанных стрелками, были отчетливо видны 13 августа (рис. 2б по рис. 4 [2]).

АО NOAA 5747 представляла собой группу развитых пятен, расположенных в общей полутени и окруженных мелкими пятнами. В течение 17-18 октября группа имела вид подковы и состояла из 4-5 основных пятен с общей полутенью (рис. 1в, 2в). Пятна S1-S2 по-видимому возникли в результате распада большого пятна, видимого 17 октября между пятнами N1 и S3. В дальнейшем произошло слияние пятна S2 с пятном S3 (рис. 2). Пятно N2 17 и 18 октября состоит из двух соприкасающихся ядер, но 19 и 20 октября оно выглядит полностью слившимся. Пятно N1 оставалось доминирующим на протяжении 17-20 октября, а пятно N3 к югу от пятна N2 постепенно увеличивало свои размеры.

На H_{α} -фильтрограммах, полученных в ВЭ ГАИШ, можно проследить, что с 17 по 20 октября конфигурация пятен претерпела значительные изменения. Если 17-18 октября были видны 4-5 крупных пятен, расположенных полукругом, то 19-20 октября АО стала напоминать

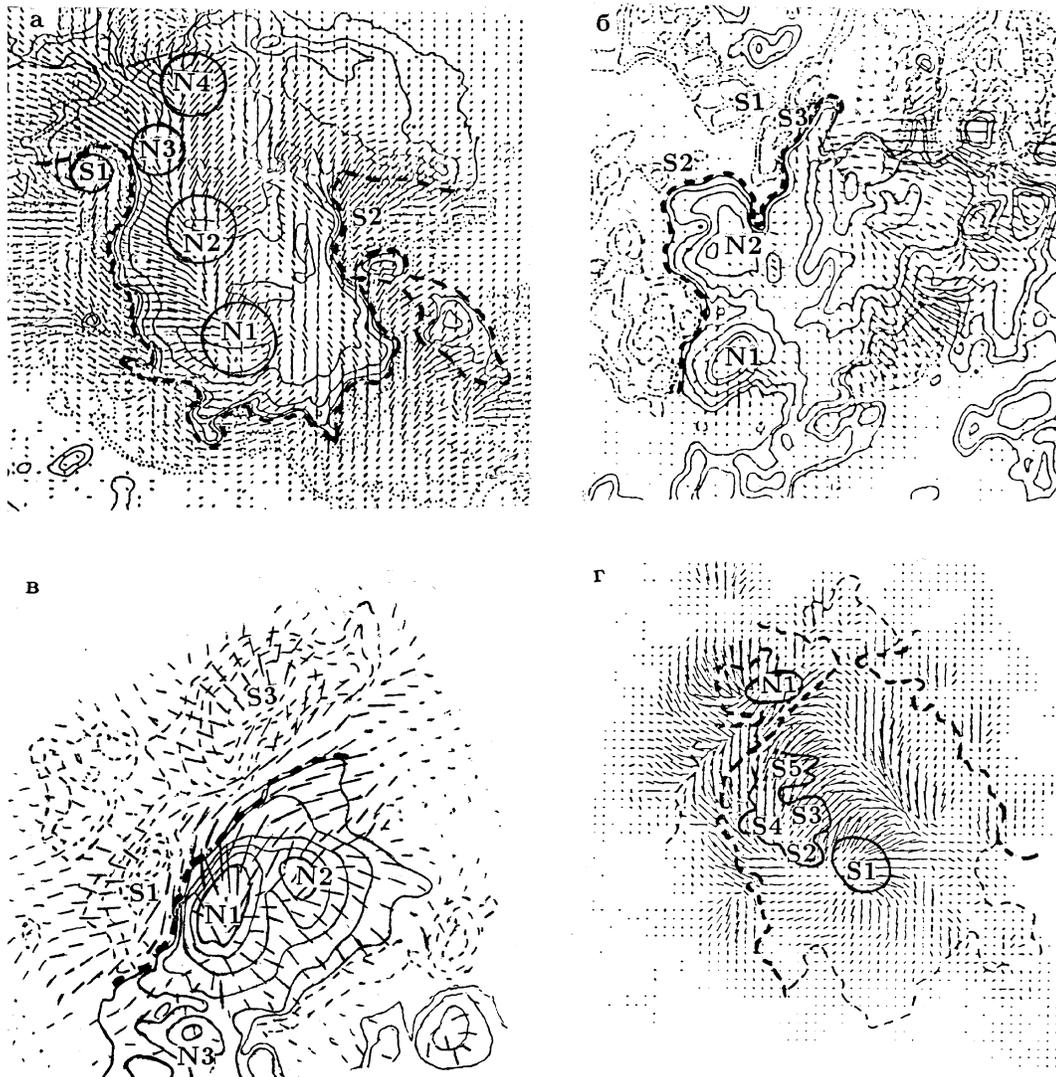


Рис. 3. Шировая структура магнитного поля в АО: а) АО NOAA 5395 11 марта 1989 г. (по рис. 9 [6]); б) АО NOAA 5629 12 августа 1989 г.; в) АО NOAA 5747 20 октября 1989 г.; г) АО NOAA 6659 9 июня 1991 г. (по рис. 9 [13] и рис. 1 [16]). Штриховой линией показана линия инверсии продольного магнитного поля. Нанесено положение пятен. Использованы магнитные карты, полученные на Пекинской солнечной обсерватории. Север – наверху, запад – справа.

крест, длинную перекладину которого составляли два больших пятна (рис. 2в). Размеры АО в широтном направлении стали меньше, чем в долготном, тогда как 17-18 октября они были примерно одинаковыми. Если учесть, что 20 октября АО пересекала центральный меридиан и, следовательно, ее вид был мало искажен эффектами проекции, то описанные изменения формы АО реально имели еще более резко выраженный характер. В дальнейшем АО распалась на две части – северную и южную, и непрерывность полутени нарушается, 21-24 октября вид-

но как бы две отдельных группы, каждая из которых окружена своей полутенью. Перестройка структуры АО произошла в период мощных вспышек. Вспышка 19 октября рентгеновского класса X13 сопровождалась мощными протонными событиями.

АО располагалась на границе, разделяющей области S и N-полярностей крупномасштабной структуры МП [SGD]. Конфигурация нейтральной линии была простой и не претерпевала больших изменений за время наблюдений. Волоконца в коридоре между двумя зонами пятен разной полярности имеют шировую форму. Широкая структура полутени отчетливо прослеживается по снимкам в линиях H_{α} и D3 He I [2] и подтверждается измерениями, полученными при помощи Стокс-поляриметра на солнечной обсерватории Mees (Haleakala) [14]. Широкая структура МП хорошо видна также на магнитных картах, полученных в Пекинской солнечной обсерватории (рис. 3в).

Примечательной особенностью АО являлись петельные структуры, видимые с 17 по 20 октября в основном в красном крыле линии H_{α} (рис. 2в). Основания петель располагались по разные стороны от линии инверсии МП. Петли наблюдались и в последующие дни вплоть до того момента, когда АО приблизилась к западному лимбу Солнца. Они имели потенциальный характер. Вычисления, выполненные на основании измерений МП на поверхности Солнца, показывают, что МП над АО имело сильно выраженный непотенциальный характер [14]. Представляется, что в АО NOAA 5747 на протяжении длительного промежутка времени сосуществовали сильно закрученные деформированные трубки-жгуты магнитных силовых линий и силовые линии, имеющие форму потенциальных петель.

Большие волокнообразные структуры округлой формы проходили по границе крупномасштабной ячейки N-полярности и были отчетливо видны на снимках 17 и 18 октября, полученных в ВЭ ГАИШ. В 0335 UT 18 октября наблюдалась активизация протяженного участка волокна, лучевые скорости составляли несколько десятков км с^{-1} . В центре линии H_{α} была видна эмиссия вдоль канала волокна. Согласно данным SGD в это время наблюдалась вспышка 1F/M2.7 (0022-0425 UT). В АО наблюдались также выбросы.

По фильмам, снятым в линии D3 He I на обсерватории Big Bear [2], видны движения вдоль всей линии инверсии МП по направлению к пятну S3 и круговые движения против часовой стрелки вокруг пятна N1. Подобные движения по криволинейным траекториям вокруг большого пятна в δ -комплексе наблюдались и в других АО. Движения вокруг пятна N1 сопровождалась всплыванием новых пятен той же полярности,

движением их к пятну N3 и слиянием с ним. Пятно N3 постепенно увеличивалось в размерах, что можно видеть на рис. 2в. Появление новых пятен в окрестностях пятна N1 не было связано с его распадом, так как оно тоже увеличивалось. Южнее пятна S2 по снимкам в линиях H_{α} (ВЭ ГАИШ) и D3 He I (обсерватория Big Bear) было видно всплывающее пятно продолговатой формы. Наблюдались движения пятен, появляющихся в этом месте, вдоль линии инверсии МП параллельно волоконцам полутени.

АО NOAA 6659 наблюдалась на диске Солнца с 3 по 17 июня 1991 г. При появлении на восточном лимбе Солнца центральная часть АО состояла из одного большого пятна S-полярности, которое впоследствии (9-12 июня) распалось на несколько пятен. К северу от пятна S1 находилось небольшое пятно N1 (рис. 2г). Основная полярность в АО была южной. Этот “остров” S-полярности сохранялся в течение многих дней. Вокруг него наблюдались струеобразные вытянутые (с поперечными сечениями порядка $10''$ и меньше) диффузные структуры изогнутой формы переменной плотности и конфигурации, обладающие N-полярностью (рис. 1а-г, [16]; рис. 4а,б, [17]). Как видно из карт МП 6 июня эти магнитные структуры N-полярности разделяли массив S-полярности на юго-западную и северо-восточную части. Если в первые дни центральный остров S-полярности окаймлен магнитным полем N-полярности в основном с восточной и северной сторон, то, начиная с 7 июня, структуры N-полярности все более усиливаются с западной стороны и ослабевают с восточной стороны, исчезая практически с восточной стороны к 14 июня.

На протяжении 9-12 июня АО представляла собой компактную группу из 5-6 развитых пятен неправильной формы, обладающих южной полярностью, окруженных более мелкими пятнами N-полярности и расположенных в общей полутени (рис. 1г). По мере продвижения по диску Солнца происходило дальнейшее усложнение структуры АО, наблюдалась непрерывная фрагментация основного массива южной полярности и образование более мелких пятен S-полярности. Пятна все более группировались в двух зонах АО — северо-восточной (N-полярности) и юго-западной (S-полярности). Эволюцию АО можно видеть на рис. 2г (по рис. 1 [15]).

Нейтральная линия имела изменчивую, сложную и искривленную форму и делила АО на северную и южную (основную) части. Напряженность магнитного поля вблизи основной части линии инверсии МП была такой же высокой, как и в пятнах и равнялась ~ 3000 Гс. Направление волоконца на фотографиях, полученных в белом свете (рис.

ба [3]), указывает, что вдоль линии инверсии в основной ее части и в западной части полутени МП характеризуется высокой степенью шира. На магнитограммах [16, 18] видно, что силовые линии поперечной составляющей расположены почти параллельно нейтральной линии. Видны “закрученные” структуры вокруг основного пятна S1 и в западной части полутени (рис. 3г). Структура вспышечных лент во время вспышек 4, 6, 9 и 11 июня [3, 18], наблюдавшихся в белом свете, а также структура послевспышечных петельных протуберанцев имела отчетливо выраженный шировый характер. Возникновение систем послевспышечных петель, по-видимому, указывало на происходящую частичную релаксацию МП [3, 19].

Все рентгеновские вспышки класса X и одна вспышка класса M4.2 сопровождалась белыми вспышками в видимой области спектра и возникли вблизи границы, отделяющей пятно N1 от пятен S-полярности, составляющих основную центральную часть АО. В этом месте наблюдалось всплытие новых магнитных потоков, большие градиенты МП ($0,3 \div 0,5$) Гс км⁻¹ и шировые движения. Менее сильные вспышки происходили в западной части АО, где также наблюдались шировые движения, но напряженность и градиенты МП были более слабые [15, 17]. Вспышечные ленты, видимые в линии H $_{\alpha}$, имели шировый характер. Часто эмиссия закрывала пятно N1.

Сравнение снимков, полученных в белом свете, с H $_{\alpha}$ -изображениями (например, вспышки 4 июня) [3] показало, что небольшие пятна размером 2 – 3'' и временем жизни 1 – 6^m, наблюдавшиеся в белом свете, совпадали с наиболее яркими местами вспышечных лент, видимых в линии H $_{\alpha}$.

Возможно вспышки были вызваны взаимодействием новых всплывающих потоков и уже существующего магнитного поля, и в результате их не происходило достаточной релаксации МП. Это приводило к возникновению последующих вспышек. Как отмечается в [5], во время вспышек 4 и 6 июня происходили заметные изменения структуры МП вблизи мест локализации белых вспышек. При этом после мощных вспышек наблюдалось усиление магнитного шира.

На основе анализа спектрогелиограмм, полученных с высоким пространственным разрешением, по положению волокна, расположенного вдоль нейтральной линии продольного МП, во время вспышки X12 11 июня было обнаружено изменение угла шира на $\sim 5^{\circ}$ за время 30 с [20].

Более полную картину процессов, происходящих в АО, можно получить, изучая трехмерную структуру МП. В [21] на основе анализа серии фотосферных и хромосферных магнитограмм, полученных в июне

1991 г. соответственно в линии Fe I 5324 Å и линии H_{β} 4861 Å, обнаружены локальные инверсии полярности МП в хромосфере по отношению к полярности МП на уровне фотосферы. Эти инверсионные структуры, по-видимому, образовались в результате искривления или закручивания магнитных силовых линий на уровне хромосферы или сильного сжатия и взаимного проникновения зон разных полярностей и были систематически расположены вблизи линии инверсии МП.

В АО, кроме образования послевспышечных петельных структур, наблюдалась также активизация волокна вблизи места возникновения вспышек, а также активизация волокна, удаленного на расстояние $\approx 30^\circ$ в гелиографических координатах. В течение всего времени прохождения АО по диску Солнца наблюдалось всплытие новых магнитных полей внутри полутени. Вокруг основной группы пятен S-полярности возникали пятна N-полярности (рис. 1г, 2г). На основе анализа положения пятен на спектрогелиограммах, полученных 10 и 12 июня, в [20] делается вывод о движениях в АО, приводящих к закрученности и шире магнитных силовых линий. В АО происходило всплытие нового магнитного потока вдоль основной части линии инверсии, разделяющей зоны S и N-полярностей. Образовывались новые пятна вытянутой формы путем слияния наиболее темных фибрилл полутени. Цепочка удлиненных пятен $L1$ и $L2$ (рис. 1г) развилась, по-видимому, из волоконца полутени по мере усиления МП и существовала с 8 по 13 июня, а 14 июня исчезла [3, 16]. Они двигались к югу со скоростью $0,2-0,3 \text{ км с}^{-1}$ [16] и были вытянуты приблизительно параллельно направлению поперечной составляющей МП (рис. 3г).

Общие закономерности в АО

Только изучая многие АО, являющиеся большими δ -конфигурациями, можно понять действующие в них механизмы. Поведение АО и многие процессы в них не стандартные. Все АО отличались несбалансированностью магнитного потока. Так в АО NOAA 5395 на поток N-полярности приходилось 80 % общего магнитного потока ([7]). В АО NOAA 6659 на ведущую S-полярность приходилось более 80 % магнитного потока и площади пятен [18]. Сильно несбалансированным был магнитный поток и в АО NOAA 5629. Более компенсированным его можно считать в АО NOAA 5747. Поле внутри полутени было сильное, сравнимое по своей напряженности с полем в пятнах (2600-3000 Гс), как это видно по распределению изогаусс на магнитных картах (например, на рис. 3а). Как обсуждалось выше, во всех АО существовали движения вдоль направления фибрилл вблизи линии инверсии МП.

Все АО отличались необычным всплытием новых пятен и по месту всплытия, и по форме пятен, и по направлению их движения. Обычно пятна всплывают в фотосфере в “свободном” месте. Во всех исследуемых АО пятна всплывали внутри полутени. Обычно всплывающие пятна бывают округлые и не принимают вытянутой формы. Во всех АО, как обсуждалось выше, новые пятна были вытянутыми. Обычно всплывающие пятна движутся друг от друга по направлению, близкому к перпендикулярному к линии инверсии МП. Как видно по снимкам, полученным в белом свете, новые пятна двигались вместе параллельно линии инверсии МП [2].

Как было показано выше, во всех АО наблюдалась шировая полутень. Всплытие новых магнитных потоков и движения в полутени приводили к искривлению магнитных силовых линий. Говорят, что МП в некотором объеме имеет шировый характер, когда внешние силы воздействуют на магнитные силовые линии в нем, происходят деформирующие сдвиги, и в результате силовые линии магнитного поля перестают занимать положение с минимальным натяжением. Поле отклоняется от потенциального, обладающего минимальной энергией. Определяется угол между реальным направлением магнитных силовых линий и направлением, которое они имели бы, если бы поле было потенциальным, а также — площадь, занятая МП с шировой структурой. По совокупности этих двух характеристик судят о “силе” шира. Так в АО NOAA 5395 11 марта средний угол шира вдоль восточной границы нейтральной линии равнялся 61° [6]. Из наблюдений получают двумерные магнитные карты, относящиеся к уровню фотосферы ($\text{Fe I } 5324 \text{ \AA}$) или хромосферы ($H_\beta 4861 \text{ \AA}$). Реально процессы развиваются в трехмерном пространстве. В [5] исследовалась связь между вертикальными электрическими токами и вспышками в АО NOAA 5395. Было обнаружено, что некоторые из вспышек располагались вблизи мест с максимальными плотностями вертикальных электрических токов, однако относительное число таких вспышек оказалось незначительным.

В [4] исследовались общие характеристики АО, в которых произошли мощные протонные вспышки. Рассмотрено 9 АО, наблюдавшихся в 22 цикле солнечной активности. Типичной отличительной чертой этих АО являлось то, что они представляли собой большие δ -конфигурации. В число этих 9 АО входят и АО, рассмотренные выше. Было обнаружено, что мощные протонные вспышки всегда происходили после того, как угол, на который повернулась группа пятен в результате своего вращения (по или против часовой стрелки), достигал максимума. В какой-то момент происходит пересоединение натянутых линий МП, вы-

свобождается накопленная энергия и происходит протонная вспышка. Пятна начинают вращаться в противоположную сторону, т.е. если они до вспышки вращались по часовой стрелке, то после вспышки вращение происходит против часовой стрелки и наоборот.

Заключение

Итак, рассмотрена структура четырех АО — больших δ -конфигураций, их эволюция, события, происходящие в них, и обсуждаются общие особенности, присущие таким АО. Все эти АО характеризовались несбалансированностью магнитного потока, сильным полем внутри полутени, сравнимым с полем в тени пятен, необычным всплытием нового магнитного потока в полутени, движениями вдоль направления фибрилл. Всплытие магнитного потока и движения в полутени приводили к шире магнитного поля и высвобождению энергии в виде вспышек и выбросов в результате взаимодействия нового МП с ранее существовавшим и пересоединения магнитных силовых линий. Обнаружена корреляция между локализацией мощных вспышек и напряженностью и градиентом МП, местоположением максимальной плотности вертикальных токов и линией инверсии лучевых скоростей в АО.

Список литературы

1. Минасянц Г.С., Минасянц Т.М., Чумак О.В., Чумак З.Н. // Препринт Астрофиз. ин-та им. Фесенкова АН Каз. ССР, 90-09, Алма-Ата, 1990.
2. Tang F., Wang H. // Sol. Phys. 1993. V.143. P.107.
3. Sakurai T., Ichimoto K., Hiei E., Irie M., Kumagai K., Miyashita M., Nishino Y., Jamaguchi K., Fang G., Kambry M.A., Zhag Zh., Shinoda K. // PASJ. 1992. V.44. L7.
4. Zhou S.R., Zheng X.W. // Sol. Phys. 1998., V.181. P.327.
5. Zhang H. // Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 1995. V.111. P.27.
6. Chen J., Wang H., Zirin H., Ai G. // Sol. Phys. 1994, V.154, P.26.
7. Wang H., Tang F., Zirin H., Ai G. // Ap. J. 1991. V.380. P.282.
8. Делоне А.Б., Порфирьева Г.А., Якунина Г.В. // Изв. РАН, сер. физ. 1996. Т.60. С.182.

9. Якунина Г.В., Делоне А.Б., Макарова Е.А., Мышинских Н.А., Порфирьева Г.А., Рощина Е.М. / Тезисы докл. Всесоюзн. конф. "Исследование по физ. Солнца", Ашхабад 1990. С.104.
10. Porfir'eva G., Yakunina G., Vochkarev N., Delone A. // *Astron. Astrophys. Transactions*. 1997. V.**13**. P.151.
11. Ден О.Е., Корниенко Г.И. // *Астрон. Ж.*, 1993. Т.**70**. С.141.
12. Порфирьева Г.А., Якунина Г.В., Делоне А.Б. /Тр. конф., посвящ. 50-летию Горной. Астрон. станции ГАО РАН, С-П, 1998. С.349.
13. Ai G., Zhang H., Li W. // *Chin. Scien. Bull*. 1991. V.**2**. P.122.
14. McClymont F.N., Mikic Z. // *Ap. J.*, 1994. V.**422**. P.899.
15. Bumba V., Klvana M., Kalman B., Gyori L. // *Astron. Astrophys*. 1993. V.**276**. P. 193.
16. Zhang H. // *Astron. Astrophys.*, 1995. V.**297**. P.868.
17. Schmieder B., Haggard M.J., Ai G., Zhang H., Kalman B., Gyori L., Rompolt B., Demoulin P., Machado M.E. // *Sol. Phys*. 1994. V.**150**. P.199.
18. Zhang H., Ai G., Yan X., Li W., Liu Y. // *Ap. J*. 1994. V.**423**. P.828.
19. Tsuneta S. // *ASP Conf. Ser*. 1993, V.**46**. P.239.
20. Rausaria R.R., Raman K.S., Aleem P.S.M., Singh J. // *Sol. Phys*. 1993, V.**146**. P.137.
21. Li W., Zhang H., Chen J. // *IAU Colloq. №141*. 6-12 Sept. 1992, Beijing China. *Progr. and Abstr*. 1992. P.120.

А. Делоне, Е. Макарова,
Г. Порфирьева, Г. Якунина (ГАИШ МГУ)

Магнитное поле и топологические структуры в основаниях петель в активных областях на Солнце

Аннотация

Рассматриваются различные примеры локализации концов петель и взаимосвязь явлений, наблюдающихся в петлях, с магнитными и топологическими структурами в основаниях их ног.

Magnetic field and topological structures at loop footpoints in active regions on the Sun, by A. Delone, E. Makarova, Porfir'eva, G. Yakunina

Abstract. Different cases of loops ends location and the relationship between events observed in loops and magnetic or topological structures in the loop footpoints are considered.

Петельные структуры на Солнце наблюдаются в широком диапазоне длин волн в виде единичных петель, различных систем петель, тоннелей и аркад, состоящих из совокупности неразрешенных отдельных петель с поперечными сечениями порядка $1''$, и могут быть видны как в эмиссии, так и в поглощении. Знание локализации оснований петель необходимо для восстановления их трехмерной структуры и для установления взаимосвязи явлений, происходящих в верхних слоях атмосферы Солнца, с процессами, наблюдаемыми на поверхности Солнца и в нижних слоях хромосферы. При определении положения оснований ног петель, “залитых” интенсивной эмиссией H_{α} -вспышек, возникают определенные трудности. Концы ног петель удается проследить по изображениям, полученным в крыльях линии H_{α} , где интенсивность излучения вспышки более слабая по сравнению с излучением в центре линии H_{α} . Концы петель, наблюдаемых в мягком рентгеновском излучении, часто определяются по изображениям, видимым в жестком рентгеновском излучении.

Различные примеры локализации оснований петель приведены на рис.1. Часто в относительно молодых активных областях (АО) с хорошо развитыми пятнами петли оканчиваются на границе полутени единичных больших пятен с окружающей их фотосферой, как видно из рис. 1 а. На рис. 1 б приведен случай, когда петли “закреплены” своими концами на границе полутени, окружающей несколько мелких пятен. Наземные исследования и наблюдения из космоса и их сравнение с магнитными картами показывают, что основания петель часто не закреплены ни в местах с максимальной, ни в местах с минимальной напряженностью магнитного поля (МП) [3, 4, 5] и обычно не располагаются внутри тени пятна. Однако бывают и исключения [6, 7]. Часто основания петель

локализованы в местах, где наблюдается повышенная эмиссия в линии H_α или ядра вспышек. На рис.1 в видны петли в АО NOAA 5747, наблюдавшиеся 18 октября 1989 г. на куде-рефракторе Оптон в Высокогорной экспедиции (ВЭ) ГАИШ с H_α -фильтром. Одно основание петли расположено внутри полутени вблизи ядра субвспышки, другие основания — около маленьких пятен-саттелитов вблизи вспышечной ленты. Все эти рисунки получены в результате наложения изображений в разных участках крыла линии H_α . Было обнаружено, что и рентгеновские петли закреплены в местах с аналогичной топологией. Так изображения короны, полученные с высоким пространственным разрешением, лучшим $1''$, показали, что основания корональных петель располагаются в местах с повышенной эмиссией, подобных границам хромосферной сетки, а также во флоккульных площадках и полутени солнечных пятен. Не обнаружено случая окончания петель в тени пятна [8].

На рис. 1г приведена система послевспышечных петель по наблюдениям в ВЭ ГАИШ, полученным 8 августа 1989 г. Тоннели из петель могут занимать пространство, сравнимое по своим размерам с радиусом Солнца. Так на телескопе, регистрирующем мягкое рентгеновское излучение с борта *Yohkoh*, 12 ноября 1991 г. на диске Солнца в северном полушарии наблюдалась огромная аркада петельных структур протяженностью около 5×10^5 км, высветившаяся в результате подъема расположенного под ней волокна, наблюдавшегося в линии $He I 10830\text{\AA}$. Основания петель располагались по обеим сторонам линии инверсии магнитного поля на расстоянии $\approx 4.8 \times 10^5$ км [9].

На рис. 1е приведен пример наблюдения эмиссионных петель в далеком ультрафиолете (EUV) в $\lambda 171\text{\AA}$ (TRACE, [6]). Петли начинаются на границе между ядром пятна и его полутенью (А), или из внутренних частей пятна (В). Видны также компактные эмиссионные петли (С), целиком помещающиеся внутри полутени пятна. На рис. 1ж представлено редкое явление, когда петли оканчиваются непосредственно внутри тени пятна. Этот рисунок, как и предыдущий, получен наложением изображений АО в белом свете и $\lambda 171\text{\AA}$ [6]. Аналогичное явление наблюдалось ранее на БСТ ГАИШ (Ленинские горы) [7]. Есть данные, согласно которым концы петель располагаются в ярких точках или мостах, видимых в тени пятен.

По данным, полученным в EUV ($171-195\text{\AA}$), у петель, оканчивающихся в солнечных пятнах, обычно наблюдается колебание интенсивности. Изменения интенсивности происходят с периодом 120 — 150 с и видны до высот около 5000 км, где амплитуда колебаний становится малой. Эти частоты хорошо совпадают с частотами осцилляций в

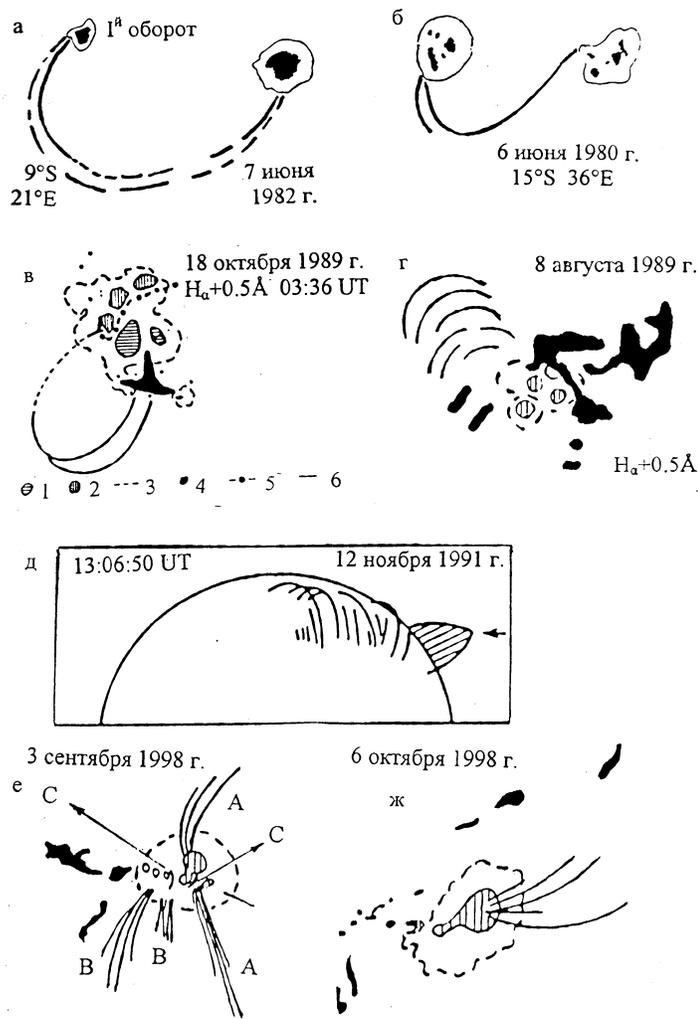


Рис. 1. Локализация ног петель: а) на границе полутени больших пятен и окружающей фотосферы (по рис. 1 из [1]); б) на границе полутени, общей для нескольких пятен (по рис. 2 из [2]); в) внутри полутени вблизи узла вспышки и вблизи маленьких пятен-спутников: **1** и **2** – пятна N и S полярности соответственно, **3** – полутень, **4** – вспыхивающие узлы, **5** – нейтральная линия МП, **6** – петельные структуры; г) послевспышечная аркада петель в АО 308/СД 8 августа 1989 г., ($H_{\alpha} + 0.5\text{\AA}$) обозначения такие же, как на рис. 1в; д) большая рентгеновская аркада протяженностью $\approx 5 \times 10^5$ км, наблюдавшаяся 12 ноября 1991 г. е) эмиссионные петли, видимые в 171\AA , концы которых находятся на границе между тенью и полутенью пятна (А), внутри полутени (В) и компактные петли (С), расположенные целиком внутри полутени, 3 сентября 1998 г., 22:02 UT, наложение снимков в белом свете и EUV (по рис. 9 из [6]); ж) эмиссионные петли, видимые в 171\AA и начинающиеся внутри тени большого пятна, 6 октября 1998 г., 15:59 UT; наложение снимков в белом свете и EUV (по рис. 9 из [6]).

хромосфере над пятном. Осцилляции когерентны для всего “веера” петель, оканчивающихся на границе между ядром пятна и полутенью, и сохраняются в течение заметного промежутка времени. Пока не ясно, каковы сдвиги по фазе между интенсивностями, наблюдаемыми в EUV

в петлях, и доплеровскими движениями, видимыми ниже [6].

На КА TRACE часто наблюдались возмущения, проходящие корону со скоростями в несколько сотен км с⁻¹, обычно следующие за импульсными событиями. Эти возмущения искривляют силовые линии магнитного поля и иногда, возможно, разрушают их непрерывность. В некоторых случаях петли временно деформируются и впоследствии релаксируют к прежнему состоянию. Иногда возмущающий фронт возбуждает поперечные колебания. Такие поперечные осциллирующие смещения с периодом около 5^m и амплитудой до нескольких тысяч км, были видны в петлях, наблюдавшихся 14 июля 1998 г. в 13:11 UT, вблизи площадок, обозначенных буквами В и D (рис. 2 по рис. 10 из [6]), и возникли в результате вспышки в АО. Эти волны соответствуют, по-видимому, колебаниям самых низких резонансных мод для поперечных изгибов, в которых силы, связанные с кривизной линии, являются основной восстанавливающей силой.

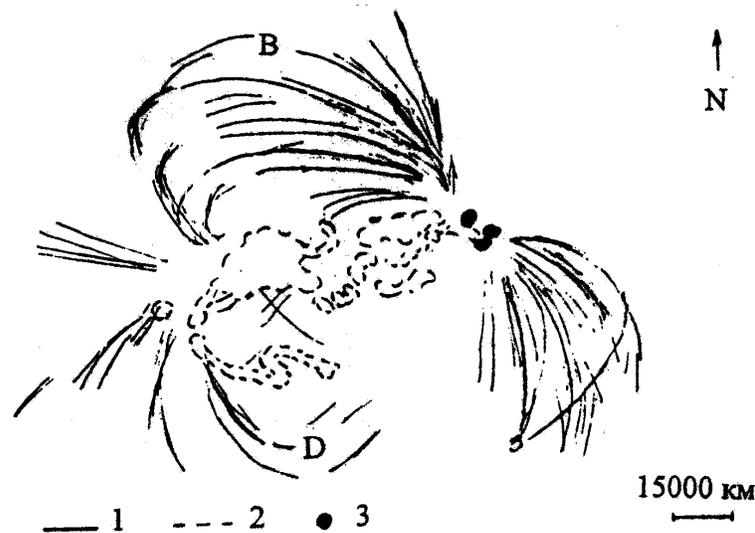


Рис. 2. Петельные структуры В и D, видимые в $\lambda 171\text{\AA}$ с борта TRACE 14 июля 1998 г. в 13:11 UT, в которых наблюдалась осцилляция в результате вспышки в АО. Основания петель “закреплены” в ядрах пятен. 1 – петли, 2 – эмиссия, 3 – пятна.

В настоящее время существует несколько объяснений явления осцилляции петель. То, что осцилляции петель носят характер свободных колебаний, может быть следствием структуры короны. Петли, материя в которых обладает относительно высокой плотностью, погружены в разреженную корональную материю той же температуры. Также и напряженность окружающего МП слабее, чем в петлях. Скорости Альвена внутри и вне петель могут существенно различаться. Этим можно объяснить величины амплитуд колебаний от положения равновесия вплоть до 4000 км.

Альтернативное объяснение основывается на том, что электрические токи в осциллирующих петлях действительно очень велики. Тогда смещение петли вызывает сцепление отдельных ее сегментов вследствие так называемого эффекта “обруча”. При этом должен изменяться радиус арки, а резонансная частота не зависит от длины петли [10]. Хотя эта теория объясняет пятиминутный период осцилляций, найденный из наблюдений, однако фильмы, полученные на КА TRACE, больше наводят на мысль, что петли скорее качаются, а не изменяют свою кривизну [6].

Другое объяснение поперечных колебаний петель состоит в том, что в короне могут быть петли, в которых напряженность МП много выше, чем в непосредственно прилегающих к ним окрестностях, где МП носит бессилового характер. Осциллирующие петли оказываются “вделанными” в среду с более низкой напряженностью МП, благодаря чему они осциллируют, имея ослабленное взаимодействие с окружающим МП. Однако такая система может быть подвержена эффекту скручивания [6]. Все эти объяснения частично согласуются с наблюдениями, но как всегда неоднозначно интерпретируют их.

Согласно наблюдениям на КА основания больших рентгеновских петель в АО часто располагаются в местах с постоянными уярчениями, наблюдаемыми в линии H_{α} , и быстро изменяющимся МП. В [4] было обнаружено, что усиленный нагрев и, следовательно, повышение яркости корональных петель большого размера является следствием микровспышек и (или) связанной с ними активности в одном из оснований, в окрестности которого наблюдается вкрапление поля противоположной полярности. На рис. 3 приведены большие арки, наблюдавшиеся 26 декабря 1991 г. в АО NOAA 6982. Одни основания (1) заканчиваются в области северной полярности, другие (2) — в области южной полярности, вблизи вкрапления паразитной северной полярности, где наблюдались уярчения и субвспышка. Рисунок получен наложением изображений в белом свете, мягком рентгеновском излучении и магнитных карт MSFC (по рис. 2 и 3 [4]). Флуктуации яркости в площадке, обозначенной цифрой 2, наблюдались раньше, чем за час до начала субвспышки и продолжались более часа после ее окончания, сопровождаясь повышением яркости в большой рентгеновской петле. По-видимому, на вопрос, почему из всех магнитных петель, заполняющих пространство в самой АО и вблизи ее, именно эти петли уярчались, возможный ответ заключается в том, что активность в виде серии микровспышек и субвспышки в одном из оснований этих петель служила источником нагрева только этих петель, генерируя, по мнению авторов [4], волны, которые проникали в близлежащие высокорасположенные петли, диссипируя в них и

нагревая их.

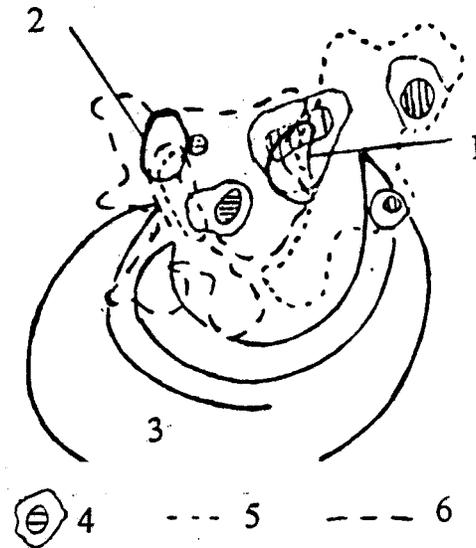


Рис. 3. Большая арка в мягком рентгеновском излучении, наблюдавшаяся в АО NOAA 6982 26 декабря 1991 г. Ее уярчение было связано с серией микровспышек и субвспышкой вблизи одного из ее оснований (2). Наложение изображений в белом свете, мягком рентгеновском излучении и магнитных карт MSFC: **1, 2** – области яркой эмиссии в рентгене, **3** – яркие петли в рентгене, **4** – пятна, **5, 6** – области северной и южной полярностей соответственно (по рис.2 из [4]).

В [11] исследованы 8 различных систем петель, наблюдавшихся в мягком рентгеновском излучении с борта *Yohkoh*, 26 декабря 1991 г. в АО NOAA 6982 и NOAA 6985. Общая структура петель сохранялась в течение трех дней. Часть из этих протяженных петель соединяла обе АО. Основания корональных петель, простирающихся из одной АО в другую, располагались вблизи островов магнитного поля противоположной, по сравнению с основной, полярности. Оказалось, что яркость петель иногда очень хорошо коррелирует с яркостью источников в основаниях петель, но часто такой связи нет. Авторы делают вывод, что в нагрев протяженных петель, возможно, заметный вклад вносится механизмами, которые не приводят к микровспышкам, видимым в рентгеновском излучении.

Влияние топологии магнитного поля и процессов, происходящих в основаниях петель, на активность самих петель наблюдалась 27 сентября 1998 г. в распадающейся АО. Система петель, наблюдавшаяся одновременно в линии H_{α} и в линии C IV 1550Å (TRACE), была “укоренена” в площадках магнитного поля со смешанной полярностью. В окрестностях основания одной ноги петли, где пора с отрицательной магнитной полярностью была вкраплена во флоккульную площадку положительной полярности, наблюдались многочисленные микровспышки. Это

приводило к кратковременным уярчениям в петле, видимой в линии CIV, и ее подъему. Было заметно также, как уярчения распространяются вдоль ноги петли от ее основания к вершине. Вдоль H_{α} -петель наблюдались движения вещества из одного основания в другое со скоростями, превышающими 20 км с^{-1} , причем в разных петлях вещество двигалось в противоположных направлениях [12]. По-видимому, повышение активности в петлях было связано с пересоединением магнитных силовых линий в малых объемах вблизи площадок, где располагались основания петель.

Итак, рассмотрены различные случаи локализации оснований петель и приведены некоторые примеры связи явлений, наблюдавшихся в больших петельных структурах, с процессами, происходящими вблизи оснований этих петель, причем следует подчеркнуть, что эта связь не является однозначной.

Литература

1. Chen, Ch.-le, Loughhead R.E. 1983. Proc. Astr. Soc. Australia, **5**, №2, 204.
2. Bray R.J., Loughhead R.E. 1983. Sol. Phys. **85**, 131.
3. Fang C., Martres M.J. 1986. Sol. Phys. **105**, 51.
4. Porter J.G., Moore R.T., Roumeliotis G., Shimizu T., Tsuneta S., Sturrock P.A., Acton L.W. 1994. Proc. Kofu Simp., NRD Report №360, July 1994, 65.
5. Fang C., Tang Y.H., Ding M.D., Zhao J., Sakurai T., Hiei E. 1997. Sol. Phys. **176**, 267.
6. Schrijver C.J., Title A.M., Berger T.E. et al. 1999. Sol. Phys. **187**, 261.
7. Никулин И.Ф. Настоящ. сборник, стр.189.
8. Gomez D., Golub L. 1992. Soc. Astr. Ital., Memoria. **63**, №3-4, 591.
9. Порфирьева Г.А. 1995. Изв. АН. сер. физ. **159**, 162.
10. Cargill P.J., Chen J., Garren D.A. 1994. Ap. J. **423**, 854.
11. Porter J.G., Falconer D.A., Moore R.L. 1998. Proc. Intern. Meet. Guadelope, France, 23-26 February 1998. 147.
12. Qiu J., Wang H., Chae J., Goode P.R. 1999. Sol. Phys. **190**, 153.

Г.А. Порфирьева, А.Б. Делоне,
Е.А. Макарова, Г.В. Якунина (ГАИШ МГУ)
**Петельные структуры в активных областях
на Солнце**

Аннотация

Обсуждаются возможности применения метода восстановления трехмерной структуры петель к исследованию их геометрии и процессов в них.

Loop structures in active regions on the Sun, by G.A. Porfir'eva, A.B. Delone, E.A. Makarova, G.V. Yakunina

Abstract. Possibilities of applications of the method of threedimensional loop structure reconstruction to investigate of their geometry and processes in them are discussed.

Петли являются характерными структурами в верхних слоях атмосферы Солнца и наблюдаются в широком диапазоне длин волн. Их протяженность варьируется от одного-двух десятков до нескольких сотен тысяч километров, а температура — от 10^4 К до 10^7 К. По своему поведению петли можно разделить на квазистабильные и динамичные.

Петли наблюдаются в проекции на картинную плоскость. Для исследования их физических условий необходимо знание их трехмерной структуры. Первоначально метод восстановления трехмерной структуры был предложен для петель, наблюдаемых в линии H_α [1], в последние годы он используется для петель, видимых в далекой ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра с борта космических станций [2-6].

При восстановлении геометрии предполагается, что петля целиком расположена в плоскости и что может быть установлено положение оснований ее ног. Тогда ориентация петли в пространстве описывается двумя параметрами: углом наклона β между нормалью к поверхности Солнца и плоскостью петли и азимутальным углом α между линией, соединяющей основания петли P_1P_2 , и касательной к кругу широты (рис. 1). Значение $\beta > 0$ или < 0 в зависимости от направления отсчета к наблюдателю или от него, а значение $\alpha > 0$ или < 0 в зависимости от направления отсчета против или по часовой стрелке.

Если петля квазисимметрична, то по наблюдаемой проекции можно найти единственные значения углов α и β , определяющих положение петли в пространстве, а также размеры и форму петли. Преобразование координат из плоскости изображения в плоскость петли дано в [1]. В [7] был предложен другой алгоритм расчета параметров, определяющих ориентацию петли в пространстве и ее геометрию.

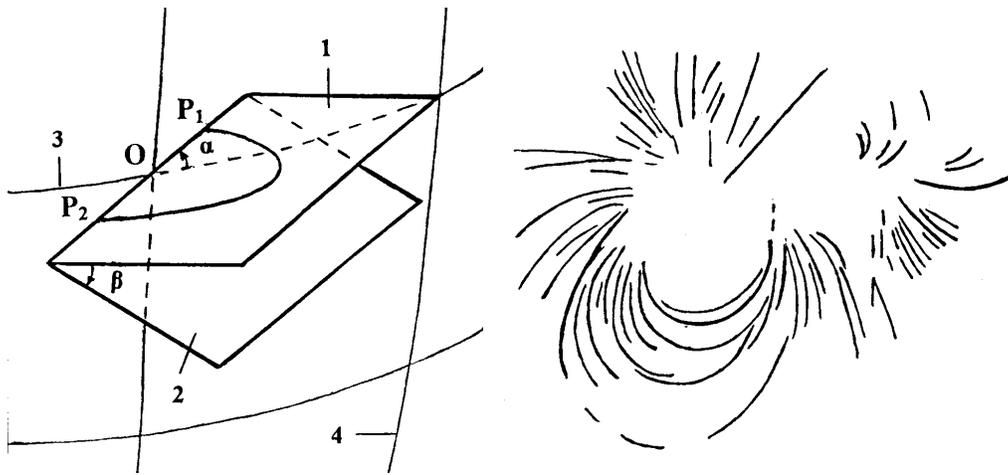


Рис. 1. Определение ориентации петли в пространстве: **1** – плоскость петли, **2** – плоскость, перпендикулярная к поверхности Солнца, **3** – круг широты, **4** – круг долготы, α – азимутальный угол, β – угол наклона.

Рис. 2. Схематическое изображение петель, наблюдавшихся в АО NOAA 7986 30 августа 1996 г. в линии 171 \AA (по рис. 1 из [3]).

При наблюдениях со сканирующим H_α -фильтром основания ног петель часто можно определить только в крыльях линии H_α , так как в ее центре они бывают залиты эмиссией и не видны. Из-за недостаточной чувствительности приемника радиации концы петли, наблюдаемой в мягком рентгеновском излучении с *Yohkoh*, иногда не видны, и их приходится определять по изображениям, полученным в жестком рентгеновском излучении [2]. При исследовании петель, видимых в далекой ультрафиолетовой области спектра при помощи телескопа EIT с SOHO [3, 4, 6], предполагалось, что петля представляет собой часть окружности. Тогда для определения полной формы петли достаточно установить положение одного ее основания и части петли, прилегающей к этому основанию. Другое основание находилось методом экстраполяции кривой. Форма петли определяется радиусом окружности R и расстоянием Z ее центра от линии, соединяющей основания петли P_1P_2 , вычисляемых методом итераций.

В [8, 9] приводятся геометрические характеристики H_α петель, полученные рядом авторов по наблюдениям за период с 1979 г. по 1992 г. с использованием метода реконструкции петель, предложенного в [1]. В эту сводку включены также результаты исследований фильтрограмм, полученных с H_α фильтром в Высокогорной экспедиции ГАИШ вблизи Алма-Аты.

В таблице даны пределы значений углов α и β , характеризующих ориентацию петель в пространстве, и средние значения оснований P_1P_2

и высот H H_α -петель, характеризующих размеры петель, вычисленных по данным [8, 9]. Часто в одной активной области (АО) наблюдается веер петель. Значение максимального угла расхождения плоскостей петель в веере $\Delta\beta$ дано в седьмом столбце таблицы.

Таблица. Геометрические параметры петель.

$\lambda, \text{Å}$	$\alpha, ^\circ$	$\beta, ^\circ$	$P_1P_2, 10^3 \text{ км}$	$H, 10^3 \text{ км}$	$T, \text{ К}$	$\Delta\beta, ^\circ$	Дата наблюдений	Лит. ссылка
H_α	-84, 88	-70, 80	50	51	10^4	150	1979-1992 (16 событий)	[8, 9]
171	-35, 16	-56, 69	140	155	$1,2 \cdot 10^6$	125	30 августа 1996	[3, 4]
195	-36, 13	-53, 55	200	276	$1,9 \cdot 10^6$	108	30 августа 1996	[3, 4]
284	-56, 18	-70, 49	200	220	$2,0 \cdot 10^6$	119	30 августа 1996	[3, 4]

В [3,4] определялись ориентация и форма 65 петель, наблюдавшихся в длинах волн 171Å, 195Å и 284Å 30 августа 1996 г. в АО NOAA 7986 при помощи телескопа EIT с SOHO в предположении, что любую петлю можно представить частью окружности. Петли располагались веерообразно, их общая конфигурация соответствовала конфигурации магнитного диполя, ось которого располагалась с востока на запад (рис. 2). Пределы, в которых изменялись значения углов α и β , и средние размеры петель, наблюдавшихся в разных длинах волн, приведены в таблице. Ошибки определения углов α и β оценены для большинства петель в $\pm(1 \div 3)^\circ$. Расстояния P_1P_2 между основаниями петель и высоты петель H , определяемые как расстояния между линией P_1P_2 и апексом петли, были вычислены на основе данных о значениях радиусов окружностей R и расстояний Z их центров от линии P_1P_2 , приводимых в [3,4]. Сравнение с результатами, полученными по H_α петлям, показывает, что более горячие ультрафиолетовые петли с температурами образования $T = (1 - 2) \times 10^6 \text{ К}$ по своим размерам, по-видимому, больше, чем петли, наблюдающиеся в линии H_α ($T=10^4 \text{ К}$). Как известно, в рентгеновском диапазоне длин волн часто наблюдаются протяженные петли, но вспышечные петли могут быть компактными, как например во вспышках, анализируемых в [2 и 5].

В [5] анализируется трехмерная геометрия вспышечных петель, наблюдавшихся в рентгеновском излучении. За период времени с 1992 г. по 1994 г. были отобраны 24 события (рентгеновские классы вспышек от C1.7 до M4.1 длительностью от 26^s до 534^s), в которых наблюдались

так называемые взаимодействующие петли. Предполагается, что происходит взаимодействие вновь всплывающей магнитной трубки небольших размеров с ранее существующей петлей большого размера, при этом происходит процесс пересоединения магнитных силовых линий (рис. 3).

Конфигурация магнитного поля на поверхности Солнца имела квадрупольную структуру, а форма взаимодействующих петель принималась круговой. Использовались наблюдения, полученные в жестком и мягком рентгеновском излучении с борта *Yohkoh*, а также радиоизображения, зарегистрированные на частоте 17 ГГц на радиотелескопе обсерватории Nobeyama. Применялась десятипараметрическая модель, и определялись размеры обеих петель, ориентация в пространстве большой петли и взаимная ориентация взаимодействующих петель перед началом и после окончания процесса пересоединения. Как показало восстановление трехмерной структуры петель, в половине случаев плоскости взаимодействующих петель расположены под малыми углами друг к другу, причем магнитные силовые линии приблизительно параллельны друг другу, а не антипараллельны, хотя теоретически последний вариант считается наиболее благоприятным для процесса пересоединения. Оказалось, что в другой половине случаев плоскости большой и малой петель почти перпендикулярны друг другу. После пересоединения угол между плоскостями петель уменьшается на $10 - 50^\circ$, а петля меньших размеров уменьшается приблизительно в 1,3 раза. Высоты самых больших петель, оцененные по данным, приводимым в [6], равны $\sim 50 \times 10^3$ км.

В [2] исследовалось соответствие между двумерными моделями пересоединения магнитных силовых линий с касповыми конфигурациями и рентгеновскими наблюдениями вспышечных петель. Изучалась геометрия 15 наиболее ярких вспышечных петель, наблюдавшихся в ав-

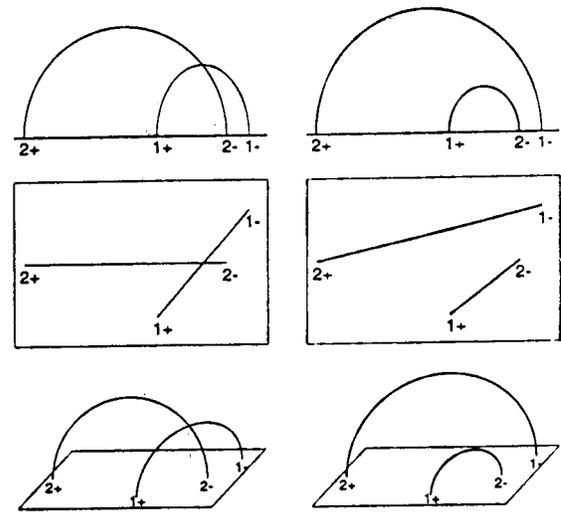


Рис. 3. Схематическое изображение взаимодействующих петель перед началом процесса пересоединения (слева) и после окончания процесса пересоединения (справа). Показан вид петель в проекции на картинную плоскость (верхний ряд), вид на положение оснований петель сверху (средний ряд) и вид на петли в перспективе (нижний ряд) (по рис.1 из [5]).

густе 1992 г. в АО NOAA 7260 в мягком рентгеновском излучении с борта *Yohkoh*. Симметричность петель не предполагалась. В этом случае полную геометрию петли определить нельзя, можно найти только азимутальный угол α и возможные формы петли в зависимости от угла наклона β . При пересоединении магнитных силовых линий в случае простой биполярной конфигурации высота петли должна увеличиваться со временем [10]. Можно показать, что направление увеличения высоты в плоскости изображения не зависит от угла наклона β , коль скоро это направление определяется как параллельное линии, соединяющей апекс петли со средней точкой линии, соединяющей основания петли.

После нахождения параметров петли, описывающих ее геометрию в пространстве, для 15 вспышек были вычислены углы, определяющие апекс петель и, следовательно, направление роста петель. Эти углы измерялись между направлением на запад и проекцией направления на апекс петли в картинной плоскости. Полученные значения были сравнены со значениями углов, определяющих траекторию движения ярких рентгеновских узлов, видимых в вершинах петель, и направление пересоединения магнитных силовых линий, спроектированное на плоскость изображения. Менее чем для 30% случаев было найдено хорошее согласие между всеми углами, что может служить подтверждением правомочности применения двумерной модели пересоединения к интерпретации этих вспышек (точность определения углов оценена в $\pm 20^\circ$). Для 40% случаев имелось хорошее согласие между траекториями движения ярких узлов, видимых в мягком и жестком рентгеновском излучении. Однако различие между углами, определяющими направление на апекс петель, и углами, определяющими направление движения ярких рентгеновских узлов, намного превосходили ошибки наблюдения, достигая значений 100° и больше. В таких случаях, по-видимому, структура магнитного поля была сложной, и процесс пересоединения магнитных силовых линий нельзя было описать простой моделью, необходимо применение трехмерной модели, как например, это сделано в [11].

Итак, восстановление трехмерной геометрии петель позволило лучше представить, как протекают процессы в пространстве во время рентгеновских вспышек на Солнце. Сравнение геометрических параметров петель, наблюдаемых в линии H_α и далекой ультрафиолетовой области спектра, показало, что более горячие ультрафиолетовые петли обладают большими размерами, чем холодные H_α петли, а размещение петель в пространстве не зависит от их температуры, т.е. не наблюдается какой-то преимущественной ориентации горячих петель по сравнению с холодными петлями.

Литература

1. Loughhead R., Wang J.-L., Blows G., 1983, Ap.J., V. **274**, 883
2. Nitta N., van Driel-Gesztelyi L., Harra-Murnion L.K., 1999, Sol. Phys., V.**189**, 181
3. Aschwanden M., Newmark J., Delaboudimiere J.-P., Neupert V., Klimchuk J., Gary G., Portier-Fozzani F., Zucker A., 1999, Ap. J., V.**515**, 842
4. Aschwanden M., Alexander D., Halburt N., Newmark J., Neupert V., Klimchuk J., Gary G., 2000, Ap.J., V.**531**, 1129
5. Aschwanden M., Kosugi T., Hanaoka Y., Nishio M., Melrose D.B., 1999, Ap.J., V.**526**, 1026
6. Aschwanden M., Neupert V., Newmark J., et al., 1998, ASP Conf. Ser., V.**155**, 145
7. Delone A., Makarova E., Porfir'eva G., Roschina E., Yakunina G., 1989, Hvar Obs. Bull., V.**13**, 157
8. Порфирьева Г., Якунина Г., Рощина Е., Делоне А., Макарова Е., 1995, Труды ГАИШ, Т. **64**, 13.
9. Порфирьева Г.А., Якунина Г.В., Делоне А.Б., Правдюк Л.М., Калинина Е.П., Труды конф. "Крупномасштабная структура солнечной активности". Пулково 21-25 июня 1999, 225.
10. Hirayama T., 1974, V.**34**, 323.
11. Somov B.V., Kosugi T., Sakaо T., 1998, Ap.J., V.**497**, 943.

Изучение активных областей по линиям H и K CaII

Аннотация

Проведены спектральные наблюдения излучения, проинтегрированного по поверхности активной области (а.о.), в линиях H и K CaII. Эмиссионные ядра линий в а.о. имеют флоккулярный тип. Установлено подобие в изменениях спектров а.о. и звезд солнечного типа различной активности. Для количественной характеристики степени активности областей на Солнце предложен спектральный интегральный индекс SI.

The research of active solar regions (“as a star”) by H and K CaII lines, by T.M. Minasyants and G.S. Minasyants

Abstract. Spectral observations of radiation in lines H and K CaII integration on the active region (AR) surface are fulfilled. Emission lines cores at the AR have plage type. The similarity of spectral variations of AR and solar type stars having different activity is found. The spectral integral index SI for quantitative characteristics of activity level AR have been proposed.

В течение последних двух солнечных циклов довольно интенсивно проводятся наблюдения Солнца как звезды, т.е. исследуется излучение, проинтегрированное по всей его поверхности. Целью этих наблюдений, для которых обычно используется резонансная линия K CaII, является получение точных и статистически достоверных спектрофотометрических данных о поведении Солнца в течение цикла активности, что, в частности, позволяет проводить сравнение с результатами наблюдений звезд солнечного типа. Wilson [3] и его сотрудники доказали существование циклов активности на других звездах. Сделан первый шаг к лучшему пониманию структур, присутствующих на неразрешаемой поверхности звезд, путем количественного сравнения солнечных флоккулов и звездных данных [1].

Для дальнейшего изучения несомненно большой интерес будет представлять информация о поведении а.о. на Солнце, так как именно они являются источниками избыточного излучения, определяющего активность Солнца. В настоящее время классификационные описания различных этапов эволюции а.о. имеют только качественные оценки, которых явно недостаточно для разработки методов прогноза развития конкретно наблюдаемых а.о. Необходимо найти количественный индекс, достаточно чувствительный для характеристики физического состояния а.о.

Нами разработана и применена методика получения данных для отдельных а.о., аналогично наблюдениям Солнца как звезды. Перед входной щелью спектрографа АЦУ-5 были установлены один под другим

в одной плоскости два небольших, совершенно одинаковых объектива (диаметры объективов — 32мм, фокусное расстояние — 270 мм). Эти объективы расположены в оптической схеме телескопа таким образом, что они играют роль линз поля. Фокус главного объектива телескопа находится на передней поверхности дополнительных объективов, фокус которых расположен на входной щели спектрографа. На поверхности одного из дополнительных объективов строится изображение а.о., на другом — соседнего участка невозмущенной атмосферы, расположенного на одинаковом с а.о. долготном расстоянии от центра Солнца. Таким образом, на входную щель спектрографа подавалось два пучка, каждая точка первого содержала информацию от всей а.о., второго — от соседнего участка. На выходе имели две соответствующие этим пучкам полосы спектра в области линий H и K CaII.

Проведены и обработаны наблюдения семи биполярных а.о., которые находились на разных этапах своего развития. На рис.1 приведен пример контуров ядра линии K CaII для а.о. и невозмущенной атмосферы. Известно, что все структурные элементы и явления, составляющие а.о. (пятна, вспышки, флоккулы, волокна протуберанцев, яркие узлы хромосферной сетки и т.д.) имеют различный и вполне определенный вид эмиссионного ядра, т.к. величина эмиссии связана с изменениями физических характеристик плазмы. У нас есть возможность по форме контуров эмиссионных ядер выяснить, какая из структур имеет преобладающее излучение, и установить к какому типу хромосферной активности относится а.о. в целом. Результаты обработки показывают, что общий вид эмиссионных ядер H и K CaII в а.о. соответствует флоккульному типу: яркие широкие двухвершинные пики с явным провалом в центре линий. Хотя можно было ожидать заметного влияния солнечных пятен на форму профилей линий а.о., особенно вблизи H_3 и K_3 . Однако, по-видимому, острый пик интенсивности в центре тени компенсируется сильным понижением для средней части полутени. Кроме того, следует учитывать, что флоккульные поля в а.о. обычно превышают пятна по площади раз в десять.

Зависимости между $I(K_3)$ и $I(K_2)$, а также ΔK_2 и ΔH_2 , найденные для флоккулов [2], хорошо соответствуют нашим данным. Однако, связь между $I(K_2)$ и $I(H_2)$ несколько иная: значения интенсивностей в линиях H и K существенно ближе друг к другу для а.о., чем для флоккулов. Это говорит о более близких значениях функций источников в H и K CaII для а.о. Соотношения $I(K_3)/I(H_3)$ лежат в пределах 1.05 — 1.25. Следовательно, в а.о. эти линии образуются в условиях оптически толстой атмосферы.

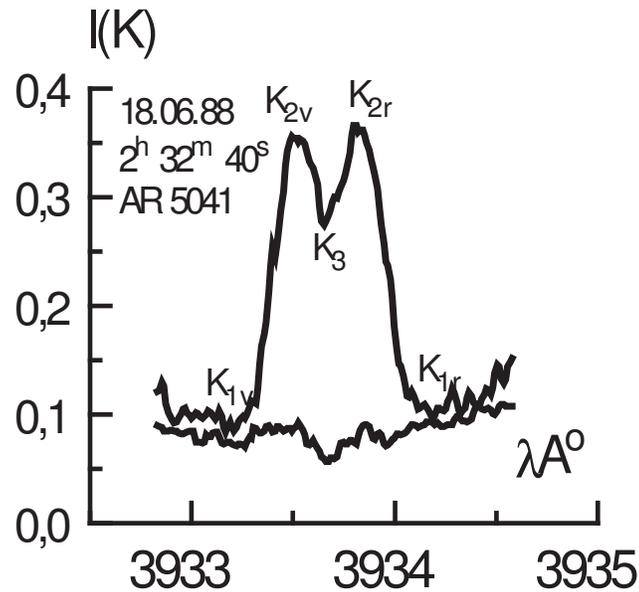


Рис. 1.

Большой интерес представляет применение закона Wilson-Варру к излучению а.о. как “звезды”, так как известно, что спектр спокойного Солнца, флоккулов, тени и полутени пятен в пределах ошибок следует этому закону. Для рассмотренных а.о., значения параметра Wilson-Варру (W), определяемого как полная ширина эмиссионного ядра линий H и K CaII на половине интенсивности между $I(H_1)$ и $I(H_2)$ и $I(K_1)$ и $I(K_2)$ лежат в интервале: $(0.41 - 0.55)\text{Å}$ и $(0.44 - 0.59)\text{Å}$ для H и K соответственно. Сопоставление значений W с параметрами $I(K_2, H_2)$ и $I(K_3, H_3)$, характеризующими уровень активности областей, не показывает какой-либо связи между ними. Из наблюдений звезд, подобных Солнцу, установлено, что на параметр W не влияет уровень активности звезды [1].

Из классического соотношения Wilson-Варру: $M_v = -A \lg W + B$, при $A = 14.95$ и $B = 27.59$ согласно [3], можно получить для а.о. ряд соответствующих значений абсолютной звездной величины. Необходимо только полученные из наблюдений W , выраженные в ангстремах, пересчитать в км/с и вычесть инструментальный профиль, равный 4 км/с. В результате для наших а.о. получаем интервал значений $M_v = 3.57 - 6.24$.

Lutz и Pagel [4] нашли, что их наблюдения 55 звезд хорошо представляются выражением:

$$\lg W = -0.22 \lg g + 1.65 \lg T_{\text{эфф}} + 0.10 [Fe/H] - 3.69,$$

где g — гравитационное ускорение на поверхности звезды и $[Fe/H]$ — металличность звезды. Имея из наблюдений W , мы можем каждой

а.о. приписать значение эффективной температуры $T_{\text{эфф}}$. Полученные величины температур лежат в интервале: $4935^{\circ} \leq T_{\text{эфф}} \leq 6340^{\circ}\text{K}$. Для сравнения приведем эффективные температуры некоторых образований, присутствующих в а.о.: тень пятна — 3700°K , яркие точки в тени пятна — 5360°K , фотосфера — 5770°K , факельные гранулы: $6300^{\circ}\text{K} - 6700^{\circ}\text{K}$.

Используя данные наблюдений 45 звезд класса G0–G5 в линии К CaII [1], было проведено сравнение с полученными нами спектрами солнечных а.о. Обнаружено, что изменения в спектрах а.о. и звезд различной активности подобны, и это выражается в совпадении соотношений между: $I(K_3)$ и $I(K_{2v})$; $I(K_3)$ и ΔK_2 ; $I(K_3)$ и ΔK_1 . Это указывает на существовании на неразрешаемой поверхности звезд областей, подобных солнечным а.о. Таким образом, при изучении активности звезд солнечного типа можно привлекать спектральные данные солнечных а.о.

Благодаря методике, использованной нами для наблюдений излучения от всей а.о. в целом, есть возможность количественно характеризовать степень активности области на момент наблюдений и, следовательно, описывать ее эволюцию с помощью нового интегрального спектрального индекса SI. Если вычитать из профилей а.о. профили соседнего спокойного участка атмосферы, то получим H и K линии, образованные излучением чисто от активных элементов области. Проинтегрировав разностные контуры от K_{1v} до K_{1r} и от H_{1v} до H_{1r} , получим значения спектрального индекса SI для данной а.о. в линиях H и K соответственно.

На рисунке 2 для примера представлен разностный контур линии К CaII и значение индекса SI(K) для а.о. — NOAA 5060. В этой мощной, многоцентральной а.о. довольно часто возникали вспышки. Выявлено заметное увеличение значений SI в течение периода с $6^{\text{h}}32^{\text{m}}10^{\text{s}}$ UT до $9^{\text{h}}25^{\text{m}}10^{\text{s}}$ UT 1.07.88, которое, по-видимому, связано со вспышкой балла 2F (X-ray–6.9), которая произошла в а.о. в $8^{\text{h}}32^{\text{m}} - 9^{\text{h}}21^{\text{m}}$ UT.

Несомненно, что более плотный временной ряд значений индекса SI даст возможность подробно описывать эволюцию а.о. Но уже сейчас можно заключить, что спектральный индекс SI позволяет с достаточной точностью количественно характеризовать степень активности области на хромосферном уровне. Кратко остановимся на основных результатах работы.

Проведенные наблюдения излучения а.о., проинтегрированного по их поверхности, показывают флоккульный тип эмиссионных ядер линий H и K CaII.

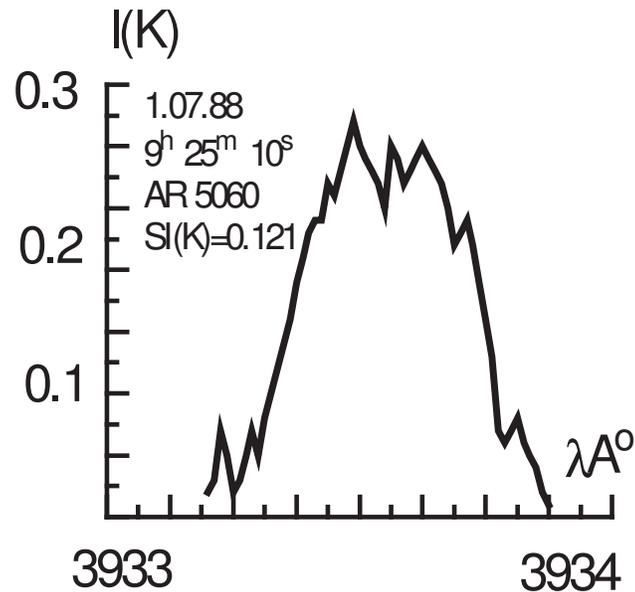


Рис. 2.

Уровень активности а.о. пропорционален величинам интенсивности ядер линий $I(H_2, H_3)$ и $I(K_2, K_3)$ и не связан со значениями параметра W .

Если представить а.о. как “звезду”, то по закону Уилсона-Варру, наблюдаемой нами а.о. соответствует интервал абсолютных звездных величин $3.57 \leq M_v \leq 6.24$.

Значения эффективных температур составляют $4935^\circ K \leq T_{\text{эфф}} \leq 6340^\circ K$.

Найдено подобие в изменениях спектров а.о. и звезд солнечного типа с различной активностью.

Предложен интегральный спектральный индекс SI для количественной характеристики степени активности области на хромосферном уровне.

Литература

1. Pasquini L. The CaII K line in solar type stars // ESO. Scientific preprint. 1992. №854.
2. Smith Elske van P. // Ap.J. 1960, V.132. P.202
3. Wilson O.C. // Ap.J. 1959. V.130. P.499.
4. Lutz T.E., Pagel B.E. // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1982. V.199. P.787.

Особенности ориентации вектора магнитного поля протуберанцев по оптическим и радио данным

Аннотация

Предложена методика определения полного вектора магнитного поля по измерениям его продольной компоненты. Показано, что радиоизмерения продольной компоненты магнитного поля протуберанцев на волнах 13.5 и 8.2 мм соответствуют преимущественному направлению магнитного поля под небольшим углом к длинной оси протуберанца. Сравнение радиоизмерений с результатами оптических измерений, обработанных по той же методике, обнаруживает уменьшение величины этого угла при увеличении напряженности магнитного поля протуберанца.

Characteristics of the prominence magnetic field of orientation from optical and radio data, by N.A. Topchilo, and A.N. Tsiganov

Введение.

Измерение ориентации магнитных полей протуберанцев

Одним из важнейших параметров магнитного поля (МП) протуберанцев является его направленность, как относительно нижележащего фотосферного МП, так и относительно тела самого протуберанца. Ориентация МП относительно фотосферного МП определяет тип модели МП (потенциальные-нормальные или непотенциальные-инверсные), направленность относительно тела протуберанца (угол α) определяет относительную роль внешнего МП, создаваемого фотосферными токами, и МП, порождаемого токами, протекающими в самом протуберанце.

Ориентация МП может быть определена как прямым измерением полного вектора магнитного поля (с помощью эффекта Ханле), так и рядом косвенных методов (по направлению фибрилл при наблюдении волокон на диске Солнца, по наблюдениям быстрых движений узелков в активных и эруптивных протуберанцах, по распределению продольной компоненты МП).

К сожалению, в радиоизмерениях, как и в измерениях МП с помощью эффекта Зеемана, на практике измеряется только продольная составляющая вектора МП, поэтому определение полного вектора МП для отдельно взятого протуберанца по радионаблюдениям невозможно. Однако, используя статистические свойства зависимости распределения величины продольной компоненты МП от угла между лучом зрения и

длинной осью волокна-протуберанца (угол β), можно оценить характерное направление вектора МП для совокупности протуберанцев. В том случае, если в протуберанцах существует преимущественное направление МП, то при наблюдении под этим углом (при $\beta \approx \alpha$, т.е. вдоль МП) значения продольной компоненты МП будут больше, чем при наблюдениях под другими углами.

Построение гистограмм направленности

Для наших наблюдений статистическое описание зависимости распределения МП от измеряемых величин может быть представлено в виде двумерной плотности распределения вероятности $P_2(B_{||}, \beta)$, где $B_{||}$ – величина продольной (вдоль луча зрения) компоненты МП. В случае конечного числа измерений вместо P_2 пользуются его ненормированным аналогом: $N(B_{||}, \beta)$ – двумерной гистограммой, показывающей, сколько измеренных значений $(B_{||}, \beta)$ попало в соответствующую (i, j) -ю элементарную ячейку: $B_i < B_{||} < B_{i+1}$, $\beta_j < \beta < \beta_{j+1}$. Из распределения $P_2(B_{||}, \beta)$ может быть получено искомое распределение полного вектора $P(B, \alpha)$.

К сожалению, обычно на практике количество измерений недостаточно велико, чтобы определяемая таким образом гистограмма имела приемлемый вид при разумном разбиении осей. Поэтому мы предлагаем использовать вместо $N(B_{||}, \beta)$ функцию $\tilde{N}(B_{||}, \beta)$:

$$\tilde{N}(B_{||}, \beta) = \sum_{i=1}^n f_i(B_{||}, \beta), \quad (1)$$

где

$$f_i(B_{||}, \beta) = \frac{1}{4\pi\sigma_{\overline{B}_{||i}}\sigma_{\overline{\beta}_i}} \exp\left(-\frac{(B_{||} - \overline{B}_{||i})^2}{2\sigma_{\overline{B}_{||i}}^2} - \frac{(\beta - \overline{\beta}_i)^2}{2\sigma_{\overline{\beta}_i}^2}\right). \quad (2)$$

$\overline{B}_{||i}$, $\overline{\beta}_i$ – измеренные значения для i -го измерения, $\sigma_{\overline{B}_{||i}}$, $\sigma_{\overline{\beta}_i}$ – их дисперсии или (если ошибки измерений и их количество мало) некие выбранные значения, обеспечивающие требуемую “размазанность” гистограммы.

В случае, если исследуемые МП направлены под некоторым фиксированным углом α и имеют распределение модуля вектора $P_1(B)$, то плотность распределения вероятности вектора МП имеет вид:

$$P(B, \alpha') = P_1(B)\delta(\alpha' - \alpha), \quad (3)$$

где δ – дельта-функция, а

$$N(B_{||}, \beta) = c(\beta) P_1 \left(\frac{B_{||}}{\cos(\beta - \alpha)} \right), \quad (4)$$

где $c(\beta)$ – нормировочный коэффициент, зависящий от распределения наблюдавшихся протуберанцев по углам зрения (добиться равномерного распределения наблюдений практически невозможно, более того, для отдельных углов $c(\beta) \approx 0$).

Тогда:

$$P_1 \left(\frac{B_{||}}{\cos(\beta - \alpha)} \right) = \frac{N(B_{||}, \beta)}{c(\beta)}. \quad (5)$$

При фиксированном β максимум P_1 достигается при

$$B_{||} = B_{\max} \cos(\beta - \alpha)$$

(B_{\max} – значение МП, при котором достигается максимум $P_i(B)$), а дисперсия $\sigma_{B_{||}} = \sigma_B \cos(\beta - \alpha)$ (σ_B – дисперсия распределения B).

При использовании вместо $N(B_{||}, \beta)$ функции $\tilde{N}(B_{||}, \beta)$ мы получаем аналогично (5)

$$P_\beta(B_{||}) = \frac{\tilde{N}(B_{||}, \beta)}{\tilde{c}(\beta)}. \quad (6)$$

В этом случае, $\max P_\beta$ достигается также при $B_{||} \approx B_{\max} \cos(\beta - \alpha)$, но за счет сглаживающего действия функций f_i $\sigma_{B_{||}}$ зависит от соотношения σ_{β_I} , $\sigma_{B_{||}}$, σ_B . Нормировочный коэффициент $\tilde{c}(\beta)$ зависит от β значительно слабее, чем $c(\beta)$.

Функции $P_\beta(B_{||})$ являются гладкими и удобными для визуального восприятия и построения аппроксимаций.

Для определения особенностей применения вышеизложенной методики к имеющимся на текущий момент данным и выяснения надежности получаемых результатов была проведена обработка полученных нами радиоизмерений и сопоставление их с аналогичными результатами, полученными в оптике разными авторами.

Гистограммы зависимости распределения МП от угла зрения для оптических и радио данных

В качестве примеров оптических измерений нами были выбраны результаты измерений продольной компоненты МП, приведенные в работах [8,9,11]. Были использованы все приведенные в данных работах

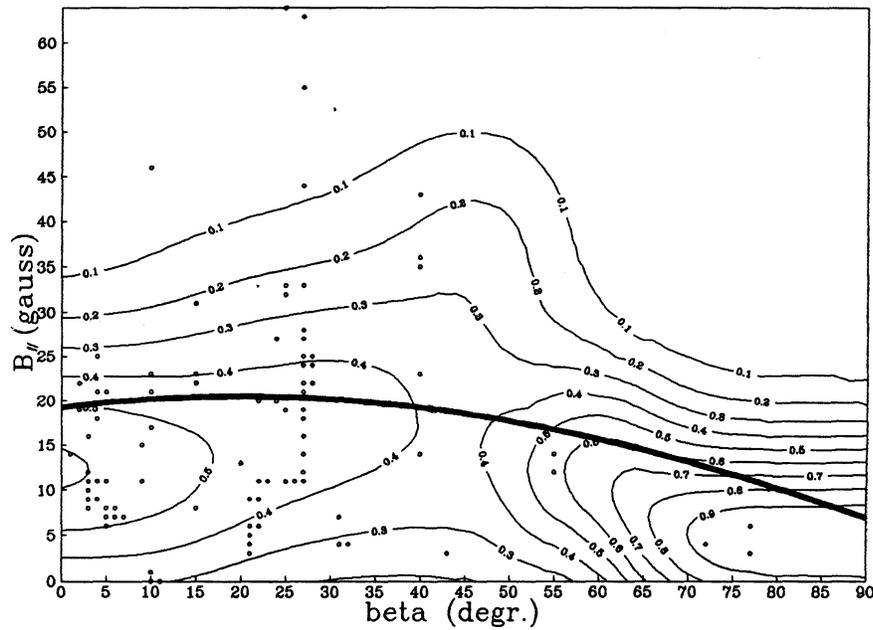


Рис. 1. Зависимость продольной компоненты магнитного поля от угла β (по оптическим данным).

значения МП без какой-либо дополнительной селекции. Исключение составляют данные работы [9], из которых были выброшены две точки, которые, как указывает сам автор, относятся к короткоживущим активным протуберанцам.

В качестве примеров радиоизмерений были использованы два набора измерений. Первый набор — это данные табл.1 из [1]. Во втором наборе (данные получены в настоящей работе) использовались те же протуберанцы, что и в первом наборе, но в процессе расчета МП их изображения были дополнительно подвергнуты процедуре обращения свертки в направлении вдоль лимба. Это несколько изменило значения измеренных МП по сравнению с первым набором и уменьшило их количество (часть протуберанцев оказалась неразрешенными).

В качестве примера получающихся в оптике распределений на рис.1 представлены в виде изолиний значения функции $P_\beta(B_{||})$ для данных из [8]. Маленькими окружностями отмечены положения отдельных измерений МП, по которым строилась эта функция (они идентичны полю точек на рис.9 в [8]). Характерной особенностью представленного распределения является смещение максимума $P_\beta(B_{||})$ при больших β к $B_{||} \approx 0$. Близкие по характеру распределения, но с более иррегулярными изолиниями, обусловленными меньшим количеством данных и/или менее удачным их расположением, получают и для других оптических данных.

Пример аналогичного распределения для данных, полученных нами

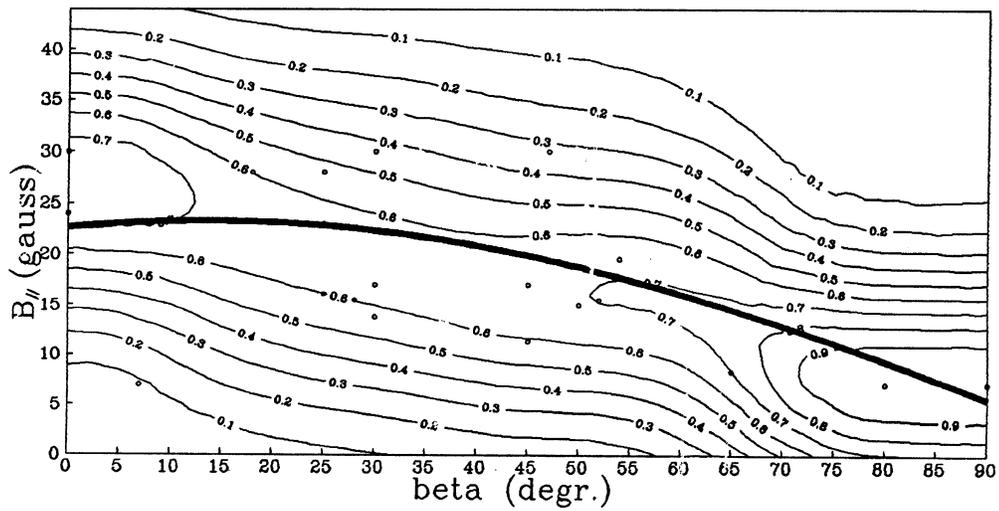


Рис. 2. Зависимость продольной компоненты магнитного поля от угла β (по радиоданным).

в радиодиапазоне, приведен на рис.2. Кружки на рисунке соответствуют данным табл.1 из [1]. Как видно, для радио данных смещение максимума еще более заметно.

Приведенные на рис. 1-2 распределения являются в некоторой степени иллюстративными. Для получения на них визуально гладких распределений при расчете $P_\beta(B_{||})$ в (6) использовались гауссианы с постоянной полушириной 10 градусов на 10 гаусс. В численных же расчетах, результаты которых приведены ниже, для уменьшения влияния сглаживания использовались гауссианы с постоянной полушириной 10 градусов по угловой переменной, но с уменьшенной полушириной по МП. Полуширина гауссианы вдоль оси $B_{||}$ бралась одинаковой для точек из одного набора данных, но менялась от распределения к распределению. Ее величина подбиралась для каждого распределения итеративно таким образом, чтобы в результате она оказывалась прямо пропорциональна амплитуде аппроксимирующей синусоиды. При таком выборе возможные систематические погрешности, связанные со сглаживанием, статистически одинаковы для всех распределений.

На приведенных на рис. 1-2 примерах хорошо заметно влияние на анализ данных нормировочного множителя $\tilde{c}(\beta)$, отражающего распределение наблюдений. Так, если непосредственно обратиться к исходным данным оптических наблюдений (кружки на рис.1), то можно сделать вывод относительно наличия максимума при $\beta \approx 27^\circ$. Рассмотрение же изофот $P_\beta(B_{||})$ показывает, что вероятность распределения $B_{||}$ для этого угла такая же, как и для соседних углов, и отмечаемая особенность связана лишь с аномально большим числом измерений на этом угле.

Для приведенных данных скорее наблюдается особенность при $\beta \approx 45^\circ$, однако, она образована 1-2 наблюдательными точками и вряд ли достоверна. В этом отношении радиоданные оказались распределенными более удачно, и вид расположения наблюдательных точек хорошо соответствует положению изофот и аппроксимирующей кривой.

Аппроксимация распределения МП

Построенные, как описано выше, распределения $P_\beta(B_{||})$ могут быть использованы для построения различных аппроксимаций МП. Так для модели распределения МП, представленной (3), как отмечалось в разделе 2, должно наблюдаться смещение максимума по закону косинуса и подобие, с точностью до масштабного множителя, формы $P_\beta(B_{||})$ для различных β . Исследование полученных распределений показывает, что первое условие выполняется более-менее удовлетворительно, а второе — значительно хуже, что обусловлено прежде всего низкой и неравномерной заполненностью плоскости $B_{||} - \beta$ наблюдательными точками. Поскольку в данной работе нас интересовало не распределение абсолютной величины МП, а его направленность, для упрощения расчета численных аппроксимаций вместо модели МП (3) нами была использована модель МП с фиксированными направлением (α) и величиной (B_{\max}):

$$P(B, \alpha') = \delta(B - B_{\max})\delta(\alpha' - \alpha). \quad (7)$$

Толстые сплошные кривые на рис. 1-2 представляют соответствующие аппроксимации вида $B_{||} = B_{\max} \cos(\beta - \alpha)$, полученные минимизацией функционала

$$\sum_{i,j} p_{i,j} (B_{||j} - B_{\max} \cos(\beta_i - \alpha))^2, \quad (8)$$

где $p_{i,j} = P_{\beta_i}(B_{||j})$, а $\beta_i, B_{||j}$ — разбиение осей через 1 градус и 1 гаусс соответственно в пределах представленных на рисунках изображений.

Результаты аппроксимации для полученных распределений приведены в таблице.

Таблица

Данные	N точек	B_{\max} (гаусс)	α (градус)	источник
радио	19	23.8 ± 0.4	8.0 ± 1.0	[1]
	13	17.2 ± 0.5	15.5 ± 1.6	
оптика	86	19.3 ± 0.7	13.4 ± 2.1	[8]
	77	8.5 ± 0.5	21.0 ± 3.2	[11]
	24	7.3 ± 0.5	33.9 ± 4.1	[9]

Как видно из данных таблицы, использованная модель распределения МП хорошо описывает наблюдательные данные. Внутренняя точность определения амплитуды составляет несколько процентов, фазы — несколько градусов. Несколько неожиданно, но, несмотря на существенное различие количества измерений, периодов наблюдений, неопределенности состава выборки протуберанцев и неоцененных пока возможных ошибок, следует признать, что радионаблюдения качественно и количественно полностью соответствуют оптическим (аналогичное по характеру соответствие нами ранее отмечалось при анализе одномерных распределений продольной компоненты МП [2]). Более того, их можно рассматривать как проявление единой зависимости $V_{\max}(\alpha)$. На рис.3 большими звездочками представлены данные таблицы 1, а прямоугольниками — боксы их ошибок. Значками **г** и **о** отмечены результаты, относящиеся к радио и оптическим измерениям соответственно. Полученные данные показывают, что с большой вероятностью для $V > 10$ гаусс угол α уменьшается с увеличением величины МП приблизительно линейно с аппроксимацией $\alpha = 29.2 - 0.85V$. Для $V < 10$ гаусс зависимость менее определенная. На рис.3 также приведены немногочисленные результаты, полученные по измерениям в оптическом диапазоне в работах [3, 4, 5, 7, 10]. Если быть точным, зависимость V от α получена только в работе Rust'a [10], где приведена аппроксимационная формула:

$$\alpha = 90 \cdot \left(1 - \frac{V}{30}\right).$$

В работах Lerou и др. [5, 7] зависимость V от α детально не исследовалась, а были даны по паре оценок характерных значений МП, которые мы и приводим. В работах [3, 4] приведены таблицы измерений полного вектора МП по эффекту Ханле (всего 31 измерение). По ним мы построили приведенную на рис.3 линейную аппроксимацию.

Как видно из рис.3, разброс имеющихся наблюдательных данных весьма значителен, и вопрос о характере зависимости α от V требует дальнейших исследований. В настоящий момент можно предложить следующую классификацию МП протуберанцев:

1. Сильные МП ($V > 30 - 35$ Гс). Нижняя их граница определяется экстраполяцией данных рис.3 к $\alpha = 0$ и составляет 30 Гс по данным [10] или 34 Гс по нашим данным. Она хорошо совпадает с верхней границей гистограмм распределения МП спокойных протуберанцев, полученных разными авторами (см. рис.4.4 в [6]). Протуберанцы данного класса являются активными протуберанцами [12].

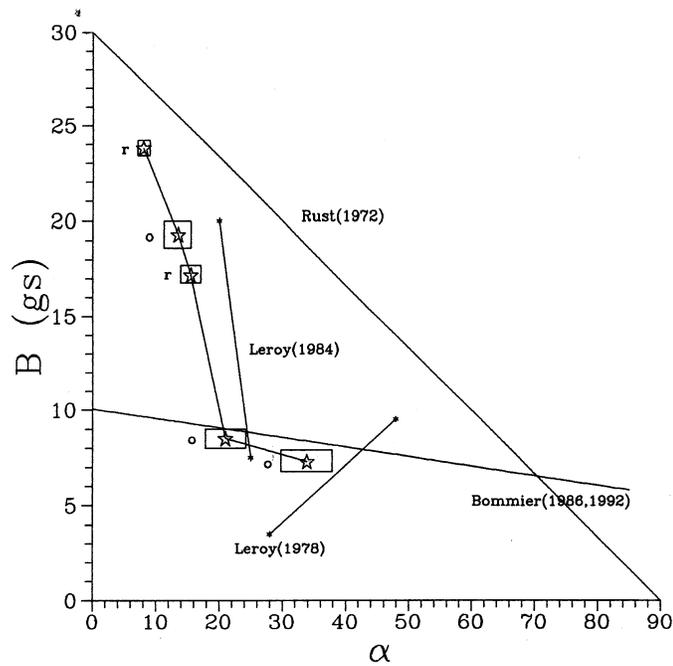


Рис. 3. Зависимость направления магнитного поля от его величины.

2. Умеренные МП ($8 \text{ Гс} < B < 30 - 35 \text{ Гс}$). Для МП данного диапазона угол α мал, и при уменьшении величины МП наблюдается его линейное увеличение от 0° до $\approx 20 - 30^\circ$. Основная доля спокойных протуберанцев имеет МП из этого диапазона.
3. Слабые МП ($B < 8 \text{ Гс}$). Для МП этого диапазона нет четкой зависимости α от B . Фактически для любого МП α может быть любым от 0° до 90° , хотя тенденция увеличения угла с уменьшением МП прослеживается. Следует заметить, что, как отмечал Leroy [6], наблюдается резкий спад количества наблюдаемых протуберанцев с полями менее 5 Гс . Вероятно, оба этих наблюдательных факта как-то взаимосвязаны и отражают неустойчивость плазмы протуберанцев в слабых МП.

Заключение

Разумеется, полученные в работе результаты являются сугубо предварительными из-за относительно небольшого количества выполненных радионаблюдений и отсутствия параллельных оптических измерений. Тем не менее, можно с полной уверенностью говорить о хорошем соответствии результатов оптических и радиоизмерений вплоть до тонких деталей распределения МП.

Полученные зависимости B от α показывают необходимость сов-

местной обработки радио и оптических данных по унифицированной методике и, с одной стороны, требуют дальнейшей конкретизации в плане установления их зависимости от типа и других особенностей протуберанцев, с другой стороны, нуждаются в определенных теоретических обоснованиях в рамках существующих моделей протуберанцев.

Список литературы

1. Апушкинский Г.П., К.Гундер, Нестеров Н.С. и др. // АЖ. 1996. Т.73. №3. С.436.
2. Апушкинский Г.П., Нестеров Н.С., Топчило Н.А., Цыганов А.Н. / XXVI Радиоастр. конф., С-Петербург, 1995, тез. докл., с.168.
3. Bommier V., Leroy J.L., Sahal-Bréchet S. // Astron.Astrophys. 1986. V.156. P.79.
4. Bommier V., Landi Degl’Innocenti E., Leroy J.L., S.Sahal-Bréchet / In “Methodes de Det. des ch.” 1992. P.210.
5. Leroy J.L. // Astron.Astrophys. 1978. V.64. P.247.
6. Leroy J.L. / In Dyn.and Struct.Quiesc.Sol.Prom.- Dordrecht. Kluwer, 1989. P.77.
7. Leroy J.L., Bommier V., Sahal-Bréchet S. // Astron.Astrophys. 1984. V.131. P.33.
8. Nikolsky G.M., Kirn I.S., Koutchmy S., Stellmacher G. // Astron. Astrophys. 1984. V.140. P.112.
9. Rust D.M. // Aph.J. 1967. V.150. P.313.
10. Rust D.M. / Air Force Survey in Geophysics №237
11. Tandberg-Hanssen E. // Sol.Phys. 1970. V.15. P.359.
12. Tandberg-Hanssen E. Solar Prominences. Dordrecht. Reidel, 1974.

И.Ф. Никулин (ГАИШ МГУ)

Выброс волокна и беспятенная вспышка

7 мая 1992 года

Аннотация

Рассмотрено взрывное событие 7.05.92, состоящее из выброса окололиಂಬового волокна и беспятенной вспышки балла 2 на его месте. Установлены временная последовательность событий и их пространственные, скоростные и спектральные параметры.

Filament ejection and spotless flare 07.05.1992, by I.F.Nikulín

Abstract. The explosive event of 07.05.92 is studied. It consist of a near-limb filament ejection and a spotless 2 importance flare at the same place. The temporal sequence of events is studied, and their spatial, kinematic and spectral properties are determined.

Введение

Выброс волокон, особенно крупных, когда в короткое время выделяется огромная энергия, ускоряющая массу порядка $10^{15} - 10^{16}$ г до параболических скоростей, явление весьма интересное прежде всего для установления его природы, т.е. механизма ускорения. Тем более интересно такое событие вблизи лимба, которое началось как активизация волокна на диске, перешло в скоростной эруптивный протуберанец и завершилось двухленточной вспышкой на месте волокна. Подобные процессы в короне можно наблюдать с КА в УФ и рентгеновском излучении [1]. Это событие 07.05.1992 г. отличалось высокой плотностью плазмы, создающей оптическую толщину, достаточную для наблюдений выброса в линии H_{α} до расстояний порядка $2 \cdot 10^5$ км.

1. Описание инструмента

Наблюдения проводились на башенном солнечном телескопе ГАИШ с помощью универсального визуального спектрогелиографа (УВС). УВС является спектрогелиографом с функциями спектрогелиоскопа и может использоваться на любом солнечном спектрографе [2]. Предназначен для визуальных и фотографических наблюдений Солнца в УФ, во всем видимом и ИК-диапазонах, т.е. от 300 до 2000 нм и совместно со спектрографом функционально представляет собой универсальный фильтр высокой монохроматичности. Ширина полосы пропускания может изменяться в широких пределах и определяется компромиссом с требуемым

для экспозиции световым потоком. Обычно используется полоса пропускания 0.5 \AA в центре линии H_α и 0.25 \AA — в ее крыльях. УВС по сравнению с интерференционно-поляризационным фильтром (ИПФ) имеет существенно меньшую световую эффективность и несколько меньшее разрешение, во многих других отношениях (простота, дешевизна, возможность наблюдений в любой линии, с любым сдвигом и полосой, высокий контраст, быстрая подготовка к работе) явно превосходя ИПФ. При этом сохраняется возможность быстрого перехода к спектральным наблюдениям и обратно. На краю каждого кадра регистрируется момент экспозиции, что очень важно при наблюдениях быстротекущих процессов типа солнечных вспышек.

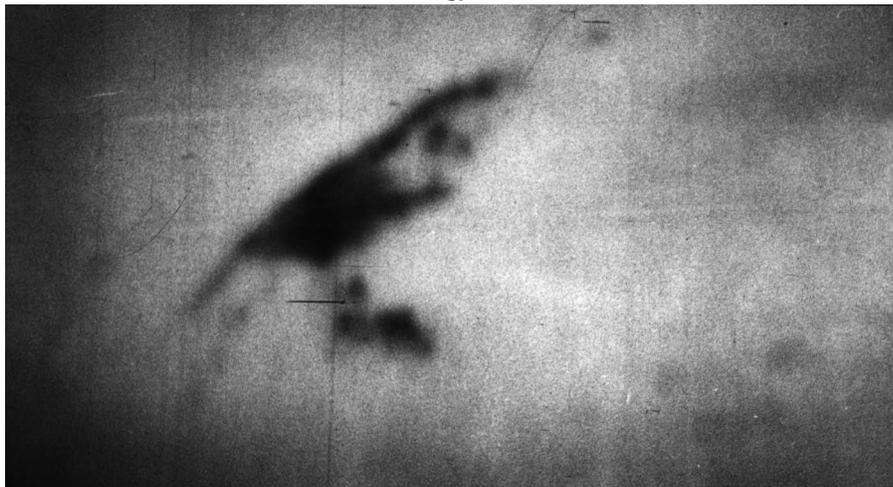
2. Наблюдения

Исследуемое волокно появилось на восточном лимбе 2.05.92. Оно имело относительно небольшую высоту ($h = 3 \cdot 10^4 \text{ км}$), было плотным и длинным (до $1.5 \cdot 10^5 \text{ км}$), располагалось в широтном интервале 20° - 35° S между группами СД 145 (NOAA 7154) с юго-запада и группами СД 149 (NOAA 7161) и СД 150 (NOAA 7160) с северо-восточной стороны [3,4]. Следует отметить, что на предыдущем обороте этого волокна, как и наиболее крупной группы СД 145, еще не было. К началу наблюдений в 0620 UT выброс уже развивался. Волокно было очень контрастное в “синем” крыле и в нем наблюдались смещения больше 4 \AA , что с учетом проекции означает радиальные скорости до 300 км/с . Уже в первые минуты наблюдений волокно имело максимальную скорость в своей средней части, что хорошо видно на спектрогелиограммах с максимальным смещением в коротковолновую сторону (рис.1). При этом концы волокна имели минимальные скорости (особенно восточный край), и в их области наблюдались небольшие пятна эмиссии — свидетельство нагрева хромосферы вследствие падения вещества выброса. В красном крыле H_α практически ничего не было — волокно ускорилось как целое. Около 0635 UT выброс наблюдался за лимбом при очень больших скоростях и яркости.

В это же время начала оформляться двухленточная эмиссионная структура на месте выброшенного волокна. Эти эмиссионные ленты были не сплошными, а состояли из отдельных ярких узлов, видимо соответствующих основаниям корональных петель. Максимум яркости вспышки был около 07 UT, но и в это время эмиссия не была сплошной. Среднее расстояние между полосами, как и обычно, последовательно возрастало: в 0634 UT — $30''$, 0700 UT — $80''$, 0752 UT — $110''$, 0848 UT — $140''$, причем яркость их постепенно спадала. По данным разных обсер-



а



б

Рис. 1. Спектрогелиограмма выброса волокна в “синем” крыле линии H_{α} . а) $H_{\alpha} - 1 \text{ \AA}$, б) $H_{\alpha} - 2.5 \text{ \AA}$

ваторий начало вспышки было в 0635–0649 UT, максимум в 0649–0658 UT, конец в 0815–0835 UT, оптический балл 2F-2B [5]. Эмиссионные ленты были не вполне параллельными, а сближались к востоку, что, по-видимому, отражало и разницу высот магнитных петель, т.е. восточная часть протуберанца была ниже. Особенно контрастными эмиссионные полосы были в CaII (рис.2), четко проявляя пятнистую структуру, причем отдельные слабые пятна были и между эмиссионными лентами. В интервал времени 0640-0700 UT были получены спектральные разре-

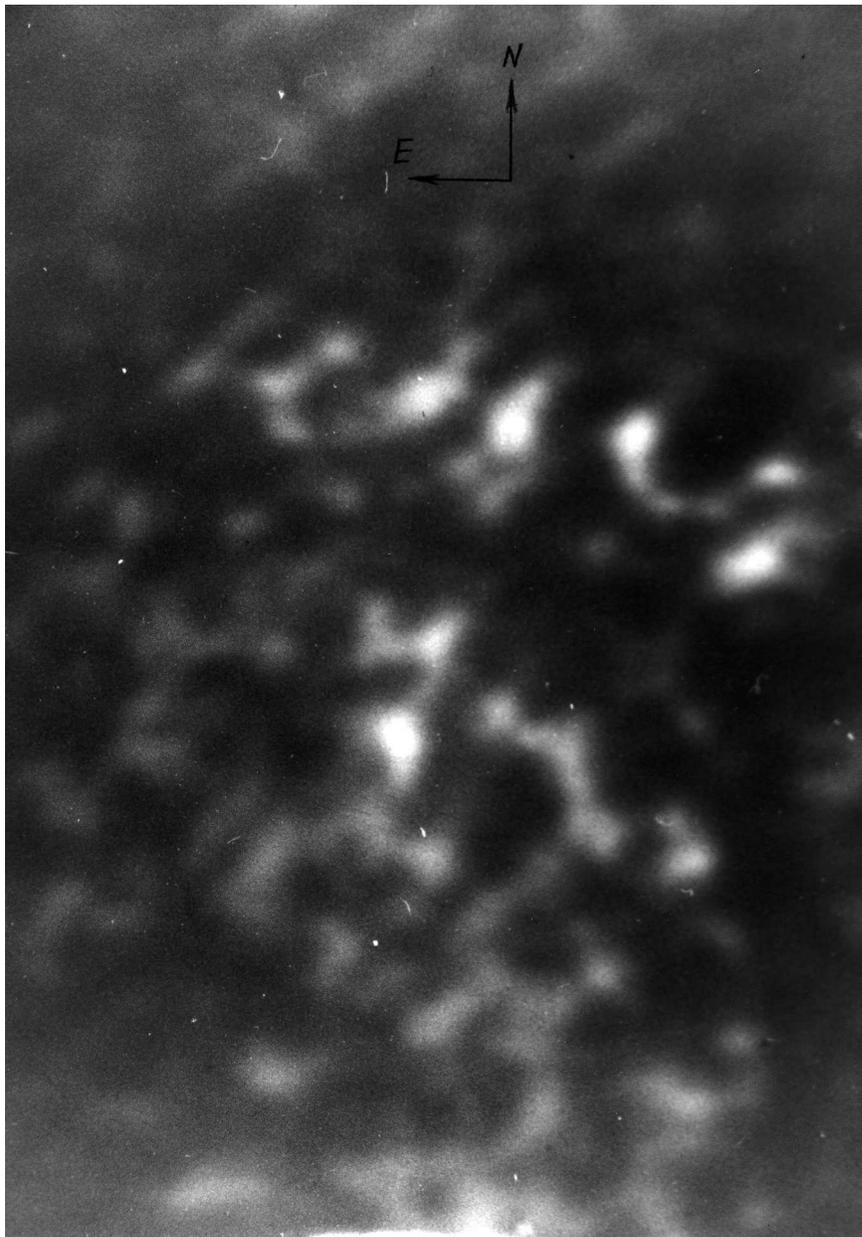


Рис. 2. Выброс волокна в линии H_{α} .

зы эруптивного протуберанца в области H_{α} (рис.3). Следует отметить, что наблюдения проводились сквозь циррусы, поэтому велик рассеянный свет. На приведенном спектре разрез проходит через восточную и западную части выброса, приблизительно вдоль оси волокна, которое представляло собой в это время как бы аркаду с расширяющимися стенками. В целом выброс двигался от Солнца в радиальном направлении со скоростью до 1000 км/с, т.е. существенно превышая параболическую скорость.

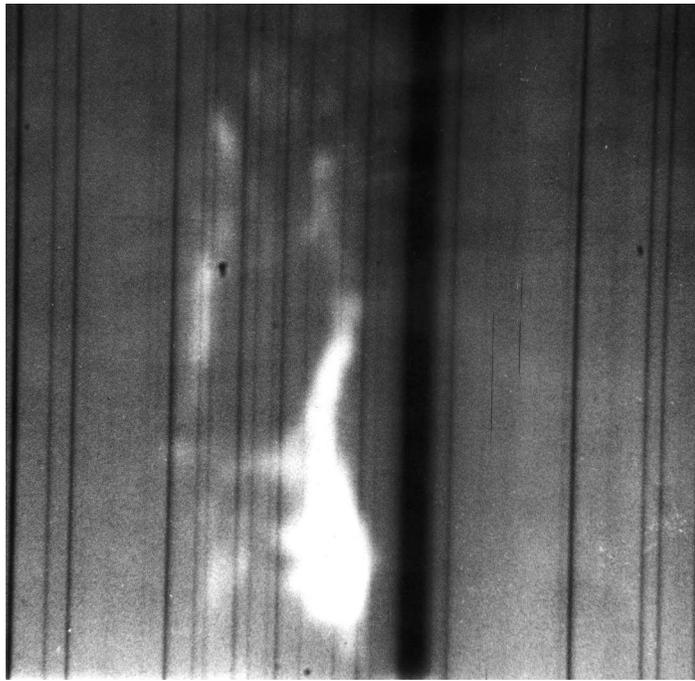


Рис. 3. Спектр выброса в области линии H_{α} в 0650 UT.

3. Обсуждение

На схеме разреза выброса спектральной щелью (рис.4) уплотнению 2 с резким “красным фронтом” соответствует наиболее низкая часть выброса, которая вследствие своего расположения в низких, более плотных слоях нагребает вещество своей движущейся стенкой. На спектре видны скоростные выбросы из уплотнения, которые, возможно, являются результатом пересоединения в сталкивающихся жгутах замагниченной плазмы. Смещения синего компонента выброса достигают 10 \AA , (точка 5 на рис.4), красного – около 3 \AA (точка 2). Верхняя часть выброса на спектре имеет особенность – меньшую разность красной (точка 3) и синей (точка 4) компонентов, что может быть следствием первичного, более слабого взрыва. Сравнение снимков начальной стадии выброса при разных смещениях $\Delta\lambda$ позволяет предположить наличие слабого вращения вдоль продольной оси волокна. Последовательность снимков показывает, что преимущественно ускорялась середина волокна, к его концам скорость падала и затем меняла знак.

Большая часть волокна была выброшена в виде СМЕ – коронального выброса массы. В интервале 0643-0655 UT он сопровождался по [4] радиовсплеском II типа на частотах 30-90 МГц – характерным признаком наличия ударной волны при прохождении выброса через корону. Выброс сопровождался также небольшим рентгеновским всплеском (С3.4) в диапазоне $1 - 8 \text{ \AA}$ с началом около 0640 UT, максимумом в 0710

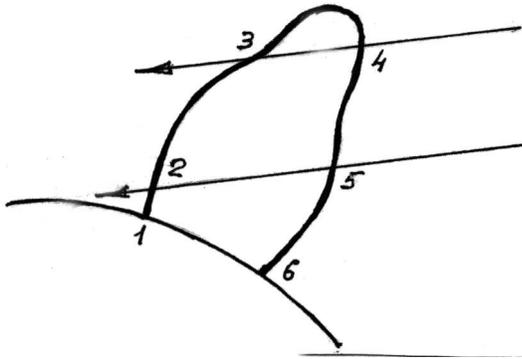


Рис. 4. Схема сечения выброса щелью спектрографа.

УТ и пологими фронтами, по-видимому, характерными для выбросов волокон [6].

Таким образом, за энергетически мощным выбросом последовала оптическая вспышка балла 2, которая, однако, сопровождалась необычно слабыми по длительности и интенсивности рентгеновским и радиоизлучением, при небольшой ширине линии H_{α} . Эти признаки, а также четкое разнесение во времени выброса и вспышки говорит о том, что данная вспышка — только проявление термализации кинетической энергии падающей части выброшенного волокна. Структура эмиссионных полос в H_{α} и CaII и их изменение со временем подтверждают подключение все более высоких петель в короне. Полосы состоят из ярких пятен, положение и конфигурация которых меняется при расширении полос, т.е. корональным переходам от одной петли к более высокой в хромосфере соответствуют переходы от одного основания петли к другому, более далекому от оси структуры. В окрестностях Земли этот выброс волокна и вспышка прошли без существенных последствий, очевидно из-за своего восточного положения ($E 45^{\circ} - 50^{\circ}$). Следует, однако, учитывать блендирующее влияние крупной вспышки (ЗВ/М7.4), происшедшей спустя 33 часа вблизи центра диска. Она дала мощный всплеск рентгеновского и радиоизлучения, потоки частиц высоких энергий, а 9.05.92 магнитную бурю с внезапным началом. По-видимому, следует отметить, что модель вспышки Хайдера [7] имеет право на существование именно в этой ограниченной области применения — для вспышечно-подобных уярчений вследствие термализации падающего обратно в хромосферу вещества выброса-транзиента.

Выводы

1. При выбросе волокна 7.05.92. одновременно с ускорением основной массы вверх, от Солнца, уже в самом начале вещество выпадало в хромосферу по концам волокна, вдоль его оси.
2. Преимущественное радиальное ускорение в начальной фазе получила средняя часть волокна.
3. Пятна эмиссии двухленточной вспышки — основания корональных петель, в которых происходит термализация кинетической энергии падающего вещества.
4. Раздвижение полос эмиссии — следствие выпадения вещества по все более высоким петлям.
5. Беспятенные вспышки после выброса-транзиента, как правило, маломощны и в рентгене, и в радио, и в оптике, хотя их площадь бывает значительной.
6. Транзиенты в короне (СМЕ) можно наблюдать не только в УФ и рентгеновском излучении, но часто и в линии H_{α} .

Литература

1. *Brueckner G.E.* / In “Coronal Disturbances”, Symp. 1973. №57 IAU, P.333.
2. *Никитин И.Ф.* // Приборы и техника эксперимента, 1994, №1, С. 149-152.
3. Солнечные данные, 1992, №5, С.7-8.
4. *Solar Geophys. Data*, 1992, №575, pt.1, P.58-59.
5. *Solar Geophys. Data*, 1992, №579, pt.2, P.8.
6. *Roy J.R., Tang F.* // *Solar Phys.*, 1975, V.42, P.425-431.
7. *Hyder C.L.* / In “Nobel Symp. 9”, ed. Y.Ohman, 1968, P.57-65.

Соотношение интенсивностей оптически тонких линий металлов в спокойных и активных протуберанцах

Аннотация

Показано, что различия в соотношениях интенсивностей оптически тонких линий металлов в спокойных и активных протуберанцах можно объяснить наличием радиальных скоростей у протуберанцев. Для определения величин радиальных скоростей ξ_r был использован спектральный метод [3], основанный на отношениях центральных интенсивностей нескольких пар линий излучения $TiII$ и их отличий от теоретических значений.

Intensity ratio of optically thin metallic lines of quiescent and active solar prominences, by A.I. Kiryukhina

Abstract. The differences in intensity ratios of optically thin metallic lines of quiescent and active prominences are due the effect of radial velocities. For determination of the radial velocities of prominences ξ_r the spectra method are used [3] based on the central intensity ratios of some pairs lines $TiII$ and theoretical ones.

Движения протуберанцев изучаются двумя методами: **1)** по доплеровским смещениям эмиссионных линий определяются лучевые скорости; **2)** по смещениям H_α -изображений определяется тангенциальная скорость [1]. По интенсивностям оптически тонких линий металлов можно определить третью компоненту скорости протуберанца – радиальную, т.е. перпендикулярную к солнечной поверхности. Впервые на такую возможность указал Р.А. Гуляев [2]. Нами разработан спектральный метод определения величин радиальных скоростей [3]. Используется отношение центральных интенсивностей оптически тонких линий $TiII$, по которому находится не только величина радиальной скорости ξ_r , но и направление движения (к Солнцу или от него). Этот метод основан на том факте, что соотношение интенсивностей оптически тонких линий металлов в разных протуберанцах сильно различаются. Хорошо известна классификация протуберанцев Вальдмайера, основанная на отношениях интенсивностей линий $FeII - b_3$ и $MgI - b_1, b_2, b_4$ [4], а так же классификация Мюллера [5], основанная на отношении интенсивностей $FeII - b_3$ и $MgI - b_4$. При этом предполагалось, что в протуберанцах разных классов физические параметры (n_e и $T_{кин}$) различны. Нами исследованы спектры большого числа ярких протуберанцев, полученных в Высокогорной экспедиции ГАИШ [6] на горизонтальной солнечной установке со спектрографом ДФС-3 [7]. Основные параметры

установки: дисперсия — $2 \text{ \AA}/\text{мм}$, диаметр изображения Солнца на щели спектрографа — 140 мм , спектральное разрешение — 30 м\AA , пространственное — $2''$. Отношение интенсивностей линий металлов в разных протуберанцах очень различно при одинаковых значениях n_e и $T_{\text{кин}}$. На этом различии и основан спектральный метод определения величин радиальных скоростей. Преимущество этого метода в том, что радиальные и лучевые скорости определяются одновременно.

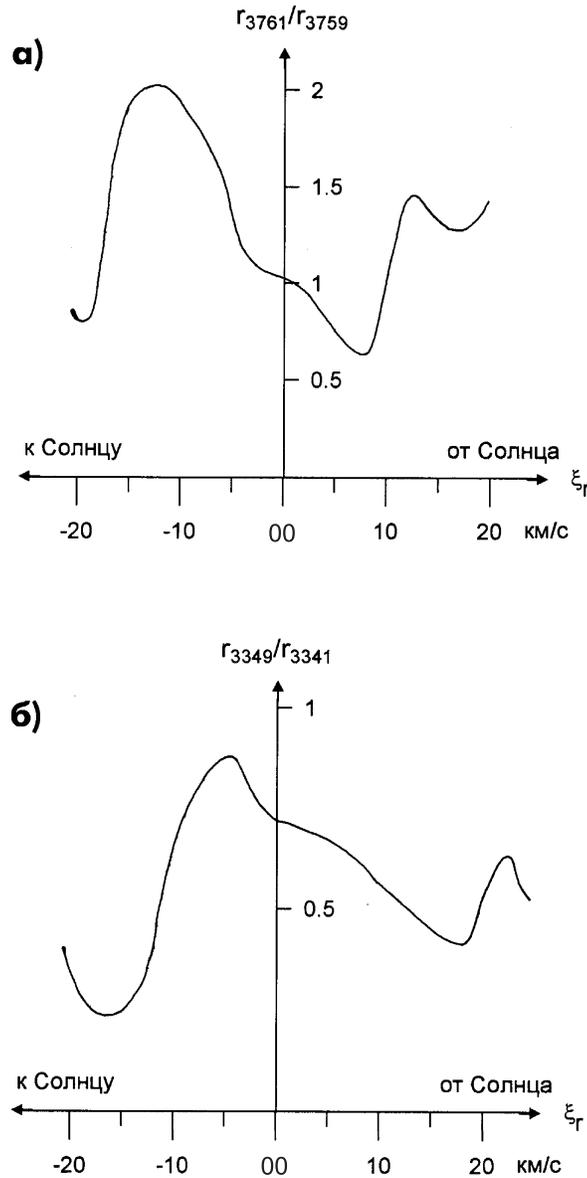


Рис. 1. Зависимость отношения остаточных интенсивностей фотосферных линий $TiII$ от величин радиальных скоростей: **а)** для линий $\lambda 3761 \text{ \AA}$ и $\lambda 3759 \text{ \AA}$, **б)** для линий $\lambda 3349.0 \text{ \AA}$ и $\lambda 3341.8 \text{ \AA}$. **00** — обозначают центры фотосферных линий.

Известно, что основным механизмом свечения оптически тонких линий металлов в протуберанцах является возбуждение материи проту-

беранца фотосферной радиацией соответствующей частоты [8,9]. Интенсивность на центре оптически тонкой линии металлов определяется выражением:

$$I_{\lambda_0} = W r_{\lambda_0} I_{\lambda_0}^{\circ} \tau_{\lambda_0},$$

где W — фактор дилуции солнечного излучения, $I_{\lambda_0}^{\circ}$ — интенсивность центра диска Солнца в λ_0 , τ_{λ_0} — оптическая толщина в центре линии излучения, r — остаточная интенсивность соответствующей линии поглощения. Если протуберанец движется относительно Солнца, то линии металлов возбуждаются не центральной остаточной интенсивностью, а частью крыла линии, смещенной на величину $\delta\lambda = \xi_r/c$ от центра линии в солнечном спектре. Здесь ξ_r — радиальная скорость, а c — скорость света. В зависимости от радиальной скорости интенсивность возбуждающей радиации различна для разных линий. Если взять две эмиссионные линии λ_1 и λ_2 с одинаковыми теоретическими интенсивностями ($\tau_1 = \tau_2$), то для них отношение наблюдаемых центральных интенсивностей будет зависеть только от отношения соответствующих остаточных интенсивностей линий поглощения, т.е. $I_{0\lambda_1}/I_{0\lambda_2} = r_{0\lambda_1}/r_{0\lambda_2}$. Если теоретические интенсивности используемых линий не равны, то их различие можно учесть с помощью сил осцилляторов, так как $\tau_{\lambda} \sim gf_{\lambda}$. Для определения радиальных скоростей выбрано несколько пар линий *Ti III*, принадлежащих к одному и тому же мультиплету, близко расположенных по спектру и имеющих одинаковые или близкие теоретические интенсивности [10,11,12]. Для выбранных пар линий строится графическая зависимость отношения остаточных интенсивностей линий поглощения от величин радиальных скоростей и от направления движения. Для этого использовались атласы солнечного спектра. На рис.1-а приведена такая зависимость для линий *Ti III* $\lambda 3759\text{\AA}$ и $\lambda 3761\text{\AA}$ (мультиплет №13). На рис.1-б для линий *Ti III* $\lambda 3349.0\text{\AA}$ и $\lambda 3341.8\text{\AA}$ (мультиплет №16). По оси абсцисс отложены радиальные скорости, а по оси ординат — отношения остаточных интенсивностей. Движению протуберанца от Солнца соответствует смещение по спектру в красную сторону. Используя построенные зависимости и определив отношение наблюдаемых центральных интенсивностей в соответствующем протуберанце, мы нашли величину ξ_r , которая удовлетворяет отношениям центральных интенсивностей всех выбранных пар линий.

Используя описанный метод, мы определили величины радиальных скоростей от 0 до 5 км/с для большого числа разных спокойных протуберанцев или для разных частей одного и того же протуберанца. Движения плазмы в большинстве спокойных протуберанцев направлены от солнечной поверхности. Полученный результат находится в согласии с

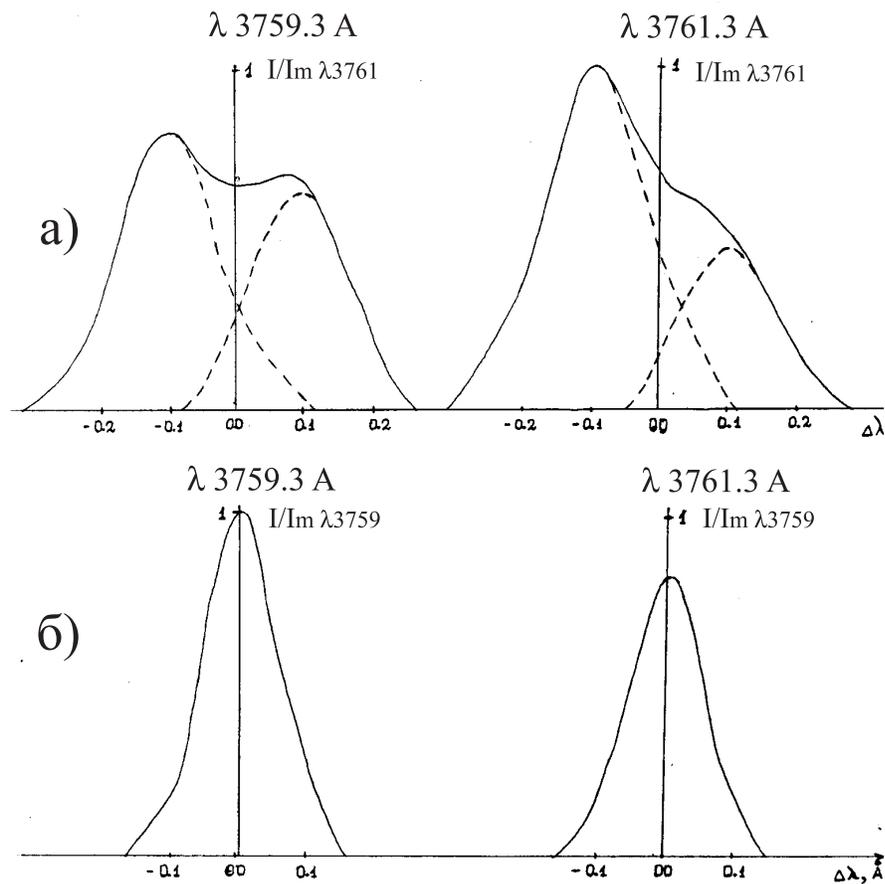


Рис. 2. а) Наблюдаемые профили линий $Ti III$ $\lambda 3759\text{\AA}$ и $\lambda 3761\text{\AA}$ яркого активного протуберанца 5.06.81 г.(75E). б) Наблюдаемые профили тех же линий неподвижного спокойного протуберанца 5.06.81 (105 W). 00 – обозначают центры фотосферных линий. В скобках указаны позиционные углы протуберанцев. Профили линий построены в единицах максимальной интенсивности наблюдаемой пары линий.

работой [13], в которой по другой методике найдено, что для спокойных волокон типичным является движение плазмы от солнечной поверхности со скоростью ~ 3 км/с.

В исследованных нами ранее активных протуберанцах радиальные скорости достигают 60 км/с [3] и направлены как к Солнцу, так и от него. На рис.2а приведены наблюдаемые профили линий $Ti III \lambda 3759\text{\AA}$ и $\lambda 3761\text{\AA}$ активного протуберанца, наблюдавшегося 5 июня 1981 г. на восточном лимбе. Профиль каждой линии этого протуберанца состоит из 2-х компонент, с лучевыми скоростями $+8$ км/с и -8 км/с, но с разными соотношениями интенсивностей. Более яркие (синие) компоненты этих линий имеют скорость, направленную к наблюдателю ($+8$ км/с). Отношение же центральных интенсивностей синих компонент соответствует радиальной скорости 7 км/с, направленной к Солнцу. Отношение центральных интенсивностей красных компонент этих линий соответству-

ет отношению теоретических интенсивностей [12] и нулевой радиальной скорости относительно Солнца.

На рис. 2-б приведены профили тех же линий для неподвижного протуберанца, наблюдавшегося в тот же день на западном лимбе. Отношение наблюдаемых интенсивностей используемых линий этого протуберанца соответствует отношению теоретических интенсивностей [12].

С помощью величин радиальных скоростей, определенных по линиям $TiIII$, легко объясняются соотношения интенсивностей других оптически тонких линий металлов, а также сложные формы профилей активных протуберанцев[14,15].

Литература

1. Engvold O. //Solar Phys. 1976. V.49. P.283
2. Гуляев Р.А. //Астрон. Журн. 1978. Т.55, №6. С.1263.
3. Кирюхина А.И.//Астрон. Цирк. 1985, №1389. С.4.
4. Waldmeir M.// Z. Astrophysik. 1951. V.28. P.208.
5. Muller R. // Z.Astrophysik. 1952. V.30. P.293.
6. Ситник Г.Ф./ Сб. трудов МГУ по МГГ. 1962. С.54.
7. Кирюхина А.И.// Сообщения ГАИШ. 1962. № 120. С.17.
8. Яковкин Н.А.,Зельдина М.Ю., Рахубовский А.С.// Астрон. Журн. 1975. Т.52. №2. С.332.
9. Мороженко Н.Н. В кн.” Спектрофотометрическое исследование спокойных солнечных протуберанцев”. Киев. Наукова Думка. 1984. 164 с.
10. Moore С.Е., Charlotte E. / Princeton Published by Observatory. 1945, № 20.
11. Зайдель А.Н., Прокофьев В.К. и др. *Таблицы спектральных линий*. Москва. Наука. 1977.
12. Корлисс Ч., Бозман У. В кн. “Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов”. Москва. Мир. 1968. 562 с.
13. Malherbe J.M. Schmieder B. and Mein P. //Astron. Astrophys. 1981. V.102. P.124.
14. Кирюхина А.И. //Астрон.Цирк. 1986, №1441. С.3.
15. Kiryukhina A.I.// Hvar Obs.Bull. 1989, № 13. P.223.

О тонкой структуре и движении вещества в спокойных протуберанцах

Аннотация

На основе спектральных наблюдений спокойного протуберанца 14 мая 1990 г. установлено, что линия излучения H_α состоит из двух составляющих зигзагообразной формы. Визуально замечено, что на середине высоты, где линии отчётливо разделены, в спектре они появлялись поочерёдно. Показано, что этот протуберанец имел тонкую структуру с поперечными размерами меньше 300 км. По спектрограммам в линии H_α , полученным для протуберанцев 8 и 16 сентября 1988 г., установлено, что скорости вещества в тонких структурах кратны 5,5 км/с.

About the fine structure and mass motion in quiescent prominences, by M.I. Divlekeev

Abstract. From spectral observations of the quiescent prominence of 14 May 1990 it was shown that the emission of H_α hydrogen line consists of two components each forming a zig-zag. It was noticed visually that it appear in turn at spectrum being nearly parallel. It was found that this prominence has a fine structure with dimension about 300 km.

From H_α spectrograms of prominences 8 and 16 September 1988 it was found that the velocity of mass motion in the fine structure is discrete by 5,5 km/s.

Спокойные протуберанцы являются холодными, плотными и стабильными плазменными образованиями самой различной формы в горячей и разреженной короне. Наблюдения с высоким пространственным разрешением, выполненные в линиях, образующихся при разных температурах, почти всегда обнаруживают очень тонкую структуру, неоднородную как по температуре, так и в плотности. Установлено, что спокойные протуберанцы состоят из множества тонких нитей, поперечные размеры которых меньше 300 км. Предполагается, что основными структурами, образующими нити, являются постоянно эволюционирующие яркие точки или узелки, которые не разрешаются вследствие плохого качества изображения. Магнитогидродинамические модели протуберанцев дают величину диаметров этих нитей около 100 км [1,2].

Известно, что состояние возбуждения и ионизации в газе и скорость охлаждения протуберанцев существенно зависит от размеров тонкой структуры. Изучение тонкой структуры также позволяет определить влияние топологии магнитных силовых линий внутри и вблизи протуберанца на теплопроводность вещества в них.

Одной из первых моделей протуберанцев, объясняющих тонкую структуру, была модель Куперуса и Тандберг-Хансена [3]. Впоследствии

для этой цели предлагались различные модели (см., например, [4]). Получено, что горячая плазма охлаждается, образуя длинные тонкие нити диаметром около 200 км, расстояния между которыми соизмеримы с диаметром. Время жизни этих образований составляет примерно 1 час.

Большое внимание уделяется исследованию профилей линий излучения протуберанцев, так как из формы спектральных линий можно вывести условия, при которых они формировались (см. [5-10]). На основе изучения доплеровского смещения спектральных линий определяется скорость и направление движения вещества в протуберанцах. В частности, в работе [8] показано, что в протуберанце типа “частокол”, в нижней половине его, поток вещества направлен вниз и остаётся стационарным за всё время наблюдения, в течение 16 мин. Напротив, в верхней половине его потоки направлены вверх и горизонтально и, по всей видимости, изменяются со временем. Средняя скорость движения вещества была 3-5 км/с, тогда как максимальная скорость равнялась примерно 20 км/с. В случае другого большого протуберанца поток вещества в основном направлен вверх и горизонтально, а величина скорости движения была примерно такой же, как в случае первого протуберанца.

Северный и Хохлова [5] отметили особенность движений вещества протуберанцев — это упорядоченное и направленное движение по некоторым вполне определённым, фиксированным в пространстве траекториям. Имеются только некоторые узкие каналы, по которым происходит движение вещества. Перемещение узлов и струй вдоль искривлённых, дискретным образом фиксированных в пространстве траекторий обладает свойствами многократной повторяемости.

В работе [7] изучается вклад большого числа нитей в профили H_α в предположении, что вещество в нитях имеет нулевую среднюю доплеровскую скорость и наблюдаемую дисперсию скорости — 2,89 км/с. Показано, что при количестве этих нитей, равном 19, дисперсия скорости гауссовского профиля H_α составляет 12,6 км/с.

В последние десять лет активно обсуждается существование различных видов колебаний в протуберанцах (см. работы [11,12]). Периоды этих колебаний лежат в интервале от нескольких секунд до 80 мин, а максимальная амплитуда скорости равняется примерно 2 км/с.

Исходя из влияния граничных условий на вертикальные колебания протуберанцев различной конфигурации, показано, что дрожание основания протуберанца, обусловленное 5 мин. колебаниями фотосферы, возбуждает только некоторые протуберанцы [13].

В настоящей работе сообщаются некоторые результаты наблюдений в линии H_α спокойных протуберанцев, выполненных на Башенном Сол-

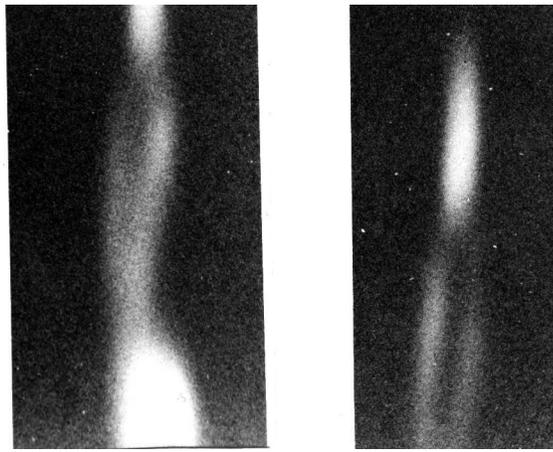


Рис. 1. Спектры излучения протуберанца 14 мая 1990 г. в линии H_α , полученные с интервалом 1 мин.

нечном Телескопе (АТБ) ГАИШ.

На рис.1 показаны линии излучения H_α в юго-восточном протуберанце 14 мая 1990 г. Спектры получены на АТБ с дифракционным спектрографом с обратной дисперсией $1,62\text{\AA}/\text{мм}$ и разрешающей способностью 90 000. Спектры фотографировались на фотопластинку ORWO с экспозицией 3 сек. Излучение этого протуберанца в линии H_α состоит из двух составляющих, имеющих форму зигзага, которые частично перекрывают друг друга. На середине высоты протуберанца они отчетливо разделяются и находятся друг от друга на расстоянии $0,7\text{\AA}$, а в местах пересечения сливаются. Этот протуберанец оказался уникальным в том отношении, что визуальное наблюдение спектра показало, там, где линии разделены, они возникали поочередно, т.е. при пропадании одной линии, появлялась другая и наоборот. Это возможно в том случае, когда входная щель спектрогрофа располагается между изображениями двух параллельных нитей протуберанца и вследствие дрожания изображения, вызванного турбулентностью земной атмосферы, на щель попадает изображение то одной, то другой нити. Из этого можно сделать вывод, что поперечные размеры изображений этих нитей и расстояние между ними сравнимы с шириной щели, равной 30 мкм, что при пересчёте ширины щели на Солнце даёт величину диаметра нитей и расстояния между ними в данном протуберанце, равной примерно 300 км. Эта структура сохранялась стабильно, по крайней мере, за время наблюдения более 30 мин.

Исходя из полученных спектрограмм, можно предположить, что данный протуберанец высотой около 70000 км находился вертикально к поверхности Солнца и состоял из двух нитей диаметром менее 300 км, которые как-бы намотаны по спирали на тело вращения, име-

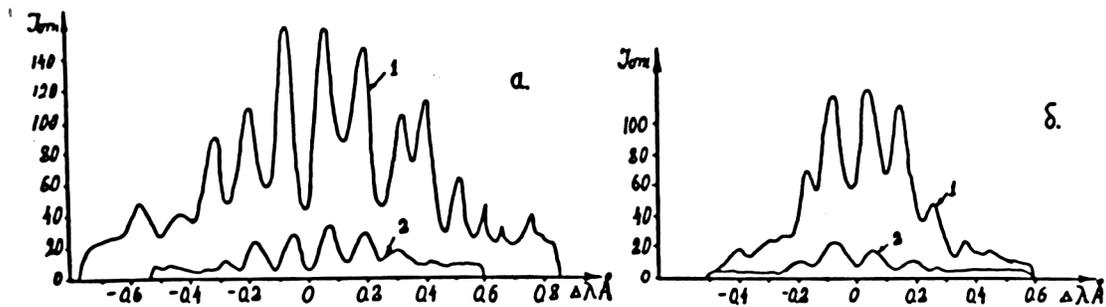


Рис. 2. Фотоэлектрические контуры линии H_{α} : а) — протуберанец 8 сентября 1988 г.; б) — протуберанец 16 сентября 1988 г. 1 — контур при максимальном усилении регистрирующей системы; 2 — с ослаблением примерно в пять раз.

ющего форму конуса. Контурсы линии излучения H_{α} показывают, что плазма в этих нитях движется по спирали, но в разных направлениях, т.е. по одной спирали движение направлено вверх, а по другой — вниз. Аналогичное движение вещества в волокнах рассмотрено в работах [6,10]. Относительно яркие образования в спектре соответствуют тому, что в этих местах изображения нитей были почти параллельными входной щели спектрографа, а слабые места — областям, где изображения нитей находились под большим углом или перпендикулярно щели. Лучевые скорости значительно изменяются по высоте. Примерно на середине высоты протуберанца она составляет ± 27 км/с, т.е. в одной нити вещество движется к нам со скоростью 27 км/с, а в другой — от нас примерно с такой же скоростью. В вершине протуберанца лучевая скорость ~ 6 км/сек направлена к наблюдателю. Возможно это свидетельствует о том, что горизонтальная компонента скорости движения плазмы в этом протуберанце составляет 6 км/с и сохраняется практически постоянной.

На рис.2 приведены H_{α} спектрограммы протуберанцев 8, 16 сентября 1988 г., полученные на АТБ фотоэлектрическим способом на спектрографе с обратной дисперсией $0,54 \text{ \AA}/\text{мм}$ и теоретической разрешающей способностью 450 000 (дифракционная решётка, с размерами $200 \times 250 \text{ мм}^2$). При этом входная щель высотой 3-4 мм и шириной 30 мкм устанавливалась так, что она освещалась протуберанцем по всей длине. По оси абсцисс отложено отклонение длины волны от центра H_{α} в ангстремах, по оси ординат - значение интенсивности указано в относительных единицах системы регистрации. Как видно из рисунка, контуры линии H_{α} имеют тонкую структуру, а именно, они содержат несколько максимумов, расстояние между которыми составляет примерно $0,12 \text{ \AA}$. Можно предположить, что максимумы соответствуют излучению от элементов тонкой структуры, “нитей”, имеющих данное распределение скоростей.

Как указано выше, аналогичные профили H_α изучались в работе [7], где дисперсия скоростей в нитях равнялась примерно 3 км/с. Таким образом в спектрограф проходит излучение, по крайней мере, от 4-7 структур с разными скоростями, но полное число таких структур может быть больше, так как в некоторых из них скорости движения вещества могут быть одинаковыми. Расстояние между максимумами $0,12\text{\AA}$ свидетельствует о том, что скорость движения вещества в нитях кратна величине $5,5 \pm 0,1$ км/с. При наблюдении слабых протуберанцев с полушириной линии H_α меньшей $0,4\text{\AA}$ мелкие детали на профиле линии не наблюдаются, что свидетельствует о том, что структура наблюдаемого контура не вызвана дрожанием изображения Солнца.

Таким образом, для протуберанца 14 мая 1990 г. получили горизонтальную составляющую скорости движения плазмы в тонких нитях около 6 км/с, а для протуберанцев 8 и 16 сентября 1988 г. кратную компоненту скорости равную 5,5 км/с. В работе [7] даётся величина дисперсии скорости около 3 км/с, т.е. примерно в два раза меньше. Возможно, скорость 5,5 км/с является горизонтальной компонентой скорости потока вещества в тонких нитях протуберанца, которая вероятно одинакова для всех протуберанцев. Возможно, это является следствием взаимодействия плазмы протуберанца с поперечными стоячими магнитогидродинамическими волнами, распространяющимися на границе конвективной зоны или в фотосфере. Если это справедливо, то основания протуберанцев должны находиться на расстояниях, кратных половине длины этих волн. Измерив расстояния между видимыми основаниями протуберанцев на H_α фильтрограммах и зная скорость распространения волны 5,5 км/сек, можно определить период волны. Прделав эту операцию для нескольких протуберанцев, основания которых хорошо видны на H_α фильтрограммах, получили величину периода около 160 мин.

Таким образом, в работе показано, что диаметры нитей протуберанцев составляют примерно 300 км, что хорошо согласуется с модельными расчётами. Кроме того, предполагается возможность существования на границе конвективной зоны или в фотосфере стоячей поперечной магнито-звуковой волны с периодом около 160 мин, распространяющейся со скоростью 5,5 км/с.

Список литературы

1. *Engvold O.* // Solar Phys. 1976. V.49. P.283.
2. *Schmieder B.* / Workshop on dynamics and structure of Solar Prominence. Palma le Mallorca. November 1987. P.5.

3. *Kuperus M., Tandberg-Hanssen E.* // Solar Phys. 1967. V.**2**. P.39.
4. *Zharkova V.V.* Dynamics of Quiescent Prominences IAU – Coll. №117. Hvar. Obs. Bull. 1989. V.**13**. P.331.
5. *Северный А.Б., Хохлова В.Л.* // Изв. Крым. астрофиз. обсер. 1953. Т.**10**. С. 9.
6. *Rompolt B.* // Solar Phys. 1975. V.**41**. P.329.
7. *Zirker J.B., Kutchmy S.* Dynamics of Quiescent Prominences IAU - Coll. №117., Hvar. Obs. Bull. 1989. V.**13**. P.41
8. *Zirker J.B., Engvold O., Yi Zhang* // Solar Phys. 1994. V.**150**. P.81
9. *Gontikakis C., Vial J.-C., Gouttebroze P.* // Astron.Astrophys. 1997. V.**325**. P.803.
10. *Vrsnak B., Ruzdjak V., Brajsa R., Dzubur A.* // Solar Phys. 1988. V.**116**. P.45.
11. *Tsubaki T.* / Proc. Sacramento Peak Summer Workshop 1988. P.140.
12. *Yi Zang, Engvold O.* // Solar Phys. 1991. V.**134**. P.275.
13. *Schutgens N.A.J.* // Astron. and Astrophys. 1997. V.**325**. P.352.

*Г.В. Якунина, Г.А. Порфирьева,
А.Б. Делоне, М.И. Дивлекеев (ГАИШ МГУ)*
**События в активной области NOAA 5669
в сентябре 1989 г.**

Аннотация

На основе анализа H_α и H_β -фильтрограмм, данных о магнитном поле и поле скоростей в линии H_β проведено исследование волокон в активной области (АО) NOAA 5669 во время вспышки 2N/M5.8 1 сентября 1989 г. в 2350 UT и 4 последующих субвспышек.

Events in the active region NOAA 5669 in September 1989 by *G.V. Yakunina, G.A. Porfir'eva, A.B. Delone, M.I. Divlekeev.*

Abstract. Filaments in the active region (AR) NOAA 5669 were investigated during the 2N/M5.8 flare in September 1, 1989 at 2350 UT and four subsequent subflares. H_α and H_β -filtergrams, magnetograms and H_β velocity fields were used.

Анализируется поведение протяженных волокон и их связь со вспышками, наблюдавшимися во вспышечно-продуктивной активной области АО NOAA 5669, за время прохождения которой по диску Солнца в сентябре 1989 г. произошло 176 H_α вспышек и 61 рентгеновская вспышка. Исследуемые волокна одним или обоими концами оказываются “укорененными” в АО. Их поведение сложно и вид изменчив. Наблюдаемая картина усложняется тем, что различные части волокна могут иметь различные доплеровские скорости. В какой-то момент времени часть волокна или все оно может становиться едва видимым в центре хромосферных линий H_α и H_β , или совсем невидимым. Исследование волокон дает дополнительную информацию о магнитном поле в окрестностях канала волокна и о процессах, происходящих в АО во время вспышек.

В настоящей работе использовались H_α -фильтрограммы, сфотографированные на куде-рефракторе Оптон со сканирующим H_α -фильтром в Тяньшаньской экспедиции ГАИШ, Алма-Ата [1], карты магнитного поля на уровне фотосферы ($\text{FeI } 5324,19\text{\AA}$) и хромосферы ($H_\beta 4861,34\text{\AA}$), карты поля скоростей (H_β) и изображения АО в линии H_β , полученные на солнечном телескопе Пекинской обсерватории [2]. В таблице приведены даты, время наблюдения (UT) и сведения о событиях в АО согласно [3]. Наблюдения охватывали временной интервал в несколько часов после вспышки 2N/M5.8, произошедшей 1 сентября 1989 г. в 2350 UT.

АО NOAA 5669 представляла собой сложную протяженную группу, вытянувшуюся с востока на запад примерно на 30° по долготе. Ведущее

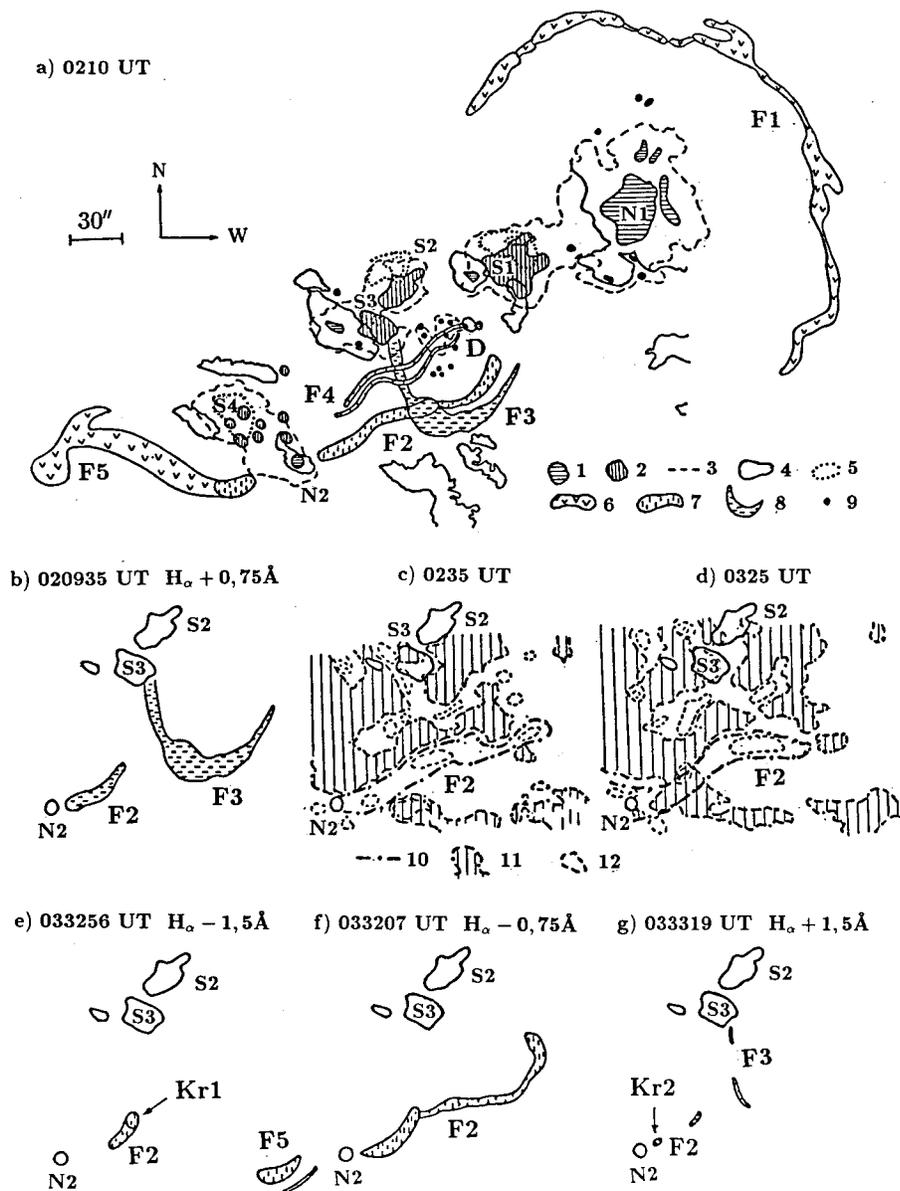


Рис. 1. Схематическое изображение событий в АО NOAA 5669 2 сентября 1989 г.: пятна N (1) и S (2) полярности, в $H_{\alpha} \pm 3 \text{ \AA}$; полутьнь (3); хромосферное магнитное поле N (4) и S (5) полярности, 0155 UT, 0239 UT (по рис. 5а и 4 из [2]); волокна F1, F2, F3, F4, F5 в H_{α} (6), $H_{\alpha} - 0,75 \text{ \AA}$ (7), $H_{\alpha} + 0,75 \text{ \AA}$ (8); маленькие пятна и поры (9), в $H_{\alpha} \pm 3 \text{ \AA}$; волокно B2 в H_{β} (10); красные (11) и синие (12) доплеровские смещения (по рис. 7а и 7б из [2]); максимальная синяя (Kr1) и максимальная красная (Kr2) H_{α} скорости. D-область всплывающего магнитного потока в середине АО.

пятно N1 имело северную полярность, остальную площадь АО занимала область южной полярности с вкраплениями островов и заливов северной полярности, так что полярности крупномасштабной структуры чередовались в последовательности N-S-N-S-N-S (рис.1а).

Анализ магнитограмм показывает, что существовало хорошее подобие между основными магнитными структурами на уровне фотосферы

и хромосферы (см. рис. 1 и 5 из [2]), крупномасштабные фотосферные структуры вели себя стабильно на протяжении всего времени наблюдения. Мелкомасштабные магнитные элементы динамично изменялись со временем. В середине АО 2 сентября наблюдалась область всплывающего магнитного потока D, на H_{α} -фильтрограммах в этом месте видны многочисленные мелкие пятна и поры (рис. 1а). В этой части АО существовали заметные шировые сдвиги. Здесь с 1 на 2 сентября произошла вспышка 2N/M5.8, наблюдавшаяся в линии H_{β} , и в последующие часы располагались эмиссионные H_{α} -узлы согласно наблюдениям в Алма-Ате (табл.).

Таблица. Данные о наблюдениях АО NOAA 5669 1-2 сентября 1989 г.

Дата	Магнитное поле		Поле скоростей H_{β} [2]	Карта изофот H_{β} [2]	H_{α} фильтрогр. (Алма-Ата)	События в АО [3]
	фотосф. [2]	хромосф. [2]				
1.IX				2250		2350-2502
1.IX			2351	2354		2N/M5.8
2.IX	0002	0042	0032	0025		S19 E44
2.IX	0107	0154		0154	0150	0141-0156 SF/M1.1 S18 E50
					0208-0210	0153-0227 SID
2.IX		0238	0235	0238		0231-0242 SF S19 E47
2.IX		0300			0309-0315	H_{α} -уярчение
2.IX	0335	0338	0325	0333	0330-0336	0330-0345 SN S21 E54
	0544	0534	0527	0530	0524-0536	0522-0546 SF S18 E48

После 01 UT 2 сентября в АО 5669 в течение 5 часов произошло 6 субвспышек, одна из которых сопровождалась рентгеновским излучением (табл.). Следует подчеркнуть, что сохранялось подобие общей структуры H_{α} -вспышек, происходящих в промежутки времени с 0150 до 0540 UT. Согласно нашим наблюдениям, эмиссионные H_{α} -узлы были локализованы в окрестностях хвостовой группы пятен [4], а также к югу и юго-западу от пятна S3 (рис. 1а).

Спереди АО была окружена с трех сторон спокойным волокном F1, расположенным на границе крупномасштабной сетки магнитного поля. Волокно F2, протяженностью около 3×10^5 км, окаймляло АО с юга приблизительно вдоль границы, разделяющей области S и N полярности. Восточный конец F2 находился вблизи пятна N2 (рис. 1а). Петлеобразная H_{α} -структура F3 была заметна в течение нескольких часов.

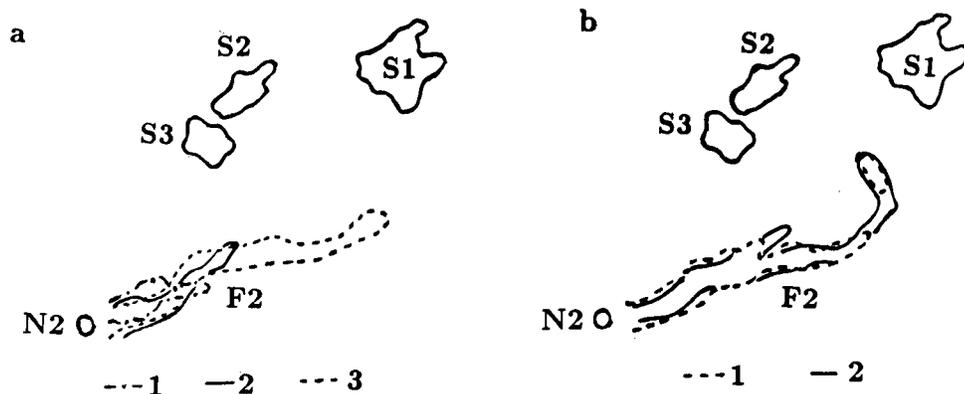


Рис. 2. Волокно F2 в разные моменты времени в АО NOAA 5669 1–2 сентября 1989 г. по наблюдениям в линии H_β [2] и H_α (Алма-Ата, ВЭ ГАИШ): а) H_β -волоконно, 1–2353 UT, 1 IX; 2–0032 UT, 2 IX; 3–0238 UT; б) H_β -волоконно, 0530 UT, 2 IX (1); H_α -волоконно, 0535 UT, 2 IX (2).

Наиболее эффектной она выглядела в $\lambda = H_\alpha + 0.75 \text{ \AA}$ в 020935 UT (рис. 1б). Позднее ее интенсивность уменьшилась и в 0530 UT ее не стало видно совсем. Внутри АО наблюдались волнообразные структуры F4 (рис. 1а), расположенные параллельно волокну F2. Западные концы F4 находились поблизости от места всплывания нового магнитного потока D.

В настоящей работе проанализировано поведение большого волокна F2 и других хромосферных образований во время нескольких субвспышек, наблюдавшихся 2 сентября после вспышки 2N/M5.8 (2350 UT 1 сентября), и проведено сравнение H_α -структур с магнитным полем на уровне фотосферы и хромосферы и полем скоростей. Согласно [2] волокно F2 в предвспышечной ситуации за час до начала вспышки 2N/M5.8 (2350 UT 1 сентября), в максимальной фазе и в период затухания наблюдалось только в своей восточной части, прилегающей к пятну N2. Часть волокна, близкая к очагу вспышки, не была видна в центре линии H_β (рис. 2а). По-видимому произошла предвспышечная активизация волокна, длившаяся в течение всей вспышки. Поэтому оно не было видно целиком в центре линии H_β , хотя должно было наблюдаться в ее крыльях. После окончания вспышки волокно “успокоилось” и стало видно в центре линии H_β целиком. Авторы [2] интерпретируют свои наблюдения как рост волокна за период времени с 2250 UT 1 сентября до 0100 UT 2 сентября. На рис. 2а, б показано H_β -волоконно в разные моменты времени. По-видимому во время вспышки 2N/M5.8 прилегающие к ней части волокна были активны и имели заметные доплеровские скорости. Поэтому они не могли быть видны в центре линии H_β .

Узлы субвспышек, произошедших в последующие часы, располага-

лись в хвостовой части АО, в отличие от локализации вспышки 1N/M5.8 в центральной части АО в области всплывающего магнитного потока D. Поэтому западные части волокна F2, были постоянно видны в центре линии H_β . Самые восточные части F2, прилегающие к пятну N2, в отличие от момента времени вспышки 2N/M5.8, и самые западные части хвостового волокна F5, прилегающие к хвостовой группе пятен, были видны в крыльях линии H_α и совсем не видны или едва видны в ее центре. Нами было обнаружено аналогичное поведение у хвостового волокна F5, исследовавшегося в [4]. Ко времени окончания вспышки и в дальнейшем в течение 5 часов волокно F2 наблюдалось вдоль всего канала как в линии H_β , так и в линии H_α (наблюдения в ТЭ ГАИШ, Алма-Ата).

Сравнение H_α -фильтрограмм с изображениями в линии H_β показывает хорошее согласие между контурами волокна F2 (рис. 2b) и местами с наибольшими интенсивностями, видимыми в линии H_α и H_β . Максимальные H_α -скорости наблюдались приблизительно в тех же местах вдоль канала волокна, в которых регистрировались максимальные доплеровские H_β -скорости. Так, например, в 053438 UT на H_α -фильтрограмме виден интенсивный узел $\lambda = H_\alpha - 1\text{\AA}$, соответствующий участку с максимальным доплеровским смещением на H_β -доплерограмме, полученной в 052648 UT. Анализ H_α -фильтрограмм показывает, что волокно F2 в моменты наблюдения находилось в активном состоянии. Топология доплеровских скоростей вдоль канала волокна была сложной и изменчивой. Выявляется определенная корреляция между H_α -фильтрограммами и H_β -доплерограммами. Для моментов времени 0235, 0325 и 0527 UT вдоль всего протяжения H_β -волокна были зарегистрированы преимущественно синие доплеровские смещения (рис.9, [2]), и только непосредственно перед вспышкой SN (0330-0345 UT, табл.) на участке волокна, прилегающем к пятну N2, наблюдалось красное доплеровское смещение (рис. 1c, d). Ранее в 0032 UT во время вспышки 2N/M5.8 примерно в этом же месте в H_β -волокне также наблюдались скорости, направленные от наблюдателя к поверхности Солнца. На H_α -фильтрограммах волокно F2 в целом более интенсивно в синем крыле, в нем оно прослеживается вдоль всей своей длины вплоть до $\lambda = H_\alpha - 1\text{\AA}$ (рис. 1f), что в общем согласуется с картиной скоростей, получаемой по H_β -доплерограммам. Максимальные скорости до 100 км с^{-1} наблюдались в отдельных участках волокна, как например, в узле “Kr.1” на рис.1e).

На сериях H_α -фильтрограмм (0309-0315 и 0330-0336 UT) видно, что вблизи пятна N2 существовал небольшой участок “Kr.2” (рис.1g), на-

блюдавшийся в красном крыле линии H_α (от $H_\alpha + 0.75$ до $H_\alpha + 2\text{\AA}$). В $\lambda = H_\alpha - 1.5\text{\AA}$, $H_\alpha - 2\text{\AA}$ участки волокна, прилегающие к N2, не были видны совсем, т.е. на H_α -фильтрограммах, также, как и на H_β -доплерограмме видно, что участок волокна F2, близкий к пятну N2, обладал красным доплеровским смещением, в то время как более западные участки F2 обнаруживали синие доплеровские смещения (рис. 1d-g).

Некоторое несогласие отмечается между H_α -фильтрограммами, снятыми в 0208-0210 UT, и H_β -доплерограммой (0235 UT). Самая восточная часть волокна F2, прилегающая к пятну N2, слабо видимая в $H_\alpha - 0.75\text{\AA}$, хорошо видна в $H_\alpha + 1\text{\AA}$ (рис. 1b). Возможно различие между картиной скоростей в промежуток времени 0209–0235 UT связано с эволюцией волокна F2.

На картах хромосферного магнитного поля (0154 и 0534 UT, рис. 5а,в, см. [2]) отчетливо видны волокнообразные структуры P1, P2 и T. Локализация двух из этих магнитных структур совпадает с положением восточной и западной частей волокна F2, наблюдавшегося в эти моменты времени. С третьей магнитной структурой можно сопоставить структуру F4, наблюдаемую в линии H_α (рис.1а) и располагавшуюся примерно параллельно волокну F2. В линии H_β аналога структуре F4 не наблюдалось. Возможно появление волокнообразных магнитных структур было связано с конфигурацией магнитного поля внутри волокна.

H_α -фильтрограммы (0208-0210 UT) были получены примерно через 15^m после максимума вспышки M1.1 (0154 UT [3]). В это время наблюдались внезапные ионосферные возмущения, начавшиеся в 0153 UT [3]. АО выглядела активной. Отличительной структурой в это время была петлеобразная структура F3, имеющая форму большого “флажка” в $H_\alpha + 1\text{\AA}$ (рис. 1а, b). Видна “нога”, основание которой расположено в пятне S3, причем разные участки петли более отчетливо были видны в разных длинах волн. Структура F3 осталась видимой в $H_\alpha + 0.75; +1\text{\AA}$ до 0335 UT, но уже в 0309 UT она стала очень слабой. Возможно, что эта большая магнитная структура существовала и до 02 UT. Эмиссионные узлы H_β вспышки в 0024-0031 UT (рис. 3а, 7а, [2]) выстраивались в цепочку вдоль дуги, которую позднее (0209 UT) “прослеживал” мощный абсорбционный флажок F3.

Итак, проанализированы поведение волокон и волокнообразных структур, наблюдавшихся в окрестностях областей всплывающего магнитного потока в середине АО 5669 в течение нескольких часов после вспышки 2N/M5.8 1 сентября 1989 г. (2350 UT), произошедшей в этом месте. На протяжении всего времени наблюдения волокна находи-

лись в активном состоянии и имели доплеровские скорости в десятки км с^{-1} , причем в некоторых местах лучевые скорости были порядка 100 км с^{-1} . Конфигурация и положение H_α и H_β волокон были практически идентичны. Наблюдалась определенная корреляция между H_α доплеровскими смещениями в волокне и H_β - доплерограммами. Проведено сравнение со структурами магнитного поля. H_α -волокно располагалось вдоль границы, разделяющей магнитные области разной полярности на уровне хромосферы. Наблюдавшаяся активизация волокон, по-видимому, объясняется медленным спадом активности в хвостовой и средней частях АО после вспышки 2N/M5.8, на фоне которого происходила более слабая активизация в виде повторяющихся субвспышек.

Список литературы

- [1] Якунина Г.В., Делоне А.Б., Макарова Е.А., Мышинских Н.А., Порфирьева Г.А., Рощина Е.М. // Тезисы докладов Всесоюзной конференции "Исследования по физике Солнца", Ашхабад, 1990. С.104.
- [2] Zhang H., Ai G., Li W., and Chen J. // Sol. Phys. 1992. V.146. P. 61.
- [3] Solar Geophysical Data. 1989. №543. Pt. 1; 1990. №547. Pt. 2.
- [4] Порфирьева Г.А., Якунина Г.В. // Изв. АН, сер. физ. 1995. Т.59. С.181.

М.С. Дурасова, В.М. Фридман, О.А. Шейнер (НИРФИ)

О радиопредвестниках ЕР-транзientа

30 марта 1980 года.

Аннотация

Рассмотрены явления в радиодиапазоне, предшествующие регистрации ЕР-транзientа по данным РАС НИРФИ “Зименки” на 6 длинах волн сантиметрового, дециметрового и метрового диапазонов. Отмечается широкий класс этих явлений, расширяющий возможности изучения КВМ по радиоданным.

Radio precursors of EP-Coronal Mass Ejection on March 30, 1980, by M.S. Durasova, V.M. Fridman, O.A. Sheiner

Abstract. The phenomena in solar radio emission preceding EP-Coronal Mass Ejection onset are considered. Our data consists of original recordings of solar radio emission during regular observations in the Radio Astronomical Observatory “Zimenki” at 6 frequencies in the range of 9100-100 MHz. Extensive amount of these events widens the possibilities of CME’ study using radio observations.

Актуальной проблемой в исследованиях солнечной активности является изучение корональных выбросов массы (КВМ) из атмосферы Солнца, называемых по проявлениям в оптическом свечении короны корональными транзientами (КТ). Часть этих выбросов имеет связь с взрывным энерговыделением — солнечными вспышками, регистрируемыми в оптическом и радиодиапазонах в интервалы времени, близкие к регистрации КВМ на коронографах. В то же время ряд событий КВМ не сопровождается вспышечным энерговыделением в оптическом диапазоне, тогда как такие процессы не могут не сопровождаться динамическими явлениями в солнечной атмосфере. Такого сорта квазивзрывными явлениями могут быть активизация и исчезновение протуберанцев, в соответствии с чем не сопровождаемые взрывным энерговыделением в оптическом диапазоне события иногда называют ЕР-транзientами [1].

Целью работы являлись поиск и анализ в радиодиапазоне явлений, связанных с формированием ЕР-транзientов. При анализе использованы материалы наблюдений КВМ на коронографе ИСЗ SMM [2], данные мировой сети наблюдений солнечных вспышек [3] и оригинальные записи наблюдений потоков радиоизлучения Солнца радиоастрономической станции НИРФИ “Зименки” на шести длинах волн от см до метров [4].

В работе рассмотрено изолированное событие КВМ, связанное с ЕР-транзientом 30 марта 1980 года, начало которого зарегистрировано на коронографе SMM в 10:33 UT. За час до начала регистрации по данным [3] зарегистрирована слабая оптическая вспышка класса *SF*, не сопровождаемая значительными явлениями в радиодиапазоне. На рис. 1

приводится схематическое изображение КВМ и отмечено местоположение вспышки, которая произошла во время формирования транзиента. Там же отмечены координаты вспышки и время ее максимума. Из рисунка видно, что данная вспышка произошла в другой полусфере Солнца и, по-видимому, не причастна к формированию КВМ. Нет также данных о наличии других активных событий на диске Солнца в указанный период.

На рис. 2 представлены совмещенные временные записи потоков радиоизлучения Солнца на 6-ти частотах, полученных на станции “Зименки” [4] с указанием масштабов каждой из записей в единицах солнечных потоков радиоизлучения (1 сеп = 10^{-22} Вт/м²·Гц).

Как видно из данного рисунка, в интервале времени формирования и первичного распространения данного КВМ в радиоизлучении наблюдалась высокая активность различных типов.

Во-первых, наблюдались два мощных всплеска в радиодиапазоне. Первый всплеск в 08:59 UT происходил на всех наблюдаемых длинах волн практически одновременно (с точностью до 10 сек.). Второй всплеск начался в 09:58 UT на частоте 2950 МГц, его начало сместилось на две минуты по данным на частоте 100 МГц, и сам всплеск имел сложную измененную структуру на частоте 100 МГц. Так как 1-й всплеск на различных длинах волн совпадает по времени, то из этого можно сделать вывод, что формирование КВМ происходило на всех высотах хромосферы Солнца одновременно, а наблюдаемые всплески можно рассматривать как предвестники КВМ. В то же время необычный растущий спектральный ход потока радиоизлучения всплеска в столь широком диапазоне может быть обусловлен увеличением количества излучающих частиц по мере подъема в нижней короне Солнца.

Во-вторых, на интервале времени 08:45-09:20 UT в дециметровом диапазоне длин волн (частоты 9100 и 2950 МГц) зарегистрированы

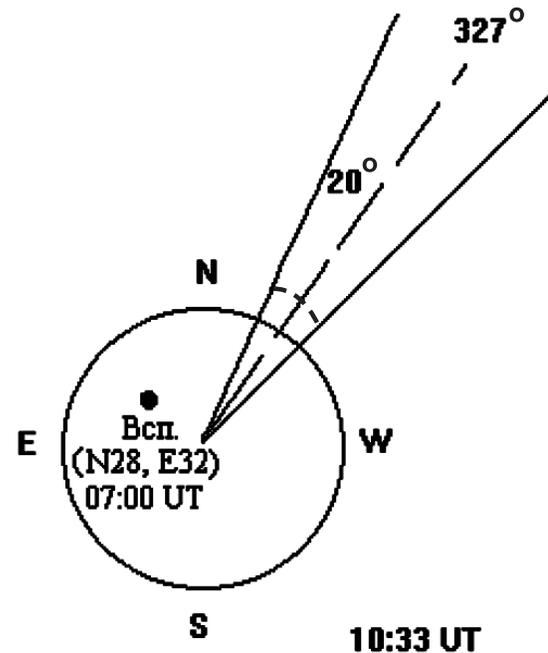


Рис. 1. Схематическое изображение события EP-транзиента 30 марта 1980 года. В градусах указаны центральный угол и широта КВМ.

30.03.80

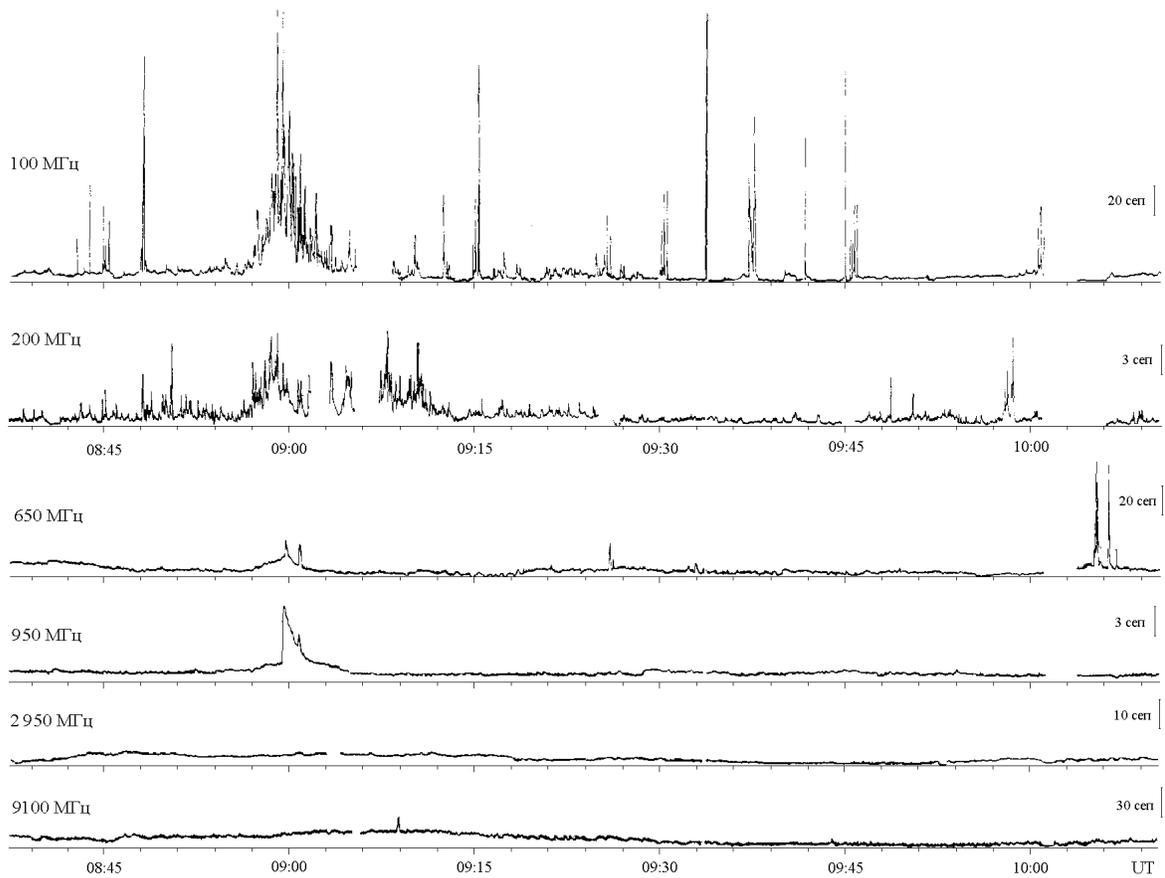


Рис. 2. Совмещенные временные записи потоков радиоизлучения Солнца на разных частотах.

всплески типа GRF (медленные подъем и спад радиоизлучения), что может являться следствием общего прогрева плазмы солнечной атмосферы на высотах излучения.

В-третьих, на всем анализируемом временном интервале также были зарегистрированы шумовые бури на частотах 200 и 100 МГц, которые усиливались в момент всплесков и прекращались в период между ними. Известно, что подобные бури порождаются эруптивными протуберанцами, а последние, как отмечалось выше, являются главной частью ЕР-транзиентов. Эффект прекращения шумовых бурь во время прохождения транзиентов отмечался в работах [5, 6] и связан с нарушением магнитной структуры петель, удерживающих частицы, ответственные за метровое излучение.

Важность рассмотрения именно этого события обусловлена следующими причинами:

1) его изолированностью, позволяющей уверенно рассматривать явле-

- ния в радиодиапазоне, связанные с формированием КВМ;
- 2) отсутствием оптических проявлений взрывного энерговыделения, по крайней мере, на часовом интервале до регистрации КВМ;
 - 3) наличием широкого спектра различных типов нестационарного излучения, характерных и для мощных событий КВМ, сопровождаемых в большинстве случаев оптическими вспышками. К ним относятся:
 - одновременные импульсные всплески в широком диапазоне длин волн типа S и C;
 - плавные всплески типа GRF;
 - шумовые бури в метровом диапазоне длин волн и их вариации на стадии прохождения КВМ в слоях нижней короны.

Таким образом, анализ на примере одного события показал наличие в радиоизлучении Солнца явлений, связанных с формированием и распространением КВМ при явлениях ЕР-транзиентов, что позволяет расширить класс изучаемых явлений КВМ по радиоданным.

Литература

1. Черток И.М. //Астрон. Жур., 1993, т. **70**, вып. 1. С. 165.
2. A Revised and Expanded Catalogue of Mass Ejections Observed by the Solar Mission Coronagraph. (ed. J. T. Burkepile, O.C. St. Cyr). National Center for Atmospheric Research, Boulder, USA, 1993, 233 p.
3. Solar Geophysical Data. 1980, № 426, 427, pt. 1.
4. “Радиоизлучение Солнца”. Март 1980. НИРФИ. Горький. 1980.
5. Гнездилов, А. А., Черток И. М. “Радиофизические исследования Солнечной системы” (ГАО РАН, Санкт-Петербург, Пулковое, 7-9 октября 1996 г.). Программы и тезисы докладов, с. 52.
6. Дурасова М.С., Фридман В.М., Шейнер О.А /В кн.: Проблемы современной радиоастрономии. XXVII Радиоастрономическая конференция. Т.2, С-Петербург. 1997. С.66-67.

Структура и динамика распределения магнитного поля и радиоизлучения активной области № 7978, давшей мощные вспышки в июле 1996 г.

Аннотация

Развитие комплекса активности, в котором выявлены взаимодействующие восточная и западная компоненты, привело к образованию активной области 7879. Структура распределения УФ и рентгеновского излучения в ней показывает наличие участков с закрытой и открытой геометрией магнитных силовых линий.

Structure and development of the distribution of magnetic field and radioemission of the active region 7978, that gave major flares in July 1996, by A.A. Golovko

Abstract. Development of the activity complex, where the interacting eastern and western components were revealed, led to the active region NOAA 7978 formation. The structure of distribution of ultraviolet and X-ray emission in it displays presence of areas with closed and open geometry of magnetic field lines.

Введение

Комплексные наблюдения по программе, связанной с запуском космической обсерватории SOHO, позволили получить наблюдательные данные в большом спектральном диапазоне и в различных режимах. В окрестности кэррингтоновской долготы 250° в апреле 1996 г. развился комплекс активности (КА). В июле он генерировал довольно мощные солнечные вспышки до балла X2.6. Фотосферные магнитограммы Китт Пик, спектрогелиограммы в ультрафиолетовом и рентгеновском излучении, полученные с помощью телескопов SXT Yohkoh и EIT SOHO, дают информацию о структуре и динамике магнитного поля активной области. Использование наблюдений на Сибирском Солнечном Радиотелескопе (ССРТ) [1] в корреляционном режиме позволило получать двумерное изображение всего диска на длине волны 5.2 см с пространственным разрешением $20''$ за 3 мин [2]. Накопленный опыт наблюдений NLS-источников, или источников над нейтральной линией, коррелирующих со вспышками [3,4], позволил идентифицировать в исследуемой АО такой источник, а также проследить его эволюцию во время прохождения АО по диску Солнца [2].

Наблюдения

Фотосфера в белом свете и хромосфера в линиях H_{α} и $K CaII$ наблюдались на Байкальской обсерватории ИСЗФ СО РАН 2-6, 10, 11, 13 июля 1996 г. Наблюдения радиоизлучения с помощью ССРТ на длине волны 5.2 см проводились ежедневно в течение всего светового дня. По системе World Wide Web были получены спектрогелиограммы всего диска Солнца в линиях $Fe XII 195\text{\AA}$ и $HeII 304\text{\AA}$ ультрафиолетового диапазона, снятые с помощью телескопа EIT SOHO, а также изображения в широкой полосе мягкого рентгеновского излучения, полученные с помощью телескопа Yohkoh и магнитограммы продольного поля всего диска Солнца в линии 8689\AA , полученные на обсерватории Китт Пик.

История комплекса активности и возникновение АО №7978

В таблице приведены сведения о наблюдавшихся в данном КА активных областях за период апрель-июль 1996 г.

Таблица. Данные об АО в исследуемом комплексе активности

CR, №	месяц, 1996 г.	№АО [SGD]/координаты (L, φ)
1908	IV	7958/L240S07; 7956/L260N06; 7957/L265S09
1909	V	7964/L255S07; 7962/L275S07
1910	VI	7971/L260S07; 7968/L290N03
1911	VI	7978/L250S11; 7977/L280

Исследуемый КА зародился в апреле 1996 г. на невозмущенном участке. Он включал в себя две биполярные АО №№7956, 7957, расположенные на одной и той же долготе 260° к северу и югу от экватора и образующие квадруполь (западная компонента КА), а также небольшую биполярную АО №7958 (восточная компонента КА). Такая дублетная структура обычно характерна для КА, порождающих вспышечно-продуктивные АО [5,6]. В дальнейшем ареал КА расширялся в долготном и широтном направлениях.

В обороте №1911, к началу рождения АО №7978, на долготе 240° располагалась старая факельная биполярная АО, к западу от которой простирались холмы поля отрицательной полярности.

Как показывают наблюдения восточного лимба в рентгене и УФ за 29.06–01.07.1996, корона над комплексом активности характеризовалась довольно однородной структурой, в которой невозможно было выделить какую-либо систему петель. Структуризация и реструктуризация произошли во время прохождения КА по диску Солнца. На за-

падном лимбе 13-14 июля можно было наблюдать довольно сложную структуру корональных петель, расположенных в несколько ярусов. По наблюдениям хромосферы в линии H_{α} 5 и 6 июля 1996 г. на месте будущей АО были видны изменения хромосферных фибрилл, завершившиеся образованием миниатюрной AFS. Это время можно считать временем рождения АО. Она развилась в тесном окружении факелов с полем отрицательной полярности, имеющих напряженность магнитного поля 50 – 100 Э. Активная область с самого момента рождения имела сложную магнитную конфигурацию с холмами поля хвостовой полярности, внедряющимися в головную часть. В ходе своего развития АО обнаруживала признаки перезамыкания с соседними структурами во все большей степени. Наиболее сильно связь проявляется с соседней старой факельной биполярной АО, примыкающей к ней с востока (условно будем называть ее АО1). К 9 июля хвостовая часть АО №7978 вошла в контакт с головной частью АО1, и в результате возникла новая линия раздела полярностей в области контакта. АО1 проявляла признаки активности еще до появления АО №7978. Так, спектрогелиограмма SXT в рентгене за 6 июля (6 час 8 мин UT) показала систему ярких петель над АО1.

Динамика магнитного поля активной области

Наблюдавшиеся в рентгеновском и УФ излучении петли очерчивают реально существующие магнитно-плазменные жгуты, в которых вещество имеет такие температуру, плотность, степень турбулизации, при которых возбуждается излучение в тех линиях и полосах спектра, которые находятся в области чувствительности приемника излучения. Поэтому комбинация изображений в различных диапазонах спектра была здесь использована для реконструкции магнитной конфигурации АО №7978. На рис.1 показана схема магнитной конфигурации АО на 8 июля. Ее примечательной особенностью является наличие двух петельных систем 1 и 2 (рис.1). АО 7978 расположена между ними, примыкая к участку с открытыми силовыми линиями 3. Такие участки выявляются как области пониженной яркости при изучении изображений в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах [7]. Они могут порождаться перестройкой сложной магнитной конфигурации [8]. При заходе АО за западный лимб в ее корональной части был виден луч пониженной яркости, расположенный между петельными системами 1 и 2.

Хвостовая часть АО 7978 обнаруживает признаки магнитного перезамыкания с факельной площадкой, примыкающей к ней с востока и имеющей противоположную магнитную полярность. Магнитная конфи-

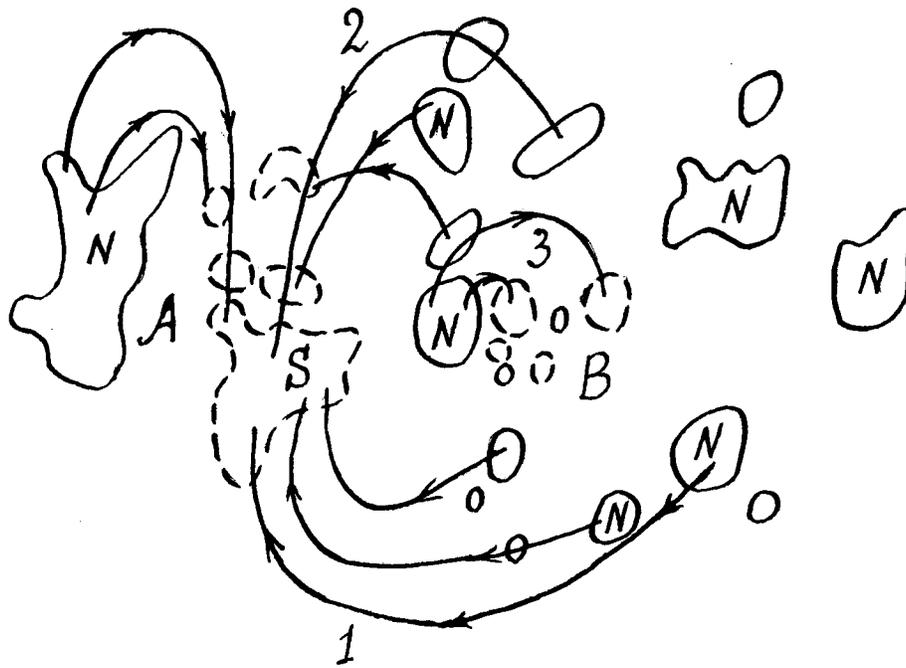


Рис. 1. Схема магнитной конфигурации активной области 7978 и комплекса активности в проекции на картинную плоскость на 8 июля 1996 г. Силовые линии магнитного поля по корональным структурам в УФ и рентгене показаны линиями со стрелками, магнитные холмы — сплошными линиями (N-полярность) и пунктирными (S-полярность). 1 и 2 — петельные системы, 3 — участок с открытыми силовыми линиями, А — активная область АО1, В — активная область 7978.

гурация области нового магнитного потока с самого начала была сложной (δ -конфигурация). Измерения магнитного поля солнечных пятен Крымской астрофизической обсерватории 9 июля показывают две особенности: сильное поперечное поле напряженностью 2200 Э в центре АО и сильное продольное поле напряженностью 2800 Э в лидирующем пятне АО. Темп эволюции был типичным для нового потока: в течение первых двух суток величина нового потока достигла 5×10^{21} Мкс.

Вспышечная активность и NLS-источник 5 см радиоизлучения

Согласно Solar-Geophysical Data [9], АО №7978 за период прохождения по диску Солнца произвела 14 вспышек рентгеновского класса С, две вспышки класса М и одну вспышку класса Х. На Байкальской обсерватории ИСЗФ 10 июля с 2 до 3 час UT в линии H_{α} наблюдалась небольшая двухленточная вспышка. Расположение лент примерно соответствует фотосферному сечению сепаратрисных поверхностей, разделяющих зоны замкнутого внутри активной области магнитного потока и потока, перезамкнувшегося за ее пределами.

Как выявлено в работе [2], в структуре распределения радиоизлу-

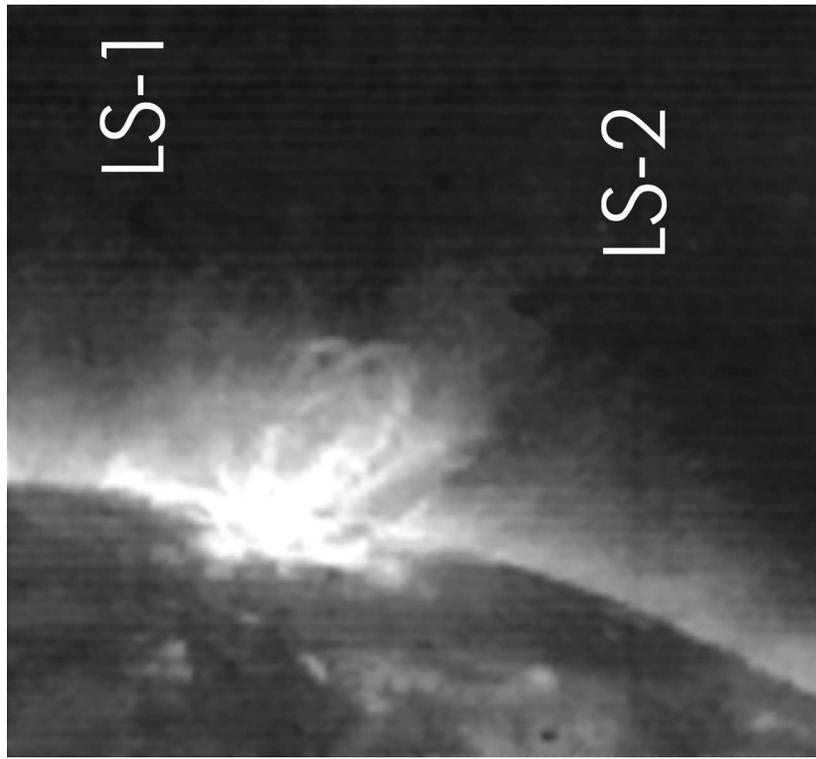


Рис. 2. Спектрогелиограмма АО 7978 в линии FeXII 195Å (SOHO) за 11 июля 1996 г.

чения на волне 5.2 см четко выделялось 3 источника: восточный, центральный и западный. Центральный источник имел правую круговую поляризацию; к 8 июля он стал слабополяризованным. Будучи компактным и интенсивным, он был идентифицирован как NLS-источник, расположенный над нейтральной линией продольного магнитного поля, типа тех, что пристально изучаются в последнее время в связи с происхождением солнечной вспышки [3,4]. Отметив это обстоятельство, наблюдатели ССРТ ожидали вспышку, и она действительно произошла в 9 час 01 мин UT 9 июля. NLS-источник проецируется на область глубокого изгиба линии раздела полярностей и располагается над участком, где, по данным КрАО, особенно велик градиент магнитного поля и сосредоточено сильное поперечное поле. Это уточняет полученный ранее [10] вывод о корреляции подобных пекулярных радиоисточников с областями нового магнитного потока.

Обсуждение и выводы

Работы японских астрофизиков по материалам первых наблюдений с борта Yohkoh [11] во многом прояснили картину перестройки магнитной конфигурации при нестационарных процессах в короне: вытягивание шлемообразной структуры вверх, пересоединение внутренних ее частей

с образованием новой аркады петель. Наблюдения АО 7978, кратко описанные в данной работе, не противоречат картине геометрии процесса перестройки магнитной конфигурации АО в короне, описанной в модели Корр and Рнеуман [12]. Эта картина также близко соответствует развиваемой в работе [13] идее аналогии между солнечной вспышкой и магнитосферной суббурей.

Перечислим основные выводы нашего исследования:

1. Активная область 7978 являлась элементом комплекса активности, развившегося в течение четырех солнечных оборотов и имевшего дублетную структуру с концентрацией активности в двух ареалах.
2. Активная область была расположена в промежутке между двумя крупномасштабными арочными системами и в ходе своего развития вошла в контакт с соседними структурами.
3. Структура распределения УФ и рентгеновского излучения АО предполагает наличие в ее составе участков с закрытой и открытой геометрией магнитных силовых линий.

Автор выражает благодарность А.М.Уралову и В.В.Гречневу за обсуждение и предоставление материалов наблюдений на ССРТ, а также Е.Голубевой за выполнение наблюдений хромосферы, использованных в данной работе. При анализе структуры магнитного поля использованы результаты регулярных наблюдений магнитных полей пятен КрАО, любезно предоставленные Н.Н.Степанян. Работа выполнена в рамках проекта, поддержанного грантом РФФИ 96-02-166644.

Литература

1. Smolkov G.Ya., Pistolkors A.A., Treskov T.A., Krissinel B.B., Putilov V.A., Potapov N.N. // *Astrophys. Space Sci.*, 1986, V.119, P.1-4.
2. Uralov A.M., Grechnev V.V., Lesovoy S.V., Sych R.A., Kardapolova N.N., Smolkov G.Ya., Treskov T.A. // *Solar Physics*, 1998, V.178, P. 557.
3. Sych R.A., Uralov A.M., Korzhavin A.N. // *Solar Physics*, 1993, V.144, P.59.
4. Уралов А.М., Сыч Р.А., Лубышев Б.И., Нефедьев В.П., Головкин А.А., Коробова З.Б., Алиссандракис К.Е., Смарт Р.Н., Чжан

- Хунци. / Исследования по геомагн., аэроном. и физике Солнца, Новосибирск, Наука, 1996, вып.104, С. 23.
5. Головки А.А. / Исслед. по геомагн., аэрономии и физике Солнца. М: Наука, 1983, вып.65, С.121.
 6. Головки А.А. / Исслед. по геомагн., аэрономии и физике Солнца. М: Наука, 1985, вып.72, С.114.
 7. Svestka Z., Solodina C.V., Howard R., Levine R.H. // Solar Physics, 1977, V.55, P. 359.
 8. Syrovatskii S.I. // Solar Phys., 1982, V.76, p. 3.
 9. Solar-Geophysical Data, 1996, №625, Pt.1.
 10. Borovik V.N., Drake N.A., Golovko A.A. / Solar Magnetic Fields and Corona. Proceedings of the XIII Cons. Meet. on Solar Phys., V.2, Nauka, SD, 1989, P.162.
 11. Tsuneta S., Takahashi T., Acton L.W., Bruner M.E., Harvey K.L., Ogawara Y. // Publ. Astron.Soc. Japan, 1992, V.44, L211.
 12. Kopp R.A., Pneuman G.W. // Solar Phys., 1976, V.50, P.85.
 13. Uralov A.M. // Solar Phys., 1996, V.168, P.311.

Результаты исследования бомб Эллермана

Аннотация

Выполнен анализ спектральных наблюдений бомб Эллермана. Результаты наблюдений интерпретируются в рамках модели всплывающей компактной петли с сильным магнитным полем. Приведены оценки характеристик токового слоя.

Results of the investigation of Ellerman bombs, by G.I. Kornienko

Abstract. Analysis of spectral observations of Ellerman bombs have been carried out. The results of observations are interpreted in terms of the model of a rising compact loop with the strong magnetic field. The estimations of characteristics of a current sheet are made.

Из наблюдений известно, что бомбы Эллермана (БЭ) часто встречаются физически связанными парами [1-3]. Захариадис и др. [3] нашли, что половина БЭ состоят из двух компонентов со средним расстоянием между ними 2200 км. Как правило, БЭ в такой паре развиваются синхронно. Вероятно, такие БЭ являются основаниями компактных магнитных петель.

По H_{α} -спектрограммам изучены характеристики профилей линий в 46 тесных парах БЭ [4]. Необходимо подчеркнуть, что речь идет о спектрограммах и парой считается такая система, компоненты которой одновременно попадают на щель спектрографа. Так как щель в активных областях ориентирована произвольно, можно предполагать, что пары БЭ встречаются гораздо чаще, чем это видно на спектрограммах.

Гистограмма расстояний между компонентами пар БЭ имеет резкий максимум в интервале 2200-2900 км, среднее расстояние по всем измерениям около 2900 км, минимальное расстояние 1100 км.

Практически у всех БЭ эмиссионные H_{α} -профили асимметричны по интенсивности крыльев и их протяженности. В 42 % случаев асимметрия пиков интенсивности при переходе от одного компонента пары к другому изменяет знак. Иногда асимметрия выражена так сильно, что для одного компонента наблюдается только красное крыло, а для другого — только фиолетовое.

Количественно асимметрия A профилей БЭ выражалась как отношение пиковых интенсивностей усов в красном и фиолетовом крыльях, полученных в результате микрофотометрической обработки спектрограмм. Между величиной асимметрии A и относительным смещением эмиссионного и абсорбционного профилей усов $\Delta\lambda$ имеется линейная зависимость. При малых $\Delta\lambda$ асимметрия мала, при увеличении $\Delta\lambda$ A

линейно растет, знак ее определяется знаком смещения $\Delta\lambda$. Отметим, что коэффициенты корреляции между A и смещениями только эмиссионного или только абсорбционного профилей малы и соответствующие зависимости имеют большое рассеяние точек.

Исследованию БЭ посвящена обширная литература, но их природа до сих пор остается неясной. Многие исследователи связывают феномен БЭ с магнитными полями и специфическими движениями плазмы. БЭ чаще всего встречаются в молодых развивающихся активных областях со сложной магнитной структурой. Так же как и солнечные вспышки, БЭ локализованы вблизи нулевых линий продольного магнитного поля и в местах вкрапления полей противоположной магнитной полярности. Существующие оценки напряженности магнитного поля в местах локализации БЭ лежат в пределах от 300 до 1500 Гс.

Северный [5] предложил для объяснения широких эмиссионных крыльев БЭ модель, согласно которой БЭ есть компактная область со сходящимися или расходящимися струями плазмы.

Согласно [6] изотермическое сжатие или изотермическое распространение вертикальной ударной волны может дать явление БЭ. Наилучшее согласие с наблюдаемыми профилями дает модель, в которой БЭ локализована на высотах от 700 до 1200 км, кинетическая температура в области БЭ на 1500 К больше, а плотность водородных атомов в 5 раз выше, чем в невозмущенной области.

Модель, объясняющая свечение БЭ как результат омической диссипации индукционных токов, предложена в [7]. Рекомбинация ускоренных протонов может дать наблюдаемые профили линий БЭ.

Существует ряд моделей, объясняющих феномен БЭ, подобно вспышкам, аннигиляцией магнитных полей в токовых слоях [8,9]. Наиболее разработанной моделью этого типа является модель Пикельнера [8], согласно которой БЭ образуется в более глубоких, чем вспышка, слоях атмосферы при большой плотности плазмы и напряженности магнитного поля. Во вспышках энергия магнитного поля главным образом расходуется на ускорение частиц, а в БЭ — на ускорение потоков плазмы.

Предположим, что БЭ образуются в основаниях тонких (диаметр 300 км), интенсивных (напряженность магнитного поля 1000 Гс) силовых трубках, имеющих форму петель, фотосферные основания которых разнесены на расстояние около 3000 км. Если такая петля всплывает под лежащей выше петлей с противоположным направлением магнитного поля, то в месте их контакта может образоваться токовый слой (ТС). Основанием такой схемы является наблюдаемый факт появления

БЭ вблизи темных водородных волокон с поперечником от 1500 до 4500 км и длиной до 15000 км [1,10]. Эти волокна могут быть частями арочных систем или фибриллами. В ряде работ, например [11], показано, что ТС может сформироваться в хромосфере и даже в фотосфере. Согласно [11] низкотемпературный ТС в области температурного минимума способен обеспечить формирование крупного протуберанца и быть источником спикул.

Параметры ТС зависят от напряженности магнитного поля и скорости сближения полей противоположных знаков. Оценим характеристики стационарного нейтрального ТС на различных высотах в солнечной атмосфере. Входными параметрами являются напряженность магнитного поля и скорость втекания в ТС. Выходными параметрами модели будут толщина ТС l , его ширина L и скорость V , с которой плазма выбрасывается с торцов ТС. Связь входных и выходных параметров ТС дается выражениями [12]:

$$l = \frac{\eta}{V_0}, \quad L = \frac{\rho V l}{\rho_0 V_0}, \quad V = \frac{B_0}{\sqrt{\mu \rho}},$$

где η — коэффициент магнитной диффузии, μ — магнитная проницаемость, ρ_0 и ρ — плотность плазмы вне и внутри ТС соответственно, V_0 — скорость втекания плазмы в ТС. Результаты вычислений для модели атмосферы HSRA и входных параметров $B_0 = 1000$ Гс и $V_0 = 1$ км/сек приведены в таблице.

h , км	0	400	800	1200
l , м	2.0	3.4	2.7	2.0
L , м	12.8	104	573	2364
V , км/сек	6.4	30.6	212	1182

Из таблицы видно, что скорость плазмы, вытекающей с торцов ТС в противоположных направлениях, уже на высотах, больших 800 км, достаточна для обеспечения протяженности крыльев БЭ. Ориентация ТС в атмосфере может быть произвольной, и это объясняет спектральные особенности БЭ как на диске Солнца, так и на лимбе. В частности, асимметрия профилей линий может быть следствием того, что один поток плазмы из ТС направлен в сторону возрастания плотности, а в другом направлении плотность убывает. В том случае, если ТС образуется в вершине петли, то потоки плазмы с его торцов тангенциальны и могут наблюдаться за солнечным лимбом. В последнем случае асимметрия профилей линий БЭ может не проявляться.

В наших вычислениях предполагалась несжимаемость плазмы и равенство температур внутри ТС и вне его. Грубая оценка в предположении, что приток магнитной энергии в ТС сбалансирован только потерями на излучение, показывает, что на высотах, больших 800 км, температура ТС может превысить ее пороговое значение для возникновения микротурбулентности. Это согласуется с результатами [13], где показано, что при $B_0 = 1000$ Гс и $V_0 = 1$ км/сек микротурбулентность в ТС может возбуждаться уже на высотах около 1000 км.

Представляется вероятным, что совместное действие потоков плазмы и частиц из ТС и сифонных течений вдоль компактных петель, возникающих из-за асимметричного прогрева их оснований, могут обеспечить весь комплекс наблюдаемых характеристик БЭ.

Литература

1. Bruzek A. // Solar Phys. 1972. V.26. №1. P. 94.
2. Kurokawa H., Kawaguchi I., Funakoshi Y., Nakai Y. // Solar Phys. 1982. V.79. №1. P.77.
3. Zachariadis Th.G., Alissandrakis C.E., Banos G. // Solar Phys. 1987. V.108. №2. P. 227.
4. Корниенко Г.И. / Солнечная активность и ее влияние на Землю. Владивосток: Дальнаука, 1996. С.130.
5. Северный А.Б. // Изв. КрАО. 1957. Т.17. С.129.
6. Kitai R. // Solar Phys. 1983. V.87. №1. P.135.
7. Ден О.Е. / Солнечная активность и солнечно-земные связи. Владивосток: Дальнаука, 1991. С.41.
8. Пикельнер С.Б. // Астрон. журн. 1974. Т.51. №2. С.233.
9. Остапенко В.А. // Письма в Астрон. журн. 1981. Т.7. №9. С.561.
10. Ден О.Е., Корниенко Г.И., Махмутов Ф.М., Михалина Ф.А. // Солнечн. данные. 1983. №11. С.85.
11. Litvinenko Yu.E., Somov B.V. // Solar Phys. 1994. V.151. №2. P.265.
12. Прист Э.Р. Солнечная магнитогидродинамика. Пер. с англ. М.: Мир, 1985.
13. Tur T.J., Priest E.R. // Solar Phys. 1978. V.58. №1. P.181.

И.Ф. Никулин (ГАИШ МГУ)

Структура и движение в послевспышечной системе петель 15 июня 1991 года

Аннотация

По спектрогелиограммам и спектрам в линиях H_α , H_β , К Ca II и He I 10830Å проанализирована структура системы петель после мощной гамма-вспышки 15.06.91. Установлен характер движений в отдельных петлях и системе в целом.

Structure and motion in the post-flare loop system of 15 June 1991, by I. F. Nikulin

Abstract. The analysis of loop system observed after strong γ - flare on 15 June 1991 is made with the use of spectroheliograms and spectra obtained in the H_α , H_β , К Ca II and He I 10830Å spectral lines. The character of motion of matter in separate loops and whole loop system is described.

Введение

Системы послевспышечных петель представляют большой интерес для исследований, так как обычно они связаны с крупными группами пятен и мощными вспышками высоких рентгеновских баллов. После таких вспышек горячая плазма заполняет уже существовавшую в активной области систему магнитных трубок, визуализируя ее в свете различных спектральных линий широкого диапазона потенциалов возбуждения от бальмеровской серии водорода до корональных линий. При этом реализуется процесс нестационарного возбуждения различных атомов и ионов потоками энергичных частиц в магнитных трубках. Петли обычно существуют в виде аркады, которая, постепенно слабея и расширяясь, наблюдается в течение нескольких часов после максимума вспышки, и чаще всего связаны с двухленточными вспышками.

Наблюдения

Активная область NOAA 6659 [1] (СД 220 [2]) наблюдалась на солнечном башенном телескопе ГАИШ АТБ-1 не только при ее прохождении 3-16 июня 1991 г. (кэррингтоновский оборот №1843), но и на двух предыдущих оборотах. Эта высокоширотная группа дельта-конфигурации дала ряд мощных гомологических вспышек предельных рентгеновских баллов.

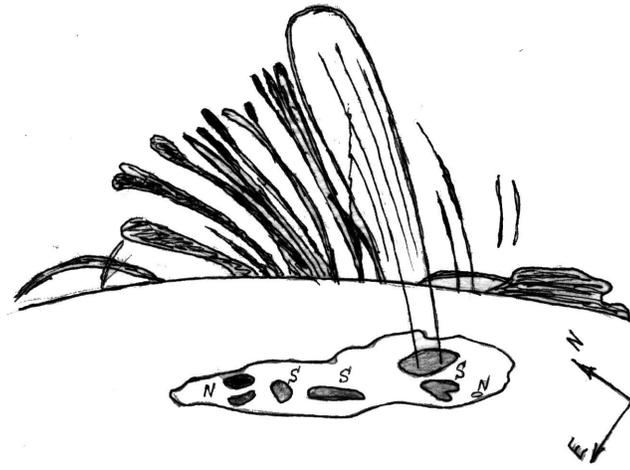


Рис. 1. Схема системы петель на NW-лимбе 15.06.91.

Вспышка 15.06.91 в максимуме своего развития не могла наблюдаться в Москве по погодным условиям, однако после улучшения погоды около 13^h UT были начаты наблюдения с помощью универсального визуального спектрогелиографа (УВС) [3] в линии H_{α} и ее крыльях, а также в линиях H_{β} , К Са II и He I 10830 Å. За период наблюдений с 13:25 до 17:16 UT были получены спектрогелиограммы в этих линиях и спектры в области H_{α} и 10830 Å, а также бесцелевые изображения петельной системы в спектральных линиях H_{α} , $D_3\text{HeI}$, H_{β} , К Са II, He I 10830 Å.

Анализ наблюдений

Несмотря на дельта-конфигурацию, на предыдущем обороте (в мае, NOAA 6619) группа была не очень активной, возможно, из-за отсутствия достаточно крупного пятна положительной полярности, появившегося на третьем (июньском) прохождении, когда серия очень мощных вспышек привела к быстрому разрушению группы, так что при следующем появлении от группы осталось только несколько пор.

Магнитная структура группы 6659 была следующей: несколько крупных пятен S-полярности, окруженных порами, а также два пятна N-полярности в хвостовой части группы. При этом все пятна заключены в общую полутень. Окружающий флоккул имел полярность, противоположную центральному пятнам [4].

К моменту начала наблюдений в 13:25 UT над активной областью, находящейся вблизи западного лимба, наблюдалась развитая система петель. Высота ее доходила до $1.4 \cdot 10^5$ км, протяженность вдоль лимба в картинной плоскости— $2.3 \cdot 10^5$ км. Породившая ее вспышка бал-

ла 3В/X12 с координатами N33W69 произошла 15.06.91 г. в интервале 06:33–11:17 UT с максимумом в 08:31 [1]. Вспышка была белой и дала длительное гамма-излучение, а также протоны с $E \leq 10^9$ эВ.

Система петель имела характер аркады, приблизительно параллельной лимбу, однако петли были не только очень разной интенсивности и высоты, но и имели сильный наклон к NE, увеличивающийся к хвостовой части группы до $\sim 70^\circ$. Наклон петель, вероятно, связан с сильным наклоном оси хвостового пятна, из-за чего до прохождения группы через ЦМ было невозможно определить полярность пятна — поле было поперечным [5]. Кроме относительно регулярной аркады петель, на них также накладывались отдельные петли, соединяющие разнополярные области. Скорость раздвигания оснований петель была небольшой и за период наблюдений составила ~ 10 км/с.

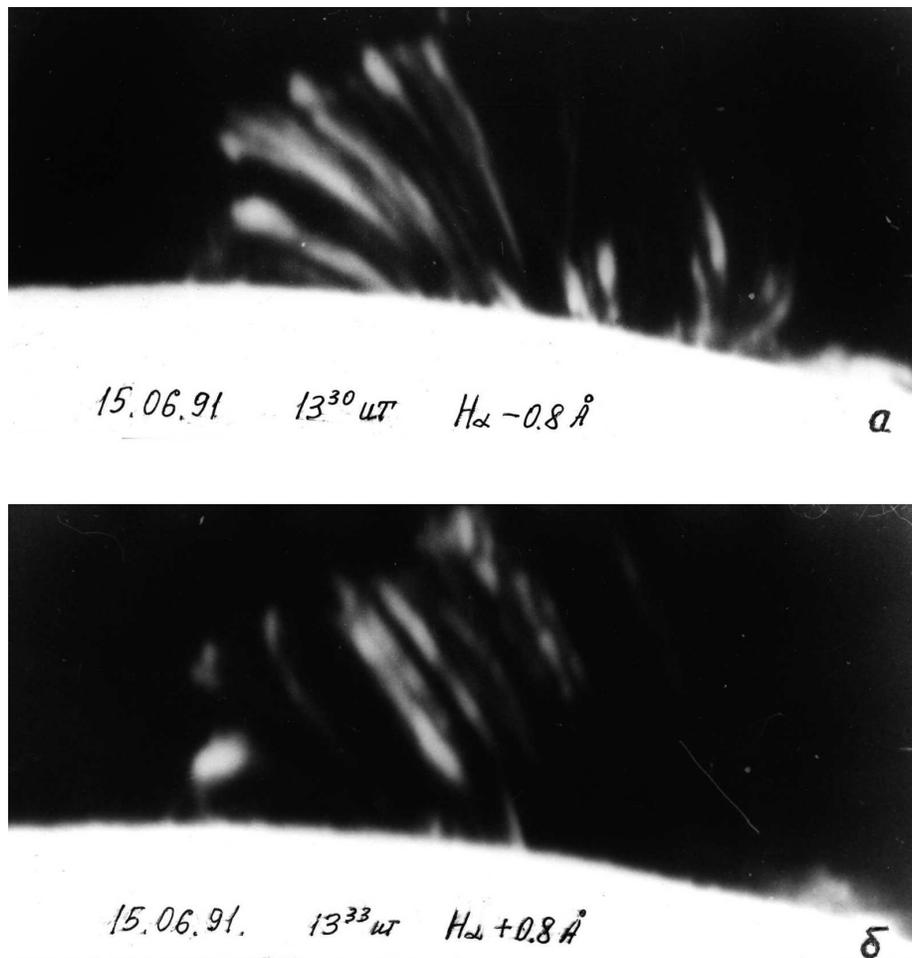


Рис. 2. Система петель в крыльях линии H_α : (а) -0.8 \AA , (б) $+0.8 \text{ \AA}$

Недостаточное пространственное разрешение не позволило определить локализацию оснований всех петель, но по крайней мере две петли связаны непосредственно с ядром наиболее крупного пятна, где наблю-

дались компактные, очень яркие участки в местах контакта с основаниями петель. Спектры системы петель в области H_α были получены в интервале 14:12–14:30 UT путем ступенчатого сканирования по высоте. Щель спектрографа была приблизительно параллельна лимбу. Спектры в области 10830\AA зарегистрированы в 14:32–14:42 UT.

На спектрах в области H_α хорошо заметно расщепление линии на эмиссионные сгустки до величины 2\AA , т.е. скорости в петлях с учетом геометрии превышают 50 км/с и направлены вниз, к фотосфере. Отдельные детали имели ширину до 6\AA , что очевидно связано с нестационарными турбулентными процессами. Вершины большинства петель имели повышенную яркость, вероятно, из-за большей оптической толщины при совпадении оси петли с лучом зрения.

Выводы

1. Система послевспышечных петель 15.06.91 имела очень сложную структуру, отражающую сложную конфигурацию магнитных полей в активной области 6659.
2. Петли соединяли разнополярные объекты, причем некоторые петли начинались непосредственно в ядрах крупных пятен в виде ярких оснований петель.
3. Преимущественное движение в петлях — вниз, к фотосфере, со скоростями $\geq 50\text{ км/с}$, при этом основания системы петель раздвигались со скоростями порядка 10 км/с .
4. Все петли были наклонены к хвостовой части группы, т.е. к северо-востоку, причем наклон увеличивался к периферии до углов порядка 70° , что, по-видимому, было связано с большим наклоном магнитной трубки хвостового пятна.
5. Вершины большинства петель имели повышенную яркость, вероятно, из-за большей оптической толщины.

Список литературы

1. Solar Geophysical Data, 1991, №563.
2. Солнечные данные. 1991, №6, с.16.
3. Никулин И.Ф. // Приборы и техника эксперимента. 1994. №1. С.149.
4. Бабин А.Н., Коваль А.Н. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1993. Т.88. С.60.
5. Hongoi Zhang et al. // Astrophys. J. 1994. V. 423. P.828.

Хромосферная активность и изменения магнитных полей в АО 6659

Аннотация

На основании изучения серий монохроматических изображений в линиях H_α и D_2 и карт магнитного поля прослежена эволюция большой группы пятен 6659 в период с 4 по 15 июня 1991 года. Приводятся данные о вспышечной активности области и анализируется ее связь с изменениями магнитного поля.

The chromospheric activity and changes of magnetic fields in AR 6659, by S. Bogachev

Abstract. A magnetic, chromospheric and photospheric evolution of big active region AR 6659 is presented. Active region produced six very large, long-duration flares (X10/12) during its disk passage in June 1991. We analyze a connection between beginning of these flares and rapid changes of magnetic field.

Введение

Для понимания происходящих на Солнце процессов с большим энерговыделением наибольший интерес представляют группы пятен большой площади. Именно с ними связаны самые мощные хромосферные вспышки, сопровождаемые потоками энергичных частиц, гамма-всплесками и жестким рентгеновским излучением. В работе рассмотрена одна из наиболее мощных групп пятен последнего цикла, пик активности которой пришелся на июнь 1991 года — АО 6659.

Фотосферная и хромосферная эволюция группы была прослежена по спектрогелиограммам, полученным сотрудником отдела физики Солнца ГАИШ к.ф.-м.н. И.Ф. Никулиным в линии H_α и линии $Na I D_2$. Пробел в фотосферных наблюдениях за 10 июня был заполнен изображением группы в белом свете, взятым из работы [1]. Эволюция магнитного поля активной области за период 4-15 июня изучалась по магнитограммам, полученным в Marshall Space Center Solar Observatory и в Huairou Solar Observing Station ([2] и [3]). Информация о локализации главных лент вспышек взята из работы [2]. Дополнительные данные о мощных хромосферных вспышках были получены из Solar-Geophysical Data [4] и [5].

В первой части работы описана эволюция группы на фотосферном уровне. Во второй проанализирована вспышечная активность области и ее связь с изменениями магнитного поля.

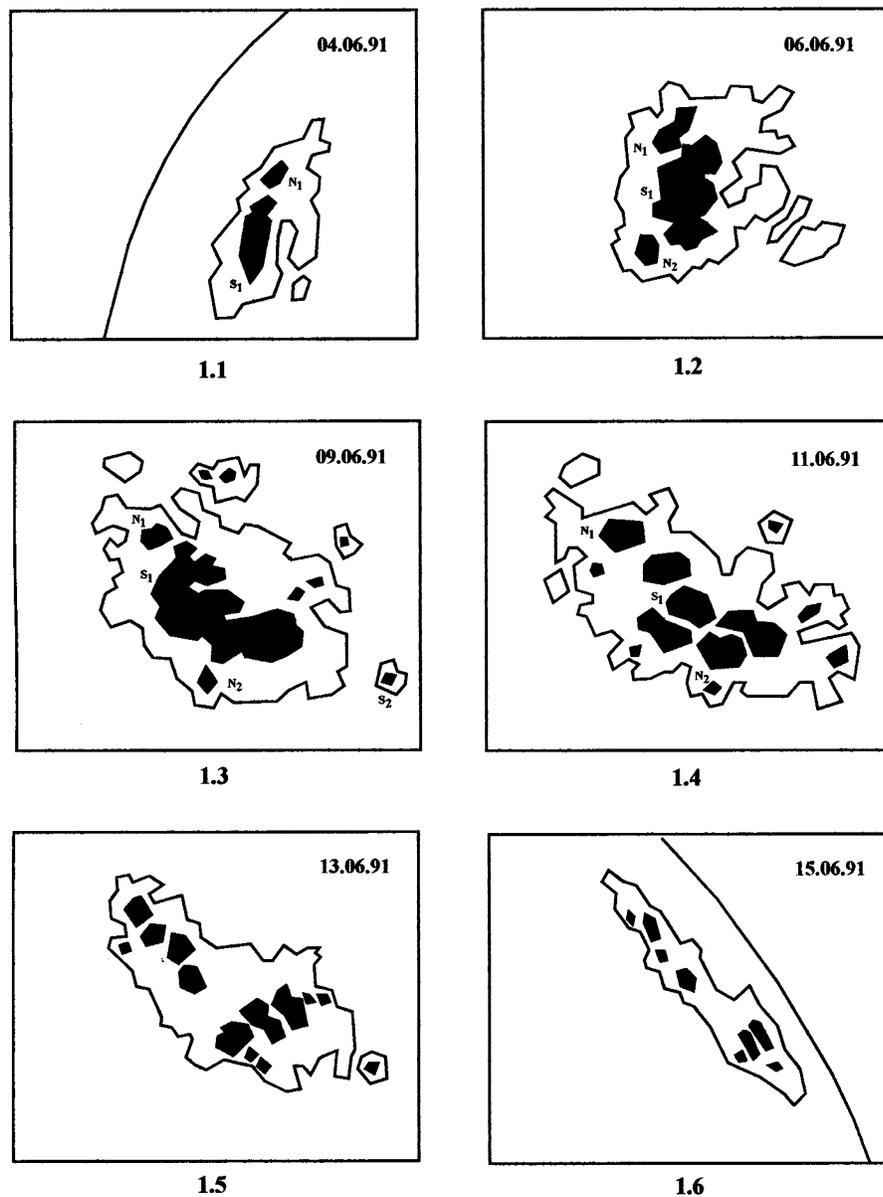


Рис. 1.

Фотосферная эволюция активной области

Фотосферная эволюция группы отслеживалась по зарисовкам, охватывающим период с 4 по 15 июня, в течение которого активная область наблюдалась на диске. Часть их приведена на рис. 1.1-1.6.

В первые дни наблюдений (см. рис. 1.1 и 1.2) область состояла из двух больших пятен противоположной полярности, окруженных общей полутенью, и представляла типичную δ -конфигурацию. Эти два пятна (S_1 и N_1), а также небольшое пятно N_2 положительной (северной) полярности, ставшее видимым 5 июня, и составляли основной костяк группы. Структура в целом сохранялась неизменной на протяжении

нескольких дней вплоть до 9 июня. Хотелось бы, однако, отметить ряд процессов, которые хоть и не повлияли на общую конфигурацию пятен, но все же частично изменили вид группы в белом свете. Речь, в частности, идет об изменениях в очертании центрального пятна S_1 , в котором постепенно выделились четыре ядра (рис. 1.1-1.3), и о постепенном разрушении северо-восточного края полутени, происходившем вплоть до 11-12 июня.

9 и 10 июня в фотосферной структуре группы произошли быстрые и значительные изменения (см. рис. 1.3 и 1.4). Во-первых, в эти дни возникло 8 новых пятен, 6 из которых имели положительную полярность. Характерно, что все они были связаны с нестационарными потоками магнитного поля. В эти же дни произошел распад пятна S_1 на 6 фрагментов. Обращает на себя внимание тот факт, что пятно разделилось на отдельные части в течение одних суток, хотя предшествовавшие этому процессы выделения ядер заняли не менее шести дней.

После 10 июня фрагментация центрального пятна S_1 быстро продолжалась. Проследить большинство его обломков было невозможно из-за их чрезвычайно малого размера, поэтому на зарисовках этих дней приведены лишь основные фрагменты. Можно отметить также постепенное исчезновение группы новых пятен, появившихся 9-10 июня. К 15 июня все они уже отсутствовали (см. рис. 1.5 и 1.6).

Вспышечная активность группы и ее связь с изменениями магнитного поля

Изучаемая группа была очагом многочисленных вспышек. В целом, в июне 1991 года в ней было зарегистрировано тридцать вспышек, шесть из которых имели класс X10/12. Следует особо отметить, что пять вспышек наблюдались в белом свете. Таким образом, по своей вспышечной активности группа не имеет себе аналогов за несколько предшествующих циклов.

Эволюция магнитного поля прослеживалась по магнитограммам, взятым из работ [2] и [3]. Фрагменты этих карт, связанные с областями наиболее мощных вспышек приведены на рис. 2.1-2.4. Сплошной линией на них показано поле положительной (северной) полярности, а пунктирной — поле отрицательной (южной) полярности. Широкие черные полосы на некоторых картах показывают положение главных лент соответствующих белых вспышек.

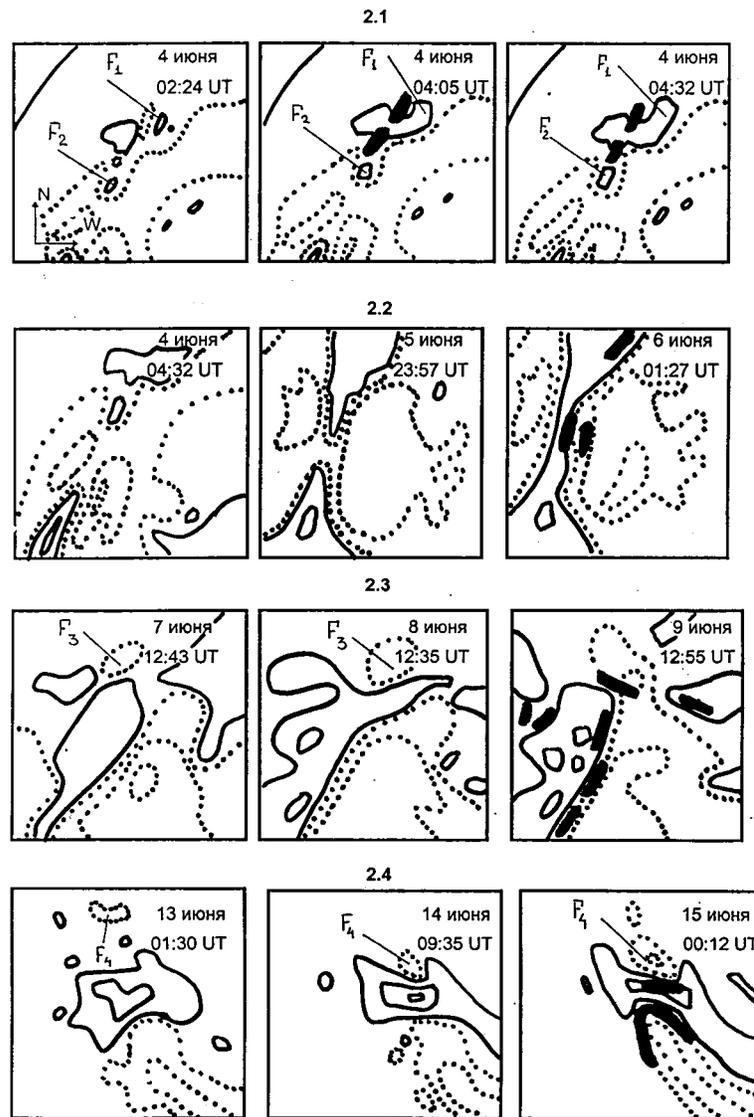


Рис. 2.

Белая вспышка 4 июня

Детальное исследование изменений магнитного поля, предшествовавших этой вспышке проведено ранее в работе [3]. Авторы обращают внимание на развитие двух небольших потоков магнитного поля положительной полярности (F_1 и F_2 на рис. 2.1). Они наблюдались между 02:24 UT и 04:45 UT. Процесс всплывания потоков совпал и по времени и пространственно с началом белой вспышки (03:37 UT). Авторы делают вывод, что именно это быстрое всплывание новых потоков северной полярности могло инициировать начало соответствующей вспышки.

Вспышка наблюдалась в виде двух главных лент. Первая располагалась вблизи потоков F_1 и F_2 и покрывала пятно N_1 (рис. 2.1). Вторая наблюдалась над восточной частью пятна S_1 (не показана на рисунке).

Ленты были связаны большой системой послевспышечных петель.

Белая вспышка 6 июня

Характерной особенностью первых дней наблюдений было постепенное развитие двух положительных потоков магнитного поля, связанных с пятнами N_1 (NE -поток) и N_2 (SE -поток). Первоначально они были разделены обширной областью поля противоположной (отрицательной) полярности, однако по мере всплывания промежутки между потоками постепенно уменьшались, что привело в итоге к их слиянию. В результате 6 июня в восточной части активной области сформировалась протяженная положительная полярность. Ее взаимодействие с доминировавшим в группе отрицательным полем привело к образованию протяженной нейтральной линии с высоким градиентом поперечного поля (рис. 2.2).

Момент объединения NE - и SE -потоков приблизительно совпадает по времени с появлением белой вспышки, которая началась в 00:54 UT. Ее яркие узлы наблюдались вблизи точки слияния и располагались вдоль нейтральной линии (рис. 2.2). Это дает основания предположить, что именно это слияние двух нестационарных потоков магнитного поля могло инициировать белую вспышку.

Как и в предыдущем случае, вспышка была двухленточной. Северная лента покрывала пятно N_1 и северо-восточную сторону пятна S_1 . Южная лента располагалась над восточной стороной пятна S_1 параллельно северной. Таким образом белые вспышки 4 и 6 июня имели схожую морфологию главных лент.

Белая вспышка 9 июня

Начиная с 6 июня наблюдалось значительное усиление поля положительной полярности к северо-западу от пятна S_1 . В период с 6 по 8 июня это привело к формированию протяженного потока (N -поток), который огибал северную часть активной области (рис. 2.3). Начиная с 7 июня он оказался зажат между двумя потоками магнитного поля противоположной полярности: к югу от него располагалось обширное плато отрицательного поля, связанное с пятном S_1 , а на севере всплыл новый небольшой поток (F_3 на рис. 2.3). Взаимодействие этих отрицательных потоков привело 9 июня к их слиянию в единое целое. При этом они разорвали разделявший их N -поток. Возможно, что именно этот процесс инициировал белую вспышку, наблюдавшуюся в этот день

в 01:37 UT. На это, в частности, указывает местоположение ее ярких узлов, которые были локализованы вблизи точки разрыва.

Первая из двух главных лент вспышки располагалась к северу от пятна N_1 , а вторая покрывала северо-восточную часть пятна S_1 . Характерной особенностью вспышки 9 июня было наличие второстепенной системы двух лент. Первая из них располагалась над пятном S_2 , а вторая — точно к западу от первой.

Белая вспышка 15 июня

Начиная с 13 июня на картах магнитного поля отчетливо различается поток отрицательной полярности, возникший точно к северу от пятна N_1 (F_4 на рис. 2.4). Его всплытие привело к тому, что связанный с этим пятном положительный поток (NE -поток) оказался зажат между двумя потоками противоположной полярности, а именно — между связанным с пятном S_1 отрицательным полем (S -поток) и новым потоком F_4 . Таким образом, в точности повторилась ситуация, сложившаяся 7 июня и закончившаяся тогда через два дня белой вспышкой. В период с 13 по 15 июня потоки F_4 и S стремились сблизиться, сдавливая с двух сторон разделявший их NE -поток. Это взаимодействие привело к формированию в этой части группы нейтральной линии с высоким градиентом поперечного поля. Именно здесь 15 июня в 06:33 UT наблюдалась белая вспышка, яркие узлы которой располагались вдоль линии инверсии.

Как и в предыдущих случаях вспышка была двухленточной. Ее северная лента покрывала пятно N_1 . Вторая (южная) лента имела дугообразную форму и огибала северные фрагменты разрушившегося пятна S_1 . Между лентами наблюдалась система вспышечных петель.

Обсуждение результатов

Итак, можно говорить о качественном различии в эволюции потоков магнитного поля северной и южной полярности. Доминировало в группе отрицательное поле. Его основной поток, связанный с главным пятном группы S_1 , отличался высокой стабильностью. Характерной особенностью этого потока были периодические изменения внутренней конфигурации магнитного поля. Возможно, что именно они привели на фотосферном уровне к фрагментации пятна S_1 . Основные положительные потоки были, напротив, чрезвычайно нестабильны. Процессы их всплытия и опускания отличались высокой сложностью. Именно их взаимодействие со стабильным отрицательным полем привело к возникно-

вению двух протяженных нейтральных линий с высокими градиентами поперечного поля и определило высокую вспыхивающую активность группы. На фотосферном уровне процессы всплывания магнитных потоков проявились в постоянном появлении новых пятен, преимущественно положительной полярности, окружавших центральное пятно S_1 . Возможно, что они же были причиной наблюдавшегося разрушения северо-западного края полутени.

Говоря о вспыхивающей активности группы, можно отметить, что все рассмотренные белые вспышки были двухленточными. Их характерной особенностью была схожая морфология: во всех четырех случаях северная лента покрывала пятно N_1 , а южная располагалась над восточной частью пятна S_1 .

Исключительно важную роль во вспыхивающей активности группы сыграли нестационарные всплывающие потоки. Инициированные ими вспышки имели тенденцию появляться вдоль линии инверсии, особенно там, где велик градиент поперечного поля.

Автор выражает искреннюю признательность И.Ф. Никулину за предоставленные для обработки данные наблюдений в линиях H_α и $Na I D_2$ и благодарит В.С. Прокудину, без помощи которой данная работа не могла бы состояться.

Список литературы

- [1] Bumba V. et al. // *Astron. Astrophys.* 1993. V.**276**. P.193-210.
- [2] Schmieder B. et al. // *Solar Physics.* 1994. V.**150**. P.199-219.
- [3] Zhang H. et al. // *Astrophys. J.* 1994. V.**423**. P.828-846.
- [4] *Solar-Geophysical Data.* 1991. **563**. p.1.
- [5] *Solar-Geophysical Data.* 1991. **568**. p.1.

Л.М. Козлова (ГАИШ МГУ)

Хромосферная сетка по наблюдениям в ИК линии He I 10830 Å.

Аннотация

Представлены результаты электрофотометрического сканирования активных и спокойных областей на диске Солнца в центре линии He I λ 10830,30 Å. Получены оценки размеров и контрастов хромосферной сетки в различных пространственных структурах: флоккульных полях, корональных дырах и невозмущенных областях. В корональных дырах в центре линии He I 10830 Å наблюдается уменьшение размеров ячеек хромосферной сетки и снижение ее контраста по сравнению с сеткой спокойных областей.

The chromosphere network from observations in IR line He I 10830 Å, by L.M.Kozlova

Abstract. The results of the electrophotometric scanning of the active and quiescent regions on the solar disc in the centre of the line He I 10830 Å are presented. The estimates of the sizes and contrasts of the chromosphere network for different spational structures: flocculae fields, coronal holes and quiescent regions of the disc were made. In the coronal holes in the center of the line He I 10830 Å the decrease of the sizes and contrasts of the chromosphere network in comparison with network of the quiescent regions are observed.

Введение

Инфракрасная линия He I 10830 Å является хорошим инструментом для исследования атмосферы Солнца, так как интенсивность линии сильно меняется по диску Солнца, а также во времени. Анализ пространственных и временных изменений параметров этой линии позволяет получить информацию о строении, динамике и тонкой структуре хромосферы [1,2]. Невозмущенная хромосфера в линии He I 10830 Å изучалась в работе [3]. Структура хромосферной сетки в других спектральных линиях исследовалась авторами [4-6].

Наблюдения

Фотоэлектрические наблюдения в линии He I 10830 Å проводились на горизонтальном солнечном телескопе Кучинской обсерватории ГАИШ в 1996-1997 гг. Диаметр изображения Солнца на входной щели спектрографа — 140 мм, спектральное разрешение ≈ 200000 , размеры щелей спектрографа — 0.2×1 мм², дисперсия на выходной щели спектрографа ≈ 1.6 Å/мм. Техника и методика наблюдений описаны в [1,7,8].

Регистрограммы различных областей на диске в выбранной длине волны получались путем сканирования изображения Солнца входной щелью монохроматора за счет естественного движения Солнца при отключенной системе гидирования. При этом выходная щель монохроматора совмещалась с центром линии He I в λ 10830,3 Å.

Результаты наблюдений

Результаты сканирования двух полос солнечного диска (27.08 и 2.09 1996 г.) с активными областями (пятнами, факельными полями, корональными дырами, волокнами на диске и протуберанцем на краю) представлены нами в работе [7] в виде двумерных изображений распределений интенсивности и соответствующих им карт изолиний. На этих изображениях и картах изолиний видны: элементы хромосферной сетки, потемнение диска к краю, потемнение во флоккульных площадках и волокнах на диске, всплески излучения за лимбом. Области повышенного излучения, которые ярче окружающего фона на $\approx 2 \div 3\%$, мы отождествили с корональными дырами, которые обнаруживаются и на снимках в линии He I 10830 Å, полученных из обсерватории Кит-Пик и на картах в линии Fe XIV, публикуемых в "Solar Geophysical Data".

Хромосферная сетка изучалась как по двумерным изображениям и картам изофот, так и по отдельным сканам Солнца. На рис.1а представлен типичный скан диска Солнца с активной областью (АО) около W края и небольшой корональной дырой (КД) слева от АО, полученный 28.08.1996 г., рис.1б — скан спокойной области. На сканах видны периодически повторяющиеся понижения интенсивности на границах хромосферной сетки, промежутки между понижениями соответствуют внутренним частям ячеек сетки. Было обработано 5 карт двумерных изображений и более 100 линейных сканов различных спокойных и активных областей. Вдоль каждого из сканов измерялись расстояния между соседними максимумами и минимумами интенсивностей и затем для каждого скана строилась гистограмма. Контраст ячейки определялся как средняя глубина на границах ячейки по отношению к огибающей, проведенной методом скользящего среднего через центры ячеек.

Сравнение гистограмм, полученных в разные дни и в разных разрезах на поверхности Солнца, показало их идентичность для однородных пространственных структур солнечной поверхности. Это позволило определить средневзвешенные значения размеров ячеек сетки и их контрастов, используя записи, полученные в разных разрезах и в разные дни наблюдений.

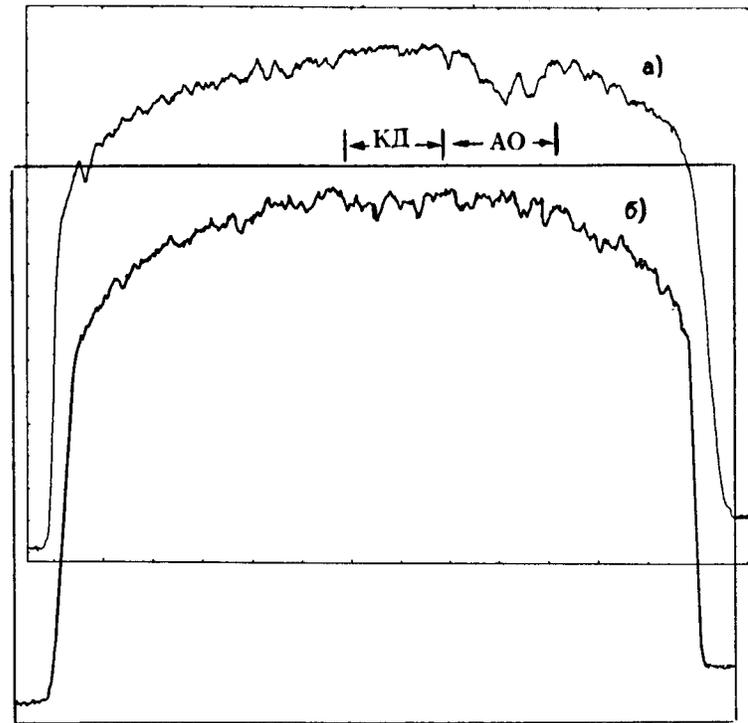


Рис. 1. Типичные сканы диска Солнца, полученные 28.08.1996г. в АО (а) и в спокойной области (б).

Хромосферная сетка в He I 10830 Å в спокойных областях и корональных дырах

Частотные распределения по размерам ячеек и их контрастам для спокойных областей приведены на рис. 2а, б, где по оси абсцисс отложены размеры ячеек в секундах дуги (рис. 2а) и контраст ячеек в % (рис. 2б), а по оси ординат — число случаев в процентах. Аналогичные гистограммы для шести корональных дыр приведены на рис. 3 а,б. Видно, что во всех распределениях имеются максимумы частоты встречаемости в области размера ячеек 49'' для спокойной атмосферы и 30'' — для корональных дыр. Максимумы частоты встречаемости для контрастов ячеек дают значения 2,7% в спокойной атмосфере и 1,4% — в корональных дырах.

Полученные результаты позволяют сделать следующие предварительные выводы. В областях корональных дыр наблюдается уменьшение размеров ячеек хромосферной сетки и снижение ее контраста по сравнению с сеткой спокойных областей. Возможно, это свидетельствует о разной природе корональных дыр и фоновых полей и объясняет различие их кинематических свойств [9].

Ослабление излучения в линии He I 10830 Å на границах хромосфер-

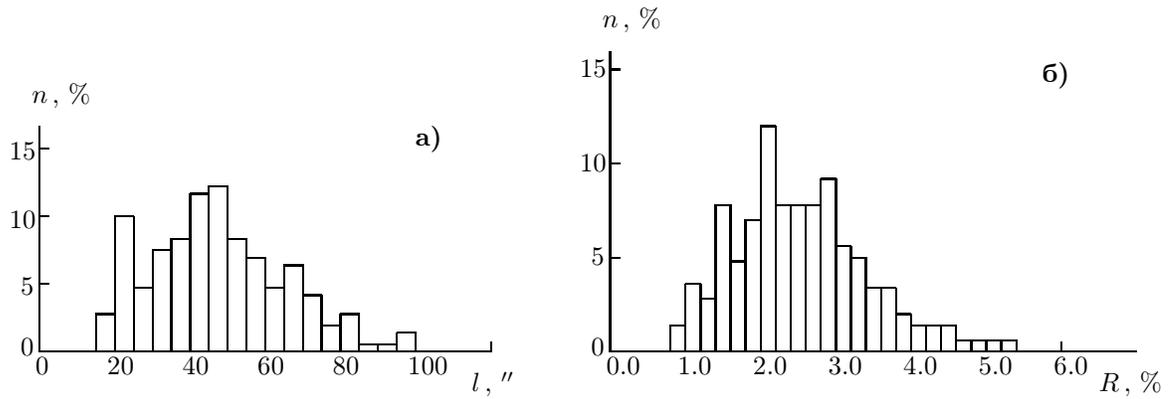


Рис. 2. Гистограммы распределения размеров (а) и контрастов(б) ячеек спокойной хромосферной сетки по наблюдениям в линии HeI 10830 Å.

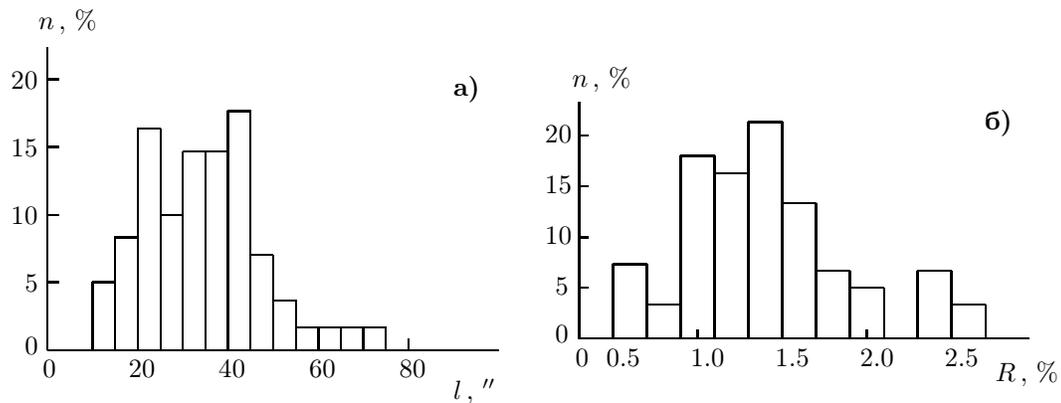


Рис. 3. Гистограммы распределения размеров (а) и контрастов (б) ячеек хромосферной сетки в корональных дырах по наблюдениям в линии He I 10830 Å

ной сетки, по-видимому, вызвано усиленным поглощением в спикулах [10], если отождествлять границы ячеек хромосферной сетки с кустами спикул, расположенными в местах с усиленным магнитным полем (≤ 300 Гс по [11,12]).

Хромосферная сетка в АО

Как видно на рис.1, ячеистая структура сетки сохраняется и в областях флоккулов и пятен. Отметим, что наблюдения проводились в минимуме

11-летнего солнечного цикла (1996, 1997гг.) в не очень ярких активных областях. На рис. 4 показана соответствующая гистограмма распределения размеров ячеек в 10 примерно равных по яркости средних АО. Максимум здесь не так четко выделяется и оценка средних размеров ячеек для этих АО дает значение $\approx 56''$. Для всех 58 исследуемых АО, включая и яркие, среднее значение размера ячеек сетки $\approx 70''$, что примерно в 1,5 раза превосходит соответствующие оценки для спокойных областей.

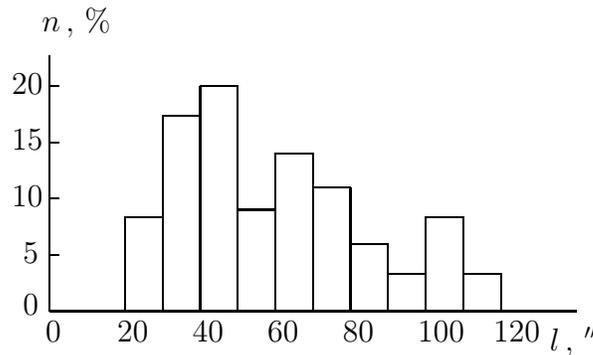


Рис. 4. Гистограмма распределения размеров ячеек сетки в активных областях по наблюдениям в линии He I 10830 Å

Границы ячеек в АО также более контрастные, о чем свидетельствует больший по сравнению со спокойной атмосферой наблюдаемый контраст в измерениях яркости. Увеличенные ячейки хромосферной сетки с более темными краями видны и на хороших снимках АО в линии H_{α} [13]. В этой работе получены оценки для размеров ячеек хромосферной сетки в линии H_{α} порядка $50''$ в активных областях. Увеличенные ячейки в АО наблюдаются, по-видимому, из-за разрывов, деформаций и объединения более мелких ячеек сетки в более крупные под действием сильных магнитных полей пятен и окружающих их факельных полей.

По направлениям от центра активной области к ее краям размеры и контраст сетки уменьшаются до значений, характерных для областей повышенного излучения в линии He I 10830 Å и активная область как бы окружена более светлым (в линии He I 10830 Å) “валиком” по сравнению с невозмущенными областями.

Изучалась корреляция размеров и контрастов ячеек сетки в исследуемых пространственных структурах. Отметим, что в невозмущенных областях и над корональными дырами не наблюдается заметной корреляции между размерами и контрастами сетки (коэффициенты корреляции соответственно равны 0.10 и 0.15). Коэффициент корреляции в АО равен 0.73, что объясняется, по-видимому, регулирующим действием сильных магнитных полей активных областей.

Таким образом, структура хромосферной сетки в активных областях существенно отличается от хромосферной сетки, обнаруживаемой в спокойных областях и в корональных дырах. Если отождествлять поглощение в линии He I 10830 Å со спикулами, то из сравнения контрастов в АО и спокойных областях можно сделать следующий вывод: во флоккульных полях около пятен количество спикул на единице площади увеличено в несколько раз по сравнению со спокойными областями и корональными дырами. Этот вывод подтверждает результаты, полученные нами ранее в [2].

В работе [5] получены оценки размеров хромосферной сетки для центра Солнца в различных спектральных линиях (исключая линию He I 10830 Å). Размер сетки минимален в области образования линии D_1 Na I – ($\approx 21''$), для линии H_α размер сетки по данным [5] $\approx 24''$, максимальный размер получен для линии K_3 Ca II $\approx 36''$. Подробное исследование хромосферной и фотосферной сетки, наблюдаемой в разных спектральных линиях (кроме линии He I 10830 Å) представлено в работе [4], где определен средний размер сетки в линиях K Ca II $\approx 33\ 000$ км (или $47''$). Наши наблюдения в линии He I 10830 Å дают еще несколько большие значения для размеров хромосферной сетки ($l \approx 49''$ для спокойных областей и $\approx 70''$ – в АО).

По-видимому, наблюдаемое изменение размера сетки при переходе от одной спектральной линии к другой связано с особенностями в структуре образований, наблюдаемых в свете разных линий. Эти особенности, в свою очередь, вызваны различными механизмами образования линий и различием высот образования.

Заключение

Наши наблюдения показали, что регулярные пространственные структуры типа хромосферной сетки в линии He I 10830 Å существенно отличаются от хромосферной сетки, наблюдаемой в других спектральных линиях.

Обнаруженные нами различия хромосферной сетки в линии He I 10830 Å в различных пространственных структурах на Солнце, по-видимому связаны с магнитными полями наблюдаемых структур и механизмами нагрева хромосферы и нижней короны.

Список литературы

1. Козлова Л.М. // Извест. РАН. Сер. физ. 1995. Т.59. №7. С.185-189.

2. Козлова Л.М., Сомов Б.В. // Извест. РАН. Сер.физ.1995. Т.59. №7. С.193-201.
3. Giovanelli R.G., Hall D.N.B. // Solar Phys. 1977. V.52. №1. P. 211-228.
4. Bray R.J., Loughhead R.E. *The Solar Chromosphere*. 1974. Chapman and Hall. London. 384 p.
5. Цап.Т.Т. // Извест. Крымск. астрофиз. obs. 1978. Т.58. С. 13-25.
6. Simon G.W., Leighton R.B. // Astrophys.J. 1964. V.140. №3. P.1120-1147.
7. Козлова Л.М., Ковшов В.И. и др. // Труды ГАИШ. 1999. Т.66. С.177-184.
8. Козлова Л.М., Сомов Б.В. и др. // Извест. РАН. Сер.физ. 1996. Т.60. №8. С.136-144.
9. Степанян Н.Н. // Извест. РАН. Сер.физ. 1995. Т.59. №7. С.63-68.
10. Venkatakrisnan P., Jain S.K. et al. // Solar Phys. 1992. V.138. №1. P.107-121.
11. Зирин Г. *Солнечная атмосфера*. 1969. Изд-во."Мир". М. 504 с.
12. Suematsu Y., Wang H., Zirin H. // Astrophys.J. 1995. V.450. P.411-421.
13. Карташова Л.Г. // Извест. Крымск. астрофиз. obs. 1977. Т. 56. С.84-99.

Векторные диаграммы “бабочек” вспышек как новый инструмент исследования пространственной анизотропии солнечных вспышек

Аннотация

Векторные диаграммы “широта-время” вспышек (ВДВ) циклов 17-20, выявляют пространственную анизотропию вспышек в системе координат пятен. Распределение вектора $\mathbf{R}(\varphi, t)$ показывает среднее положение вспышек в системе групп пятен на диаграмме “широта-время”. Это новый индекс солнечной активности, который в отличие от скалярных (числа пятен) выделяет направление “взаимодействия” пятен на $\varphi - t$ диаграмме [1,2]. В работе построены векторные диаграммы анизотропии вспышек в максимуме 21-го цикла солнечной активности. Глобальная анизотропия вспышечного процесса $\mathbf{R}(\varphi, t)$ имеет определенные следствия в отношении моделей вспышек. В случае общепринятого внутреннего источника энергии (магнитное поле) пространственное распределение вспышек при большом усреднении (сотни вспышек) должно быть изотропным и не зависеть от положения группы пятен (широты φ). Как показывают векторные диаграммы анизотропия вспышек имеет место. Следовательно, в пространстве королевской зоны пятен должно действовать возмущение, исходящее от пятенного эпицентра, которое, доходя до пятен других широт, будет вызывать смещения R вспышек. В соответствии с этим механизмом наряду с внутренним источником энергии (магнитное поле) в моделях вспышек следует учитывать и внешнее кинетическое возмущение [1,2].

Vector “butterfly diagrams” as a new instrument of investigation the spatial anisotropy of solar flares, by Kasinsky V. V.

Abstract. Data on the location of flares covering solar cycles №№17-20 were used to construct vector $R(\varphi, t)$ diagrams for the mean position of the flares in the coordinate system of the sunspot’s group centre. The vector $R(\varphi, t)$ diagram reveals the global anisotropy of the flare process. The R -shift is always directed towards the central part of the diagram. The $R(\varphi, t)$ is new index of flares. If the generation of flares in a sunspot depended only on internal factors, this feature of the $R(\varphi, t)$ diagram would be hard to explain. Namely the midline of “butterfly diagram” gives rise to a certain acting trigger-like disturbance which, when reaching the sunspots lying on the periphery of the diagram, causes the observed R -shifts.

Скалярные $\varphi - t$ -диаграммы пятен и их особенности

Наиболее наглядно закон Шперера иллюстрируется диаграммой “бабочек”, построенной Маундером (1914 г.) и охватывающей девять 11-летних циклов Солнца [3]. Она представляет широтное распределение

частоты встречаемости солнечных пятен в процессе дрейфа по $\varphi - t$ диаграмме. Первичными индексами здесь являются частота возникновения групп пятен f и их средняя площадь S . Диаграммы f -индексов показывают, что частота появления пятен растет в направлении к центру диаграммы. Закон Шперера проявляется как смещение средней широты f -индекса к экватору с ходом 11-летнего цикла Солнца [4].

Диаграммы “бабочек” пятен обладают тонкой структурой. Различные индексы выявляют характерные экстремумы: “центры действия” или “центры возникновения” групп пятен. Вторичные максимумы в распределении пятен были обнаружены также по суммарной площади S пятен, по интенсивности зеленой корональной линии и другим индексам [5]. Таким образом, середина $\varphi - t$ -диаграммы неоднородна и проявляется максимальной частотой f пятен, модуляцией мощности групп и выделенными центрами активности. Это не может не сказываться на “вторичных” явлениях, какими являются хромосферные вспышки. Так скалярные диаграммы числа вспышек, в целом следуя диаграммам “бабочек” пятен, имеют и свои структурные особенности в виде локальных концентраций вспышек — областей повышенной активности [6].

Однако существует фундаментальный вопрос, ответ на который заранее не очевиден: является ли процесс вспышкообразования однородным и изотропным относительно пятен как систем координат? В частности, является ли этот процесс однородным по отношению к группам пятен, занимающим различное широтное положение. Последнее важно, так как ответ может пролить дополнительный свет на механизм образования вспышек.

Материал и методика обработки

Неизотропный характер распределения вспышек относительно центров групп пятен был обнаружен для циклов 17-20 в работах [1,2]. Диаграммы среднего расстояния $\mathbf{R}(\varphi, t)$ получили название векторных диаграмм “широта-время” вспышек в отличие от скалярных диаграмм пятен [6]. Цель данной работы проверить ранее полученные результаты на материале максимума 21-го цикла солнечной активности (1979-1980 гг.), таким образом, подтвердив информативность метода векторных диаграмм-“бабочек” на протяжении 5 циклов Солнца (№№17-21). Обсуждаются возможные следствия анизотропии вспышек применительно к моделям механизма вспышек.

Индекс анизотропии вспышек $\mathbf{R}(\varphi, t)$ сначала был построен для 4-х циклов 17-20. На рис. 1 приведена векторная диаграмма вспышек для цикла №18 — северное полушарие [1]. Разрешение по широте и времени

составляет $5^\circ \times 1$ год. Кратность и толщина стрелок пропорциональна числу вспышек. Масштаб стрелок (M) дан вверху-справа. Ступенчатая линия делит крыло диаграммы на две неравные половины с противоположным направлением стрелок \mathbf{R} – экваториальным и полярным. Видно, что эта линия начинается на средней широте $\sim 30^\circ$ и резко спускается к экватору. Такое поведение характерно для средней широты пятен (Закон Шперера [3, 4]). Линия $\mathbf{R}(\varphi, t) = 0$ спускается от высоких широт к низким и таким образом трассирует некоторый эпицентр векторной диаграммы, к которому направлены смещения вспышек.

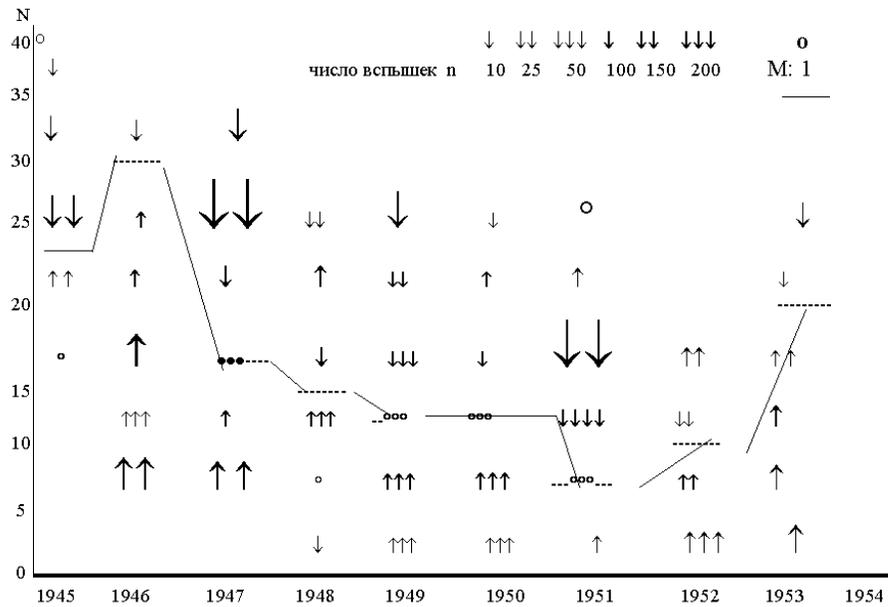


Рис. 1. Векторная диаграмма широтного смещения вспышек относительно центров групп в 18-м цикле Солнца (N – полушарие). По оси X – годы (t), по оси Y – широта пятен (φ).

Методика построения векторных диаграмм вспышек дана в [1,2,7]. Среднее широтное смещение центра вспышек по отношению к группе пятен рассчитывалось по формуле:

$$\mathbf{R}(\varphi, t) = \langle \Delta\varphi \rangle = \frac{1}{n} \sum_s \left[\frac{1}{N} \sum_i (\varphi_i - \varphi_s) \right], \quad (1)$$

где φ_i – широта вспышки, φ_s – широта центра группы, а N – число вспышек в группе пятен, n – число групп пятен в выбранном интервале диаграммы. Суммирование в (1) ведется дважды, сначала по всем вспышкам в данной группе (i), а затем по всем группам (s) в интервале диаграммы. Точность определения \mathbf{R} будет выше для групп с большим числом вспышек (N) и числом групп (n).

Пространственная анизотропия вспышек в максимуме 21-го цикла

С целью продолжения и проверки результата была построена векторная диаграмма в период максимума цикла №21 (1979-1980 гг.). В максимуме цикла наблюдается наибольшее число вспышек, что позволяет строить диаграммы с высоким разрешением (2 оборота Солнца). В обработку вошли данные из Квартального Бюллетеня солнечной активности (таблицы “хромосферные вспышки” [8]). Использованы широты свыше 15000 вспышек, зарегистрированных в 780 группах пятен в оборотах Солнца 1676-1701. Разность координат “пятно-вспышка” \mathbf{R} усреднялась с разрешением диаграммы: $10^\circ \times 2$ квартала (t). Это достаточно для уверенного расчета вектора \mathbf{R} (сотни вспышек). В обработку вошли как крупные, так и мелкие группы пятен с числом $N \geq 5$. Статистика приведена в Таблице; во втором и третьем столбцах даны числа вспышек (N) и группы пятен (n).

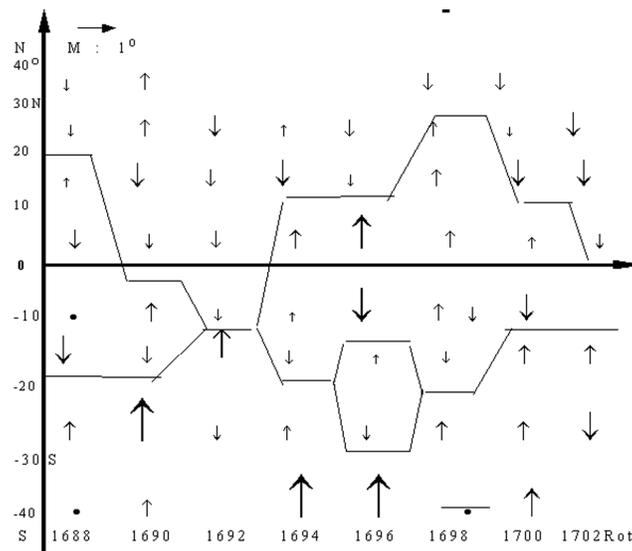


Рис. 2. Векторная диаграмма вспышек в максимуме 21-го цикла (усреднение: 2 оборота Солнца), 1979-1980 гг.

Фрагмент векторной диаграммы вспышек в 21 цикле приведен на рис. 2. Визуальный анализ векторной диаграммы показывает, что широтное смещение вспышек \mathbf{R} в основном направлено в сторону некоторого центра, дрейфующего от средних широт $\sim 30^\circ$ до линии экватора. Этот центр определяется из условия нулевой анизотропии вспышек: $\mathbf{R}(\varphi, t) = 0$.

Если принять модуль R за меру пространственной анизотропии вспышек, то условие $\mathbf{R}(\varphi, t) = 0$ соответствует геометрическому месту

Таблица

№ оборота	Число вспышек, N	Число групп, n	№ оборота	Число вспышек, N	Число групп, n
1676 / 77	1160	60	1690 / 91	1070	40
1678 / 79	1160	85	1692 / 93	1190	50
1680 / 81	880	80	1694 / 95	1400	50
1682 / 83	1150	80	1696 / 97	990	50
1684 / 85	1000	45	1698 / 99	1300	60
1686 / 87	1110	60	1700 / 01	1540	55
1688 / 89	1390	70	всего:	15340	785

точек обращения в нуль анизотропии вспышек. На этой линии имеет место изотропия вспышек в направлении полюс-экватор в системе отсчета групп пятен. Эту линию на $\varphi-t$ диаграмме можно назвать линией дрейфующего эпицентра вспышечной активности. Для эпохи максимума 21-го цикла (рис. 2) вспышечный эпицентр “бабочки” испытывает значительные колебания (ондуляции) от $\pm 30^\circ$ вплоть до экватора. По определению в эпицентре вспышек величина $\mathbf{R} \rightarrow 0$. С удалением от эпицентра вспышек на периферии диаграммы величина $|\mathbf{R}|$ достигает максимума. Максимальные смещения \mathbf{R} на периферии диаграммы достигают до $1,5-2^\circ$. Как видно, на высоких широтах наблюдается отрицательный сдвиг \mathbf{R} (в сторону экватора), а на низких — положительный $\mathbf{R} > 0$ — к полюсам, что соответствует диаграмме (рис. 1).

Отметим, что линия $R = 0$ на рис. 2 носит многосвязный характер: помимо колебаний около экватора имеются области “слияний” и “бифуркаций” $R(\varphi, t) = 0$, что не видно на диаграмме с низким временным разрешением ($t > 2$ оборота) (рис. 1). Таким образом, общая тенденция анизотропии вспышек на векторных диаграммах носит центростремительный характер по отношению к эпицентру диаграммы. Если считать, что от вспышечного эпицентра исходит некоторое возмущение, то центростремительный характер анизотропии вспышек легко объяснить действием некоторого триггерного возмущения, исходящего от “возмущающего эпицентра” $\mathbf{R}(\varphi, t) = 0$ [7]. В этом состоит суть гипотезы глобального триггерного механизма вспышек (ГТМ) [7].

Из предыдущего с необходимостью вытекает, что центр диаграммы “бабочки” выделен вспышечным процессом ($R \neq 0$) и физически значим для вспышек. Он является возможным источником глобального “триггерного” возмущения вспышек. Мы полагаем, что триггерное возмущение дает начало вспышке в той точке группы, которую он достигает при распространении от средней широты φ_0 диаграммы до широты φ_s группы пятен выше и ниже от шпереровского эпицентра [4]. Этот налагает дополнительные ограничения на механизм вспышек. В соответствии с

принципом относительности в механике анизотропия вспышек на “ $\varphi-t$ ” диаграмме указывает на действие дополнительных сил или факторов, отличных от электромагнитных, в системе координат пятен как инерциальных систем. Возможно, таким фактором является внешний энергетический “агент” вспышек, исходящий из “центра Шперера”. В качестве таковых могут выступать магнитогидродинамические солитоны [9] или медленные гравитационные волны типа “цунами”, как предложено в [10]. Не исключено, что модели вспышек требуют некоторой модификации с учетом глобального триггерного механизма и его проявления — пространственной анизотропии вспышек на диаграммах “бабочек”.

Литература

1. Касинский В.В. // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. М.: Наука, 1988. вып.79. С. 25-40.
2. Касинский В.В. Сб: Атмосфера Солнца, Межпланетная Среда и Планетные атмосферы, ред. Гуляева Р.А., ИЗМИРАН, М., 1989. С. 116-125.
3. Edward G. Gibson. The quiet Sun. NASA., Wasington, 1973 . 329 p.
4. Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В. Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. М.: Наука. 1986. 295 С.
5. Gnevyshev M.N. // Solar Physics., 1977. V. **51**. P.175-183.
6. Krivsky L., Knoshka S., Time-latitude fine structure of occurrence of flares (1942-1968) // Bull. Astron. Inst. Czechosl. 1968. V. **19**. №6. P. 365-370.
7. Kasinsky V. V. The spatial anisotropy of flares with respect to sunspot groups and vector butterfly diagrams in solar activity cycles 17-20. // Astronomical and astrophysical Transactions. 1999. V.**17**. issue 5. P. 341-350.
8. Quarterly Bulletin of Solar Activity. IAU, Zurich, 1979-1981.
9. Могилевский Э. И. // Кинематика и физика небесных тел. Киев, 1986. №2. С.75-82.
10. Kasinsky V.V., Krat V.V., On the solar tsunami // Solar Physics, 1973. V. **31**. P. 219-228.

Р.В. Горгуца, А.К. Маркеев, Д.Е. Соболев (ИЗМИРАН)
**Исследования нестационарной короны Солнца по
наблюдениям на цифровых радиоспектрографах
ИЗМИРАН.**

Аннотация

Переход к цифровой регистрации создал техническую возможность сжатия по времени данных многочасовых (и даже многодневных) непрерывных наблюдений, позволяя одновременно и комплексно исследовать динамику нестационарных процессов в короне Солнца и, в частности, распространяющихся там возмущений самых разнообразных временных масштабов, от долей секунд до часов и дней. Приведены примеры разномасштабного представления динамических радиоспектров.

Investigations of the nonstationary solar corone by observations with IZMIRAN'S digital radiospectrographs. by Gorgutsa R. V., Markeev, A.K., Sobolev, D.E.

Abstract. Developing of the digital registration took an opportunity of time compressing of observational data for many hours (and even many days). It allow to carry out complex and contemporary studies of a dynamic of nonstationary processes at the solar corone, especially various disturbances with time scales from parts of seconds to hours and days traveling there. An examples of multi-scale presentation of dynamic spectra presented.

Хорошо известно, что солнечная корона — достаточно нестационарный объект. Даже во время глубокого минимума активности Солнца в ней очень часто распространяются возмущения различной физической природы (корональные выбросы массы (КВМ) — транзиенты, потоки частиц, ударные волны), которые могут охватывать значительную часть короны, непосредственно влиять на Землю и околоземное космическое пространство. Одним из основных способов изучения нестационарной короны являются наблюдения динамики частотного спектра ее радиоизлучения в широком диапазоне при помощи радиоспектрографов. Они дают информацию о параметрах солнечной короны, ее структуре и распространяющихся в ней возмущениях, которую невозможно или сложно получить другими методами. Только наблюдения частотного спектра солнечных радиовсплесков в широкой непрерывной полосе частот с помощью радиоспектрографов позволяют определить тип всплеска, а значит — физическую природу соответствующего явления в солнечной атмосфере и возможные геоэффективные последствия этого явления.

При этом радиоизлучение зачастую представляет собой комплекс явлений с очень разными временными масштабами: от кратковременных радиовсплесков I типа и/или III типа с характерным временем 10 секунд-1 минута и разнообразных элементов тонкой структуры радиоизлучения с характерными временами 1 секунда и менее до явлений средних временных масштабов (минуты-десятки минут) — сравнительно медленно дрейфующих всплесков II и IVm типов и длительного континуального излучения в составе шумовых бурь и всплесков IV типа, интенсивность и частотный диапазон которого, равно как и частотный диапазон и частота появления всплесков и элементов тонкой структуры, меняются с характерными временами десятки минут-часы-дни, причем эта долговременная эволюция может происходить по-разному на разных частотах, либо, наоборот, практически синхронно в широком их диапазоне.

Ясно, что более-менее полную и детальную информацию о таких явлениях могут дать только длительные наблюдения при помощи радиоспектрографов с достаточно высоким частотным и временным разрешением и широким частотным диапазоном. Регулярные наблюдения такого рода ведет единственная в России организация: лаборатория радиоизлучения Солнца ОСЗФ ИЗМИРАН. Однако из-за того, что метровое радиоизлучение Солнца демонстрирует большое разнообразие типов и разновидностей радиовсплесков и их тонкой структуры, являющихся индикаторами различной физической природы распространяющихся в короне возмущений с характерными временами десятки секунд-секунды и менее, до последнего времени наблюдения были направлены в основном на регистрацию радиовсплесков с максимально возможным временным разрешением. Соответствующие настройки аппаратуры, аналоговая форма регистрации данных (на киноплёнку) и их последующей обработки (просмотр человеком) не давали возможности одновременно исследовать и тонкую структуру солнечного радиоизлучения, и его долговременные изменения (в принципе, информация о них регистрировалась, но извлечь её для анализа без больших искажений было практически невозможно).

Сейчас ситуация изменилась. Возрос интерес к источникам длительного метрового излучения, как индикаторам продолжительного ускорения частиц над активными областями, и к сравнительно медленной эволюции этих радиоисточников, как к отражению эволюции корональных структур на высотах $0,2 \div 1$ радиуса Солнца. Большое внимание привлекает такое глобальное явление, как корональные выбросы массы, движение которых сквозь корональные структуры не может не вызы-

вать крупномасштабной перестройки этих структур и соответствующих радиоэффектов (движущиеся радиовсплески IV типа, сдвиг, срыв или замирание шумовых бурь и т.п.). Постэруптивное восстановление корональных структур и “предэруптивные” нарушения их равновесия, приводящие в конечном итоге к выбросам массы и/или вспышкам, также должны приводить к радиоэффектам (которые могут служить предвестниками).

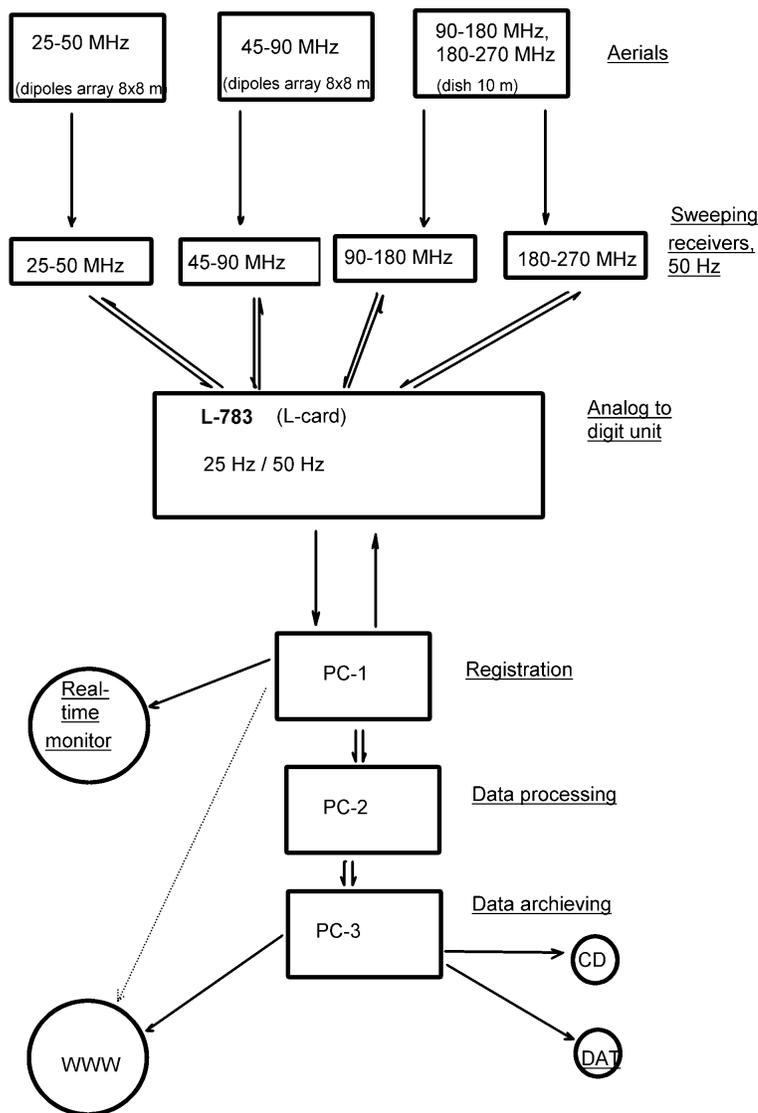


Рис. 1. Блок-схема солнечного цифрового радиоспектрографа ИЗМИРАН после модернизации, законченной 1 февраля 2000 г.

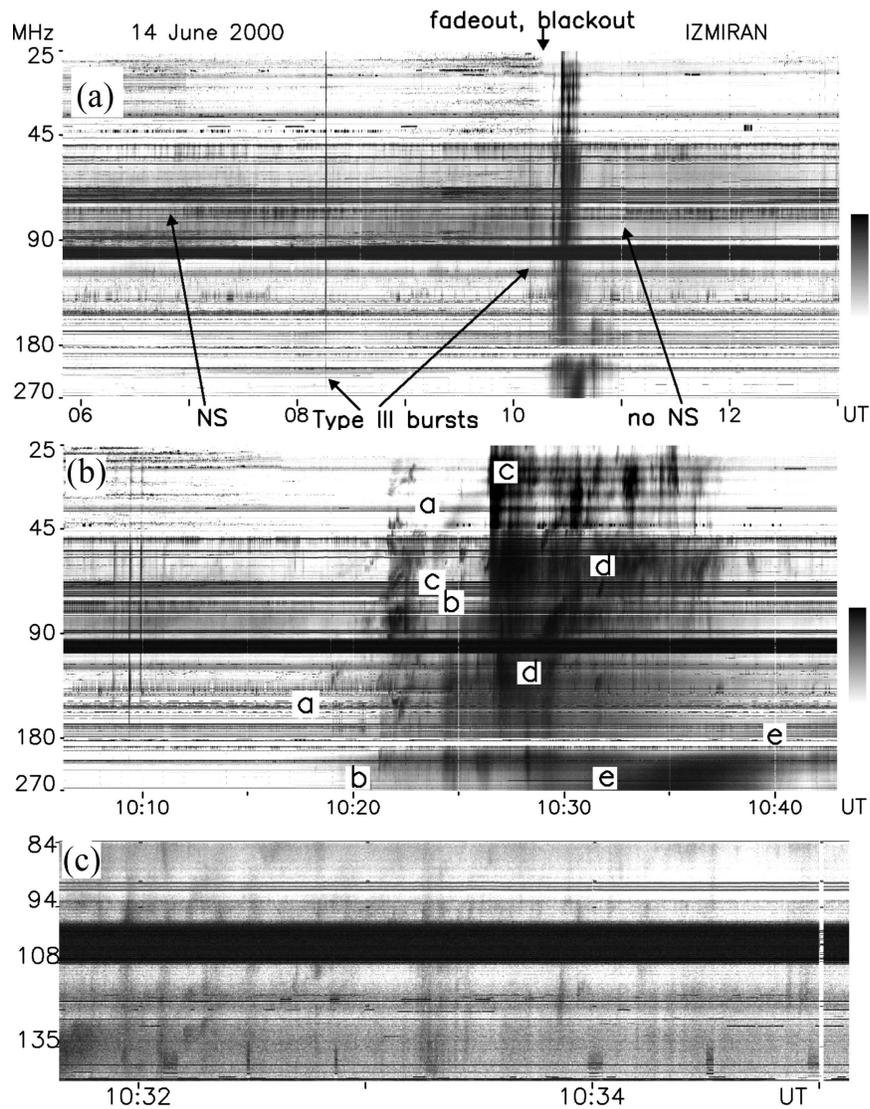


Рис. 2. Крупно- (a), средне- (b), и мелкомасштабное (c) представление одного и того же радиоспектра на примере события 14 июня 2000 г. (Буквами на рис.2b. обозначены дрейфующие полосы всплесков II типа (*a-a* – *d-d*) и дрейфующий континуум (*e-e*)).

С другой стороны, переход к цифровой регистрации создал техническую возможность сжатия по времени данных многочасовых непрерывных наблюдений наземных радиоспектрографов и многосуточных непрерывных наблюдений радиоспектрографов на космических аппаратах (КОРОНАС, Ulysses, WIND) без внесения искажений и потери информации. Солнечный радиоспектрограф метрового диапазона ИЗМИРАН, ведущий ежедневные наблюдения спорадического радиоизлучения Солнца с 1967 г., был в очередной раз модернизирован на базе

нового скоростного АЦП и с 1 февраля 2000 г. наблюдает в новом режиме. Теперь его частотный диапазон 25-270 МГц (было 45-270 МГц), временное разрешение 0,04 сек (было 0,1 сек). Ежедневный объем данных, записываемых системой цифровой регистрации, — около 1 гигабайта. Доработанное программное обеспечение позволяет оперативно строить динамические радиоспектры в любом желаемом временном масштабе для их детального анализа, а также оперативного отображения спектров выдающихся радиовсплесков на веб-странице лаборатории. Блок-схема модернизированного радиоспектрографа представлена на рис.1. (см. также [1]).

Высокий уровень активности Солнца в 2000-2001 гг. позволил зарегистрировать и проанализировать много разнообразных радиоявлений всевозможных временных масштабов, включая ряд выдающихся событий (например, знаменитое геоэффективное событие 14 июля 2000 г. (см. [2])), и показал высокую эффективность использования новых возможностей цифрового радиоспектрографа для анализа этих явлений. На рис.2 приводятся примеры динамических спектров радиовсплесков различных временных и частотных масштабов и различных вариантов их представления с помощью цифровых методов обработки. Примеры радиоспектров можно также видеть по адресу:

<http://helios.izmiran.rssi.ru/lars/MoreSp.html>)

Работа поддержана грантами РФФИ и Федеральной программой “Астрономия”, а также грантами ИНТАС/РФФИ.

Список литературы

1. R.V.Gorgutsa et al., An Upgrade of the IZMIRAN's Solar Digital Radio Spectrograph: First Results: Astron. Astrophys. Trans., 2001, vol. **20**, issue 3, pp. 547-549.
2. Chertok, I.M. et al. Solar Phys., *in press*.

Модель тонкоструктурного элемента солнечной атмосферы, построенная по величинам магнитного поля в различных спектральных линиях

Аннотация

Исходя из наблюдаемых свойств V -профилей Стокса спектральных линий, построена модель элемента тонкой структуры фотосферы, согласующаяся с наблюдениями.

The fine-structure elements model of solar atmosphere from the magnetic field values observed using spectral lines, by A.V. Baranov

Abstract. The model of fine-structure element of solar atmosphere are constructed on the basis of the V -profiles of spectral lines.

В работе [1] нами из отношения площадей профилей круговой поляризации (V -профилей) ряда спектральных линий построена температурная модель ТС-элемента фотосферы, позволяющая согласовать наблюдаемые и рассчитанные величины напряженности магнитного поля H при типичных для фотосферы значениях турбулентной скорости, наблюдаемые величины контраста и связь величины H с эквивалентной шириной линий W .

Поскольку профили линий нейтральных элементов в образованиях типа “факельной точки” (в условиях почти полной ионизации атомов, имеющих потенциал ионизации $X < 8$ эВ) определяются температурной моделью образования и практически не зависят от электронного давления P_e , мы, рассчитав по линиям нейтральных элементов температурную модель и привлекая данные о H линиях однократно ионизованного элемента, построили зависимость P_e от оптической глубины. Методика расчета приведена в нашей работе [2] и основана на том, что отношение N коэффициентов селективного поглощения в центре линий ионизованного и нейтрального элементов, имеющих близкую длину волны, определяется выражением

$$\lg N = \lg \left(\frac{gf_2}{gf_1} \right) - \lg P_e - 2.5 \cdot \lg \theta + [9.08 - (X + e_2 - e_1) \cdot \theta],$$

где $e_{1,2}$ — потенциалы возбуждения нижнего уровня линий, индексы 1 и 2 относятся к линиям нейтрального и ионизованного элемента соответственно, остальные обозначения — общепринятые. Использовано 8 линий однократно ионизованных элементов, из них 5 — линии FeI . Попытка построения зависимости $P_e(t)$ с помощью значений H для линий

ионов ввиду малого их количества приводит к довольно неуверенным результатам на оптических глубинах $0.001 > \tau > 1$. Однако, даже простое согласование наблюдаемых и расчетных значений H приводит (в диапазоне эффективного образования этих линий) к величинам $\lg P_e$ примерно на 1.5 порядка выше, чем это получено в модели Стенфло [3] и примерно в 2 раза выше, чем P_e , полученные Чепменом [4]. Итоговая модель приводится в таблице, где дан $\lg \tau$, величина $\theta = 5040/T^\circ$, доплеровская полуширина $\Delta\lambda_D$, а также $\lg P_e$ для оптических глубин эффективного образования линий ионов.

Таблица.

$\lg \tau$	θ	$\Delta\lambda_D, \text{ \AA}$	$\lg P_e$	$\lg \tau$	θ	$\Delta\lambda_D, \text{ \AA}$	$\lg P_e$
-5.0	0.844	0.0397		-1.8	0.827	0.0248	0.48
-4.8	0.884	0.0367		-1.6	0.817	0.0251	0.54
-4.6	0.924	0.0340		-1.4	0.810	0.0256	0.61
-4.4	0.964	0.0316		-1.2	0.804	0.0262	0.69
-4.2	0.994	0.0295		-1.0	0.799	0.0269	0.80
-4.0	1.004	0.0279		-0.8	0.795	0.0278	0.97
-3.8	1.006	0.0265		-0.6	0.791	0.0289	1.20
-3.6	1.005	0.0254		-0.4	0.785	0.0303	1.42
-3.4	1.002	0.0246		-0.2	0.778	0.0319	1.64
-3.2	0.994	0.0240		0.0	0.766	0.0338	1.86
-3.0	0.944	0.0240		0.2	0.712	0.0365	—
-2.8	0.910	0.0240	0.20	0.4	0.656	0.0395	—
-2.6	0.885	0.0240	0.32	0.6	0.608	0.0427	—
-2.4	0.870	0.0241	0.35	0.8	0.572	0.0461	—
-2.2	0.853	0.0242	0.39	1.0	0.549	0.0495	—
-2.0	0.839	0.0245	0.44				

При уменьшении $\lg P_e$ на 0.2 расчетные площади V -профилей отличаются от наблюдаемых больше, чем на 20% и происходит значительное рассогласование отношений H разных линий.

Предложенная модель позволяет согласовать наблюдаемые и рассчитанные H , а также связь H и W всех спектральных линий, кроме тех, которые образуются в верхних слоях атмосферы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 96-02-16245.

Литература

1. Баранов А.В., Баранова Н.Н. // Солнечная активность и ее влияние на Землю. Владивосток. 1996. С.3-15.
2. Баранов А.В. // Солнечная активность и ее влияние на Землю. Владивосток. 1996. С.136-145.
3. Chapman G. // Astrophys.J. 1979. V.232. P.923-928.
4. Stenflo J.O. // Solar Phys. 1975. V.42. P.79-106.

Рентгеновская структура комплексов активности на Солнце

Аннотация

По снимкам Солнца, полученным в мягком рентгене с помощью Yohkoh, определяются параметры петель, и на их основе изучается рентгеновская структура комплексов активности (КА). Получено, что корона КА состоит из трех ярусов рентгеновских петель, характеризующих разные компоненты КА.

X-ray structure of the activity complexes on Sun, by I. Sattarov, Ch.T. Sherdonov, O.V. Ladenkov

Abstract. On the base of SXT images of Sun obtained by Yohkoh the characteristics of loops are determined and the X-ray structure of the activity complexes (CA) are studied. It was found that the CA in the X-ray consists of three different levels of loops system which are characterized the three different components of CA.

Введение

Комплексом активности (КА) называется крупномасштабное биполярное магнитное поле, простирающееся по долготе до 100° . Само понятие КА было впервые введено Бумбой и Ховардом [1]. Более точное определение КА дано в [2]. В начале развития КА, когда идет процесс вспышки новых магнитных потоков, магнитное поле КА сложное, многополюсное, поля противоположной полярности перемешаны. В конце развития КА поле упрощается и приобретает бипольную структуру с более-менее гладкой линией раздела полярностей [3]. Такое поле Бумба и Ховард [1] называли комплексом активности. Представляет интерес изучение структуры КА в хромосфере и короне. Для этой цели используются H_α -карты линии раздела полярностей (ЛРП) и снимки Солнца в мягком рентгене, полученные с японского спутника Yohkoh.

Наблюдательные данные

КА является наиболее мощным очагом магнитной активности с большими группами солнечных пятен. Таковыми являлись КА в истекшем цикле № 22, наблюдавшиеся в южном полушарии Солнца в интервалах долгот $60-120^\circ$ и $140-200^\circ$. Для изучения мы выбрали КА, наблюдавшийся в долготном интервале $140-200^\circ$, западная граница которого совпала с ЛРП крупномасштабных полей на синоптических картах Вилькокса и

который характеризовался несколькими крупными протонными событиями в октябре 1991 года. Данный КА в октябре 1991 года дважды проходил по диску Солнца, первый раз — в начале и второй — в конце октября.

На рис.1 пунктирной линией обозначены ЛРП магнитных полей, построенные по H_{α} -фильтрограммам, полученным в Ташкенте на большом хромосферном телескопе АИ АН РУз. Как видно на рисунке, большие активные области (а.о.) с группами NOAA 6810, 6811, 6814, 6815, 6818 в начале октября, 6891 и 6892 в конце октября, находились внутри хвостовой полярности КА, наблюдавшегося в июле-августе 1991 года.

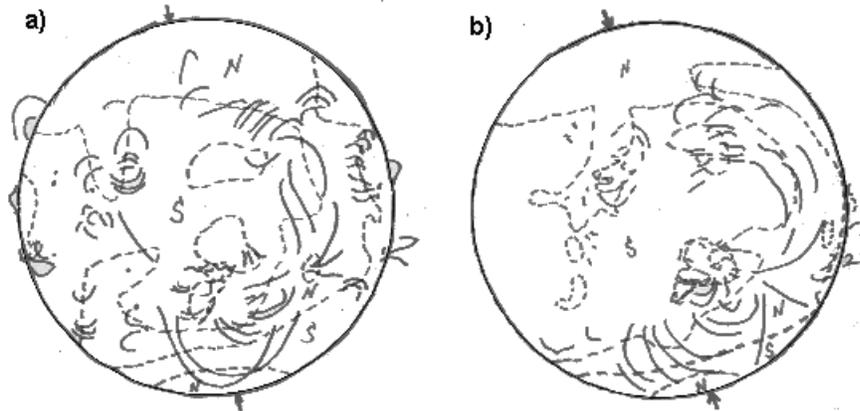


Рис. 1. H_{α} -карта полярностей магнитных полей с зарисовками петель на них: пунктирная линия — ЛРП, сплошные линии — рентгеновские петли.

На рис.1а и 1б приводятся зарисовки рентгеновских петель и арок со снимков Солнца, полученных с японского спутника *Yohkoh*. Как видно на рисунке, рентгеновские дуги и петли образуют три уровня (яруса) магнитных структур: первый, самый нижний, состоит из неустойчивых (существовавших в пределах одного часа) коротких дуг и петель, относящихся к областям всплывающих потоков и солнечным пятнам; второй — средний, состоит из длинных и высоких дуг и петель, соединяющих соседние поля противоположной полярности; третий — самые высокие и длинные петли, соединяющие дальние части КА, поля противоположной полярности или поля противоположной полярности, находящиеся в разных полушариях Солнца. Петли и дуги первого и второго яруса располагаются над волокнами-протуберанцами почти перпендикулярно к ним. Самые высокие петли третьего яруса составляют малые углы с ЛРП, причем дуги, соединяющие КА в разных полушариях, располагаются вдоль ЛРП (волокон). Между толщиной и длиной рентгеновских дуг существует линейная зависимость: чем длиннее и выше дуга, тем она толще.

Таблица.

Ярусы	Протяженность	Высота (10^3 км)	Длина (10^3 км)	Толщина (10^3 км)	I
1. нижний	2.5 – 10°	30	60	10	4
2. средний	10 – 30°	150	300	>10	3
3. высокий	Более 30°	290	1000	30	2

Параметры рентгеновских дуг и петель разного яруса приводятся в таблице: во втором столбце приведено расстояние между основаниями дуг, в третьем — высота, в четвертом — длина, в пятом — толщина дуг и в шестом — интенсивность по пятибалльной шкале (глазомерная оценка). Большинство петель и дуг средней и высокой ступени находится на главной ЛРП комплекса активности. Активные области, связанные с изучаемым КА, в рентгене компактны, с резкой границей на востоке, и менее резкой границей на западе. Петли на восточных концах ЛРП характеризуются меньшим расстоянием между основаниями магнитных трубок и большей высотой, на вершине петель наблюдаются конденсации. Не наблюдаются дуги и петли, соединяющие места КА, удаленные от основной ЛРП, т.е. основания высоких дуг и петель располагаются вблизи основной ЛРП.

Обсуждение результатов и выводы

Рассмотренный выше КА наблюдался внутри интервала активных долгот и представлял собой одно из мощных извержений магнитного потока, которое имело место в этих долготах в сентябре-октябре 1991 года (кэррингтоновские обороты №№1846-48).

Рентгеновские петли и дуги КА образуют три яруса: нижний (до высот $30 \cdot 10^3$ км), образованный областями всплывающего потока и полями солнечных пятен; средний (до высот $150 \cdot 10^3$ км), образованный полями а.о., и верхний (до высот $300 \cdot 10^3$ км), принадлежащий крупномасштабным магнитным полям, по существу полям комплексов активности, остающимся после всплытия магнитного потока и исчезновения групп пятен и а.о.

Магнитные дуги и петли нижнего и среднего яруса располагаются поперек локальной линии раздела полярностей. Петли верхнего яруса составляют небольшой угол с ЛРП крупномасштабного магнитного поля. Во время прохождения КА по диску Солнца отмечалось изменение рентгеновских дуг (подъем и исчезновение), а также образование новых дуг и петель. Наблюдались случаи образования дуг среднего яруса из дуг нижнего яруса после солнечной вспышки. В результате развития а.о. и групп пятен изменялась конфигурация магнитного поля: поля лидирующей полярности а.о. сливались с полем КА, главная линия

раздела полярностей постепенно приобретала более гладкую форму. Исчезали дуги нижнего яруса.

У петель нижнего и среднего яруса расстояния между основаниями занимают широкий интервал значений. Петли соединяют пучности магнитного поля (например, солнечные пятна), которые в процессе развития группы пятен раздвигаются в результате собственного движения. Средняя протяженность биполярных групп солнечных пятен равна $4^{\circ}.6$ в гелиографических координатах [4], и расстояние между основаниями устойчивых петель нижнего яруса должно быть примерно такого же значения, т.е. около 5° . Для рентгеновской петли, находящейся в гидростатическом и тепловом равновесии, имеют место определенные соотношения между высотой петли в верхней точке (r), диаметром поперечного сечения петли (d) и расстоянием между ее основаниями (D). Причем отношение высоты петли к расстоянию между основаниями является параметром, определяющим T при равновесии. Для петель нижнего яруса из таблицы получаем $r/(D/2) \approx 1$, что в два раза меньше, чем следует из условия гидростатического равновесия. Петли среднего яруса КА, по-видимому, образуются в результате перезамыкания силовых линий биполярных пятен КА. Протяженность таких групп $\approx 20^{\circ}$. В этом случае получаем также $r/(D/2) \approx 1$. Для петель верхнего яруса это отношение ≥ 1.5 , т.е. они отличаются от петель нижнего и среднего ярусов, а отношение $r/(D/2)$ приближается к величине, следующей из условий гидростатического равновесия. Толщина петель верхнего яруса (см. табл.) также отлична от толщины петель нижних и средних ярусов.

Из приведенного рассмотрения следует, что петли нижнего и среднего ярусов в комплексе активности не находятся в состоянии гидростатического равновесия. Физические характеристики петель нижнего и среднего ярусов КА отличаются от петель верхнего яруса.

Литература

1. Bumba V., Howard R. // Ap.J. 1969. V.141, №4. P.1502-1512.
2. Gaizauskas V., Harvey J., Harvey K., Zwaan G. // Ap.J. 1983. V.265, №2. Pt.1, P.1056-1065.
3. Саттаров И. 1994. Докторская диссертация, Иркутск.
4. Саттаров И., Мустаева Ф.Г., Литвинов О.В. В сб. Исследования солнечной активности, Ташкент, ФАН, 1991. С.3.
5. Прист Э.Р. Солнечная магнитогидродинамика, М.: "Мир", 1985, С.303.

М.Л. Демидов, В.В. Жигалов (ИСЗФ СО РАН)

Некоторые погрешности солнечных магнитографов при наблюдениях крупномасштабных магнитных полей, обусловленные эффектами поля зрения электрооптических анализаторов поляризации

Аннотация

В работе анализируются аспекты проблемы возникновения “фиктивных”, не связанных с магнитным полем, сигналов солнечных магнитографов (проблема нулевого уровня), обусловленных ошибками юстировки элементов электрооптических анализаторов поляризации и/или апертурными неоднородностями яркости. Отмечается важное значение этих эффектов поля зрения для наблюдений крупномасштабных магнитных полей Солнца, в частности, общего магнитного поля Солнца как звезды. Выполнены численные оценки величин погрешностей (применительно в основном к магнитографу телескопа СТОП Саянской обсерватории) для различных режимов и условий наблюдения Солнца.

Some errors of solar magnetographs in large-scale magnetic field observations as caused by field-of-view effects of electrooptical polarization analyzers, by Demidov M. L., Zhigalov V. V.

Abstract. This paper examines some aspects of the problem of "spurious magnetic field-unassociated, signals of solar magnetographs (zero-level problem) caused by adjustment errors of the electrooptical polarization analyzer elements and/or by aperture brightness inhomogeneities. It is pointed out that these field-of-view effects are of paramount importance in observations of the large-scale solar magnetic fields, and the mean Sun-as-a-star magnetic field in particular. Numerical estimates of the values of errors (as applied largely to the magnetograph of the STOP telescope at the Sayan observatory) are made for different solar observing modes and conditions.

Введение

Сущность магнитографических измерений продольных магнитных полей, если говорить упрощенно, заключается в регистрации разности длин волн спектральных линий в два такта работы электрооптического анализатора поляризации (ЭОАП). Но помимо собственно магнитного поля, к возникновению такой разности могут приводить некоторые инструментальные эффекты. Естественно, это приводит к нежелательным искажениям результатов измерений. Поэтому анализ таких эффектов, учет их влияния на наблюдения представляется весьма важной задачей.

Различные аспекты этой задачи, известной также как проблема нулевого уровня солнечных магнитографов, исследовались ранее в работах [1-5].

Особенно актуальной данная проблема является при наблюдениях крупномасштабных магнитных полей (КМП) – общего (ОМП) и фонового (ФМП) магнитных полей Солнца. Помимо малых величин напряженностей таких полей, характерной особенностью их наблюдений является наличие во входной апертуре спектрографа значительных градиентов лучевой скорости (солнечное вращение) и яркости (пятна, потемнение диска к краю и т.д.). В совокупности с различными инструментальными эффектами, в частности с ошибками юстировки ЭОАП, эти факторы являются дополнительными причинами возникновения “фиктивных” сигналов магнитографов. Упоминание (без численных оценок) важной роли вращения Солнца в проблеме нулевого уровня при наблюдениях ОМП содержится в [1]. Подробный качественный и количественный анализ погрешностей магнитографов при таких наблюдениях является целью настоящей работы.

Метод анализа и результаты

Для обеспечения работы анализатора поляризации на достаточно высоких частотах (десятки и сотни герц), что необходимо главным образом для устранения влияния вариаций условий наблюдений, в солнечных магнитографах используются модуляторы, как правило, на основе электрооптических кристаллов (ЭОК): DKDP, KDP, ADP и др. Величина сдвига фаз между o - и e - компонентами при прохождении луча света через ЭОК зависит от приложенного напряжения и направления распространения света. При наблюдениях продольных магнитных полей ЭОК должен работать как знакопеременная четвертьволновая фазовая пластинка $\lambda/4$. Подачей соответствующего управляющего напряжения [6] это условие точно обеспечивается обычно для лучей, перпендикулярных плоскости Z -среза кристалла. При других углах падения световых лучей или при наклоне кристалла результирующий сдвиг фаз будет отличаться от четвертьволнового.

В результате после прохождения пучка света через расположенный за ЭОК линейный поляризатор возникает сложная картина распределения яркости. Иллюстрацией этого является рис.1, на котором показаны результаты расчетов для различных состояний поляризации падающего излучения.

С целью минимизации влияния ошибок поля зрения ЭОК наблюдения стараются выполнять как можно при меньших угловых аперту-

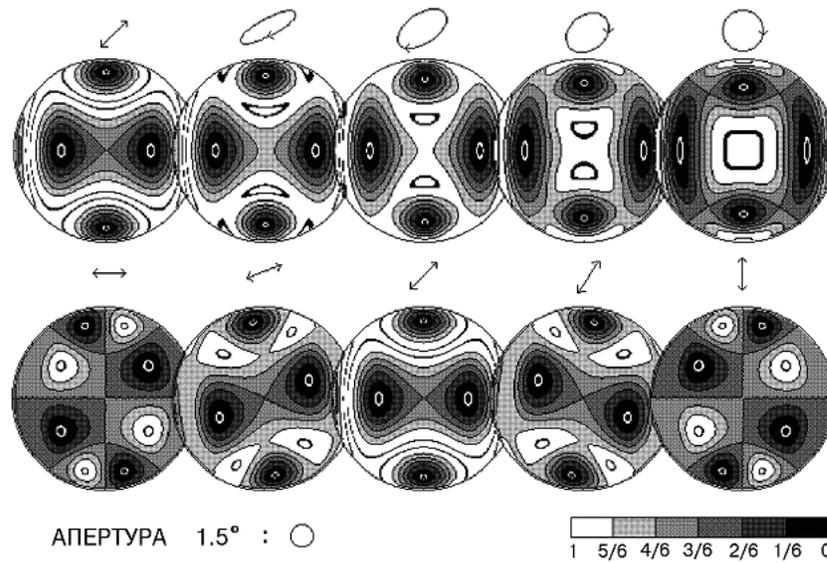


Рис. 1. Распределение яркости в пучке 100% поляризованного света после прохождения электрооптического анализатора поляризации (ЭОАП). В областях максимальной и минимальной яркости проведены изолинии со значениями 0.99 и 0.01 соответственно. ЭОАП состоит из электрооптического кристалла (ЭОК), на который подано униполярное четвертьволновое напряжение, и линейного поляризатора, ориентированного под углом 45° к наведенным осям ЭОК, направленным соответственно по горизонтали и по вертикали. Верхний ряд рисунков соответствует различной эллиптичности поляризации, а нижний – различным азимутам линейной поляризации. Угловая апертура пучка составляет 15° .

рах α световых пучков. Так измерения ОМП Солнца в Крымской обсерватории производятся при $\alpha \approx 0.5^\circ$ (видимый диаметр Солнца), в Станфорде при $\alpha = 0.38^\circ$, на телескопе СТОП Саянской обсерватории при $\alpha = 1.6^\circ$. Однако точность измерений магнитных полей такова, что даже при столь малых апертурах влияние эффектов поля зрения, особенно при наклонах ЭОК, является существенным.

Для количественного анализа таких эффектов была создана программа, которая позволяет имитировать результат прохождения через ЭОК луча света произвольного состояния поляризации и произвольного направления распространения. Совокупность таких отдельно взятых лучей формирует входной пучок света. Одним из результатов применения данной программы является уже упоминавшийся выше рис.1. Другие результаты расчетов приводятся ниже.

Отметим, что при выполнении расчетов использовались следующие условия: длина волны $\lambda = 525.02$ нм, толщина DKDP кристалла составляет 2 мм, $n_0 = 1.4656$, $n_e = 1.5044$, при подаче четвертьволнового напряжения $dn = 0.00005$, линейный поляризатор ориентирован под углом 45° к наведенным осям кристалла, угловая апертура пучка α

составляет 1.6° . Данные параметры соответствуют анализатору поляризации телескопа СТОП Саянской обсерватории.

Качественно возникновение ложных сигналов магнитографа из-за эффектов поля зрения ЭОАП сводится к следующему. При наличии наклона кристалла или неоднородностей яркости по полю зрения возникает градиент интенсивности по апертуре пучка, который меняется в зависимости от величины и знака приложенного к кристаллу напряжения. Из-за размывания изображения точки в фокальной плоскости спектрографа (по причине расфокусировки и/или аберраций спектрографа) это приводит к изменению эффективной длины волны спектральной линии в два такта работы модулятора. Именно этот эффект подробно исследован в [1]. Кроме того, к изменению в процессе работы ЭОАП длины волны, используемой в наблюдениях спектральной линии, приводит наличие неоднородностей лучевых скоростей в объекте измерений (вращение Солнца при наблюдениях ОМП). Именно этот механизм анализируется (впервые) в настоящей работе. Естественно, как это следует и из рис.1, все эти эффекты находятся в сильной зависимости от параметров поляризации света. Наибольшее значение имеют степень и ориентация линейной поляризации.

Результаты расчетов величин смещения Θ эффективного центра тяжести (в угловой мере) картины распределения яркости по апертуре пучка в зависимости от величины наклона кристалла в процессе работы ЭОК показана на рис 2 (а). Приведен случай, соответствующий 10% линейной поляризации падающего излучения, при этом азимут поляризации составлял 45° с наведенными осями ЭОК, т.е. вектор Стокса имел вид $(1,0,0.1,0)$. Несмотря на малые абсолютные значения смещений Θ , они приводят к заметным сигналам магнитографа.

Действительно, на рис.2(б) показаны результаты расчетов величин сигналов магнитографа (в величинах лучевой скорости) в зависимости от наклона кристалла анализатора поляризации для условий наблюдений ОМП Солнца. В расчетах использовалась формула для дифференциального вращения Солнца из [7] и формула для потемнения диска к краю из [8]. Предполагалось, что ось вращения Солнца ориентирована по оси Y . Для связи лучевой скорости V и напряженности магнитного поля H справедливо соотношение: $H[\text{Гс}] = 0.2266 \cdot V[\text{м/с}]$ (для $\lambda = 525.02$ нм FeI). Например, при наклоне кристалла вдоль оси X всего на 0.1° сигнал магнитографа составляет величину 1 м/с (0.23 Гс). Это означает, что, по-видимому, этим эффектом можно объяснить величины наблюдаемых смещений нулевого уровня в данных Станфордской обсерватории (см. рис.1 из [2]). Что касается наблюдений ОМП в Крыму

и Саянах, где величина смещения нулевого уровня существенно больше, то одного этого эффекта вряд ли достаточно.

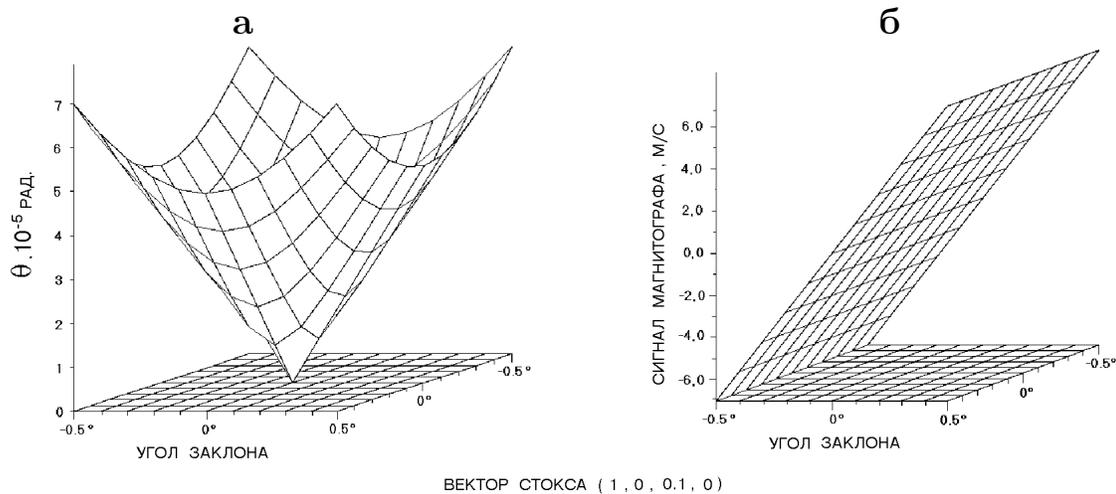


Рис. 2. а) Результаты расчета величины углового смещения эффективного центра тяжести пучка в спектрографе в зависимости от наклона электрооптического кристалла. Поляризация (линейная) света в пучке составляет 10%. Показан экстремальный случай, когда ориентация азимута поляризации составляет угол 45° с осями кристалла. б) Результаты расчетов величины смещения нулевого уровня магнитографа в зависимости от наклона кристалла в ЭОАП (см. текст).

Как отмечалось выше и было показано в [1], основное влияние на формирование **фиктивных** сигналов магнитографов оказывает линейная поляризация освещающего ЭОАП излучения, а влияние круговой поляризации пренебрежимо мало. Действительно, это подтверждают и наши данные. Так на рис.3(а) показаны результаты расчетов сигналов магнитографа опять-таки в режиме наблюдений ОМП (как и на рис.2(б)) для 10% круговой поляризации света. Видно, что даже при такой большой поляризации, которая как минимум на порядок выше тех величин, с которыми приходится иметь дело на практике, величина сигналов весьма мала и не превышает 0.5 м/с даже при наклонах ЭОК на 0.5° .

К интересным результатам привели расчеты при наличии “запятнненности” Солнца (имитация реальных пятен на диске Солнца в режиме наблюдений ОМП или дефекты оптики). Возникновение при этом “фиктивного” сигнала магнитографа показано на рис.3(б) в зависимости от положения “пятна” на диске Солнца. Размеры “пятна” предполагались равными 0.01 диаметра Солнца, ориентация оси вращения такая же, как в предыдущих рисунках. Хотя величины сигналов не очень велики (но достаточно существенны, чтобы ими не пренебрегать при особенно точных наблюдениях), интересен тот факт, что они возникают даже при

идеально точной юстировке анализатора поляризации.

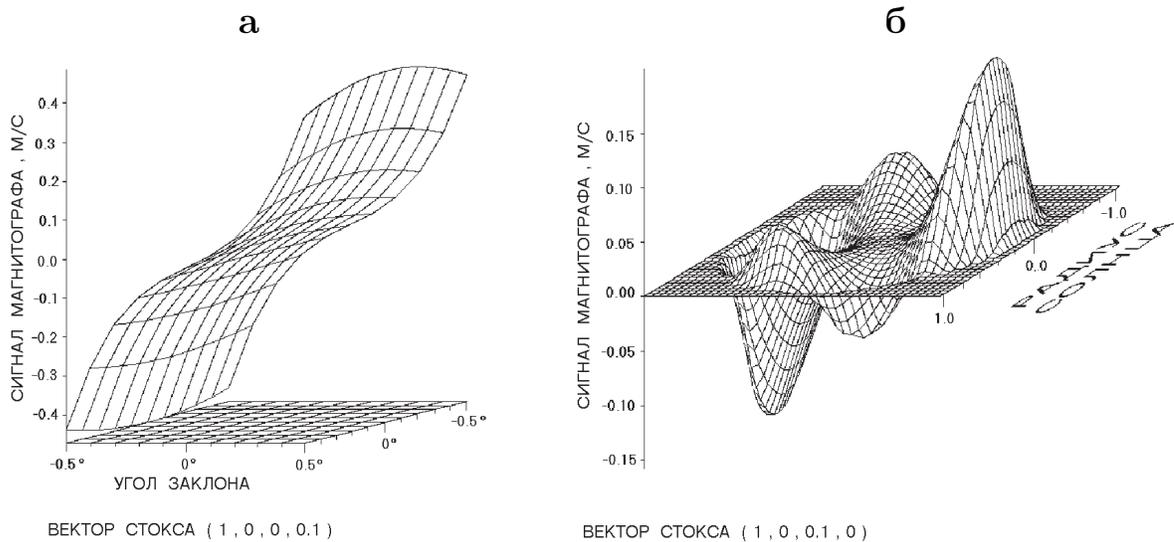


Рис. 3. а) То же, что на рис.2(б), но для 10% круговой поляризации света. б) Результаты расчетов величины сигнала магнитографа в зависимости от положения “пятна” на диске Солнца. Экватор Солнца параллелен оси X . Детали см. в тексте.

Обсуждение и заключение

При наблюдениях солнечных крупномасштабных магнитных полей ввиду малости их напряженности одним из основных факторов, влияющих на измерения и ограничивающих их точность, является существование “фиктивных” сигналов магнитографа, обусловленных не магнитным полем, а иными причинами. Проблема образования таких сигналов известна как проблема нулевого уровня магнитографов. Природа таких сигналов сложна и многообразна и пока не поддается точному учету. В прежних работах исследовались отдельные аспекты этой проблемы. Так в [1] показано, что основными факторами, определяющими величину “фиктивного” сигнала магнитографа (положение нулевого уровня), являются угол наклона кристалла анализатора поляризации к оси пучка света, линейная поляризация и величина расфокусировки спектрографа. В [2] показано, что помимо этих факторов, весьма существенную роль в проблеме нулевого уровня играют неоднородности поляризационных характеристик оптических элементов телескопа, предшествующих анализатору поляризации.

Настоящая работа посвящена анализу погрешностей солнечных магнитографов, обусловленных совокупным действием ошибок поля зрения ЭОАП и наличием градиентов лучевой скорости и яркости. Задача в

такой постановке имеет особенно важное значение применительно к наблюдениям ФМП и ОМП Солнца.

В результате расчетов по специально созданной достаточно универсальной программе получены (впервые) оценки величин “фиктивных” сигналов магнитографа при различных условиях наблюдений. Выполнено сопоставление этих оценок с величинами смещений нулевого уровня магнитографов, с которыми приходится иметь дело в различных обсерваториях, выполняющих наблюдения крупномасштабных магнитных полей. Показано, что только этим эффектом (при идеальной фокусировке спектрографа и отсутствии внешних, до анализатора поляризации, искажающих причин) можно, вероятно, объяснить только станфордские наблюдения (где смещения не превышают долей Гс). В случае же наблюдений в Крымской и Саянской обсерваториях (где величина смещения нулевого уровня значительно больше, $\geq 1 - 2$ Гс) данный эффект объясняет образование “фиктивных” сигналов лишь частично (если, конечно, ошибки юстировок ЭОАП не слишком велики) и необходимо привлечение дополнительных механизмов. Важным представляется полученный результат о возникновении “фиктивных” сигналов магнитографа даже при идеальной юстировке ЭОАП, но при наличии асимметрии в распределении яркости в апертуре освещающего анализатор пучка света.

Список литературы

1. Duvall T.L. /A Study of Large-Scale Solar Magnetic and Velocity Fields: Ph.D. Dissertation. 1977. SUIPR Rep. № 724.
2. Demidov M.L. //Solar Phys. 1996. V.164. P.381.
3. West E.A. // Applied Optics. 1978. V.17. № 18. P.3010.
4. Куклин Г.В. /Результаты наблюдений и исследований в период МГСС. 1966. Вып.1. С.95.
5. Григорьев В.М., Ильгамов Р.М. // Солнечные данные. 1983. Вып.8. С.69.
6. Демидов М.Л., Осак Б.Ф., Горин В.И. // Кинематика и физика небес.тел. 1995. Т.11. № 4. С.78.
7. Howard R., Harvey J. // Solar Phys. 1970. V.12. P.23.
8. Аллен К.У. *Астрофизические величины*. М.: Мир. 1977.

Ф.И. Бушув, А.П. Сливинский (НАО НАНУ),
Г.Н. Исопенко (НИИММ)

Мониторинг динамики солнечной активности с помощью наземных радиосредств.

Аннотация

В статье изложена методика и приведены экспериментальные результаты мониторинга состояния ионосферы наземными радиосредствами. Методика позволяет эффективно регистрировать рентгеновские вспышки на Солнце в целях оценки текущего состояния солнечной активности. Методика может быть использована также для селекции локальных ионосферных предвестников землетрясений по результатам сравнений ионосферных данных с данными спутниковых рентгеновских мониторов. Сделана попытка оценки корреляции ряда медицинских статистических данных с данными мониторинга солнечной активности.

The Solar activity monitoring with ground radio methods using.
by Bushuev F.I., Slivinsky A.P. (NAO), Isopenko G.N. (IMM)

Abstract. In this article the method and experimental results of ionosphere monitoring with a long waves radio and time service using are shown. The method may be used for observation of the X-rays Solar flares and a Solar activity statement monitoring. The method may be used also for selection local ionosphere forecasts and prognosing of earthquakes by comparison ionosphere and satelite X-rays monitors dates using. There are shown also the results of comparisons some medical data and data of the solar activity monitoring.

Известно, что концентрация ионов в нижнем слое D ионосферы (высоты 30–80 км) существенным образом зависит от рентгеновского потока излучения Солнца. В спокойные периоды величина этого потока на расстоянии от Солнца, равном радиусу земной орбиты, составляет в среднем $1 \cdot 10^{-5}$ Вт/м². Во время вспышек излучение Солнца в рентгеновской области спектра согласно данным наблюдений может кратковременно (от десятков минут до нескольких часов) увеличиться на 1–3 порядка, вызывая в такие периоды значительное дополнительное увеличение концентрации ионосферной плазмы на уровне высот слоя D ионосферы и тем самым вызывая явление внезапного ионосферного возмущения (ВИВ). Явления ВИВ хорошо известны и проявляются как сильные поглощения вплоть до замирания радиоволн КВ диапазона. При этом также наблюдаются внезапные возмущения сигнальной информации фазовых радионавигационных систем (ФРНС) типа "Омега "Лоран-С" и других радиостанций сверхдлинноволнового (СДВ) диапазона частот. Эти явления обусловлены изменением характера распро-

странения СДВ радиоволн в волноводном канале Земля-слой D ионосферы во время возникновения солнечных рентгеновских вспышек [1]. Мировая сеть станций ФРНС и стандартов единого времени (СЕВ) работает круглосуточно, с высокой стабильностью частоты передатчиков, представляя тем самым удобную систему реперных радиостанций, позволяющих непрерывно и одновременно регистрировать амплитуду и фазу излучаемых ими сигналов и тем самым проводить мониторинг солнечной активности. Функциональная блок-схема и состав оборудования для проведения мониторинга ионосферы представлены на рис 1.

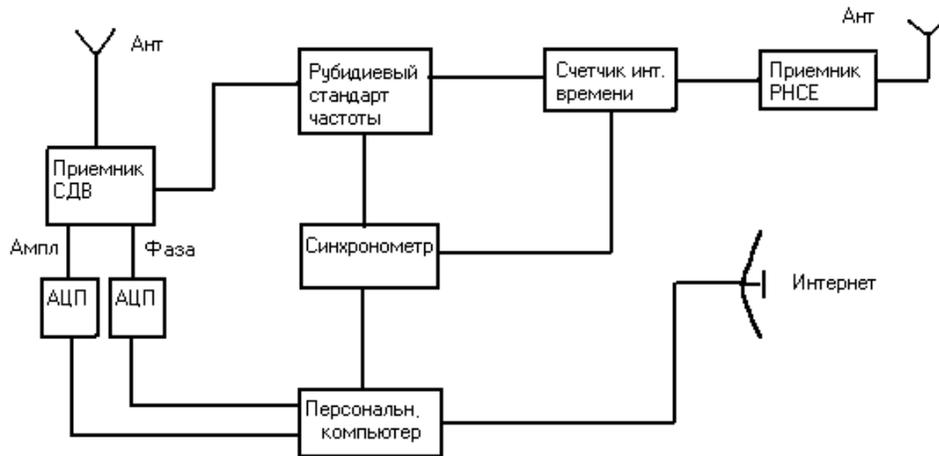


Рис. 1. Функциональная схема комплекса мониторинга атмосферы.

Комплекс аппаратуры включает в себя: рубидиевый стандарт частоты типа Ч1-74 – опорный генератор частот, синхрометр типа Ч7-37 – электронные часы, приемник-компаратор СДВ диапазона типа Ч7-38 – прием сигналов станции DCF-77, аналого-цифровые преобразователи выходных сигналов фазы и амплитуды; персональный компьютер – запоминание, обработка и передача данных; цифровой счетчик интервалов времени и приемник сигналов навигационной системы РНСЕ – используются для внешнего контроля и калибровки шкалы времени.

В целях оценки чувствительности и достоверности метода на службе эталонного времени НАО в течение нескольких лет проводились измерения амплитуды и фазы сигналов радиостанции DCF-77 (ФРГ, Майн-флинген), передающей сигналы точного времени и частоты. (Рабочая частота станции 77,5 кГц.) На рис. 2 для иллюстрации приведены данные регистрации солнечной вспышки по измерениям амплитуды сигнала этой станции.

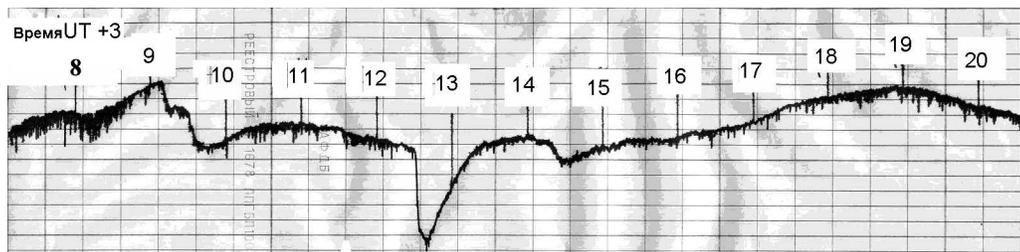


Рис. 2. Запись амплитуды сигнала станции DCF-77 в НАО, Николаев 23.08.1998. Частота 77,5 кГц.

С появлением в системе Internet данных мониторинга рентгеновской активности Солнца спутниками GOES на сайте Today's Space Weather [9] были проведены сравнения методик измерений, в результате которых была проверена чувствительность ионосферного метода. Заметная реакция ионосферы проявлялась даже при незначительных всплесках рентгеновской активности Солнца (вспышки С-класса). В то же время была выявлена существенная нелинейность методики измерений логарифмического характера, обусловленная по-видимому сложным характером процесса распространения волны (суммарный эффект от интерференции отдельных мод и поглощения в среде распространения). Указанный недостаток методики в известной мере снижает точность оценки интенсивности вспышки, но все же, как показал многолетний опыт, методика позволяет служить надежным и простым способом наземной регистрации аномалий на Солнце в дневное время. Очень важным, с нашей точки зрения, является возможность селекции ионосферных предвестников землетрясений от других аномалий в ионосфере по результатам сравнения ионосферных и спутниковых данных. На рис 3. для иллюстрации представлены сравнительные данные регистрации одной и той же вспышки на Солнце детекторами спутников GOES и приборами в НАО. (NAO — в нижней части рисунка, GOES-8 и GOES-10 — в верхней части рисунка). Рисунок наглядно иллюстрирует наличие значительной корреляции данных НАО и спутников GOES.

Отсутствие корреляции ионосферной аномалии с данными по рентгеновской активности Солнца, получаемой со спутников, вероятно может служить локальным предвестником землетрясений, мощных циклонических процессов в атмосфере, а также свидетельствовать о наличии антропогенного воздействия на ионосферу.

На рис. 4 для иллюстрации приведены данные мониторинга ионосферы на пункте в Магадане (амплитуда сигнала станции навигационной системы ОМЕГА 10,2 кГц) накануне и во время разрушительного землетрясения на Сахалине.

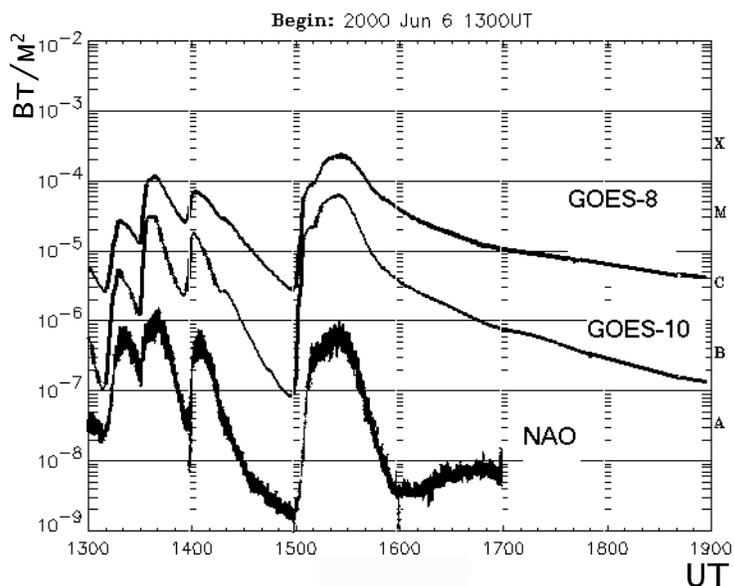


Рис. 3. Данные регистрации вспышки на Солнце

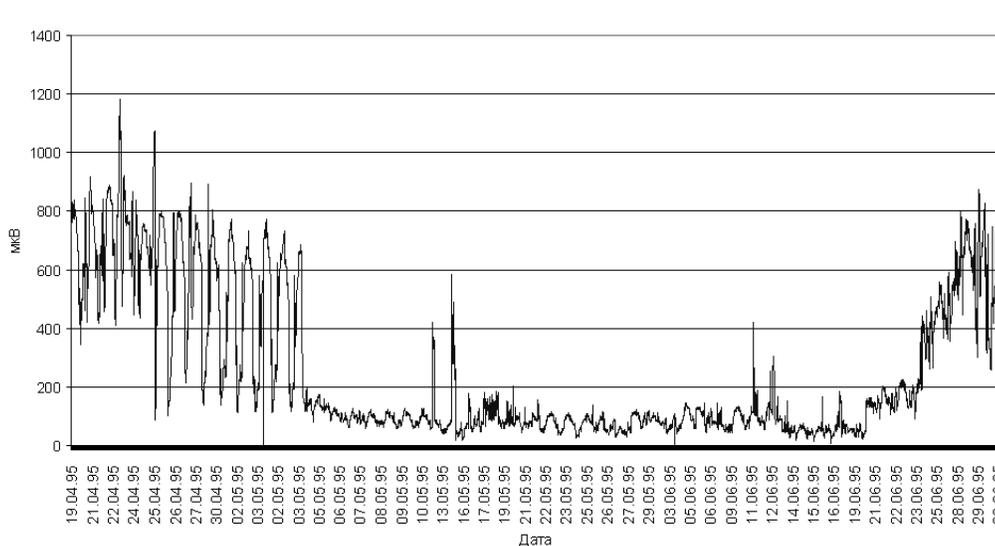


Рис. 4. Амплитуда сигнала, мкВ

В последнее десятилетие наблюдается повышенный интерес к проблеме взаимосвязи и влияния гелиогеофизических факторов, в особенности магнитной активности, на состояние здоровья человека. В ряде газет и журналов печатается прогноз неблагоприятных дней на основе прогноза магнитных бурь и ряда других геофизических факторов. В некоторых работах по результатам медико-биологических наблюдений за состоянием групп людей с различными хроническими, и в первую очередь с сердечно-сосудистыми заболеваниями, сделаны предположения о неблагоприятном влиянии магнитной бури на человека и даются рекомендации о режиме поведения в эти периоды [2]. В других рабо-

тах высказываются серьезные сомнения в качестве и точности печатающихся в прессе прогнозов магнитной активности и недостаточной изученности электромагнитных полей и механизмов воздействия на биосферу [4] и, кроме того, указывается на сложность получения медико-биологической информации [3] и необходимость всестороннего изучения возможных связей и поиска новых подходов [3,5].

В целях исследования многообразия проявления возможных связей солнечной активности и состояния людей было проведено сопоставление проявлений солнечной активности в качестве эффектов ВИБ и вариаций не набора измеряемых медицинских показателей, а субъективного самочувствия группы практически здоровых людей ото дня ко дню в течение марта и апреля 1998 года.

Оценка состояния человека проводилась на основе самонаблюдений группы людей, которые вели ежедневные записи о состоянии здоровья, сна, эмоционального самочувствия, (а также отмечали наличие или отсутствие каких-либо происшествий или неприятностей). В группу вошли 20 человек: студентов, ИТР, учителей, — в возрасте от 19 до 59 лет. Каждый из отмеченных показателей оценивался как 0 при хорошем самочувствии или отсутствии происшествия и -1 при плохом самочувствии или наличии происшествия. В качестве индекса состояния человека за день принималась сумма этих показателей, которая таким образом могла меняться от 0 до -4 . Для совокупной оценки индекса состояния группы людей принята сумма индексов всех участников.

Результаты таких наблюдений приведены на рисунке 5.

Дни прохождения ВИБ показаны единичными отрезками в верхней части рисунка. В отмеченные периоды прохождения ВИБ одновременно наблюдалось образование новых пятен на Солнце. Такие факты указывают на повышение солнечной активности в эти периоды времени, а ВИБ коррелируют с началами таких периодов и могут служить в качестве косвенных признаков повышения активности Солнца. В соответствии с данными, приведенными на рис.5, можно сказать, что три периода активности Солнца в марте проявились в вариациях индекса состояния людей. За событиями на Солнце 5 и 28 марта, со смещением на сутки следуют отчетливые глубокие минимумы индекса состояния 6 и 29 марта. Серия событий с 14 по 19 марта проявляется в серии локальных минимумов 14, 17, 19 марта. В апреле наблюдалась аналогичная картина. Минимумы индекса состояния соответствуют периодам ВИБ, за исключением событий ВИБ 23, 24 апреля, когда минимум индекса состояния сдвинулся относительно этих событий на 25, 26 апреля. Можно также отметить довольно быстрое восстановление индекса со-

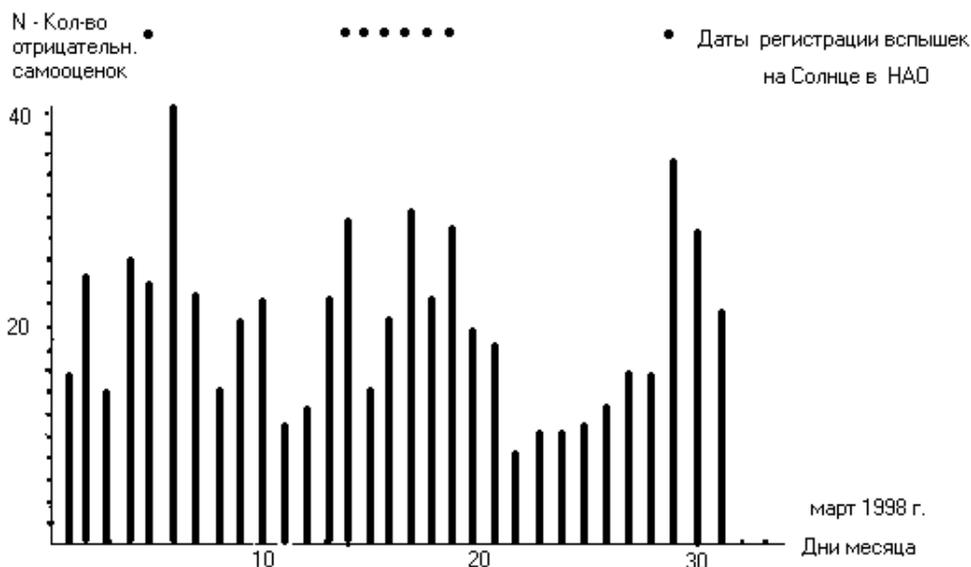


Рис. 5. Количество отрицательных самооценок в марте 1998 года при регистрации ВИБ (N). • — даты регистрации вспышек на Солнце в НАО.

стояния к среднему уровню и даже стремление к максимуму. Таким образом, периоды, включающие минимумы индекса состояния, можно характеризовать как неблагоприятные периоды.

На рис. 6 и 7 приведены сравнительные статистические данные по случаям острых нарушений мозгового кровообращения (ОНМК), зафиксированные в неврологическом отделении одной из больниц в г. Николаеве. В качестве данных солнечной активности использовались данные магнитометра ИЗМИРАН в г. Троицке и статистка чисел Вольфа, взятые из баз данных INTERNET. [8,9]

По магнитограммам для возможности сравнения с данными медицинской статистики просчитывалось среднемесечное количество дней, в которые регистрировались магнитные возмущения. На графиках прослеживается наглядная корреляция явлений.

Результаты исследований в области солнечно-земных взаимодействий, проведенные в НАО, подтверждают наличие взаимосвязи проявлений солнечной активности и процессов жизнедеятельности на Земле, на что указывали авторы монографий и статей, приведенные в списке литературы.

В заключение следует отметить, что полученные результаты представляют интерес не только научный, но и прикладной и, в первую очередь, для служб и людей, занятых деятельностью с риском, как для своей жизни, так и для жизни общества. В связи с этим, полученные результаты дают основание выбрать ВИБ в качестве предвестника неблагоприятных явлений.

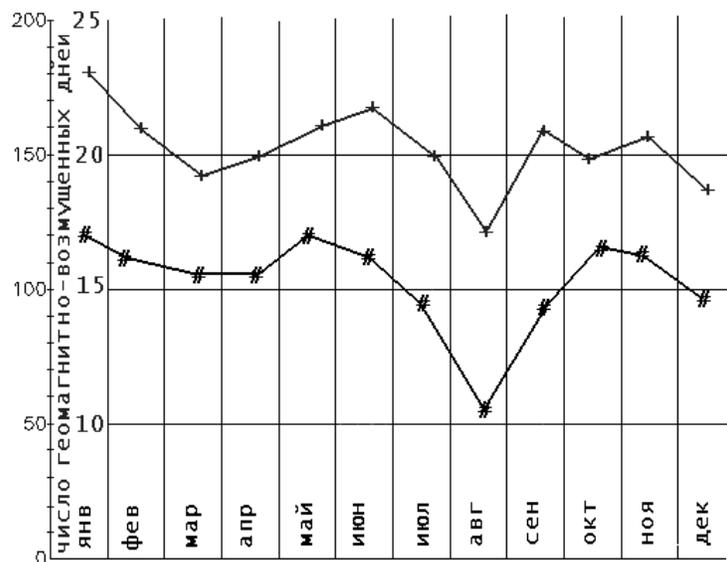


Рис. 6. # – среднее число случаев ОМНК в 2000 году, + – число геомагнитно-возмущенных дней.

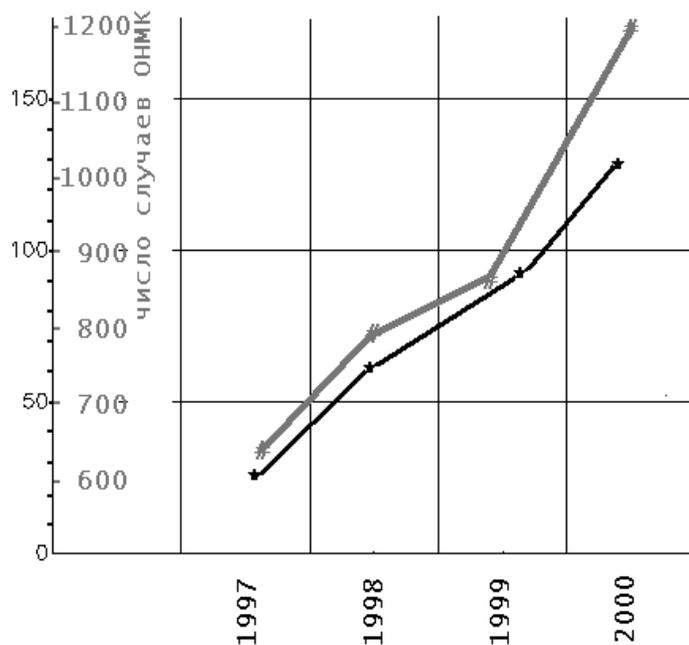


Рис. 7. ★ – среднегодовое число Вольфа, # – число случаев ОМНК.

гоприятных периодов, о которых следует оповещать заинтересованный круг людей для принятия соответствующих адаптивных мер.

Литература.

1. Митра А.П. *Воздействие солнечных вспышек на ионосферу Земли*. М.: Мир, 1977, 370 с.

2. Мизун Ю.Г. *Магнитные бури и здоровье*. - М.: Научно-практический центр "Экология и здоровье", 1994, 176 с.
3. Комаров Ф.И., Рапопорт С.И., Бреус Т.К. // *Земля и Вселенная*, 1988, №5, с.61-64.
4. Шапиро В.А. // Там же, с.64-68.
5. Владимирский Б.М., Темурьянц Н.А. // *Земля и Вселенная*, 1989, №5, с.86-88.
6. Бушуев Ф.И., Сливинский А.П. / *Материалы конференции МАО-1980*, г. Николаев, Украина.(10).
7. Бушуев Ф.И., Пышненко В.Н., Сливинский А.П., Исопенко Г.Н. / *Материалы конференции МАО-1980*, г. Николаев, Украина.(10)
8. Центр прогнозов ИЗМИРАН <http://forecast.izmiran.rssi.ru>
9. Сайт Today's Space Weather <http://sec.noaa.gov/today.html>
10. Сайт NAO <http://www.mao.nikolaev.ua>

В.М. Чепурова (ГАИШ МГУ)

О короткопериодических солнечных возмущениях пятого порядка в движении далеких спутников

Аннотация

В рамках ограниченной эллиптической задачи трех тел с помощью метода Цейпеля получены выражения для короткопериодических членов пятого порядка в разложениях гамильтониана и определяющей функции по степеням отношения средних движений Солнца и спутника.

On the 5th order short-periodic solar perturbations in the motion of the outer satellites. *by V.M. Chepurova,*

Abstract. With the aid of von Zeipel method in the limits of the restricted elliptic problem of three bodies short-periodic terms of the fifth order in the hamiltonian and the characteristic function expansion in powers of the Sun and satellite mean motions ratio are obtained.

Эта статья является продолжением работы по построению возмущенной теории движения далеких спутников больших планет на основе промежуточной орбиты Орлова [1-4], начатой А.А. Орловым (1915-1986) и проводившейся им с соавторами до конца его жизни [5-8], и посвящена его светлой памяти. В [8] мы довели дело до учета солнечных короткопериодических возмущений четвертого порядка в разложениях гамильтониана и определяющей функции по степеням отношения средних движений Солнца и спутника m . Применение полученных формул к исследованию движения восьмого спутника Юпитера [9] показало перспективность этой работы и необходимость учета следующих членов разложений. В настоящей работе представлены члены пятого порядка относительно m . Все используемые обозначения совпадают с теми, которые введены ранее в статьях [2,6,8].

Пусть, как в [2,4], определяющая функция преобразования по методу Цейпеля [10] дифференциальных уравнений движения спутника, записанных в канонических элементах Делоне (L, G, H, l, g, h и дополнительных Λ и λ) [4], имеет вид

$$\begin{aligned} R &= R_0 + \Delta R = \\ &= R_0 + mR_1 + m^2R_2 + m^3R_3 + m^4R_4 + m^5R_5 + \dots = \\ &= R_0 + \sum_{i=1} m^i R_i, \end{aligned} \quad (1)$$

а гамильтониан, полученный в результате этого преобразования, записывается в форме

$$\begin{aligned}\Phi &= \Phi_0 + \Delta\Phi = \\ &= \Phi_0 + m\Phi_1 + m^2\Phi_2 + m^3\Phi_3 + m^4\Phi_4 + m^5\Phi_5 + \dots = \\ &= \Phi_0 + \sum_{i=1} m^i\Phi_i.\end{aligned}\quad (2)$$

Напомним, что целью преобразования является независимость нового гамильтониана от переменной l .

Согласно [2,4]

$$\begin{aligned}R_0 &= L'l + G'g + H'h + \Lambda'\lambda, & R_1 &= 0; \\ \Phi_0 &= \frac{\mu^2}{2L'^2}, & \Phi_1 &= -\Lambda',\end{aligned}\quad (3)$$

штрихи относятся к новым, полученным после преобразования, каноническим элементам; $\mu = f(m_0 + m_1)/n_1^2$, f – постоянная тяготения, m_0 и m_1 – массы центральной планеты и спутника, n_1 – возмущенное среднее движение спутника. Второе равенство (3) показывает, что короткопериодические солнечные возмущения первого порядка в движении спутника отсутствуют. Далее имеем

$$\begin{aligned}R_2 &= \frac{\gamma}{96} \left(\frac{a_2}{r_2}\right)^3 \frac{L'^7}{\mu^4} (AD_1^{(2)} + 3BD_2^{(2)} + 3CD_3^{(2)}), \\ \Phi_2 &= \frac{\gamma}{16} \frac{L'^4}{\mu^2} \left(\frac{a_2}{r_2}\right)^3 [A(3e'^2 + 2) + 3B \ 5e'^2],\end{aligned}\quad (4)$$

где

$$\begin{aligned}A &= -(1 - 3c'^2) + 3(1 - c'^2) \cos 2w, \\ B &= [(1 - c'^2) + (1 + c'^2) \cos 2w] \cos 2g - 2c' \sin 2w \sin 2g, \\ C &= -[(1 - c'^2) + (1 + c'^2) \cos 2w] \sin 2g - 2c' \sin 2w \cos 2g; \\ D_1^{(2)} &= 2e' [5e'^2 - 12 + 2e' \cos E' - 2e'^2 \cos^2 E'] \sin E', \\ D_2^{(2)} &= 2[e'(e'^2 - 2)(7 + 2 \cos^2 E') + 3(e'^2 + 2) \cos E'] \sin E', \\ D_3^{(2)} &= [3(7e'^2 + 2) + 8e'(3 + \cos^2 E') \cos E' - \\ &\quad - 12(e'^2 + 1) \cos^2 E'] \eta';\end{aligned}$$

a , e , i – большая полуось, эксцентриситет и наклон орбиты спутника относительно планеты; $c = \cos i$; E , M и v – его эксцентрическая, средняя и истинная аномалии; r – радиус, ω – аргумент перицентра, Ω – долгота восходящего узла этой орбиты; a_2 , e_2 – большая полуось и эксцентриситет орбиты планеты относительно Солнца (или Солнца относительно

планеты); $r_2 = a_2(1 - e_2 \cos E_2)$ – радиус, E_2 , M_2 и v_2 – эксцентриситет, средняя и истинная аномалии, ω_2 – аргумент перицентра этой орбиты; m_2 – масса Солнца и $\gamma = m_2/(m_0 + m_1 + m_2)$.

Связь элементов Делоне с кеплеровскими осуществляется по формулам

$$\begin{aligned} L &= \sqrt{\mu a}, & G &= \sqrt{\mu a(1 - e^2)}, & H &= Gc, \\ l &= n_1(t - T) = M, & g &= \omega, & h &= \Omega, & \lambda &= M_2; \\ \eta &= \sqrt{1 - e^2}, & \eta_2 &= \sqrt{1 - e_2^2}, & M &= E - e \sin E, \\ w &= h - (v_2 + \omega_2), & \Lambda &= w/\sqrt{a^3}. \end{aligned} \quad (5)$$

Обозначая через $U_j = \{A, 3B, 3C\}$ и через $u' = a_2/r_2$, вместо (4) можем кратко записать

$$\begin{aligned} R_2 &= \frac{\gamma u'^3 L'^7}{96 \mu^4} \sum_{j=1}^3 U_j D_j^{(2)}, \\ \Phi_2 &= \frac{\gamma u'^3 L'^4}{16 \mu^2} \sum_{j=1}^3 U_j F_j^{(2)*}, \end{aligned} \quad (4')$$

где $F_j^{(2)*}$, соответственно, коэффициенты $\{(3e'^2 + 2); \quad 5e'^2; \quad 0\}$.

Аналогично, опираясь на [2,4,6], получаем

$$R_3 = \frac{\gamma u'^5 L'^{10}}{2304 \mu^6} \eta_2 \sum_{j=1}^3 K_j^{(3)} D_j^{(3)}; \quad \Phi_3 = 0. \quad (6)$$

Здесь

$$\begin{aligned} K_1^{(3)} &= \frac{\partial A}{\partial w} + 3Ae_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2; \\ K_2^{(3)} &= 3 \frac{\partial B}{\partial w} + 9Be_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2; \\ K_3^{(3)} &= 3 \frac{\partial C}{\partial w} + 9Ce_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2; \end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned}
D_1^{(3)} &= -15e'^2(7e'^2 - 36) - 48e'(5e'^2 - 12) \cos E' + \\
&\quad + 24e'^2(5e'^2 - 21) \cos^2 E' - 176e'^3 \cos^3 E' - 24e'^4 \cos^4 E', \\
D_2^{(3)} &= -3(85e'^4 - 206e'^2 - 24) - 336e'(e'^2 - 2) \cos E' + \\
&\quad + 24(7e'^4 - 17e'^2 - 6) \cos^2 E' + 16e'(e'^2 + 10) \cos^3 E' + \\
&\quad + 24e'^2(e'^2 - 2) \cos^4 E', \\
D_3^{(3)} &= -8\eta' [e'(39e'^2 - 94) + 9(7e'^2 + 2) \cos E' - \\
&\quad - 4e'(3e'^2 + 5) \cos^2 E' + \\
&\quad + 6e'^2 \cos^3 E'] \sin E'.
\end{aligned}$$

Наконец, в [8] представлены (штрихи здесь и далее в выражениях для коэффициентов мы отбрасываем, запомнив, что в формулы всегда подставляются новые, полученные после преобразования, канонические элементы)

$$R_4 = \frac{\gamma^2 u^6 L^{13}}{552960 \mu^6} \sum_{j=1}^{18} K_j^{(4)} D_j^{(4)}; \quad \Phi_4 = \frac{\gamma^2 u^6 L^{10}}{128 \mu^6} \sum_{j=1}^{18} K_j^{(4)} F_j^{(4)}; \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned}
K_1^{(4)} &= A^2, \quad K_2^{(4)} = 3AB, \quad K_3^{(4)} = 3AC, \\
K_4^{(4)} &= 9B^2, \quad K_5^{(4)} = 9BC, \quad K_6^{(4)} = 9C^2, \\
K_7^{(4)} &= 3 \frac{\partial A}{\partial c} \left(2cB + \frac{\partial C}{\partial w} \right), \quad K_8^{(4)} = 3 \frac{\partial A}{\partial c} \left(2cC - \frac{\partial B}{\partial w} \right), \\
K_9^{(4)} &= 9 \frac{\partial B}{\partial c} \left(2cB + \frac{\partial C}{\partial w} \right), \quad K_{10}^{(4)} = 9 \frac{\partial B}{\partial c} \left(2cC - \frac{\partial B}{\partial w} \right), \\
K_{11}^{(4)} &= 9 \frac{\partial C}{\partial c} \left(2cB + \frac{\partial C}{\partial w} \right), \quad K_{12}^{(4)} = 9 \frac{\partial C}{\partial c} \left(2cC - \frac{\partial B}{\partial w} \right), \\
K_{13}^{(4)} &= -\frac{\partial A}{\partial c} \frac{\partial A}{\partial w}, \quad K_{14}^{(4)} = -3 \frac{\partial B}{\partial c} \frac{\partial A}{\partial w}, \quad K_{15}^{(4)} = -3 \frac{\partial C}{\partial c} \frac{\partial A}{\partial w}, \\
K_{16}^{(4)} &= \frac{1}{\gamma} \left[\frac{\partial^2 A}{\partial w^2} \frac{p_2}{r_2} + \frac{\partial A}{\partial w} 8e_2 \sin v_2 - 3A \left(5 \frac{p_2}{r_2} - 9 + 4 \frac{r_2}{a_2} \right) \right], \\
K_{17}^{(4)} &= \frac{3}{\gamma} \left[\frac{\partial^2 B}{\partial w^2} \frac{p_2}{r_2} + \frac{\partial B}{\partial w} 8e_2 \sin v_2 - 3B \left(5 \frac{p_2}{r_2} - 9 + 4 \frac{r_2}{a_2} \right) \right], \\
K_{18}^{(4)} &= \frac{3}{\gamma} \left[\frac{\partial^2 C}{\partial w^2} \frac{p_2}{r_2} + \frac{\partial C}{\partial w} 8e_2 \sin v_2 - 3C \left(5 \frac{p_2}{r_2} - 9 + 4 \frac{r_2}{a_2} \right) \right],
\end{aligned}$$

и, соответственно,

$$D_1^{(4)} = -36[e(549e^4 - 2380e^2 + 2640) + 15(123e^4 - 276e^2 - 32) \cos E - 8e(81e^4 - 440e^2 - 60) \cos^2 E - 30(51e^2 + 4)e^2 \cos^3 E + 264e^5 \cos^4 E] \sin E,$$

$$D_2^{(4)} = -216[e(471e^4 - 1462e^2 + 1800) + 15(25e^4 - 178e^2 - 32) \cos E + 8e(51e^4 + 158e^2 + 210) \cos^2 E + 10(e^4 - 198e^2 + 32) \cos^3 E - 8e(33e^4 - 86e^2 + 20) \cos^4 E] \sin E,$$

$$D_3^{(4)} = -108[5(290e^4 - 993e^2 - 80) + 80e(49e^2 - 20) \cos E - 40(67e^4 - 79e^2 - 32) \cos^2 E - 880e(3e^2 + 4) \cos^3 E + 40(32e^4 + 91e^2 - 16) \cos^4 E - 64e(19e^2 - 5) \cos^5 E] \eta,$$

$$D_4^{(4)} = -108[e(5127e^4 - 4600e^2 + 1900) - 15(423e^4 + 472e^2 - 340) \cos E + 8e(177e^4 + 560e^2 + 520) \cos^2 E + 10(357e^4 - 376e^2 - 476) \cos^3 E + 264e(3e^4 - 20e^2 + 20) \cos^4 E + 640(e^2 - 1) \cos^5 E] \sin E,$$

$$D_5^{(4)} = -540[1506e^4 - 2285e^2 + 910 + 96e(33e^2 + 14) \cos E - 48(17e^4 - 41e^2 + 69) \cos^2 E - 224e(11e^2 + 4) \cos^3 E - 24(22e^4 - 113e^2 - 74) \cos^4 E + 192e(4e^2 - 11) \cos^5 E - 128(e^2 - 2) \cos^6 E] \eta,$$

$$D_6^{(4)} = 432[e(642e^4 - 1700e^2 - 605) + 15(278e^4 - 252e^2 + 109) \cos E - 4e(411e^4 - 65e^2 - 350) \cos^2 E + 10(172e^4 - 118e^2 - 119) \cos^3 E - 24e(2e^4 + 40e^2 - 55) \cos^4 E - 40(e^4 - 4e^2 + 4) \cos^5 E] \sin E,$$

$$D_7^{(4)} = -72[e(33e^4 + 309e^2 - 1060) - 15(13e^4 - 111e^2 - 12) \cos E + 2e(57e^4 - 654e^2 - 220) \cos^2 E + 50e^2(10e^2 + 9) \cos^3 E - 72e^3(e^2 + 3) \cos^4 E + 40e^4 \cos^5 E] \sin E,$$

$$D_8^{(4)} = -9[5(182e^6 - 2671e^4 + 2286e^2 + 144) + 240e(25e^4 - 74e^2 + 28) \cos E - 120(25e^6 - 147e^4 + 90e^2 + 12) \cos^2 E - 80e(97e^4 - 98e^2 - 44) \cos^3 E + 120e^2(12e^4 - 17e^2 - 30) \cos^4 E - 288e^3(e^2 - 6) \cos^5 E + 160e^4(e^2 - 2) \cos^6 E] / \eta,$$

$$D_9^{(4)} = -216[e(27e^4 - 295e^2 - 450) + 15(49e^4 + 67e^2 - 6) \cos E - 2e(177e^4 + 280e^2 + 360) \cos^2 E - 10(2e^4 - 79e^2 - 18) \cos^3 E + 24e(3e^4 - 5e^2 - 10) \cos^4 E - 40e^2(e^2 - 2) \cos^5 E] \sin E,$$

$$\begin{aligned}
D_{10}^{(4)} &= -135[214e^6 - 673e^4 + 436e^2 - 36 + 336e(e^4 - 4) \cos E - \\
&\quad -24(7e^6 - 31e^4 + 16e^2 - 12) \cos^2 E - 240e(e^4 - 4) \cos^3 E - \\
&\quad -24(8e^6 - 29e^4 + 44e^2 + 12) \cos^4 E - 96e(e^4 - 4) \cos^5 E - \\
&\quad -32e^2(e^4 - 4e^2 + 4) \cos^6 E]/\eta, \\
D_{11}^{(4)} &= 540[276e^4 - 166e^2 + 9 + 72e(7e^2 + 2) \cos E - \\
&\quad -36(7e^4 + e^2 + 2) \cos^2 E - 120e(e^2 + 2) \cos^3 E + \\
&\quad +24(3e^4 + 14e^2 + 3) \cos^4 E - 96e(e^2 + 1) \cos^5 E + 32e^2 \cos^6 E]\eta, \\
D_{12}^{(4)} &= -216[e(762e^4 - 1555e^2 - 870) + 45(42e^4 + e^2 + 2) \cos E - \\
&\quad -4e(141e^4 + 35e^2 - 180) \cos^2 E + 10(32e^4 - 79e^2 - 18) \cos^3 E - \\
&\quad -24e(2e^4 - 5e^2 - 10) \cos^4 E + 40e^2(e^2 - 2) \cos^5 E] \sin E, \\
D_{13}^{(4)} &= -15[e^2(190e^4 - 825e^2 + 576) + 144e^3(5e^2 - 12) \cos E - \\
&\quad -24e^2(15e^4 - 83e^2 + 48) \cos^2 E - 144e^3(7e^2 - 12) \cos^3 E + \\
&\quad +24e^4(8e^2 - 43) \cos^4 E + 288e^5 \cos^5 E - 32e^6 \cos^6 E]/\eta, \\
D_{14}^{(4)} &= -9[5(278e^6 + 1097e^4 - 1290e^2 - 144) + \\
&\quad +240e(e^4 + 30e^2 - 52) \cos E - 120(e^6 + 37e^4 - 46e^2 - 12) \cos^2 E + \\
&\quad +80e(31e^4 - 14e^2 + 28) \cos^3 E - 120e^2(12e^4 - 15e^2 + 38) \cos^4 E - \\
&\quad -96e^3(7e^2 - 22) \cos^5 E + 160e^4(e^2 - 2) \cos^6 E]/\eta, \\
D_{15}^{(4)} &= -72[e(558e^4 - 801e^2 - 1420) + 45(30e^4 + 11e^2 + 4) \cos E - \\
&\quad -4e(99e^4 - 33e^2 - 70) \cos^2 E - 10e^2(8e^2 + 57) \cos^3 E + \\
&\quad +24e^3(2e^2 + 11) \cos^4 E - 40e^4 \cos^5 E] \sin E, \\
D_{16}^{(4)} &= -16[e(567e^4 - 4900e^2 + 8640) + 225e^2(7e^2 - 36) \cos E + \\
&\quad +8e^3(63e^2 - 425) \cos^2 E - 750e^4 \cos^3 E + 72e^5 \cos^4 E] \sin E, \\
D_{17}^{(4)} &= -48[e(1953e^4 - 9686e^2 + 12040) + 45(85e^4 - 206e^2 - 24) \cos E - \\
&\quad -8e(117e^4 - 289e^2 - 190) \cos^2 E + 30e^2(e^2 - 26) \cos^3 E - \\
&\quad -72e^3(e^2 - 2) \cos^4 E] \sin E, \\
D_{18}^{(4)} &= -24\eta[15(294e^4 - 1495e^2 - 72) + 240e(39e^2 - 94) \cos E - \\
&\quad -120(39e^4 - 157e^2 - 18) \cos^2 E - 80e(75e^2 + 38) \cos^3 E + \\
&\quad +120e^2(6e^2 + 13) \cos^4 E - 288e^3 \cos^5 E] \sin E,
\end{aligned}$$

a

$$\begin{aligned}
F_1^{(4)} &= -(21e^4 - 132e^2 - 32)/8, & F_2^{(4)} &= -e^2(79e^2 - 222)/4, \\
F_3^{(4)} &= F_5^{(4)} = 0, & F_4^{(4)} &= -(615e^4 - 1120e^2 + 76)/24, \\
F_7^{(4)} &= e^2(13e^2 - 69)/12, & F_6^{(4)} &= -(205e^4 - 280e^2 + 19)/6, \\
F_9^{(4)} &= (35e^4 - 85e^2 - 6)/12, & F_8^{(4)} &= F_{10}^{(4)} = 0, \\
F_{11}^{(4)} &= F_{13}^{(4)} = F_{14}^{(4)} = 0, & F_{12}^{(4)} &= (35e^4 - 85e^2 - 6)/12,
\end{aligned}$$

$$F_{15}^{(4)} = (13e^2 - 69)/12, \quad F_{16}^{(4)} = F_{17}^{(4)} = F_{18}^{(4)} = 0.$$

Дальнейшее применение метода Цейпеля приводит к уравнению для R_5 и Φ_5 — членов пятого порядка разложений в ряды по степеням малого параметра m функций R и Φ (см. (1) и (2)), имеющему вид

$$\begin{aligned} \frac{\mu^2}{L^3} \frac{\partial R_5}{\partial l} + \Phi_5 = & \frac{3\mu^2}{L^4} \frac{\partial R_2}{\partial l} \frac{\partial R_3}{\partial l} - \frac{\partial R_4}{\partial \lambda} + \frac{\partial R_3}{\partial l} \frac{\partial F_2}{\partial L'} + \\ & + \frac{\partial R_3}{\partial g} \frac{\partial F_2}{\partial G'} + \frac{\partial R_3}{\partial h} \frac{\partial F_2}{\partial H'} - \frac{\partial R_3}{\partial H'} \frac{\partial \Phi_2}{\partial h} - \frac{\partial R_3}{\partial G'} \frac{\partial \Phi_2}{\partial g}, \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$F_2 = \frac{\gamma L^4 u'^3}{8\mu^2} \sum_{j=1}^3 U_j F_j^{(2)}, \quad (9)$$

а $F_j^{(2)}$, соответственно, $\{(r'/a')^2; (r'/a')^2 \cos 2v'; (r'/a')^2 \sin 2v'\}$. В левую часть этого уравнения входят две неизвестные: R_5 и Φ_5 . Чтобы получить однозначное решение уравнения (8), введем дополнительное условие: положим, как обычно в таких случаях, что Φ_5 равно вековому члену правой части уравнения, т.е. свободному члену разложения этой правой части в ряд Фурье по переменной l :

$$\begin{aligned} \Phi_5 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left[\frac{3\mu^2}{2L^4} \frac{\partial R_2}{\partial l} \frac{\partial R_3}{\partial l} - \frac{\partial R_4}{\partial \lambda} + \frac{\partial R_3}{\partial l} \frac{\partial F_2}{\partial L'} + \frac{\partial R_3}{\partial g} \frac{\partial F_2}{\partial G'} + \right. \\ \left. + \frac{\partial R_3}{\partial h} \frac{\partial F_2}{\partial H'} - \frac{\partial R_3}{\partial H'} \frac{\partial \Phi_2}{\partial h} - \frac{\partial R_3}{\partial G'} \frac{\partial \Phi_2}{\partial g} \right] dl. \end{aligned} \quad (10)$$

Тогда функция R_5 может быть записана в виде

$$\begin{aligned} R_5 = \frac{L^3}{\mu^2} \int \left[\frac{3\mu^2}{2L^4} \frac{\partial R_2}{\partial l} \frac{\partial R_3}{\partial l} - \frac{\partial R_4}{\partial \lambda} + \frac{\partial R_3}{\partial l} \frac{\partial F_2}{\partial L'} + \frac{\partial R_3}{\partial g} \frac{\partial F_2}{\partial G'} + \right. \\ \left. + \frac{\partial R_3}{\partial h} \frac{\partial F_2}{\partial H'} - \frac{\partial R_3}{\partial H'} \frac{\partial \Phi_2}{\partial h} - \frac{\partial R_3}{\partial G'} \frac{\partial \Phi_2}{\partial g} - \Phi_5 \right] dl + C', \end{aligned} \quad (11)$$

где константа C' является любой функцией переменных L' , G' , H' , g' , h' , λ . Выберем для определенности величину C' так, чтобы разложение функции R_5 в ряд Фурье по переменной l не имело свободного члена, т.е. $C' = 0$.

Проведя необходимое дифференцирование выражений для R_2 и Φ_2 из (4), R_3 из (6), R_4 из (7) и F_2 из (9), подставив результаты этой операции в (10) и (11) и проделав очень громоздкие и кропотливые выкладки,

получим окончательные выражения для Φ_5 и R_5 :

$$\Phi_5 = \frac{\gamma^2 u'^8 L'^{16} \eta_2}{552960 \mu^{10}} \sum_{j=1}^{48} K_j^{(5)} D_j^{(5)*} \quad \text{и} \quad R_5 = \frac{\gamma^2 u'^8 L'^{16} \eta_2}{552960 \mu^{10}} \sum_{j=1}^{48} K_j^{(5)} D_j^{(5)}, \quad (12)$$

где (опять отбрасывая штрихи)

$$\begin{aligned} K_1^{(5)} &= A \left(\frac{\partial A}{\partial w} + 3Ae_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right); & K_2^{(5)} &= 3B \left(\frac{\partial A}{\partial w} + 3Ae_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right); \\ K_3^{(5)} &= 3C \left(\frac{\partial A}{\partial w} + 3Ae_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right); & K_4^{(5)} &= 3A \left(\frac{\partial B}{\partial w} + 3Be_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right); \\ K_5^{(5)} &= 9B \left(\frac{\partial B}{\partial w} + 3Be_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right); & K_6^{(5)} &= 9C \left(\frac{\partial B}{\partial w} + 3Be_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right); \\ K_7^{(5)} &= 3A \left(\frac{\partial C}{\partial w} + 3Ce_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right); & K_8^{(5)} &= 9B \left(\frac{\partial C}{\partial w} + 3Ce_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right); \\ K_9^{(5)} &= 9C \left(\frac{\partial C}{\partial w} + 3Ce_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right); & K_{10}^{(5)} &= 3c \frac{\partial A}{\partial c} \left(\frac{\partial B}{\partial w} + 3Be_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right); \\ K_{11}^{(5)} &= 9c \frac{\partial B}{\partial c} \left(\frac{\partial B}{\partial w} + 3Be_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right); \\ K_{12}^{(5)} &= 9c \frac{\partial C}{\partial c} \left(\frac{\partial B}{\partial w} + 3Be_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right); \\ K_{13}^{(5)} &= 3c \frac{\partial A}{\partial c} \left(\frac{\partial C}{\partial w} + 3Ce_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right); \\ K_{14}^{(5)} &= 9c \frac{\partial B}{\partial c} \left(\frac{\partial C}{\partial w} + 3Ce_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right); \\ K_{15}^{(5)} &= 9c \frac{\partial C}{\partial c} \left(\frac{\partial C}{\partial w} + 3Ce_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right); \\ K_{16}^{(5)} &= \frac{\partial A}{\partial c} \left[\frac{\partial^2 A}{\partial w^2} + 3 \left(\frac{\partial A}{\partial w} e_2 \sin v_2 - Ae_2 \cos E_2 \right) \frac{r_2}{p_2} \right]; \\ K_{17}^{(5)} &= 3 \frac{\partial B}{\partial c} \left[\frac{\partial^2 A}{\partial w^2} + 3 \left(\frac{\partial A}{\partial w} e_2 \sin v_2 - Ae_2 \cos E_2 \right) \frac{r_2}{p_2} \right]; \\ K_{18}^{(5)} &= 3 \frac{\partial C}{\partial c} \left[\frac{\partial^2 A}{\partial w^2} + 3 \left(\frac{\partial A}{\partial w} e_2 \sin v_2 - Ae_2 \cos E_2 \right) \frac{r_2}{p_2} \right]; \\ K_{19}^{(5)} &= 3 \frac{\partial A}{\partial c} \left[\frac{\partial^2 B}{\partial w^2} + 3 \left(\frac{\partial B}{\partial w} e_2 \sin v_2 - Be_2 \cos E_2 \right) \frac{r_2}{p_2} \right]; \end{aligned}$$

$$K_{20}^{(5)} = 9 \frac{\partial B}{\partial c} \left[\frac{\partial^2 B}{\partial w^2} + 3 \left(\frac{\partial B}{\partial w} e_2 \sin v_2 - B e_2 \cos E_2 \right) \frac{r_2}{p_2} \right];$$

$$K_{21}^{(5)} = 9 \frac{\partial C}{\partial c} \left[\frac{\partial^2 B}{\partial w^2} + 3 \left(\frac{\partial B}{\partial w} e_2 \sin v_2 - B e_2 \cos E_2 \right) \frac{r_2}{p_2} \right];$$

$$K_{22}^{(5)} = 3 \frac{\partial A}{\partial c} \left[\frac{\partial^2 C}{\partial w^2} + 3 \left(\frac{\partial C}{\partial w} e_2 \sin v_2 - C e_2 \cos E_2 \right) \frac{r_2}{p_2} \right];$$

$$K_{23}^{(5)} = 9 \frac{\partial B}{\partial c} \left[\frac{\partial^2 C}{\partial w^2} + 3 \left(\frac{\partial C}{\partial w} e_2 \sin v_2 - C e_2 \cos E_2 \right) \frac{r_2}{p_2} \right];$$

$$K_{24}^{(5)} = 9 \frac{\partial C}{\partial c} \left[\frac{\partial^2 C}{\partial w^2} + 3 \left(\frac{\partial C}{\partial w} e_2 \sin v_2 - C e_2 \cos E_2 \right) \frac{r_2}{p_2} \right];$$

$$K_{25}^{(5)} = \frac{\partial A}{\partial w} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial w \partial c} + 3 \frac{\partial A}{\partial c} e_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right);$$

$$K_{26}^{(5)} = 3 \frac{\partial B}{\partial w} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial w \partial c} + 3 \frac{\partial A}{\partial c} e_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right);$$

$$K_{27}^{(5)} = 3 \frac{\partial A}{\partial w} \left(\frac{\partial^2 B}{\partial w \partial c} + 3 \frac{\partial B}{\partial c} e_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right);$$

$$K_{28}^{(5)} = 9 \frac{\partial B}{\partial w} \left(\frac{\partial^2 B}{\partial w \partial c} + 3 \frac{\partial B}{\partial c} e_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right);$$

$$K_{29}^{(5)} = 3 \frac{\partial A}{\partial w} \left(\frac{\partial^2 C}{\partial w \partial c} + 3 \frac{\partial C}{\partial c} e_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right);$$

$$K_{30}^{(5)} = 9 \frac{\partial B}{\partial w} \left(\frac{\partial^2 C}{\partial w \partial c} + 3 \frac{\partial C}{\partial c} e_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right);$$

$$K_{31}^{(5)} = 3cC \left(\frac{\partial^2 A}{\partial w \partial c} + 3 \frac{\partial A}{\partial c} e_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right);$$

$$K_{32}^{(5)} = 9cC \left(\frac{\partial^2 B}{\partial w \partial c} + 3 \frac{\partial B}{\partial c} e_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right);$$

$$K_{33}^{(5)} = 9cC \left(\frac{\partial^2 C}{\partial w \partial c} + 3 \frac{\partial C}{\partial c} e_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right);$$

$$K_{34}^{(5)} = 3 \left(A \frac{\partial B}{\partial w} + B \frac{\partial A}{\partial w} + 6AB e_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right);$$

$$K_{35}^{(5)} = 3 \left(A \frac{\partial C}{\partial w} + C \frac{\partial A}{\partial w} + 6AC e_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right);$$

$$K_{36}^{(5)} = 9 \left(B \frac{\partial C}{\partial w} + C \frac{\partial B}{\partial w} + 6BC e_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right);$$

$$K_{37}^{(5)} = 3 \left[\left(\frac{\partial^2 A}{\partial w \partial c} + 6 \frac{\partial A}{\partial c} e_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right) \left(2cB + \frac{\partial C}{\partial w} \right) + \frac{\partial A}{\partial c} \left(2c \frac{\partial B}{\partial w} + \frac{\partial^2 C}{\partial w^2} \right) \right];$$

$$K_{38}^{(5)} = 3 \left[\left(\frac{\partial^2 A}{\partial w \partial c} + 6 \frac{\partial A}{\partial c} e_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right) \left(2cC - \frac{\partial B}{\partial w} \right) + \frac{\partial A}{\partial c} \left(2c \frac{\partial C}{\partial w} - \frac{\partial^2 B}{\partial w^2} \right) \right];$$

$$K_{39}^{(5)} = 9 \left[\left(\frac{\partial^2 B}{\partial w \partial c} + 6 \frac{\partial B}{\partial c} e_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right) \left(2cB + \frac{\partial C}{\partial w} \right) + \frac{\partial B}{\partial c} \left(2c \frac{\partial B}{\partial w} + \frac{\partial^2 C}{\partial w^2} \right) \right];$$

$$K_{40}^{(5)} = 9 \left[\left(\frac{\partial^2 B}{\partial w \partial c} + 6 \frac{\partial B}{\partial c} e_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right) \left(2cC - \frac{\partial B}{\partial w} \right) + \frac{\partial B}{\partial c} \left(2c \frac{\partial C}{\partial w} - \frac{\partial^2 B}{\partial w^2} \right) \right];$$

$$K_{41}^{(5)} = 9 \left[\left(\frac{\partial^2 C}{\partial w \partial c} + 6 \frac{\partial C}{\partial c} e_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right) \left(2cB + \frac{\partial C}{\partial w} \right) + \frac{\partial C}{\partial c} \left(2c \frac{\partial B}{\partial w} + \frac{\partial^2 C}{\partial w^2} \right) \right];$$

$$K_{42}^{(5)} = 9 \left[\left(\frac{\partial^2 C}{\partial w \partial c} + 6 \frac{\partial C}{\partial c} e_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right) \left(2cC - \frac{\partial B}{\partial w} \right) + \frac{\partial C}{\partial c} \left(2c \frac{\partial C}{\partial w} - \frac{\partial^2 B}{\partial w^2} \right) \right];$$

$$K_{43}^{(5)} = \frac{\partial A}{\partial w} \frac{\partial^2 A}{\partial w \partial c} + \frac{\partial A}{\partial c} \frac{\partial^2 A}{\partial w^2} + 6 \frac{\partial A}{\partial c} \frac{\partial A}{\partial w} e_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2;$$

$$K_{44}^{(5)} = 3 \left(\frac{\partial A}{\partial w} \frac{\partial^2 B}{\partial w \partial c} + \frac{\partial B}{\partial c} \frac{\partial^2 A}{\partial w^2} + 6 \frac{\partial B}{\partial c} \frac{\partial A}{\partial w} e_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right);$$

$$K_{45}^{(5)} = 3 \left(\frac{\partial A}{\partial w} \frac{\partial^2 C}{\partial w \partial c} + \frac{\partial C}{\partial c} \frac{\partial^2 A}{\partial w^2} + 6 \frac{\partial C}{\partial c} \frac{\partial A}{\partial w} e_2 \frac{r_2}{p_2} \sin v_2 \right);$$

$$K_{46}^{(5)} = \frac{1}{\gamma} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial w^2} 15e_2 \sin v_2 - \frac{\partial A}{\partial w} b_1 - 3Ae_2 b_2 \sin v_2 \right);$$

$$K_{47}^{(5)} = \frac{3}{\gamma} \left(\frac{\partial^2 B}{\partial w^2} 15e_2 \sin v_2 - \frac{\partial B}{\partial w} b_1 - 3Be_2 b_2 \sin v_2 \right);$$

$$K_{48}^{(5)} = \frac{3}{\gamma} \left(\frac{\partial^2 C}{\partial w^2} 15e_2 \sin v_2 - \frac{\partial C}{\partial w} b_1 - 3Ce_2 b_2 \sin v_2 \right);$$

где $b_1 = 4 + 15e_2(5 \cos v_2 - 4 \cos E_2)$; $b_2 = 1 + 5e_2(7 \cos v_2 - 4 \cos E_2)r_2/p_2$;
и, соответственно,

$$\begin{aligned}
D_1^{(5)*} &= 3e^2(152e^4 + 195e^2 + 19680)/2; \\
D_2^{(5)*} &= 15e^2(214e^6 - 441e^4 - 3092e^2 - 1296); \\
D_3^{(5)*} &= 720\eta(25e^4 - 157e^2 - 36); \\
D_4^{(5)*} &= -15(146e^6 - 1633e^4 + 6405e^2 - 304); \\
D_5^{(5)*} &= (655224e^6 + 25485e^4 + 1244800e^2 - 277180)/2; \\
D_6^{(5)*} &= 120\eta(831e^4 - 2524e^2 + 194); \\
D_7^{(5)*} &= -720\eta(43e^4 - 247e^2 + 36); \\
D_8^{(5)*} &= -240\eta(357e^4 - 1073e^2 + 97); \\
D_9^{(5)*} &= 64452e^6 + 1214285e^4 - 827960e^2 + 230750; \\
D_{10}^{(5)*} &= -5(291e^6 - 253e^4 - 9360e^2 - 432); \\
D_{11}^{(5)*} &= -5(1365e^6 - 6245e^4 - 4982e^2 + 108); \\
D_{12}^{(5)*} &= -120\eta(111e^4 - 584e^2 - 18); \\
D_{13}^{(5)*} &= -60e^2(50e^4 - 445e^2 + 846)/\eta; \\
D_{14}^{(5)*} &= -60(178e^6 - 895e^4 + 1132e^2 + 36)/\eta; \\
D_{15}^{(5)*} &= 10(561e^6 - 2162e^4 + 1633e^2 - 54); \\
D_{16}^{(5)*} &= 30e^2(10e^4 - 135e^2 + 576)/\eta; \\
D_{17}^{(5)*} &= D_{19}^{(5)*} = -D_{13}^{(5)*}/2; \\
D_{18}^{(5)*} &= 5e^2(195e^4 - 1540e^2 + 1323); \\
D_{20}^{(5)*} &= -D_{14}^{(5)*}/2; \quad D_{21}^{(5)*} = D_{15}^{(5)*}/2; \\
D_{22}^{(5)*} &= D_{10}^{(5)*}/2; \quad D_{23}^{(5)*} = D_{11}^{(5)*}/2; \\
D_{24}^{(5)*} &= D_{12}^{(5)*}/2; \quad D_{25}^{(5)*} = D_{26}^{(5)*} = 0; \\
D_{27}^{(5)*} &= D_{28}^{(5)*} = 0; \\
D_{29}^{(5)*} &= 15(3e^2 + 2)(138e^4 - 667e^2 - 72)/2; \\
D_{30}^{(5)*} &= 75e^2(138e^4 - 667e^2 - 72)/2; \\
D_{31}^{(5)*} &= D_{32}^{(5)*} = 0; \quad D_{33}^{(5)*} = -2D_{30}^{(5)*};
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D_{34}^{(5)*} &= -9(6828e^6 - 14681e^4 + 69710e^2 + 4320)/2; \\
D_{35}^{(5)*} &= D_{36}^{(5)*} = D_{38}^{(5)*} = D_{40}^{(5)*} = D_{41}^{(5)*} = 0; \\
D_{37}^{(5)*} &= 3(729e^6 - 2728e^4 - 36705e^2 - 2160)/2; \\
D_{39}^{(5)*} &= -9(1089e^6 + 14990e^4 + 25055e^2 - 270)/2; \\
D_{42}^{(5)*} &= 9(6486e^6 - 43210e^4 - 3385e^2 - 270)/2; \\
D_{43}^{(5)*} &= D_{44}^{(5)*} = D_{48}^{(5)*} = 0; \\
D_{45}^{(5)*} &= -3(5034e^6 - 24094e^4 - 19155e^2 - 2160)/2; \\
D_{46}^{(5)*} &= 3e^2(524e^4 - 8525e^2 + 22320); \\
D_{47}^{(5)*} &= 3(6348e^6 - 50501e^4 + 88690e^2 + 4320);
\end{aligned}$$

a

$$\begin{aligned}
D_1^{(5)} &= 3e[5e(2072e^4 - 6045e^2 + 49200) - \\
&\quad -240(101e^4 + 220e^2 - 1200) \cos E + \\
&\quad +120e(101e^4 - 305e^2 - 1580) \cos^2 E + \\
&\quad +240(279e^4 - 60e^2 + 40) \cos^3 E - \\
&\quad -120e(156e^4 - 385e^2 + 80) \cos^4 E - \\
&\quad -96e^2(113e^2 - 20) \cos^5 E + 640e^5 \cos^6 E];
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D_2^{(5)} &= 3[5(646e^6 - 2961e^4 - 4676e^2 - 1296) + \\
&\quad +240e(5e^4 - 22e^2 + 24) \cos E - \\
&\quad -360(15e^6 - 29e^4 + 2e^2 - 48) \cos^2 E + \\
&\quad +80e(7e^4 - 146e^2 - 396) \cos^3 E + \\
&\quad +120(44e^6 - 87e^4 + 356e^2 - 48) \cos^4 E + \\
&\quad +288e(15e^4 - 62e^2 + 12) \cos^5 E - \\
&\quad -160e^2(7e^4 - 18e^2 + 4) \cos^6 E];
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D_3^{(5)} &= 24\eta[e(267e^4 - 2996e^2 + 5832) - \\
&\quad -75(7e^4 + 44e^2 - 24) \cos E + \\
&\quad +4e(249e^4 - 337e^2 - 936) \cos^2 E + \\
&\quad +10(43e^4 + 494e^2 - 72) \cos^3 E - \\
&\quad -144e(2e^4 + 14e^2 - 3) \cos^4 E + \\
&\quad +80e^2(4e^2 - 1) \cos^5 E] \sin E;
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D_4^{(5)} &= 3[5(334e^6 - 975e^4 - 7950e^2 + 304) - \\
&\quad -80e(117e^4 - 266e^2 + 128) \cos E + \\
&\quad +40(117e^6 - 791e^4 + 1278e^2 - 64) \cos^2 E + \\
&\quad +80e(231e^4 - 670e^2 - 96) \cos^3 E - \\
&\quad -40(84e^6 - 457e^4 - 438e^2 + 16) \cos^4 E + \\
&\quad +32e(15e^4 - 358e^2 + 28) \cos^5 E - \\
&\quad -160e^2(7e^4 - 16e^2 + 2) \cos^6 E];
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D_5^{(5)} = & [35(2216904e^6 - 825615e^4 + 2095900e^2 - 277180) + \\
& + 5040e(17011e^4 - 19400e^2 + 9740) \cos E - \\
& - 840(49593e^6 + 4895e^4 + 74020e^2 - 37140) \cos^2 E + \\
& + 560e(67359e^4 + 97720e^2 - 15700) \cos^3 E - \\
& - 840(4932e^6 + 8105e^4 + 29240e^2 + 17300) \cos^4 E - \\
& - 672e(11211e^4 + 5120e^2 - 39020) \cos^5 E - \\
& - 4480(393e^6 - 2655e^4 + 2335e^2 + 320) \cos^6 E - \\
& - 1267200e(e^2 - 1) \cos^7 E] / 70;
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D_6^{(5)} = & 8\eta[e(90342e^4 - 314229e^2 + 273026) + \\
& + 105(78e^4 + 659e^2 - 638) \cos E + \\
& + 4e(6489e^4 - 25353e^2 - 22388) \cos^2 E + \\
& + 70(72e^4 + 1609e^2 + 634) \cos^3 E + \\
& + 48e(84e^4 - 388e^2 - 1093) \cos^4 E - \\
& - 280(27e^4 - 59e^2 - 8) \cos^5 E + 720e(e^2 - 2) \cos^6 E] \sin E / 7;
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D_7^{(5)} = & -24\eta[e(1578e^4 - 4829e^2 + 2798) + \\
& + 30(137e^4 - 231e^2 + 12) \cos E - \\
& - 2e(633e^4 - 3484e^2 - 452) \cos^2 E - \\
& - 5(635e^4 + 426e^2 - 16) \cos^3 E + \\
& + 16e(33e^4 + 86e^2 - 7) \cos^4 E - 20e^2(15e^2 - 2) \cos^5 E] \sin E;
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D_8^{(5)} = & -8\eta[e(57960e^4 - 129781e^2 + 29024) - \\
& - 210(57e^4 + 92e^2 - 223) \cos E + \\
& + 2e(17325e^4 + 13571e^2 + 30986) \cos^2 E + \\
& + 35(417e^4 - 3314e^2 - 1268) \cos^3 E - \\
& - 48e(210e^4 - 388e^2 - 1093) \cos^4 E + \\
& + 140(45e^4 - 118e^2 - 16) \cos^5 E - 720e(e^2 - 2) \cos^6 E] \sin E / 7;
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D_9^{(5)} = & [35(1239339e^6 + 2419510e^4 - 1115860e^2 + 461500) - \\
& - 1680e(9597e^4 - 35300e^2 - 29240) \cos E + \\
& + 840(9627e^6 - 182015e^4 + 101590e^2 - 52500) \cos^2 E + \\
& + 560e(195939e^4 - 139880e^2 + 13720) \cos^3 E - \\
& - 1680(13356e^6 + 9505e^4 - 19080e^2 - 8650) \cos^4 E + \\
& + 1344e(13967e^4 - 2240e^2 - 19510) \cos^5 E - \\
& - 2240(201e^6 + 3665e^4 - 4670e^2 - 640) \cos^6 E - \\
& - 316800e(e^4 - 4e^2 + 4) \cos^7 E] / 70;
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D_{10}^{(5)} = & -[35(2157e^6 - 9506e^4 - 29520e^2 - 864) + \\
& + 6720e(39e^2 - 94) \cos E - 10080(39e^4 - 115e^2 - 6) \cos^2 E + \\
& + 2240e(117e^4 - 483e^2 - 74) \cos^3 E - \\
& - 1680e^2(39e^4 - 319e^2 - 120) \cos^4 E - 4032e^3(33e^2 + 32) \cos^5 E + \\
& + 2240e^4(6e^2 + 19) \cos^6 E - 5760e^5 \cos^7 E] / 14;
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D_{11}^{(5)} = & -[35(8067e^6 - 39700e^4 - 6316e^2 + 216) + \\
& +6720e(78e^4 - 227e^2 + 94) \cos E - \\
& -3360(78e^6 - 275e^4 - 67e^2 + 18) \cos^2 E - \\
& -2240e(111e^4 + 143e^2 + 186) \cos^3 E + \\
& +1680(63e^6 - 45e^4 + 346e^2 + 36) \cos^4 E + \\
& +1344e(39e^4 - 158e^2 - 76) \cos^5 E - \\
& -2240e^2(6e^4 - 5e^2 - 26) \cos^6 E + 5760e^3(e^2 - 2) \cos^7 E] / 14;
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D_{12}^{(5)} = & -8\eta[3e(693e^4 - 5528e^2 + 11242) - \\
& -315(67e^4 - 56e^2 + 6) \cos E + \\
& +24e(483e^4 - 1133e^2 - 1218) \cos^2 E + \\
& +70(99e^4 + 572e^2 + 54) \cos^3 E - \\
& -24e(84e^4 + 701e^2 + 266) \cos^4 E + 280e^2(9e^2 + 13) \cos^5 E - \\
& -720e^3 \cos^6 E] \sin E / 7;
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D_{13}^{(5)} = & 4[2e(1020e^6 + 879e^4 - 26446e^2 + 44660) - \\
& -210(25e^6 - 350e^4 + 732e^2 + 36) \cos E + \\
& +e(3645e^6 - 62646e^4 + 132944e^2 + 20720) \cos^2 E + \\
& +350e^2(133e^4 - 326e^2 - 144) \cos^3 E - \\
& -144e^3(55e^4 - 124e^2 - 224) \cos^4 E + \\
& +280e^4(7e^2 - 38) \cos^5 E - 720e^5(e^2 - 2) \cos^6 E] \sin E / 7\eta;
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D_{14}^{(5)} = & 4[2e(681e^6 - 8947e^4 + 10865e^2 + 17514) + \\
& +210(166e^6 - 298e^4 - 329e^2 + 18) \cos E - \\
& -e(16749e^6 - 30848e^4 - 22100e^2 - 58464) \cos^2 E - \\
& -35(89e^6 - 692e^4 + 2072e^2 + 216) \cos^3 E + \\
& +24e(123e^6 - 646e^4 + 870e^2 + 532) \cos^4 E + \\
& +140e^2(5e^4 + 16e^2 - 52) \cos^5 E + \\
& +360e^3(e^4 - 4e^2 + 4) \cos^6 E] \sin E / 7\eta;
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D_{15}^{(5)} = & [35(6297e^6 - 20738e^4 + 10180e^2 - 216) + \\
& +5040e(85e^4 - 206e^2 - 24) \cos E - \\
& -2520(85e^6 - 233e^4 - 6e^2 - 24) \cos^2 E - \\
& -1680e(83e^4 - 42e^2 - 248) \cos^3 E + \\
& +3360(21e^6 + 10e^4 - 173e^2 - 18) \cos^4 E - \\
& -2688e(22e^4 - 79e^2 - 38) \cos^5 E + \\
& +2240e^2(3e^4 - 5e^2 - 26) \cos^6 E - 5760e^3(e^2 - 2) \cos^7 E] / 14;
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D_{16}^{(5)} = & -2e[2(366e^6 - 2163e^4 - 8330e^2 + 30240) - \\
& -210e(5e^4 - 120e^2 + 558) \cos E + \\
& +e^2(891e^4 - 25788e^2 + 119560) \cos^2 E + \\
& +175e^3(59e^2 - 396) \cos^3 E - 72e^4(29e^2 - 322) \cos^4 E - \\
& -4340e^5 \cos^5 E + 360e^6 \cos^6 E] \sin E / 7\eta;
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D_{17}^{(5)} &= -2e[2(453e^6 - 5855e^4 + 15435e^2 + 10080) + \\
&\quad + 210e(80e^4 - 370e^2 - 153) \cos E - \\
&\quad - (7947e^6 - 47170e^4 - 15120e^2 - 40320) \cos^2 E - \\
&\quad - 175e(59e^4 - 46e^2 + 324) \cos^3 E + \\
&\quad + 24e^2(129e^4 - 440e^2 + 1190) \cos^4 E + \\
&\quad + 140e^3(19e^2 - 50) \cos^5 E - 360e^4(e^2 - 2) \cos^6 E] \sin E/7\eta; \\
D_{18}^{(5)} &= 5e[35e(411e^4 - 3056e^2 + 1748) + \\
&\quad + 5040e^2(7e^2 - 36) \cos E - 504e(35e^4 - 225e^2 + 12) \cos^2 E - \\
&\quad - 336(85e^4 - 100e^2 - 192) \cos^3 E + \\
&\quad + 3360e(3e^4 - 8e^2 - 27) \cos^4 E + 2688e^2(2e^2 + 17) \cos^5 E - \\
&\quad - 448e^3(3e^2 + 25) \cos^6 E + 1152e^4 \cos^7 E]/28; \\
D_{19}^{(5)} &= -2[2e(1020e^6 + 879e^4 - 26446e^2 + 44660) - \\
&\quad - 210(25e^6 - 350e^4 + 732e^2 + 36) \cos E + \\
&\quad + e(3645e^6 - 62646e^4 + 132944e^2 + 20720) \cos^2 E + \\
&\quad + 175e^2(133e^4 - 326e^2 - 144) \cos^3 E - \\
&\quad - 72e^3(55e^4 - 124e^2 - 224) \cos^4 E + \\
&\quad + 140e^4(7e^2 - 38) \cos^5 E - 360e^5(e^2 - 2) \cos^6 E] \sin E/7\eta; \\
D_{20}^{(5)} &= -D_{14}^{(5)}/2; \quad D_{21}^{(5)} = D_{15}^{(5)}/2; \\
D_{22}^{(5)} &= D_{10}^{(5)}/2; \quad D_{23}^{(5)} = D_{11}^{(5)}/2; \quad D_{24}^{(5)} = D_{12}^{(5)}/2; \\
D_{25}^{(5)} &= -e(3e^2 + 2)[567e^4 - 4900e^2 + 8640 + 225e(7e^2 - 36) \cos E - \\
&\quad - 8e^2(63e^2 - 425) \cos^2 E - 750e^3 \cos^3 E + 72e^4 \cos^4 E] \sin E/\eta; \\
D_{26}^{(5)} &= 5e^2 D_{25}^{(5)}/(3e^2 + 2); \\
D_{27}^{(5)} &= -(3e^2 + 2)[e(1953e^4 - 9686e^2 + 12040) + \\
&\quad + 45(85e^4 - 206e^2 - 24) \cos E - \\
&\quad - 8e(117e^4 - 289e^2 - 190) \cos^2 E + \\
&\quad + 30e^2(e^2 - 26) \cos^3 E - 72e^3(e^2 - 2) \cos^4 E] \sin E/\eta; \\
D_{28}^{(5)} &= 5e^2 D_{27}^{(5)}/(3e^2 + 2); \\
D_{29}^{(5)} &= (3e^2 + 2)[15(294e^4 - 1495e^2 - 72) + 240e(39e^2 - 94) \cos E - \\
&\quad - 120(39e^4 - 157e^2 - 18) \cos^2 E - 80e(75e^2 + 38) \cos^3 E + \\
&\quad + 120e^2(6e^2 + 13) \cos^4 E - 288e^3 \cos^5 E]/2; \\
D_{30}^{(5)} &= 5e^2 D_{29}^{(5)}/(3e^2 + 2); \\
D_{31}^{(5)} &= -2D_{26}^{(5)}; \quad D_{32}^{(5)} = 2D_{28}^{(5)}; \quad D_{33}^{(5)} = -D_{30}^{(5)};
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D_{34}^{(5)} = & 9[5(17508e^6 - 18161e^4 + 124430e^2 + 4320) + \\
& +240e(471e^4 - 1462e^2 + 1800) \cos E - \\
& -120(471e^6 - 1837e^4 + 4470e^2 + 480) \cos^2 E + \\
& +80e(33e^4 + 3934e^2 + 2160) \cos^3 E - \\
& -120(204e^6 + 627e^4 + 1830e^2 - 160) \cos^4 E - \\
& -96e(137e^4 - 1334e^2 + 240) \cos^5 E + \\
& +64e^2(33e^4 - 86e^2 + 20) \cos^6 E] / 10;
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D_{35}^{(5)} = & 36\eta[e(5190e^4 - 36427e^2 + 58320) + 75(290e^4 - 993e^2 - 80) \cos E - \\
& -8e(1035e^4 - 6053e^2 - 2520) \cos^2 E - \\
& -50(370e^4 + 517e^2 - 48) \cos^3 E + \\
& +24e(160e^4 + 607e^2 - 120) \cos^4 E - \\
& -160e^2(19e^2 - 5) \cos^5 E] \sin E / 5;
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D_{36}^{(5)} = & 36\eta[e(71442e^4 - 159605e^2 + 15326) + \\
& +105(1506e^4 - 2285e^2 + 910) \cos E - \\
& -16e(2709e^4 - 12905e^2 - 1903) \cos^2 E - \\
& -70(486e^4 + 1973e^2 + 746) \cos^3 E - \\
& -72e(154e^4 - 535e^2 - 1198) \cos^4 E + \\
& +1120(12e^4 - 31e^2 - 4) \cos^5 E - \\
& -1920e(e^2 - 2) \cos^6 E] \sin E / 7;
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D_{37}^{(5)} = & 3[35(1584e^6 - 15148e^4 - 65865e^2 - 2160) + \\
& +1680e(33e^4 + 309e^2 - 1060) \cos E - \\
& -840(33e^6 + 504e^4 - 2725e^2 - 180) \cos^2 E + \\
& +560e(309e^4 - 2973e^2 - 620) \cos^3 E - \\
& -840e^2(57e^4 - 904e^2 - 445) \cos^4 E - \\
& -672e^3(286e^2 + 333) \cos^5 E + \\
& +2240e^4(9e^2 + 32) \cos^6 E - 9600e^5 \cos^7 E] / 70;
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D_{38}^{(5)} = & -3[e(26130e^6 + 367747e^4 - 1461782e^2 + 977200) - \\
& -525(182e^6 - 2671e^4 + 2286e^2 + 144) \cos E + \\
& +8e(7605e^6 - 104033e^4 + 100198e^2 + 21700) \cos^2 E + \\
& +350e^2(718e^4 - 869e^2 - 534) \cos^3 E - \\
& -72e^3(460e^4 - 591e^2 - 1554) \cos^4 E + \\
& +1120e^4(7e^2 - 32) \cos^5 E - 2400e^5(e^2 - 2) \cos^6 E] \sin E / 35\eta;
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D_{39}^{(5)} &= -9[35(6624e^6 + 34340e^4 + 40895e^2 - 270) - \\
&\quad -1680e(27e^4 - 295e^2 - 450) \cos E + \\
&\quad +840(27e^6 - 1030e^4 - 1455e^2 + 90) \cos^2 E + \\
&\quad +560e(1089e^4 + 1565e^2 + 630) \cos^3 E - \\
&\quad -840(177e^6 + 270e^4 + 755e^2 + 90) \cos^4 E - \\
&\quad -672e(46e^4 - 455e^2 - 210) \cos^5 E + \\
&\quad +2240e^2(9e^4 - 10e^2 - 40) \cos^6 E - 9600e^3(e^2 - 2) \cos^7 E] / 70; \\
D_{40}^{(5)} &= -9[3e(526e^6 - 4477e^4 + 15460e^2 - 17556) - \\
&\quad -105(214e^6 - 673e^4 + 436e^2 - 36) \cos E + \\
&\quad +72e(167e^6 - 829e^4 + 640e^2 + 588) \cos^2 E + \\
&\quad +70(38e^6 + 301e^4 - 916e^2 - 108) \cos^3 E + \\
&\quad +72e(64e^6 - 263e^4 + 340e^2 + 196) \cos^4 E + \\
&\quad +1120e^2(e^4 + 2e^2 - 8) \cos^5 E + 480e^3(e^4 - 4e^2 + 4) \cos^6 E] \sin E / 7\eta; \\
D_{41}^{(5)} &= -36\eta[3e(5124e^4 - 12914e^2 + 2331) + \\
&\quad +105(276e^4 - 166e^2 + 9) \cos E - \\
&\quad -36e(189e^4 - 439e^2 - 294) \cos^2 E - \\
&\quad -70(102e^4 + 256e^2 + 27) \cos^3 E + 72e(21e^4 + 134e^2 + 49) \cos^4 E - \\
&\quad -560e^2(3e^2 + 4) \cos^5 E + 480e^3 \cos^6 E] \sin E / 7; \\
D_{42}^{(5)} &= 9[35(8871e^6 - 78760e^4 - 19225e^2 - 270) + \\
&\quad +1680e(762e^4 - 1555e^2 - 870) \cos E - \\
&\quad -840(762e^6 - 3445e^4 - 915e^2 - 90) \cos^2 E - \\
&\quad -560e(2454e^4 + 185e^2 - 630) \cos^3 E + \\
&\quad +840(282e^6 + 230e^4 - 755e^2 - 90) \cos^4 E - \\
&\quad -672e(184e^4 - 455e^2 - 210) \cos^5 E + \\
&\quad +4480e^2(3e^4 - 5e^2 - 20) \cos^6 E - 9600e^3(e^2 - 2) \cos^7 E] / 70; \\
D_{43}^{(5)} &= -e^2[3e(1322e^4 - 8715e^2 + 13440) + \\
&\quad +105(190e^4 - 825e^2 + 576) \cos E - \\
&\quad -72e(111e^4 - 945e^2 + 1400) \cos^2 E - \\
&\quad -350e^2(70e^2 - 207) \cos^3 E + 72e^3(48e^2 - 385) \cos^4 E + \\
&\quad +5600e^4 \cos^5 E - 480e^5 \cos^6 E] \sin E / 7\eta; \\
D_{44}^{(5)} &= -3[e(64590e^6 + 189397e^4 - 1342082e^2 + 1178800) + \\
&\quad +525(278e^6 + 1097e^4 - 1290e^2 - 144) \cos E - \\
&\quad -8e(5085e^6 + 22583e^4 - 5698e^2 + 3500) \cos^2 E + \\
&\quad +350e^2(242e^4 - 67e^2 + 510) \cos^3 E - \\
&\quad -72e^3(380e^4 - 641e^2 + 1946) \cos^4 E - \\
&\quad -1120e^4(13e^2 - 38) \cos^5 E + 2400e^5(e^2 - 2) \cos^6 E] \sin E / 35\eta;
\end{aligned}$$

$$D_{45}^{(5)} = -3[35(8409e^6 - 42998e^4 - 52635e^2 - 2160) + \\ +1680e(558e^4 - 801e^2 - 1420) \cos E - \\ -840(558e^6 - 2151e^4 - 1915e^2 - 180) \cos^2 E - \\ -560e(1746e^4 + 363e^2 - 100) \cos^3 E + \\ +840e^2(198e^4 - 106e^2 - 425) \cos^4 E + 672e^3(64e^2 + 417) \cos^5 E - \\ -4480e^4(3e^2 + 19) \cos^6 E + 9600e^5 \cos^7 E] / 70;$$

$$D_{46}^{(5)} = e[15e(2772e^4 - 35875e^2 + 136080) + \\ +240(567e^4 - 4900e^2 + 8640) \cos E - \\ -120e(567e^4 - 6475e^2 + 16740) \cos^2 E - \\ -80e^2(2079e^2 - 11500) \cos^3 E + 120e^3(252e^2 - 2075) \cos^4 E + \\ +39456e^4 \cos^5 E - 2880e^5 \cos^6 E] / 15;$$

$$D_{47}^{(5)} = [15(12348e^6 - 103901e^4 + 190210e^2 + 4320) + \\ +240e(1953e^4 - 9686e^2 + 12040) \cos E - \\ -120(1953e^6 - 13511e^4 + 21310e^2 + 1080) \cos^2 E - \\ -80e(4761e^4 - 11582e^2 - 2600) \cos^3 E + \\ +120e^2(468e^4 - 1141e^2 - 1150) \cos^4 E - \\ -288e^3(17e^2 - 154) \cos^5 E + 2880e^4(e^2 - 2) \cos^6 E] / 5;$$

$$D_{48}^{(5)} = 8\eta[e(25110e^4 - 213591e^2 + 374200) + \\ +225(294e^4 - 1495e^2 - 72) \cos E - \\ -8e(2565e^4 - 16449e^2 - 3250) \cos^2 E - \\ -150e^2(174e^2 + 115) \cos^3 E + 72e^3(30e^2 + 77) \cos^4 E - \\ -720e^4 \cos^5 E] \sin E / 5.$$

Литература

1. Орлов А.А. Приближенное аналитическое представление пространственных движений в задаче Хилла // Бюлл.ИТА. 1965. Т.10. №5. С. 360-378.
2. Орлов А.А. О влиянии эллиптичности солнечной орбиты на движение спутников планет // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ., астрон. 1969. №6. С. 104-109.
3. Орлов А.А., Соловая Н.А. О некоторой разновидности промежуточных орбит в теории движения спутников // Тр. ГАИШ. 1980. Т.49. С. 82-89.
4. Орлов А.А. Солнечные возмущения в движении спутников планет // Докторская диссертация. Москва: МГУ-ГАИШ. 1971. 294 с.

5. Орлов А.А. Короткопериодические солнечные возмущения второго порядка в движении спутников планет // Бюлл. ИТА. 1970. №3. Т.12. С. 302-309.
6. Орлов А.А. О короткопериодических солнечных возмущениях в движении спутников планет // Тр. ГАИШ. 1972. Т.43. С. 30-51.
7. Орлов А.А. Об одной канонической системе элементов в теории движения спутников // Вестн. Моск. ун-та. Сер.3. Физ., астроном. 1970. №3. С. 268-271.
8. Орлов А.А., Чепурова В.М. О короткопериодических солнечных возмущениях четвертого порядка в движении спутников планет // Тр. ГАИШ. 1980. Т.49. С. 57-68.
9. Орлов А.А., Чепурова В.М. О короткопериодических солнечных возмущениях в движении восьмого спутника Юпитера // Кометы и метеоры. Душанбе. 1984. №35. С. 8-10.
10. Zeipel H. Recherches sur le mouvement des petites planets // Arch. Mat., Astr., Fys.. Uppsala. 1916. В.11. №1. Р. 1-58.

Издание подготовлено к печати
при участии сотрудников ГАИШ
Н.Т.Ашимбаевой, Л.П.Грибко
и В.Н.Семенцова

Научное издание “Труды ГАИШ”, т.71
Подписано к печати 17.12.2001.
Формат 60x84/16. Бумага офс. №1.
Гарнитура Computer Modern
Физ.печ.л. 16,1. Уч.-изд.л. 15,4. Тираж 200 экз.
заказ №
Издательство “Янус-К”, ЛР. от 199