ЗНАНИЕ

НОВОЕ
В ЖИЗНИ,
НАУКЕ,
ТЕХНИКЕ

СЕРИЯ
КОСМОНАВТИКА,
АСТРОНОМИЯ

5'79

В. М. Томозов
В. Н. Цытович

ВЗРЫВНЫЕ ПРОЦЕССЫ НА СОЛНЦЕ

НОВОЕ
В ЖИЗНИ,
НАУКЕ,
ТЕХНИКЕ

Серия
«Космонавтика,
астрономия»
№ 5, 1979 г.

Издается
ежемесячно
с 1971 г.

В. М. Томозов,
кандидат физико-математических наук
В. Н. Цытович,
доктор физико-математических наук

ВЗРЫВНЫЕ ПРОЦЕССЫ НА СОЛНЦЕ

Издательство
«Знание»
Москва
1979

22.652
Т 56

Томозов В. М. и Цытович В. Н.

Т 56 Взрывные процессы на Солнце. М., «Знание», 1979.

64 с. (Новое в жизни, науке, технике. Серия «Космонавтика, астрономия», 5. Издается ежемесячно с 1971 г.)

В брошюре рассмотрены различные проявления активности Солнца: пятна, флоккулы, факелы, протуберанцы, вспышки и радиовсплески. Приводится интерпретация этих явлений, описано лабораторное моделирование некоторых физических процессов в плазме, которые могут происходить при солнечных вспышках.

Брошюра рассчитана на инженеров, преподавателей и студентов вузов и техникумов, учащихся старших классов, а также на более широкий круг читателей, интересующихся современными проблемами астрофизики.

20604 **22.652**

© Издательство «Знание», 1979 г.

Эта брошюра была задумана одним из крупнейших советских астрофизиков профессором С. Б. Пикельнером. За несколько дней до своей внезапной кончины он обсуждал с нами основной план и содержание данной брошюры. К сожалению, ему не удалось самому участвовать в ее написании, но она была сделана в полном соответствии с его основными идеями и планами, а рассматриваемая в ней научная тематика неоднократно обсуждалась нами в дискуссиях и публикациях, совместных с С. Б. Пикельнером.

Его научные предвидения не раз способствовали развитию физики Солнца, в частности, ему удалось внести ясность в понимание разнородных наблюдательных данных, установить их взаимосвязь с многочисленными моделями и теориями, построить непротиворечивую общую схему, описывающую все многообразие солнечной активности. Он много занимался вопросами применения методов физики плазмы для решения многих астрофизических проблем, и одна из его последних работ была посвящена физическим процессам в турбулентных токовых слоях Солнца во время вспышек.

В этой брошюре использовались и новые результаты, которые с удивительной точностью подтверждают правильность предположений, выдвигавшихся С. Б. Пикельнером. Мы уверены, что его идеи будут еще долго жить и оказывать стимулирующее влияние на развитие физики Солнца и всей астрофизики.

Когда был готов черновой вариант рукописи, ее просмотрел профессор С. А. Каплан и сделал ряд ценных замечаний и пожеланий, которые все учтены в окончательном варианте. К сожалению, друг и соавтор многих работ С. Б. Пикельнера С. А. Каплан тоже не дожил до выхода в свет данной брошюры, недавно он трагически погиб в расцвете своих творческих сил. Этот талантливейший ученый также оставил неизгладимый след в науке, в частности в астрофизике.

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ НА СОЛНЦЕ

Солнце является одним из желтых карликов — наиболее типичных звезд нашей Галактики. Однако этот «звездный малыш» по сравнению с Землей обладает гигантскими размерами (соответственно 1,4 млн. и 13 тыс. км) и огромной массой (соответственно $2 \cdot 10^{30}$ и $6 \cdot 10^{24}$ кг). Газообразное солнечное вещество в глубоких слоях Солнца и во внешних областях его атмосферы практически полностью ионизовано, т. е. фактически является плазмой (в которой все электроны оторваны от атомов); только в сравнительно тонком поверхностном слое солнечное вещество находится в состоянии неполной ионизации. Согласно современным представлениям в глубинах Солнца уже миллиарды лет действует естественный термоядерный реактор, к созданию которого в земных условиях человеческая наука еще только приближается.

Энергия, выделяющаяся в ходе термоядерных реакций в солнечных недрах в виде жесткого гамма-излучения, очень медленно (за миллионы лет) просачивается наружу — к поверхности Солнца. При многократных процессах поглощения и переизлучения квантов в толще солнечного вещества происходит постепенное уменьшение частоты первоначального излучения, и на видимой нам поверхности Солнца оно появляется уже в оптическом диапазоне спектра.

В основной массе Солнца, которая находится в области, ограниченной 0,8 R_C (R_C — радиус Солнца), энергия переносится излучением, однако на глубине порядка 140 тыс. км от поверхности характер этого процесса радикально изменяется. Вследствие просачивания энергии излучения наружу температура солнечной плазмы постепенно падает при переходе к более высоким слоям,

и, если какой-либо объем газа случайно окажется несколько горячее окружающей среды, он начинает расширяться и, становясь легче, всплывает вверх. В этом и заключается явление *конвективного* переноса энергии.

По мере продвижения выделенного объема газа вверх, в более разреженные слои, внешнее давление, претерпеваемое им, падает, и поэтому этот газ будет продолжать расширяться и охлаждаться. Хотя в окружающем газе температура также падает с высотой, его температура остается выше и, таким образом, данный объем будет продолжать двигаться вверх, перенося энергию. В процессе движения этого объема должно происходить его дробление (фрагментация) на объемы газа меньших размеров. Как показывают расчеты, всплывающее горячее солнечное вещество, не распадаясь, проходит расстояние, сравнимое с некоторой характерной высотой распределения газа в данной области Солнца. Эта высота определяется температурой плазмы и ускорением силы тяжести и, естественно, может сильно меняться в солнечных условиях.

В случае отсутствия конвекции характер изменения температуры с высотой устанавливается переносом тепла излучением и зависит, следовательно, от степени непрозрачности вещества для данного излучения. Чем эта величина больше, тем сильнее изменяется температура с глубиной. Правда, температура с высотой может падать и из-за уменьшения плотности газа. Вообще говоря, конвекция возможна лишь тогда, когда изменение температуры, вызываемое различной степенью непрозрачности вещества, больше изменения температуры, обусловленного падением его плотности. Это условие определяет толщину подповерхностной зоны, охваченной конвективными движениями, которая на Солнце составляет около 140 тыс. км (0,2 R_C). Как мы увидим дальше, от работы этой «тепловой машины», превращающей благодаря конвекции часть потока солнечной лучистой энергии в механическую, зависят все многообразие структуры верхних слоев атмосферы Солнца и его активность.

Основная часть оптического излучения Солнца в непрерывном спектре приходит к нам из *фотосферы* — сравнительно плотного нижнего слоя солнечной атмосферы с толщиной около 0,3 тыс. км и температурой около 6000 К. Результатом конвективных движений га-

за в глубоких слоях Солнца является ячеистая структура фотосферы (грануляция). Характерные размеры ячеек (гранул) около 0,5—0,8 тыс. км, среднее время «жизни» 5—8 мин, в них наблюдаются скорости подъема вещества порядка 400 м/с. Помимо гранул, в фотосфере видны и значительно более крупномасштабные структуры, образующие как бы сеть с размером ячеек около 30 тыс. км, — супергрануляция. Эта «сетка» представляет собой «след» конвекции с более глубокого яруса, чем гранулы (приблизительно 5 тыс. км). Время «жизни» «сетки» супергрануляции около суток. Наконец, на поверхности Солнца замечены и так называемые «гигантские структуры» (также ячеистого типа) с размером, близким к 400 тыс. км, и временем «жизни» около 10 суток. Это отражение «деятельности» самого глубокого уровня конвекции.

Около 0,001 всей энергии конвективных движений переносится различными типами волн: *звуковыми*, а также *магнитозвуковыми* и *альвеновскими*. Последние типы волн связаны с наличием у Солнца магнитного поля, которое оказывает сильное влияние на волновые движения. Происхождение на Солнце магнитных полей большой напряженности остается пока не вполне ясным, хотя слабые поля (в малых масштабах) вполне могут генерироваться движениями солнечной электропроводящей плазмы (в частности, в конвективной зоне).

Диссипация (рассеивание) энергии волн, образованных конвективными движениями, играет очень существенную роль в механизме нагрева верхних слоев атмосферы Солнца. Амплитуды звуковых и магнитозвуковых волн при их распространении вверх нарастают, поскольку энергия волн при уменьшении плотности газа передается все меньшему числу частиц. Передние фронты волн с ростом их амплитуды становятся все более крутыми, и образуются (сильно затухающие) ударные волны, интенсивно передающие энергию газу.

Поясним подробнее, как при этом увеличивается крутизна фронта волны. Волны малой амплитуды, как известно из физики плазмы, распространяются в газе с звуковой скоростью, которая является постоянной величиной, если не меняется температура среды. В случае же солнечной плазмы меняется и температура и плотность газа, причем при нарастании амплитуды волны усиливается нагрев газа волной. Поэтому скорость зву-

ка в газе увеличивается, и гребень волны, который будет двигаться по уже нагретому газу, постепенно должен нагонять ее начало. В результате передний фронт становится все круче (рис. 1) и, следовательно, резко возрастает скорость передачи энергии от волны к среде (что и определяет ее сильное затухание).

Рис. 1. Укручение фронта волны конечной амплитуды

На небольших высотах над фотосферой потери энергии у волн невелики, так как здесь плотность газа еще значительна и он легко «высвечивает» запасенную энергию, т. е. преобразует ее в энергию теплового излучения. Поэтому в сравнительно узком (до 1 тыс. км) переходном слое от фотосферы к более высоким слоям температура даже падает (от 6000 до 5000 К). На бо́льших высотах роль нагрева волнами начинает резко возрастать, поскольку из-за падения плотности эффективность излучения плазмой уменьшается. По этой же причине на высотах свыше 1 тыс. км над фотосферой температура начинает сначала медленно, а затем все быстрее расти (до 15 000—18 000 К). Этот слой атмосферы Солнца (толщиной 10—14 тыс. км) называют *хромосферой*.

В визуальной области спектра хромосфера светится в некоторых спектральных линиях, из которых наиболее ярко выделяются линии водорода Hα, ионизованного кальция и некоторых других элементов. Хромосфера очень неоднородна и при наблюдениях на краю (на лимбе) солнечного диска состоит из множества отдельных столбов газа (*спикул*), создающих впечатление горящей травы.

Выше хромосферы наступает полная ионизация атомов водорода и гелия, а температура плазмы поднимается до 1—2 млн. К. Здесь начинается солнечная *корона*. Ее можно увидеть во время полных солнечных затмений, когда Луна целиком закрывает Солнце. Тогда на очень короткое время вокруг затмившегося солнечного диска на фоне темного неба вспыхивает серебристое сияние. Корону можно наблюдать и не только во время затмений — с помощью специальных инструментов, так называемых внезатменных коронографов (рис. 2).

Энергобаланс в корональной плазме определяется

поглощением энергии при затухании волн, генерируемых конвективными движениями, и энергетическими потерями при уходе тепла из высокотемпературной плазмы короны вниз, в хромосферу. В то же время около 10% энергии корональной плазмы уносится в межпланетное пространство в виде излучения (в основном в радио- и рентгеновском диапазонах спектра, а также в спектральных линиях высокоионизованных элементов: железа, никеля, кальция и т. д.).

Начиная с некоторой высоты короны возникает истечение солнечной плазмы в межпланетное пространство — *солнечный ветер*. Разреженная плазма солнечного ветра с большой скоростью уходит от Солнца во всех направлениях, обтекая магнитосферы Земли и других планет Солнечной системы, кометы и т. д.

Причина истечения солнечного ветра заключается в том, что размеры короны, имеющей температуру несколько миллионов градусов, в 2 раза превышают размеры Солнца, и гравитационное притяжение уже не способно ее удержать. Более подробно о короне и сол-

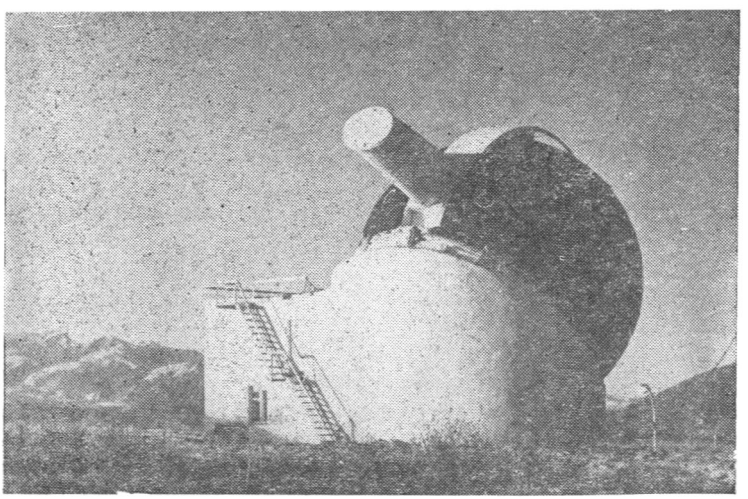


Рис. 2. Большой внезатменный коронограф. Установлен в Саянской обсерватории СибИЗМИР СО АН СССР близ пос. Монды на высоте 2000 м над уровнем моря

нечном ветре можно узнать из брошюры Г. М. Никольского «Солнечная корона и межпланетное пространство» (М., «Знание», 1975).

СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ

Перейдем теперь к описанию основных проявлений солнечной активности. Все они теснейшим образом связаны с наличием у Солнца магнитного поля. Появление активных областей на Солнце и их эволюция сильно воздействуют на все рассмотренные нами выше физические процессы в верхних слоях солнечной атмосферы.

Рождение активной области, как правило, начинается с появления сильного магнитного поля в атмосфере, и эта область фотосферы становится ярче — появляется *факел*. Возрастание яркости свечения имеется и в хромосфере, где наблюдается *флоккул*, а в короне в этом месте образуется плотное и горячее облако плазмы — корональная конденсация.

Нарастание магнитного поля (на уровне фотосферы) в области свечения факела сначала наблюдается как появление темных пор, которые затем, сливаясь и разрастаясь, образуют резко очерченное темное *пятно*, окруженное более светлой каймой—полутенью (рис. 3). Размеры пятен обычно лежат в пределах 10—15 тыс. км, а напряженность магнитного поля составляет 80—120 тыс. А/м (в факелах величина поля достигает нескольких десятков тысяч ампер на метр). Обычно пятна возникают не в одиночку, а целыми группами. Иногда группа состоит из пятен с магнитным полем одной полярности (униполярная группа), чаще всего в активной области наблюдаются группы пятен с полем обеих полярностей — биполярные группы. Пятна увлекаются вращением Солнца, но имеют и небольшие собственные движения. Температура плазмы в пятне ниже фотосферной на 1500—2000 К, поэтому они и выглядят темными на фоне фотосферы.

Резкое понижение температуры в области пятна связано с тем, что конвективные движения здесь подавляются сильным магнитным полем. Из-за высокой проводимости плазмы магнитные силовые линии обычно как бы «вмороженны» в вещество и следуют за ним при всех его движениях. Так происходит, пока магнитное поле слабое. Однако магнитные поля с напряженностью

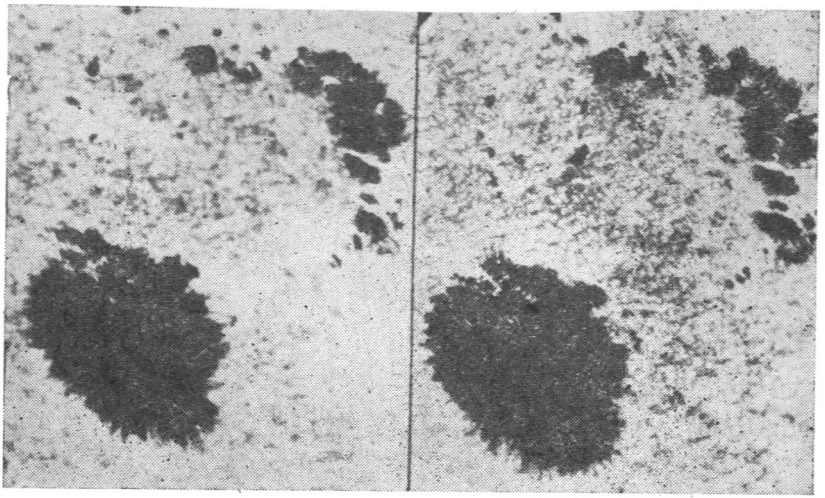


Рис. 3. Фотографии солнечного пятна в развитии. Получены во время полета советской стратосферной солнечной обсерватории ГАО АН СССР в 1973 г.

свыше 40 тыс. А/м уже оказывают сопротивление и способны ограничить движение солнечной плазмы. Поэтому-то перенос тепловой энергии конвекцией в этом случае резко уменьшается и газ охлаждается над остановленными ячейками супергрануляции.

В магнитном поле пятен (обычно пятна полностью заполняют ячейки сетки супергрануляции) возможен лишь один вид конвективных движений — «скольжение» газа вдоль силовых линий (вверх и вниз). Это объясняет, почему перенос энергии в пятнах все же больше, чем если бы существовал лишь один перенос энергии излучением.

В области факелов, обычно окружающих группу пятен, наоборот, температура несколько выше фотосферной: здесь магнитные поля значительно слабее, чем в пятнах, и поэтому они не в состоянии подавить конвекцию. Магнитное поле в этом случае действует как своеобразный «фильтр», ослабляя вихри малых размеров, которые «мешают» движению больших конвективных газовых элементов (несущих основную долю энергии). Конвективные элементы движутся быстрее, переносимый ими поток энергии увеличивается на 10—15%, а

температура газа возрастает («избыток» температуры может достигать 100 К).

Недавно появилось и еще одно объяснение механизма нагрева плазмы в факелах. Связано оно с тем обстоятельством, что в факелах кинетическая энергия движений газа превышает энергию магнитных полей. При определенных условиях эти движения могут деформировать магнитное поле, существенно уменьшая его масштаб и тем самым способствуя быстрому затуханию. Электрические токи, возникающие в процессе уменьшения масштаба магнитного поля, могут вызвать повышенный нагрев и свечение плазмы, т. е. появление факела.

Примером очень интересных структурных образований в атмосфере Солнца являются *протуберанцы* (см. последнюю страницу обложки). Они представляют собой массы сравнительно холодного газа, часто весьма причудливых форм, поднимающиеся над хромосферой и окруженные горячей корональной плазмой. На краю Солнца их можно наблюдать в спектральной линии водорода Hα как светлые облака, а в проекции на солнечный диск (см. первую страницу обложки) — как темные волокна (поскольку протуберанцы излучают меньше энергии, чем поглощают).

Образование протуберанцев тесно связано со структурой магнитных полей в биполярных активных областях, так как обычно протуберанцы «предпочитают» располагаться вдоль границы раздела полярности поля в таких областях. Масса газа, сосредоточенная в одном протуберанце, очень велика — она лишь в 10 раз меньше массы всей солнечной короны, а его температура в 100—500 раз ниже корональной.

Согласно современным представлениям образующийся «зародыш» будущего протуберанца «высасывает» вещество из хромосферы (рис. 4). Физика процесса здесь следующая. В магнитной структуре типа «примятой арки» (т. е. со впадиной на вершине), которая может образоваться на границе раздела полярности поля в активной области, нагрев плазмы происходит снизу (альвеновскими волнами). Интенсивность нагрева газа на боковых сторонах «арки» выше, чем на ее вершине. Это уменьшение нагрева на вершине приводит к охлаждению газа, и под действием силы тяжести он опускается в «яму» магнитного поля и уплотняется. На его место поднимается нагретый газ с боковых поверхно-

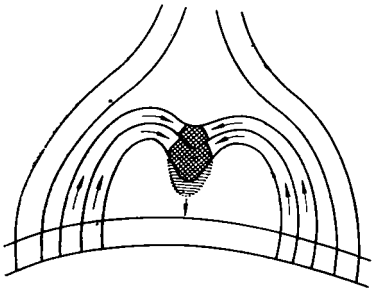


Рис. 4. Протуберанец, «висящий» на силовых линиях магнитного поля

стей «арки» и также накапливается в «яме», причем при увеличении его плотности растут потери энергии на излучение, т. е. газ быстро охлаждается. Естественно, что по мере накопления холодного газа в «яме» магнитного поля ее глубина растет, так как магнитные силовые линии прогибаются под тяжестью протуберанца. Поскольку теплопроводность поперек силовых линий поля невелика, магнитное поле, окружающее родившийся протуберанец, защищает его и от нагрева горячей корональной плазмой. Так действует этот «сифон», примерно за сутки накапливающий массу протуберанца.

Но протуберанцы могут существовать месяцами, и поэтому происходит стационарный обмен веществом между протуберанцем и хромосферой. Так, например, в газе протуберанца из-за низкой температуры много нейтральных атомов, которые не удерживаются магнитным полем и уходят вниз (в хромосферу). Кроме того, в магнитном поле, удерживающем протуберанец, могут развиться различного рода неустойчивости, которые также приводят к сбросу вещества в хромосферу.

Наиболее мощным проявлением солнечной активности являются *вспышки*, во время которых за короткий промежуток времени (до 1000 с) выделяется очень большое количество энергии, эквивалентное выделяемому при взрывах нескольких десятков миллионов (а в редких случаях сотен миллионов) водородных бомб. Но прежде чем перейти к описанию солнечных вспышек, рассмотрим некоторые данные о Солнце, касающиеся его излучения в рентгеновском диапазоне.

Несмотря на сравнительно короткий промежуток времени, прошедший с начала регулярных исследований солнечной короны в рентгеновском диапазоне с помощью аппаратуры, помещенной на ракетах, искусственных спутниках Земли и орбитальных станциях, сейчас накоплен уже большой объем ценной информации.

Так, солнечная корона в рентгеновских лучах оказалась чрезвычайно неоднородной. Сопоставление снимков с картами распределения солнечных магнитных полей позволило сделать вывод о том, что основная доля рентгеновского свечения короны исходит из системы тонких и протяженных волокон, имеющих форму «петель», — магнитных силовых трубок, заполненных горячей корональной плазмой, нагретой до $\geqslant 2$ млн. К.

Обширные яркие области рентгеновского свечения короны при сопоставлении снимков Солнца в рентгеновских лучах с фотографиями фотосферы в оптическом диапазоне совпали с активными областями — группами пятен. Протяженные темные области на рентгеновских «снимках» получили название «корональных дыр». На нижележащих уровнях солнечной атмосферы под корональными дырами (в фотосфере и хромосфере) не было обнаружено признаков активности.

На снимках в рентгеновских лучах имеется большое количество ярких точек (рис. 5), хаотически распределенных по всей видимой поверхности Солнца (в отличие от больших активных областей). Одновременно на всем Солнце может быть до 200 таких ярких точек. Характерное время существования этих образований — около 8 ч, размеры—1—10 тыс. км. Некоторые яркие точки иногда резко увеличивают яркость (вспыхивают) с характерным временем 100 с, затем медленно гаснут.

Рис. 5. Схематическое изображение корональных структур Солнца в рентгеновских лучах по снимку 28 мая 1974 г.: *1* — корональные дыры; *2* — увеличение яркости лимба, *3* — униполярная область; *4* — активные области; *5* — промежутки между активными областями; *6* — протуберанцы на диске; *7* — яркие точки; *8* — нейтральная линия, ограничивающая комплекс активности

В 1974 г. С. Б. Пикельнером была предложена гипотеза, согласно которой яркие точки, наблюдаемые в рентгеновском диапазоне, являются миниатюрными активными областями, и их свечение вызвано процессом взаимного уничтожения (аннигиляции) магнитных полей противоположного направления в плотных слоях хромосферы Солнца. В пользу этого механизма говорит тот факт, что многие яркие точки приходятся на области локализации «всплывающих» магнитных полей в фотосфере (пор), напряженность которых весьма велика. Наблюдения позволили также обнаружить существование возмущений в короне, скорости перемещения которых достигают 0,2—1 млн. м/с. Природа этих явлений, несомненно, связана с мощными вспышками на Солнце.

Таким образом, динамическая картина явлений солнечной активности чрезвычайно разнообразна и пронизывает все ярусы атмосферы Солнца.

СОЛНЕЧНЫЕ ВСПЫШКИ

История наблюдений вспышек начинается с 1 сентября 1859 г., когда два английских астронома, Р. Кэррингтон в Англии и П. Ходжсон в Индии, независимо наблюдали в небольшие телескопы Солнце и обнаружили ярко светящиеся белые области вблизи крупной группы пятен. По-видимому, им посчастливилось увидеть очень мощные вспышки, так как свечение наблюдалось в белом свете, в то время как большинство вспышек видно лишь в излучении красной линии водорода Hα. Обычно вспышки начинаются с внезапного выделения энергии в верхней хромосфере или нижней короне, причем за 1—2 мин, а для очень больших вспышек за 10—60 мин количество освобожденной энергии достигает 10^{21}—10^{25} Дж. Локализация области, где происходит энерговыделение, и определение ее размеров осуществляются недостаточно точно, поскольку в результаты измерений обычно входит большое число данных о вторичных явлениях, сопровождающих процесс энерговыделения.

Основные эффекты, проявляющиеся при вспышке, — это нагрев большого объема солнечной плазмы до очень высокой температуры (до 100 млн. К) и ускорение значительного числа частиц до релятивистских энергий (ге-

нерация солнечных *космических лучей*). Проявление вторичных эффектов при вспышке связано с распространением нагретого газа и ускоренных частиц вдоль силовых линий магнитного поля в хромосферу, что вызывает интенсивное излучение в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах. Кроме того, горячий газ испускает тепловое рентгеновское излучение, а энергичные электроны, тормозясь в плотной плазме хромосферы, дают рентгеновское излучение с нетепловым спектром (в котором интенсивность излучения изменяется с частотой по степенному закону).

Наконец, в солнечной атмосфере от области энерговыделения вспышки распространяются ударные волны, скорости которых лежат в пределах 0,5—1 млн. м/с. Ударные волны могут воздействовать на протуберанцы, активизируя их и приводя иногда к полному разрушению и выбросу вещества протуберанца высоко в корону. Благодаря различным плазменным процессам, протекающим при движении потоков электронов высоких энергий в верхних слоях короны, а также при распространении фронтов ударных волн в корональной плазме, возникает радиоизлучение в короне (в широком диапазоне длин волн). Кроме того, в межпланетном пространстве и в окрестностях Земли наблюдаются потоки ускоренных вспышками электронов и протонов. Чаще всего вспышки порождают потоки ускоренных электронов, однако во время мощных вспышек (называемых протонными) появляются потоки ускоренных протонов.

Как правило, вспышки возникают в больших активных областях, состоящих из сложных групп пятен, в результате их быстрой эволюции. В группах пятен, испытывающих такие быстрые изменения, иногда происходит несколько вспышек в день. Обычно вспышка начинается с очень быстрого уярчения в лучах линии Hα одного или нескольких мелких «узелков» в активной области. Через 1—2 мин их яркость возрастает в несколько раз. Если вспышка слабая, то свечение «узелков» начинает со временем ослабевать и процесс заканчивается. Однако при мощных вспышках яркие «узелки» быстро сливаются и расширяются, образуя ленточную структуру, как правило, в виде двух параллельных лент. После фазы максимального развития вспышки яркие ленты начинают постепенно расходиться, одновременно уменьшая свое свечение.

Последовательные фазы развития очень мощной вспышки, происшедшей в августе 1972 г., показаны на рис. 6. Подчеркнем, что видимая картина вспышки является вторичным процессом, происходящим в результате действия механизма энерговыделения.

Связь вспышек со структурой магнитного поля Солнца в активной области можно считать твердо установленным фактом. Изучение солнечных магнитных полей производится с помощью особых приборов — магнитографов, принцип действия которых основан на явлении расщепления спектральных линий излучения в магнитном поле (эффект Зеемана). Величина этого расщепления однозначно связана с величиной поля.

В результате серии многолетних наблюдений солнечных магнитных полей, проводившихся академиком А. Б. Северным и его сотрудниками (КрАО АН СССР), было выявлено, что возникновение ярких вспышечных узлов в фазе возгорания вспышки происходит преимущественно вдоль нейтральных линий поля, т. е. в таких областях, где вертикальная компонента магнитного поля очень мала. Данное открытие означает, что магнит-

Рис. 6. Последовательные фазы развития мощной солнечной вспышки 4 августа 1972 г. Снимки получены Э. И. Могилевским (ИЗМИР АН СССР) и любезно переданы авторам

ное поле в таких местах располагается в виде анфилады арок, а нейтральная линия магнитного поля проходит по их вершинам (это подтверждается значительной величиной продольной компоненты магнитного поля). Было также обнаружено, что изменения величины напряженности поля на единице длины (т. е. градиенты магнитного поля) перед вспышкой возрастают, а после нее уменьшаются, и вся структура магнитных полей активной области несколько упрощается.

За последние годы удалось установить, что вспышки почти неизбежно возникают в активной области, когда из-под фотосферы начинает «всплывать» область с магнитным полем, имеющим противоположную полярность по отношению к существующему в «старой» области. Иногда это связано с появлением нескольких небольших пятен (сателлитов), имеющих поле другого направления, в непосредственной окрестности больших пятен (даже в области их полутени) развитой активной области. Очевидно, что нарастающее магнитное поле определенного направления, вторгаясь в область, «занятую» полем другого направления, будет приводить к быстрому росту градиентов поля в этой области.

Легко оценить, что высвобождения энергии магнитного поля напряженностью 8000 А/м в объеме 10^{22} м^3 вполне достаточно для небольшой вспышки, а ведь величины полей в солнечных пятнах достигают нескольких сотен тысяч ампер на метр. Отсюда можно заключить, что именно энергия магнитных полей, каким-то образом освобождаясь, порождает солнечную вспышку.

Что же происходит в зоне близкого контакта двух областей солнечной плазмы с магнитными полями противоположного направления?

Из уравнений Максвелла, как известно, следует, что при изменении магнитного поля неизбежно возникает электрический ток. Поэтому при движении плазмы с магнитным полем в солнечной хромосфере или короне, т. е. в областях, которые имеют гигантские пространственные масштабы по сравнению с земными, электрические токи могут быть весьма велики. Энергия магнитных полей при этом, естественно, затрачивается на поддержание электрических токов. Очевидно, что по обе стороны плазменного слоя с сильным электрическим током, называемого *токовым слоем*, направление магнитного поля имеет различный знак.

Магнитогидродинамическая теория образования токовых слоев в космической и лабораторной плазме была разработана советским физиком С. И. Сыроватским. В настоящее время считается, что главной причиной появления вспышки является быстрая перестройка магнитной конфигурации в активной области, и основным условием «включения» вспышечного процесса служат плазменные неустойчивости в токовых слоях. Эти неустойчивости приводят к интенсивному турбулентному нагреву плазмы и ускорению частиц до высоких энергий. Быстрые частицы и горячий газ, распространяясь от области «сердцевины» вспышки (токового слоя) в глубокие слои хромосферы, генерируют электромагнитное излучение в оптическом, ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах.

Спектр излучения вспышки включает в себя спектральные линии водорода, ионизованного кальция, а иногда и других металлов. Чрезвычайно большой объем сведений о физических условиях в области вспышек может дать изучение профилей спектральных линий, поэтому этим методом издавна пользуются астрономы-наблюдатели. Анализ спектральных линий водорода показал, что во вспышечной области они очень расширены — до 1—2 Å, и это уширение может быть обусловлено влиянием сильных флуктуирующих электрических полей на излучающие атомы. Установлено, что свечение линий водорода происходит в плазме с концентрацией частиц около 10^{19} м$^{-3}$ и температурой 10 000 К. Толщина излучающего слоя относительно мала — всего около 25 км. Линии ионизованных металлов появляются только во время очень мощных вспышек, причем их излучение приходит из сравнительно плотных глубоких слоев хромосферы с концентрацией частиц газа выше 10^{19} м$^{-3}$ и температурой меньше 7000 К. Этот факт говорит о том, что при мощных вспышках поток энергии проникает в более глубокие слои хромосферы.

Исследования ультрафиолетового и рентгеновского (нетеплового) излучения вспышек, проведенные в последние годы с помощью ракет и спутников, позволили установить, что это излучение отчетливо разделяется на две компоненты — медленно изменяющуюся и импульсную. «Медленная» компонента обычно сначала слабо, затем все быстрее возрастает и после достижения максимума постепенно спадает. Импульсная компонента

появляется в момент быстрого роста медленно меняющейся и состоит обычно из одного или нескольких отдельных всплесков.

Наблюдения, сделанные с помощью инструментов, имеющих высокое временное разрешение, показали, что и рентгеновское тепловое излучение, также генерируемое во время вспышки, тоже состоит из отдельных всплесков эмиссии со средней продолжительностью около 5 мин, налагающихся один на другой. Это обстоятельство было подтверждено наблюдениями в линии водорода Hα — и здесь наблюдалась подобная структура излучения.

Таким образом, излучение вспышки практически во всех диапазонах спектра состоит из множества всплесков различной продолжительности, а, следовательно, характер изменений теплового рентгеновского излучения и эмиссии в линии Hα не может быть объяснен медленным нагревом и постепенным охлаждением всей области, занимаемой вспышкой. Это заставляет предположить тонкую структуру области вспышки, где процессы нагрева и ускорения частиц происходят в отдельных, сравнительно небольших объемах плазмы с магнитным полем. Появление же всплесков рентгеновского излучения может быть связано с пучками быстрых частиц, имеющих степенное распределение по энергиям.

Коротко об основных характеристиках быстрых частиц, генерируемых вспышками, можно сказать следующее. Обычные вспышки дают электроны с энергиями 3—10 кэВ с тепловым спектром, с их помощью можно объяснить тепловое рентгеновское излучение высокотемпературной плазмы вспышки. Более мощные вспышки порождают «нетепловые» электроны с энергиями 20—100 кэВ, иногда до 500 кэВ. При вспышках с еще большей энергетикой появляются протоны с энергиями 10—100 МэВ и релятивистские электроны. Наконец, наиболее мощные вспышки способны приводить к появлению солнечных космических лучей с максимальной энергией частиц, достигающей 1—10 ГэВ.

Итак, наблюдаемая картина излучения вспышки в линии Hα, в оптическом, а также в ультрафиолетовом, гамма- и рентгеновском диапазонах создается или непосредственно самими быстрыми частицами, или же в результате нагрева хромосферы частицами высоких энергий. Эта совокупность наблюдательных данных

должна являться основой для построения моделей вспышек.

Обширный материал по солнечным вспышкам можно найти в брошюре А. Б. Северного и Н. Н. Степанян «Солнечные вспышки» (М., «Знание», 1976).

Перейдем теперь к описанию плазменной турбулентности — разделу физики плазмы, который широко используется при интерпретации различных явлений на Солнце.

ПЛАЗМЕННАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ

В результате различных процессов в плазме очень легко возбуждаются электрические токи, и, кроме того, плазма сильно взаимодействует как с внешними, так и с собственными электрическими и магнитными полями. Эти поля, как указывает теория, не только контролируют движение плазмы, но, в свою очередь, сами могут меняться и индуцироваться при ее движении. Таким образом, чтобы понять поведение плазмы, необходимо учитывать как изменение электромагнитных полей в плазме, так и движение частиц в уже измененных полях.

Таков общий подход к исследованию плазмы и в магнитной гидродинамике, и в физике плазмы. Однако в магнитной гидродинамике обычно исследуются движения плазмы с характерными масштабами, намного превосходящими длину свободного пробега частиц в плазме (т. е. до столкновения друг с другом), а в физике плазмы, наоборот, — мелкомасштабные движения, которые изменяются на расстояниях, меньших длины свободного пробега.

Как в физике плазмы, так и в магнитной гидродинамике разработаны очень совершенные математические методы для анализа описываемых процессов, но применение методов физики плазмы оказалось более успешным при изучении солнечных явлений. Дело в том, что для гигантских масштабов, характерных в случае Солнца, и структура магнитных полей и геометрия движений оказываются настолько сложными, что математические уравнения магнитной гидродинамики не только трудно решить, но зачастую невозможно и вывести. Здесь значительно более плодотворным является построение общей полукачественной картины явлений, которая долж-

на быть согласована с наблюдательными данными. Применение же современных методов физики плазмы (особенно результатов теории плазменной турбулентности) к интерпретации мелкомасштабных явлений на Солнце оказалось очень плодотворным как раз из-за мелкомасштабности рассматриваемых процессов, и это облегчает переход к их математическому описанию.

Термин *турбулентность* был внесен в физику плазмы из гидродинамики. Чтобы разобраться, что же такое гидродинамическая турбулентность, рассмотрим простой пример. Перегородим канал, по которому течет жидкость, решеткой с ячейками определенного размера. Если скорость течения невелика, а ячейки решетки достаточно крупные, то характер движения жидкости практически не изменится, разве что появятся слабые завихрения течения за решеткой (из-за обтекания препятствия). Однако если уменьшить размеры ячеек или увеличить скорость течения, то картина обтекания резко изменится: за решеткой возникнет «бурление» жидкости, появятся вихри различных размеров, причем в области, примыкающей к решетке, вихри будут иметь размеры, равные масштабу ячейки. Такие вихри являются неустойчивыми и начинают распадаться на вихри меньших размеров, т. е. энергия вихревого движения из области основного масштаба (размера генерации) перераспределяется по всем возможным масштабам вихревых движений. Затухают же эти вихри на очень маленьких характерных размерах благодаря действию молекулярной вязкости жидкости (т. е. из-за трения).

Таким образом, за решеткой устанавливается иерархия вихревых движений различных масштабов, и первоначально однородное, ламинарное, течение потока жидкости становится турбулентным. Последовательность дробления масштабов вихрей приводит к распределению энергии вихревых движений по широкому интервалу характерных длин, т. е. устанавливается *спектр* турбулентности жидкости. Кроме области генерации вихрей, в спектре турбулентности жидкости можно выделить область дробления масштабов вихрей и область затухания, где энергия мелкомасштабных вихревых движений переходит в тепловую. Нужно подчеркнуть, что отдельные элементы турбулентной жидкости описывают очень сложные траектории, а скорости их движе-

ний в любой точке меняются самым случайным образом.

В отличие от турбулентной жидкости ситуация в плазме намного сложнее прежде всего потому, что существующее число возможностей для возбуждения движений в плазме значительно больше из-за наличия электромагнитного взаимодействия частиц: в плазме имеются частицы с зарядами различных знаков, которые могут притягиваться или отталкиваться. Вообще говоря, плазма является электрически нейтральной средой, так как число положительно заряженных ионов в среднем равно числу электронов, но ее можно рассматривать и как смесь двух газов — легких электронов и тяжелых ионов, причем температуры этих газов иногда могут сильно отличаться. Как в электронном газе, так и в ионном могут распространяться волны, похожие на звуковые в обычном, неионизованном, газе.

Прежде чем перейти к описанию плазменной турбулентности, познакомимся с некоторыми особенностями волновых движений, которые могут возбуждаться в плазме. Ранее уже упоминались звуковые, магнитозвуковые и альвеновские волны, генерируемые конвективными движениями под фотосферой и распространяющиеся в хромосфере и короне Солнца. В звуковых волнах, которые представляют собой «бегущие» сжатия и разрежения газа, возмущения передаются среде при столкновениях частиц газа между собой. В магнитозвуковых волнах тоже образуются разрежения и сгущения плотности плазмы, но процесс передачи возмущений здесь связан с упругостью силовых линий магнитного поля. Наконец, в альвеновских волнах уплотнения газа вообще не образуются, здесь возможны только поперечные смещения вещества, которые передаются вдоль силовых линий магнитного поля, как по натянутым струнам. Все эти низкочастотные типы волн можно описать в рамках магнитной гидродинамики, поскольку их длины больше длины свободного пробега частиц в плазме.

В ионизованной плазме, кроме перечисленных, появляются новые типы волн, у которых передача взаимодействия от одних частиц к другим происходит не за счет столкновений, а с помощью электрических полей, возникающих при некотором разделении зарядов, вызванном движением электронов (или ионов). Чтобы выяснить, что происходит при небольшом разделении за-

рядов в плазме, рассмотрим плоский электрически нейтральный слой плазмы определенной толщины, в котором число электронов равно числу ионов.

Если все электроны слоя сместить как целое в одну сторону на расстояние, меньшее толщины слоя, а ионы оставить на месте, тогда с одной стороны слоя возникнет избыток отрицательных зарядов (электронов), а с другой — избыток положительных (ионов). Между смещенными электронами и неподвижными ионами появится электрическое поле, направление которого будет способствовать возвращению электронов в положение равновесия и ликвидации возникшего нарушения электронейтральности. Поскольку это электрическое поле создается большим количеством частиц слоя (*коллективный эффект*), то по своей величине оно может намного превышать электрическое поле, существующее между отдельными зарядами (частицами) плазмы.

Если смещенные электроны ничем не удерживать, то под действием электрического поля они будут стремиться возвратиться обратно, но, обладая некоторой инерцией, пройдут мимо ионов в сторону, противоположную первоначальному смещению. Вновь появится электрическое поле — и процесс повторится. В результате электроны слоя начнут совершать медленно затухающие колебания около равновесного первоначального положения.

Затухание колебаний возможно лишь в случае, если регулярное движение электронов в поле ионов станет хаотическим. Нарушение регулярности движения происходит, например, из-за взаимодействия отдельных электронов с ионами при сближении с последними, а это обычно сопровождается резкими изменениями в направлениях скорости электронов (масса электрона ведь намного меньше массы иона). Поэтому возникшие плазменные колебания должны затухать за характерное время, в течение которого произойдет несколько таких «столкновений» (сближений) электронов с ионами.

Мы рассмотрели возбуждение колебаний отдельного плазменного слоя, когда он изолирован от окружающей плазмы. Но если такой слой, где произошло нарушение нейтральности, находится в плазме, то колебательное движение зарядов будет немедленно передаваться остальным ее областям, и в результате во всей плазме начнет распространяться плазменная волна — *волна*

плотности электрического заряда. Если частота плазменной волны велика, то волна может приводить в движение только легкие электроны, ионы же остаются практически неподвижными.

Возмущения электронного газа (сжатия и разрежения) передаются электрическими полями, возникающими из-за разделения зарядов при движении электронов. Такие волны называются *ленгмюровскими.* Они являются продольными, поскольку электрическое поле в волне параллельно направлению ее распространения. Фазовые скорости ленгмюровских волн заключены в очень широких пределах, причем наименьшее значение скорости перемещения фазы волны близко к тепловой скорости электронов, а наибольшее может намного превосходить скорость распространения света в этой среде.

Если волны состоят из разрежений и сгущений ионного газа, а перенос возмущений осуществляется электрическими полями, порожденными движением ионов, то такие волны называются *ионно-звуковыми.* Ионно-звуковые волны также являются продольными, они могут существовать в плазме лишь при условии, если температура электронной компоненты в 5—10 раз превышает температуру ионной. Если это условие не выполнено, такие волны быстро затухают, отдавая свою энергию ионам. Электроны в ионно-звуковых волнах увлекаются движением ионов. Наибольшая частота ионно-звуковых волн в $^1/_{40}$ раз меньше частоты ленгмюровских.

В плазме могут распространяться и обычные *электромагнитные волны,* но лишь в том случае, если их частота больше плазменной частоты электронов, которая является частотой упругих колебаний электронов около положений равновесия (как бы фиксируемых тяжелыми ионами) и носит название ленгмюровской. В электромагнитной волне электрическое поле перпендикулярно к направлению распространения волны. Фазовые скорости этого вида волн могут быть также больше скорости света в данной среде.

Теперь познакомимся с некоторыми процессами возбуждения волн в плазме и с механизмами взаимодействия частиц с волнами.

Основным механизмом генерации плазменных волн, или, как их еще называют, *плазмонов,* является черенковский, названный так по имени советского физика

П. А. Черенкова. Суть его состоит в следующем. Пусть электрон движется в направлении распространения плазмона со скоростью, чуть большей фазовой скорости волны. Тогда частица будет постепенно нагонять гребень волны (максимум электронной плотности). Избыток отрицательного заряда начнет отталкивать электрон, и постепенно электрон замедлится и повернет обратно (конечно, относительно движущегося гребня волны). Следовательно, часть своей энергии электрон отдаст плазменной волне и затормозится, а сам плазмон ускорится.

Если же волна нагоняет движущийся электрон, то она будет подталкивать его вперед, а сама терять часть своей энергии. Поскольку частицы в плазме распределены по скоростям таким образом, что число частиц с ростом скорости уменьшается по определенному закону (максвелловское распределение), то в этом случае частиц, более медленных (чем плазмон), будет больше, и плазмон начнет сильно затухать. Этот механизм «бесстолкновительного» затухания волн на частицах плазмы носит название *затухания Ландау* (в честь советского физика Л. Д. Ландау, впервые открывшего этот эффект). Возможна, однако, ситуация, когда некоторое число электронов находится в «резонансе» с волной. Это происходит, когда проекция скорости электрона на направление распространения волны равна величине фазовой скорости плазмона. В данном случае, если число электронов увеличивается с ростом их скорости (например, когда в плазме распространяется пучок быстрых электронов), то волна начнет усиливаться.

Ленгмюровский плазмон, движущийся со скоростью, в несколько раз большей тепловой скорости электронов, затухает слабо (по Ландау), так как невелико число частиц, находящихся в резонансных условиях с такой волной, и, следовательно, фазовые скорости слабозатухающих ленгмюровских плазмонов должны превышать тепловую скорость электронов. Кроме того, чтобы пучок быстрых электронов эффективно возбуждал ленгмюровские плазмоны, он должен содержать достаточное количество частиц со скоростями, превышающими тепловую скорость электронов.

Ионно-звуковой плазмон, как уже говорилось выше, сильно затухает (по Ландау) на ионах в плазме с равными температурами электронов и ионов и более

слабо — на электронах (когда температура электронного газа выше ионного).

Электромагнитные волны вообще не испытывают затухания Ландау, поскольку их фазовые скорости больше скорости света в плазме, и они не могут находиться в «резонансе» ни с какими частицами.

Поясним теперь подробнее, каким образом движущаяся в плазме частица может породить плазмоны. Весьма удачной аналогией этого процесса является картина распространения ударных волн от самолета, летящего со сверхзвуковой скоростью. Каждая частица в плазме (ион или электрон) окружена облаком частиц другого знака заряда (поляризационной «шубой»). Если относительные расстояния между электронами и ионами плазмы меняются и появляются колебания, то в них участвуют и частицы, создающие «шубу». При движении любой заряженной частицы в плазме ее «шуба» (волна поляризационного заряда) движется вместе с ней до тех пор, пока скорость частицы мала. Однако если скорость частицы превосходит фазовую скорость волны поляризационного заряда, частица «убегает» от «шубы» и происходит излучение плазмона.

Если быстрых частиц в плазме достаточно много и они движутся в одном направлении, образуя пучок, то происходит процесс лавинообразной генерации плазмонов, поскольку при этом уже возникшие плазменные волны как бы «помогают» рождению других плазмонов. Еще раз подчеркнем, что для излучения определенного вида плазмонов скорость пучка должна превышать некоторое пороговое значение. Например, для раскачки ленгмюровских плазмонов пучком частиц требуется, чтобы пороговая скорость была равна тепловой скорости электронов.

Когда в плазме возбуждено большое количество плазмонов, они начинают взаимодействовать друг с другом — как с волнами одного типа, так и с волнами другого типа. Возникает *плазменная турбулентность* — возбужденное состояние плазмы, характеризующееся набором плазмонов различных типов, интенсивно взаимодействующих друг с другом и с частицами плазмы. В турбулентной плазме хаотически меняются не только траектории отдельных частиц, но и электромагнитное поле, сопровождающее движение частиц.

В отличие от жидкости, где развивается только тур-

булентность вихревых движений, в плазме могут существовать и даже одновременно присутствовать многие типы турбулентных состояний. Как правило, турбулентные состояния плазмы возникают вследствие развития соответствующих *неустойчивостей*.

Большое значение в физике солнечной плазмы имеет турбулентность ленгмюровских и ионно-звуковых волн. Рассмотрим на примере пучковой неустойчивости, возбуждающей ленгмюровские плазмоны, каким образом в плазме устанавливается спектр ленгмюровской турбулентности.

Обычно в пучке быстрых электронов, движущихся в плазме с некоторой средней скоростью, существует разброс по скоростям: одни частицы движутся быстрее, другие — медленнее. Следовательно, плазмоны, генерируемые таким пучком электронов, также будут иметь некоторый разброс фазовых скоростей и длин волн. Ленгмюровские плазмоны, сосредоточенные первоначально в узком интервале длин волн (области генерации), за счет различного рода нелинейных взаимодействий в дальнейшем выходят из «резонанса» с частицами пучка и расширяют свой спектр в сторону бóльших значений длин волн и фазовых скоростей.

Поясним, как происходит *нелинейное взаимодействие* плазмонов. Для этого вспомним, что каждая частица в плазме окружена «шубой» частиц с другим зарядом, в частности, ион «одет» облаком электронов. Высокочастотный ленгмюровский плазмон, возбужденный пучком частиц, заставляет раскачиваться электронную «шубу» иона (сам ион остается неподвижным, так как его инерция достаточно велика). Колебания электронной «шубы» порождают другой ленгмюровский плазмон, длина волны и фазовая скорость которого несколько больше, чем у первоначального. Частота же ленгмюровских плазмонов в этих процессах сохраняется (меняются лишь фазовые скорости и длины волн).

Таким образом, за счет многократного повторения нелинейных взаимодействий устанавливается широкий спектр ленгмюровской турбулентности по длинам волн. Заметим, что в отличие от случая турбулентной жидкости энергия плазмонов «течет» в сторону бóльших длин волн, причем наибольшее значение фазовой скорости волн в турбулентном спектре приблизительно в 130 раз превосходит тепловую скорость электронов. В области

бо́льших длин волн энергия турбулентности накапливается, и там образуется *ленгмюровский «конденсат»*, о котором будет подробно сказано в дальнейшем. Аналогичные результаты для электромагнитных волн были получены академиком Я. Б. Зельдовичем и его сотрудниками.

В процессе трансформации энергии ленгмюровских плазмонов по длинам волн оказываются возможными процессы превращения их в электромагнитные волны (или, как иногда говорят, в поперечные плазмоны), у которых часто́ты близки к ленгмюровской. Этот механизм исключительно существен в астрофизике, поскольку он позволяет объяснить многие наблюдательные данные, связанные с электромагнитным излучением Солнца и ряда других объектов (в частности, квазаров, пульсаров, вспыхивающих звезд и т. д.). Сами плазмоны не в состоянии покинуть турбулентную плазму, где они рождаются, но при слиянии могут породить электромагнитные волны, свободно выходящие из плазмы. Например, два ленгмюровских плазмона могут одновременно раскачать электронную «шубу» иона, что приводит к генерации электромагнитной волны, у которой частота примерно равна сумме частот двух плазмонов.

Очень существенно также, что в процессе «перекачки» энергии плазмонов вдоль спектра турбулентности часть быстрых электронов попадает в «резонанс» с электрическими полями плазмонов и благодаря этому ускоряется до больших энергий. Это подтвердилось результатами экспериментов, поставленных на лабораторных установках для изучения взаимодействия электронных пучков с плазмой. В таких экспериментах часто наблюдается появление быстрых электронов с энергией, превосходящей среднюю энергию электронов пучка. Число быстрых частиц, ускоряемых высокочастотной ленгмюровской турбулентностью, обычно не очень велико, но их энергия может достигать достаточно больших значений.

Итак, спектр ленгмюровской турбулентности в плазме, как правило, достаточно широк и устанавливается балансом между притоком энергии от источника турбулентности (например, пучка электронов) и различными видами энергетических потерь: на ускорение частиц,

трансформацию в электромагнитные волны и затухание (из-за столкновений электронов с ионами).

Ионно-звуковая турбулентность в плазме также характеризуется определенным характером распределения энергии плазмонов по длинам волн (спектром турбулентности). Будучи низкочастотным типом турбулентности, она резко отличается от ленгмюровской (как механизмом возбуждения, так и характером взаимодействия с частицами). Ионно-звуковые волны раскачиваются в плазме с электрическим током, когда его скорость достигает скорости звука. В космической плазме условия возбуждения ионно-звуковой турбулентности выполняются на фронтах «бесстолкновительных» ударных волн, распространяющихся в плазме с магнитным полем и, помимо этого, в областях с резким градиентом магнитного поля (в токовых слоях). Кроме того, требуется, чтобы температура электронного газа была выше температуры ионного.

Поскольку ионно-звуковые волны обычно имеют сравнительно небольшие фазовые скорости, то они сильно взаимодействуют с основной массой электронов плазмы, эффективно ее нагревая (турбулентный нагрев). Явление турбулентного нагрева плазмы тесно связано с появлением *«аномального» сопротивления* плазмы при протекании электрического тока. Дело в том, что в условиях развитой ионно-звуковой турбулентности электроны намного чаще «сталкиваются» с плазмонами, чем с отдельными ионами. В результате частота эффективных столкновений в турбулентной плазме резко возрастает, а следовательно, электропроводность плазмы, однозначно связанная с частотой столкновений, столь же резко падает, т. е. появляется «аномальное» сопротивление.

Основная часть электронов тормозится турбулентным сопротивлением на ионно-звуковых волнах и движется под действием электрического поля равномерно. Лишь небольшая доля относительно быстрых электронов не успевает замедлиться силой сопротивления, поскольку эта сила при скоростях, больших тепловой скорости электронов, уже падает, и такие электроны ускоряются электрическим полем. Возникает явление «убегания» электронов.

Однако оказывается, что они не могут «далеко уйти» и набрать большую энергию, поскольку при скорости,

несколько превышающей тепловую скорость электронов, начинается процесс лавинообразного рождения ленгмюровских плазмонов. В результате часть быстрых электронов ускоряется, обмениваясь энергией с ленгмюровскими плазмонами. Следует заметить, что даже относительно небольшое магнитное поле, перпендикулярное к направлению тока, способно предотвратить «убегание» части электронов, как это было показано советскими физиками Г. Е. Векштейном, Д. Д. Рютовым и Р. З. Сагдеевым.

НОВОЕ В ФИЗИКЕ ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ

Физика плазменной турбулентности — очень молодая, но бурно развивающаяся ветвь физики плазмы. Но до сих пор рассматривались вопросы генерации и взаимодействия плазмонов в рамках теории слабой турбулентности плазмы. *Слабая турбулентность* — это набор взаимодействующих волн с частотами, близкими к частотам собственных колебаний плазмы, которые слабо меняются в процессах «перекачки» энергии плазмонов вдоль спектра турбулентности (ранее уже упоминалась ленгмюровская частота).

Наглядно говоря, слабая турбулентность представляет собой как бы мелкую рябь на спокойной поверхности моря в безветрие. Однако ведь при сильном волнении на море появляются гряды высоких волн с длинным пологим подъемом и крутым спадом после гребня. Аналогичное явление происходит в случае нелинейных волн при сильной турбулентности. Иначе говоря, при слабой турбулентности каждый плазмон является монохроматической волной (с определенной частотой и длиной), а при сильной турбулентности следует рассматривать уединенные волновые пакеты — солитоны, каждый из которых состоит из совокупности простых монохроматических волн (рис. 7).

Впервые основные представления о сильной турбулентности сложились при анализе проблемы нагрева плазмы с помощью мощных электронных пучков или лазерных импульсов. Это произошло всего несколько лет назад (1971—1972 гг.), хотя некоторые вопросы теоретически рассматривались и раньше.

Остановимся теперь на описании сильной ленгмюровской турбулентности, которая является сейчас одной

из центральных проблем современной физики плазмы. Возникновение сильной турбулентности этого типа тесно связано с *модуляционной неустойчивостью* плазмы. Выше уже говорилось, что при возбуждении ленгмюровской турбулентности большая доля турбулентной энергии из-за процессов «перекачки» энергии плазмонов по длинам волн накапливается в области больших масштабов (ленгмюровский «конденсат»), где она может затухать лишь вследствие столкновений электронов с ионами, так как в данном случае невозможны ни процессы превращения плазменных волн в электромагнитные, ни затухание Ландау (поскольку фазовые скорости плазмонов здесь больше скорости света в плазме). Тогда-то и включается новый механизм потери энергии волнами — модуляционная неустойчивость, которая развивается, если уровень энергии плазмонов в области «конденсата» превзойдет определенный предел.

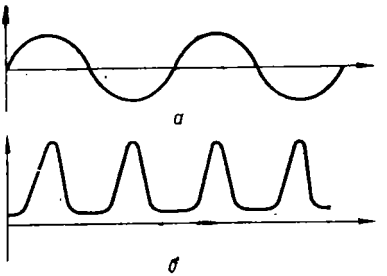


Рис. 7. Схематическое представление плазмона монохроматической волной (*а*) и набором солитонов (*б*) соответственно при слабой и сильной турбулентностях

Физический смысл модуляционной неустойчивости достаточно ясен. Поскольку плотность энергии плазмонов в определенном масштабе возрастает, на электроны плазмы начинает воздействовать сила давления высокочастотных электрических полей, что приводит к выталкиванию электронов из этой области. Как мы уже отмечали, плазма стремится сохранить свою нейтральность, поэтому вслед за электронами вытягиваются и ионы. В результате возникает область пониженной плотности плазмы («ямка»), в которой ленгмюровские плазмоны оказываются «запертыми» (рис. 8). Таким образом, первоначально однородное распределение энергии ленгмюровских плазмонов разбивается на отдельные сгустки, названные *солитонами* (или кавитонами).

Итак, возникшие флуктуации (разрежения плотности), образно говоря, действуют как собирающие линзы, продолжая «захватывать» ленгмюровские плазмоны. Давление высокочастотных полей растет, плазма вытес-

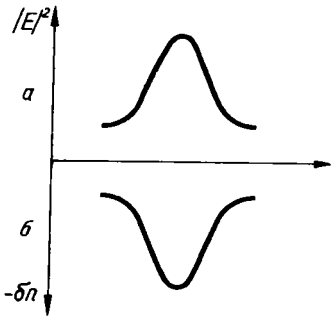


Рис. 8. Иллюстрация взаимодействия плазменных волн с плазмой в случае сильной ленгмюровской турбулентности: *а* — поведение плотности энергии плазменных волн; *б*—разрежение плотности плазмы

няется и степень ее разрежения усиливается. Начальная стадия образования солитонов и их взаимодействие с плазмонами сейчас хорошо изучены, но следующий этап процесса, включающий взаимодействие солитонов друг с другом, пока является предметом интенсивных исследований и еще далек от полного понимания. От решения этой проблемы зависит выяснение характера спектра установившейся сильной турбулентности, которое крайне необходимо для астрофизики.

В настоящее время можно условно выделить три подхода к описанию конечной стадии развития сильной ленгмюровской турбулентности. Первый из них предполагает, что солитоны между собой вообще не взаимодействуют и существует бесконечный рост степени разрежения плотности — *коллапс* (схлопывание каверн). Второй подход учитывает механизм слабого взаимодействия между отдельными кавернами, и при этом рассмотрении коллапс не должен происходить. И наконец, третий подход предполагает сильное взаимодействие модуляционных возмущений, причем настолько сильное, что для описания процесса необходим статистический метод (солитоны теряют «индивидуальность»). Коллапс в такой схеме также исключается.

Однако главный результат, который получается при всех перечисленных подходах, — это вывод о том, что спектральная «перекачка» волновой энергии при развитой модуляционной неустойчивости происходит в сторону малых длин волн в противоположность слабой турбулентности плазмы, т. е. так же, как и в случае турбулентной жидкости. Таким образом, накопленная в области ленгмюровского «конденсата» энергия плазмонов начинает уходить в область фазовых скоростей, меньших скорости света в плазме, а следовательно, она мо-

жет вызывать ускорение частиц. Поток энергии плазмонов, направленный из «конденсата» к более мелким масштабам (длинам волн), «по дороге» перехватывается быстрыми частицами и поглощается ими (вызывая их ускорение) вследствие затухания Ландау. При этом относительное число ускоренных частиц в плазме увеличивается, и они начинают поглощать бо́льшую долю энергии ленгмюровских плазмонов.

Сле́довательно, сильная плазменная турбулентность как бы сама «регулирует» число быстрых частиц в плазме таким образом, чтобы затухание потока энергии плазмонов происходило в области скоростей, бо́льших тепловой скорости электронов. Расчеты показывают, что сильная ленгмюровская турбулентность является очень эффективным механизмом ускорения частиц, поскольку до 90% энергии плазмонов передается быстрым частицам.

Обширной областью исследований (очень быстро развивающейся в последнее время) является изучение динамики сильной ленгмюровской турбулентности в космической плазме и в различных астрофизических объектах. Чрезвычайно перспективной является интерпретация наблюдательных данных по радиоизлучению пульсаров с помощью модуляционной неустойчивости, развивающейся около пульсара в горячей плазме с магнитным полем. Сильная ленгмюровская турбулентность привлекалась и для объяснения процессов, происходящих в области «турбулентного следа» за фронтами ударных волн, которые образуются во время вспышек на Солнце. По аналогии тот же самый механизм может быть использован при интерпретации феномена «хвостатых» радиогалактик и динамики газовых оболочек, разлетающихся в межзвездной среде после взрывов сверхновых.

Недавно было установлено, что ионно-звуковая турбулентность при определенных условиях также может рассматриваться как сильная, хотя она по своим физическим проявлениям резко отличается от ленгмюровской. Главные эффекты сильной ленгмюровской турбулентности — образование плазмонного «конденсата», «включение» модуляционной неустойчивости и появление потока энергии плазмонов, направленного в сторону малых длин волн. Ионно-звуковая турбулентность является сильной при достижении определенного уров-

ня энергии плазмонов относительно тепловой энергии плазмы, и начиная с этого меняется характер взаимодействия частиц с плазмонами.

Это отличие характеризуется сильным изменением самого вида функции распределения электронов — она приобретает степенной характер и спадает к бо́льшим скоростям значительно медленнее, чем максвелловская. Таким образом, сильная ионно-звуковая турбулентность создает в распределении электронов «хвосты» относительно быстрых частиц, что обусловлено предварительным ускорением частиц. Это свойство является очень существенным в токовых слоях, поскольку есть основания полагать, что там возникает и сильная ленгмюровская турбулентность. Кроме того, ионно-звуковая турбулентность способна быть инжектором тяжелых многозарядных ионов, создающим определенный режим ускорения их высокочастотными ленгмюровскими плазмонами.

Обсудим теперь приложения некоторых следствий теории плазменной турбулентности применительно к солнечным вспышкам.

ТОКОВЫЕ СЛОИ И СОЛНЕЧНЫЕ ВСПЫШКИ

Теория возникновения солнечных вспышек должна объяснить несколько основных положений, следующих из анализа наблюдательных данных. Во-первых, она должна выявить природу столь мощного источника энергии, который порождает вспышку. Во-вторых, требуется найти механизм, с помощью которого энергия, выделяемая источником, переходит к ускоренным частицам, и объяснить, как формируются спектры частиц высоких энергий, а также какая существует связь между спектрами частиц, физическими условиями во вспышках и мощностью последних. Наконец, в-третьих, необходимо понять, почему в небольших вспышках ускоряются в основном электроны, в то время как вспышки большой мощности порождают и протоны и электроны.

Ответ на первый пункт сравнительно прост. Из наблюдений известно, что вспышки возникают, как правило, при появлении сильных магнитных полей сложной структуры (в верхней хромосфере или короне) и сопровождаются быстрыми изменениями этих полей. Следовательно, вспышка должна вызываться электромагнит-

ными процессами. Действительно, как из экспериментальных, так и теоретических результатов следует, что энергия магнитных полей легко высвобождается в токовых слоях, нагревая плазму и порождая ускоренные частицы. Внезапное начало вспышки обычно объясняется тем, что аннигиляция магнитных полей в токовом слое резко ускоряется вследствие развития какой-либо токовой неустойчивости.

Приведем оценку скорости выделения энергии Q в токовом слое. Пусть V — скорость, с которой силовые линии магнитного поля H поступают в слой, S — площадь «контакта» полей противоположного направления, σ — электропроводность плазмы, тогда

$$Q = VSH^2/4\pi = SH^2c^2/(16\pi^2\sigma h),$$

где h — полутолщина токового слоя. Величина магнитного поля H обычно определяется из наблюдений, полутолщина слоя h, как правило, очень невелика и рассчитывается из теории, площадь приблизительно оценивается из наблюдений активной области ($S = 10^{14}$ м^2), и, таким образом, «взрывное» начало вспышки должно быть в основном связано с резким уменьшением проводимости плазмы σ.

Электропроводность плазмы нижней короны, определяемая столкновениями электронов с ионами, обычно очень велика (до 10^{16} с$^{-1}$). Тогда по формуле легко оценить, что при $H = 8000$ А/м и с $h = 0{,}01$ м мощность энерговыделения достигает величины $Q \doteq 10^{18}$ Дж/с, т. е. является слишком малой даже для слабой вспышки.

Как упоминалось выше, ионно-звуковая турбулентность, связанная с токовой неустойчивостью, сильно уменьшает проводимость плазмы. Как это происходит в токовом слое, будет рассказано дальше, а сейчас обратимся к картине крупномасштабных движений плазмы и магнитного поля внутри и за пределами токового слоя.

Один из возможных вариантов образования токсвого слоя на Солнце показан на рис. 9. В область взаимодействия магнитных полей противоположного направления (токовый слой) непрерывно поступает плазма, «вмороженная» в магнитное поле. В данном случае энергия магнитного поля намного превосходит энергию плазмы, и поэтому последняя из-за высокой проводимости следует за полем. Площадь слоя аннигиляции

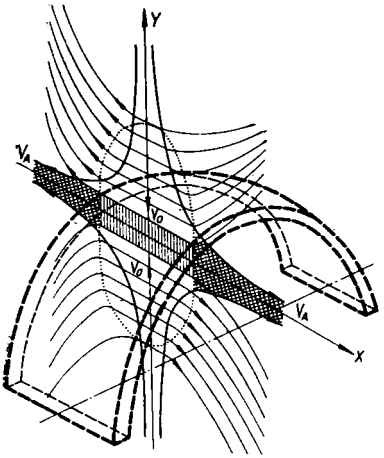


Рис. 9. Геометрия модели токового слоя, предложенной С. И. Сыроватским. Плоская дуга, очерченная жирными пунктирными линиями, представляет собой токовый слой; вертикальной штриховкой изображено его сечение плоскостью, в которой силовые линии магнитного поля нанесены изогнутыми тонкими линиями. Гиперболические траектории изображают движения плазмы; двойная штриховка — области сжатого газа, выделяющегося из токового слоя

магнитных полей должна быть велика, однако его толщина, как уже отмечалось, ничтожно мала по сравнению с другими размерами. В то же время проводимость плазмы внутри слоя мала, горячий газ уже не увлекается магнитным полем, хотя необходимо удаление его из слоя, так как иначе рост давления «нагребенного» газа увеличит толщину слоя и в результате упадет мощность выделения энергии (процесс аннигиляции прекратится). Было предложено немало механизмов выброса газа из слоя, но до конца эта проблема еще не решена.

В одном из первоначальных вариантов, предложенном астрофизиком П. Свитом, предполагалось, что в слое при аннигиляции магнитных полей образуются «петли» магнитного поля, которые, действуя подобно натянутой резине, выбрасывают газ вдоль слоя со скоростью альвеновских волн. Однако оказалось, что для вспышек, где размеры слоя намного больше его толщины, скорость выброса газа должна превосходить скорость света в вакууме, что, конечно, невозможно.

Американский ученый Х. Петчек рассмотрел немного измененную геометрию слоя, предположив, что толщина слоя увеличивается пропорционально расстоянию от центральной области, где «горит» поле. Эта геометрия снижает скорость удаления газа, но возникает другая трудность. Дело в том, что тогда аннигиляция

поля происходит только в узкой центральной части слоя, а по мере приближения к краям энергия поля должна расходоваться только на движение газа и не переходить в тепловую. Возникшая энергетическая трудность не позволяет привлечь модель Петчека для объяснения вспышек, хотя она может объяснить некоторые другие явления (например, движения газа в спикулах).

Все эти недостатки слабее сказываются в модели токового слоя, предложенной С. И. Сыроватским (см. рис. 9). В этой модели поток газа движется не только к слою, но и вдоль его ширины. Хотя такой характер движения уменьшает трудность с объяснением выхода газа из слоя, но тем не менее она остается.

С. Б. Пикельнер и В. Н. Цытович обратили внимание на то обстоятельство, что горячая плазма, удерживаемая внешним магнитным полем того же давления, является неустойчивой. Силовые линии магнитного поля из-за различных возмущений отнюдь не являются прямыми около слоя, они как бы «гофрированы». Небольшие возмущения могут искривить силовые линии (выпуклостью наружу), давление поля в этом месте падает и возникают условия для выброса (поперек слоя) сгустка нагретой плазмы вместе с собственным магнитным полем (*плазмоида*). Конечно, внешнее магнитное поле будет при этом тормозить движение сгустка, но теория предсказывает, что плазмоиды малых размеров могут улететь далеко за пределы слоя и не вернуться обратно.

Перейдем теперь к разбору основных плазменных неустойчивостей, которые приводят к переходу слоя плазмы в турбулентное состояние. При образовании нейтрального токового слоя в области взаимодействия противоположно направленных магнитных полей растет плотность электрического тока. Каждая токовая неустойчивость имеет свою границу и характеризуется определенным значением скорости тока, поэтому как только скорость тока становится больше критической, начинается быстрое развитие неустойчивости.

Анализ токовых неустойчивостей начнем с электромагнитной, впервые рассмотренной С. И. Сыроватским, которая «включается» при условии, если скорость тока близка к скорости света. При этом ток уже не поддерживается переносом электронов и возникает ток смещения, т. е. сильный рост электрического поля. Такое мощное электрическое поле может ускорить ионы и

электроны до скоростей, близких к скорости света. Этот механизм требует сильного разрежения плотности плазмы в слое, что трудно осуществимо в солнечных условиях, и, кроме того, имеется несколько токовых неустойчивостей с гораздо меньшим значением критической скорости, которые, развиваясь раньше, должны прекратить рост скорости тока, прежде чем будут выполнены условия возникновения электромагнитной неустойчивости.

Сходный механизм, приводящий к появлению импульсного электрического поля, был предложен Х. Альвеном и П. Карлквистом. Они предположили, что в некоторой части электрической цепи в солнечной плазме с током плотность плазмы может локально уменьшиться, и тогда скорость тока должна возрасти для поддержания прежней величины тока. Рост скорости тока в области с пониженной плотностью приводит к накоплению избытка объемного заряда, который снова уменьшит плотность ионов, и скорость тока будет нарастать до тех пор, пока не произойдет разряд. Однако пороговое значение скорости тока для этой неустойчивости, равное тепловой скорости электронов, совпадает с условием развития *бунемановской* (по имени открывшего ее американского физика О. Бунемана) неустойчивости, которая резко уменьшает проводимость плазмы. Это приводит к уменьшению токовой скорости и к резкому замедлению развития неустойчивости Альвена—Карлквиста.

Еще один вид крупномасштабной плазменной неустойчивости, которая привлекается для объяснения энерговыделения вспышки, — это разрывная (*«тиринг»-) неустойчивость.* Физический смысл ее состоит в том, что плоский токовый слой плазмы разбивается на систему отдельных параллельных токов. Это приводит к росту локальных градиентов магнитного поля в токовом слое и к возрастанию скорости аннигиляции полей. Однако, как было показано теоретическими и экспериментальными исследованиями, о которых будет подробно говориться дальше, «тиринг»-неустойчивость может быстро стабилизироваться и после этого не оказывать заметного влияния на процесс энерговыделения в токовом слое.

Обратимся теперь к токовым неустойчивостям, которые требуют меньшую величину критической скорости

и сопровождаются раскачкой плазменных волн с последующим падением электропроводности плазмы. Температуры электронов и ионов в начальный период образования токового слоя равны, и скорость тока нарастает до тех пор, пока не достигнет тепловой скорости электронов. Это и является граничным условием бунемановской неустойчивости, при развитии которой ионы как бы стоят на месте, а электроны движутся через ионную «решетку». При скорости тока, большей тепловой скорости электронов, происходит их рассеяние на ионах, т. е. направленное движение электронов становится беспорядочным. В результате электронный газ сильно нагревается и его температура становится выше ионного.

В этих условиях бунемановская неустойчивость, как говорят, переходит в ионно-звуковую, поскольку скорость тока превосходит скорость звука, но остается меньше тепловой скорости электронов (при быстром нагреве электронов скорость тока «отстает» от тепловой скорости электронов). Так развивается ионно-звуковая турбулентность, приводящая к уменьшению электропроводности плазмы и, следовательно, к росту мощности выделения энергии в слое. Часть быстрых электронов, как уже отмечалось, не тормозится при столкновениях с ионно-звуковыми плазмонами, а продолжает увеличивать скорость. Как только их направленная скорость превзойдет величину тепловой скорости электронов, начнется интенсивная раскачка ленгмюровских волн. Конечный результат процесса — сосуществование в токовом слое ионно-звуковых и ленгмюровских плазмонов с высоким уровнем турбулентной энергии.

Турбулентная теория физических процессов в токовом слое указывает на возможное увеличение толщины слоя, которое способствует выходу из него газа. В центральной части слоя проводимость плазмы очень мала (из-за ионно-звуковой турбулентности), магнитное поле там аннигилирует и, следовательно, градиенты поля становятся малыми. Поэтому наибольшая величина градиента магнитного поля существует вблизи границ токового слоя, где электропроводность плазмы еще высока (турбулентность еще не развилась). Тонкий пограничный слой, обладающий большим градиентом магнитного поля, распространяется в обе стороны от линии симметрии токового слоя (этот процесс подобен раз-

мыванию крутого берега реки течением). Таким образом, толщина слоя быстро возрастет и нагретый газ свободно покидает слой.

Однако этот механизм не снимает полностью проблему выхода газа из слоя, так как турбулентность в центральной области слоя, где градиент поля мал, быстро затухает, а следовательно, исчезает аномальная проводимость и прекращается аннигиляция поля. С этой точки зрения механизм удаления газа поперек слоя выбросом сгустков, рассмотренный С. Б. Пикельнером и В. Н. Цытовичем, выглядит предпочтительнее.

Итак, с помощью турбулентных процессов, протекающих в плазме, можно объяснить два основных свойства, характерных для солнечных вспышек, — большое количество выделенной энергии и их внезапное начало. Перед вспышкой токовый слой относительно толстый, и давление газа внутри него уравновешивается давлением внешнего магнитного поля. Под действием газового давления и частично под влиянием компоненты силы тяжести, действующей в плоскости слоя, газ из него вытекает через торцы и слой становится тоньше. При этом скорость тока возрастает, и в некоторый момент времени в слое очень быстро развивается токовая неустойчивость, генерирующая ионно-звуковую турбулентность, которая приводит к аномально низкой электропроводности плазмы.

Все это обусловливает взрывное начало солнечной вспышки. Мощность энерговыделения Q рассмотренного процесса достигает 10^{20} Дж/с, что оказывается вполне достаточным для объяснения вспышки средней мощности. Более мощные вспышки, очевидно, связаны с наличием магнитных полей бо́льшей напряженности (до 80 тыс. А/м), они более продолжительны, а область аннигиляции магнитного поля в них более протяженна.

Горячая плазма, выходя из токового слоя и растекаясь вдоль силовых линий магнитного поля, достигает нижних слоев хромосферы, вызывая «испарение» газа и быстрый подъем некоторой его части вверх, что приводит ко многим вторичным эффектам. Появление «вторичных» вспышек может вызываться ударной волной и ускоренными частицами, которые, порождаясь «родительской» вспышкой, распространяются в магнитной конфигурации активной области и способны «включить» вспышечный процесс в тех местах, где существуют бла-

гоприятные для этого условия. Быстрые движения масс вещества, наблюдаемые во вспышках, могут быть связаны с появлением магнитных «петель», которые образуются в процессе «пересоединения» силовых линий магнитных полей.

Следует отметить, что процессы, протекающие в токовых слоях в атмосфере Солнца, по-видимому, ответственны за обширный класс явлений — от вспышек до спикул. В частности, свечение ярких точек, наблюдаемых в рентгеновском диапазоне, может обусловливаться аннигиляцией магнитных полей большой напряженности в плотной плазме нижней хромосферы.

УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ ПРИ ВСПЫШКАХ

Принято считать, что солнечные вспышки в своем развитии проходят три основные фазы: *начальную*, *взрывную* и *затухающую*. Энергия, выделяющаяся при вспышках, главным образом идет на нагрев плазмы, но значительная ее часть затрачивается на ускорение частиц, которые появляются в течение взрывной фазы и обладают степенным энергетическим спектром. Эти частицы вдоль силовых линий магнитного поля проникают в хромосферу и нагревают ее до высоких температур. Горячий газ поднимается вверх, испуская тепловое рентгеновское излучение, в переходном слое также образуются ультрафиолетовые спектральные линии.

Микроволновое радиоизлучение, радиовсплески в метровом диапазоне и нетепловое рентгеновское излучение генерируются потоками ускоренных электронов с энергией 15—20 кэВ и более. В частности, предполагается, что все три фазы развития вспышек можно естественно объяснить сменой «работы» механизмов выделения магнитной энергии. Во время первой фазы в основном происходит турбулентный нагрев плазмы, взрывная фаза характеризуется действием механизмов ускорения частиц (электрическим полем или плазменной турбулентностью), а на стадии затухания вспышки происходит лишь остывание нагретой области, когда действие механизмов нагрева и ускорения замедляется.

Ускоренные частицы можно очень приближенно разделить на два класса по характеру их энергетического спектра. Во время начальной, сравнительно «спокой-

ной», фазы развития вспышки наблюдается тепловое рентгеновское излучение высокотемпературного хромосферного газа. Это означает, что хромосфера нагревается потоком частиц, имеющих максвелловское распределение по скоростям, со средней энергией ~ 10 кэВ. В период взрывной фазы наблюдаются всплески нетеплового жесткого рентгеновского излучения (характерное время всплеска — 100 с), которые можно объяснить действием электронов, ускоренных до энергий больше 10 кэВ. Энергетические спектры таких частиц имеют степенной характер, причем величины показателей спектров изменяются от 3 до 7. Во время особо мощных вспышек, помимо электронов высоких энергий, наблюдается огромное количество ускоренных протонов, причем кривые их спектров в области больших энергий, 1—10 ГэВ, падают круче, чем при степенной зависимости.

Обратимся теперь к турбулентному механизму ускорения частиц в токовых слоях. При развитии ионно-звуковой турбулентности в нейтральном токовом слое возникающий пучок быстрых электронов генерирует ленгмюровские плазмоны, которые ускоряют электроны до скоростей, превышающих их тепловую скорость. Что же касается ионов, у которых энергия намного меньше энергии электронов, то для того чтобы произошло их ускорение высокочастотными ленгмюровскими плазмонами, необходимо предварительное ускорение. Именно сравнительная легкость, с которой электроны ускоряются турбулентностью, объясняет, почему большинство вспышек порождает в основном ускоренные электроны.

Имеется еще ряд наблюдательных фактов, которые нуждаются в своем объяснении. Во-первых, необходимо выяснить, как при турбулентном механизме ускорения возникает степенной характер спектров ускоренных частиц; во-вторых, нужно понять, почему величина показателя спектра частиц зависит от мощности вспышки и каким образом значительная (до 10%) часть энергии, высвобождаемой при вспышке, переходит к ускоренным частицам.

Частицы при любом физическом механизме ускорения не только приобретают энергию, но при взаимодействии с плазмой и теряют ее, поэтому энергетический спектр ускоренных электронов должен определяться балансом между ускорением и энергетическими потерями.

В случае ускорения частиц в токовом слое возможны четыре типа энергетических потерь: 1) свободный (без взаимодействия) выход частиц вдоль слоя, 2) уход частиц вдоль слоя с учетом взаимодействия их с турбулентными пульсациями электрических полей, 3) «просачивание» частиц поперек слоя, 4) потери на выброс плазмоидов поперек слоя. Протекание всех перечисленных процессов различным образом зависит от энергии частиц.

Кроме того, необходимо учесть еще и энергетические потери, возникающие при распространении ускоренных электронов в плазме солнечной атмосферы (после выхода их за пределы области ускорения). Здесь обычно различают два предельных случая: 1) ускоренные электроны проходят настолько малую толщу вещества, что изменение их энергетического спектра при взаимодействии с атомами среды пренебрежимо мало; 2) все электроны почти полностью теряют свою энергию в веществе, при этом происходит очень сильная деформация энергетического спектра:

Оказывается, что распределение частиц по энергиям может приобрести степенной характер лишь в том случае, если характерные времена процессов ускорения и энергетических потерь одинаковым образом зависят от энергии. Комбинации турбулентного ускорения с различными механизмами энергетических потерь дают довольно сложные зависимости числа частиц от энергии, причем характеристики спектра оказываются связанными с уровнем турбулентности, что позволяет качественно объяснить зависимость показателя спектра частиц от мощности вспышки (чем мощнее вспышка, тем меньше величина показателя спектра и, следовательно, больше частиц высоких энергий).

Появление всплесков ускоренных электронов во время взрывной фазы вспышки, видимо, связано с изменением режима турбулентности, т. е. с тем, что турбулентность становится сильной — развивается модуляционная неустойчивость. Спусковым механизмом здесь может служить слабое изменение внешнего магнитного поля, «попадающего» в токовый слой.

Как уже говорилось выше, ионам необходимо предварительное ускорение, которое способно обеспечиться низкочастотной ионно-звуковой турбулентностью, при этом весь ионный газ разделяется на две компоненты —

относительно холодную и горячую (ускоренную). Это подтверждается в лабораторных экспериментах. Сильная ионно-звуковая турбулентность вызывает появление «хвостов» в степенных спектрах ускоренных ионов, т. е. возрастает число ионов относительно высокой энергии, скорости которых уже могут превысить тепловую скорость электронов. Но это происходит, по-видимому, только при самых мощных вспышках.

Голландский астрофизик П. Хоинг объясняет природу всплесков жесткого рентгеновского излучения вспышек более сложным механизмом ускорения электронов — за фронтом «бесстолкновительной» ударной волны. Он предполагает, что на фронте этой волны развивается ленгмюровская турбулентность, причем ленгмюровские плазмоны отстают от движущегося фронта волны, образуя протяженный «след». Таким образом, за фронтом ударной волны развивается модуляционная неустойчивость и происходит ускорение электронов, которые, распространяясь в плазме, генерируют тормозное (нетепловое) рентгеновское излучение. Интересно, что в этом случае область, где быстрые электроны взаимодействуют с ленгмюровскими плазмонами, достаточно протяженна—ее размер достигает 1—100 тыс. км. А это позволяет в принципе сопоставить теоретическую модель с наблюдательными данными. Конечно, в токовом слое механизмы ускорения действуют все же с наибольшей эффективностью, а ударная волна в этом случае сама является результатом вспышечного процесса.

Нужно заметить, что токовые неустойчивости могут, вообще говоря, развиваться не только в нейтральном слое, и исследования таких возможностей интенсивно проводятся. Известно, что в активных областях Солнца часто наблюдаются быстрые изменения напряженности магнитных полей, иногда носящие колебательный характер. Несомненно, что такие явления должны сопровождаться появлением сильных, быстроменяющихся токов, диссипация энергии которых может приводить к вспышкам (из-за различных плазменных неустойчивостей). Локализация токового слоя в магнитной конфигурации также, несомненно, может быстро меняться.

В заключение этого раздела следует подчеркнуть, что ускорение плазменной турбулентностью в принципе может объяснить наблюдаемую картину ускорения частиц в солнечных вспышках. Однако развитие теории и

новые результаты наблюдений могут в дальнейшем выявить и другие механизмы ускорения (например, механизм «разрыва» токового слоя и «тиринг»-неустойчивость).

МОДЕЛИ ВСПЫШЕК

Полная модель вспышечного процесса должна объяснять не только формирование зоны энерговыделения («сердца» вспышки) — токового слоя, но и все многообразие причинно-следственных связей, приводящих к возникновению вспышечной ситуации в активной области. Кроме того, чтобы иметь «право на жизнь», любая теоретическая модель должна согласовываться с основной совокупностью имеющихся наблюдательных данных. Именно при соблюдении этих требований модель может позволить прогнозировать вспышки задолго до их появления на Солнце.

Как данные наблюдений, так и теоретические выводы говорят в пользу предположения о том, что вспышечный процесс возникает вследствие накопления и быстрого высвобождения *свободной энергии магнитного поля* в верхней хромосфере и короне. Свободная энергия магнитных полей — это некоторый избыток магнитной энергии по сравнению с запасом энергии, которым обладает потенциальное поле, имеющее такие же источники в фотосфере.

Причины возникновения избыточной магнитной энергии могут быть различными. Например, непотенциальная «добавка» способна появиться при различных перемещениях магнитных силовых трубок при подфотосферных движениях. Глубинные перемещения источников полей приводят к усложнению магнитной структуры в активной области. Внешне это может проявиться как выход новой области «всплывающего» магнитного поля.

Может произойти и так, что направление «нового» магнитного поля окажется противоположным направлению полей в существующей активной области. В процессе взаимодействия полей силовые линии противоположного направления будут «прижиматься» друг к другу и появится токовый слой, который в плотной хромосферной плазме усиливает нагрев участка активной области. Нагрев плазмы в этом случае должен сопровождаться потерями энергии на излучение.

По мере нарастания напряженности «всплывающего» магнитного поля, токовый слой будет постепенно перемещаться вверх, в корону. Одновременно с этим под действием собственного давления и благодаря силе тяжести сжатый газ вытекает из токового слоя (как воздух из проколотого мяча). Магнитное поле сжимается все сильнее, и уже в переходной зоне (между хромосферой и короной), где плотность плазмы заметно падает, величина скорости тока резко возрастает и может превзойти критическое значение, необходимое для начала развития турбулентности. Увеличение энерговыделения в турбулентном токовом слое приводит к появлению многих вторичных эффектов, и развивается вспышка.

Эта модель вспышки носит название модели «всплывающего магнитного потока», она предложена шотландским астрофизиком Е. Пристом и хорошо объясняет морфологические особенности вспышек, наблюдаемые на диске Солнца.

Несколько иная схема возникновения вспышки предложена Л. А. Пустильником. Здесь главная причина срабатывания спускового механизма вспышки — неустойчивость протуберанца. Мы уже описывали ранее, как образуется протуберанец в результате «сифонного» механизма (см. рис. 4). Вспомним, что накопление плазмы в протуберанце продолжается непрерывно, следовательно, должен существовать и стационарный отток вещества, поскольку «время жизни» протуберанца может достигать нескольких месяцев.

Из теории следует, что протуберанец может быть устойчивым лишь в том случае, если его толщина не превосходит определенного критического значения. Причем как только толщина протуберанца при накоплении массы станет больше критической величины (зависящей от параметров плазмы в протуберанце и напряженности магнитного поля), начинает развиваться так называемая желобковая неустойчивость плазмы в магнитном поле: в некоторой области протуберанца равновесие нарушается и плазма с магнитным полем вытягивается вниз, в виде желобка. В образовавшуюся «прореху» в структуре магнитного поля под действием силы тяжести стекает вышележащая плазма, желобок тяжелеет и продолжает опускаться вниз, несмотря на натяжение силовых линий магнитного поля. Расчеты по-

казывают, что примерно за 1—1,5 ч желобок опустится в плотные хромосферные слои.

Здесь возможны две ситуации. Если магнитное поле в нижележащих слоях хромосферы имеет примерно такое же направление, что и в опускающемся желобке, то произойдет полное «сбрасывание» массы протуберанца (из-за медленного просачивания плазмы в желобке) перпендикулярно направлению магнитного поля. Оказывается, что достаточно двух-трех желобков, чтобы избыток массы, натекающий в протуберанец, сбрасывался вниз, в хромосферу. Возможно, подобным образом обеспечивается длительное время существования спокойных протуберанцев.

Совершенно иная ситуация возникает, если магнитное поле в желобке противоположно по направлению полю в плотных слоях хромосферы. Тогда формируется токовый слой и «разыгрывается сценарий» рождения вспышки. Разрушить или дестабилизировать волокно протуберанца способны ударные волны и потоки энергичных частиц, которые могут появиться в результате вспышки, происшедшей в соседней активной области, — это может привести к повторной вспышке.

В варианте модели, связанном с активизацией протуберанца, процесс энерговыделения происходит в сравнительно плотных слоях верхней хромосферы в «закрытой» магнитной структуре (магнитные силовые линии «замкнуты» на фотосферу). Отсюда возникает интересное следствие: такие вспышки должны характеризоваться запаздыванием выхода ускоренных частиц в межпланетное пространство, поскольку их прямой уход сдерживается поперечным магнитным полем.

Спусковым механизмом вспышки может служить и неустойчивость *корональной конденсации*, причем в этом случае область энерговыделения расположена в нижней короне. Корональная конденсация образуется над активной областью и представляет собой сгусток плотной и высокотемпературной плазмы, удерживаемый магнитным полем. Высокотемпературная плазма под влиянием избытка внутреннего давления стремится расшириться вверх, но магнитное поле ее сдерживает (подобно тому как причальные тросы удерживают аэростат). В этом случае также возможно развитие желобковой неустойчивости, при срабатывании которой «языки» плазмы с полем вытягиваются вверх. Сила тяжести здесь направ-

лена вниз, она приводит к остановке желобка на некоторой высоте и затем возвращает его назад. Таким образом, поверхность корональной конденсации, где одновременно рождается много желобков, начинает как бы «бурлить» из-за квазипериодических движений плазмы.

Поскольку над корональной конденсацией может во многих случаях существовать устойчивая конфигурация магнитных полей с токовым слоем, находящимся в «метастабильном» состоянии (т. е. скорость тока в нем недостаточна для развития плазменных неустойчивостей и происходит лишь слабый нагрев плазмы), а амплитуды колебаний желобков плазмы с полем возрастают из-за роста давления плазмы в конденсации, то в результате «языки» плазмы могут достичь токового слоя и вызвать его возмущение. Так может включиться вспышечный процесс в нижней короне. Интересно, что в такой схеме область энерговыделения вспышки непосредственно «выбрасывает» энергичные частицы в межпланетное пространство, поскольку конфигурация магнитных полей является открытой.

Следует отметить, что приведенные выше различные теоретические схемы развития вспышки носят качественный характер и нуждаются в дальнейшем исследовании. Мы уже подчеркивали всю сложность математического описания солнечных явлений. К числу немногих задач, допускающих полное математическое описание, относится, например, проблема объяснения газодинамических течений и ударных волн во вспышечной плазме. Поток ускоренных электронов с нетепловым спектром, образующийся в токовом поле, следуя вдоль силовых линий магнитного поля, вторгается в плотные хромосферные слои и осуществляет их нагрев. Из этой области вниз, в хромосферу, распространяется волна (с резким фронтом) прогрева газа. Горячий газ начинает оттекать вверх, возникает газодинамическое течение с большой скоростью, достигающей 1 млн. м/с.

Высокоскоростной поток газа может создать в короне ударную волну, которая способна породить радиоизлучение определенного типа. Такая задача была численно решена Н. Д. Костюк и С. Б. Пикельнером с помощью ЭВМ. Сравнение результатов расчета с наблюдательным материалом, касающееся характера профилей спектральной линии Hα и значений скоростей газа, дает удовлетворительное согласие. На основании

этого было выдвинуто предположение о том, что инжекция электронов в хромосферу происходит постоянно в течение всей взрывой фазы вспышки.

В последние годы, однако, оказалось, что бомбардировка хромосферы быстрыми электронами осуществляется короткими (за характерное время в несколько секунд) импульсами, которые частично перекрываются во времени, причем потоки электронов высоких энергий попадают в различные места хромосферы. Кроме того, очень существенным процессом, учет которого может повлиять на газодинамическую модель вспышки и выбор механизма ее оптического излучения, является тепловая неустойчивость, развивающаяся в горячем газе за фронтом ударной волны. Эта неустойчивость появляется, когда лучистое охлаждение (потеря энергии на излучение) быстро понижает температуру в более плотных элементах газа, и они быстрее охлаждаются и сжимаются. Возникают плотные холодные слои газа, плазма становится неоднородной (по плотности и температуре), а это неизбежно сказывается на ее излучении. Может оказаться, что излучение совокупности слоев газа, имеющих разные температуры, создает иллюзию нетеплового характера спектра излучения.

Проблему изучения такого сложного и разветвленного явления, как вспышечный процесс, естественно разделить на две части. Первая из них относится к исследованию физики процесса энерговыделения, в результате которого за очень короткое время выделяется огромная энергия в самых «высокоорганизованных» формах гидродинамических движений, потоков излучения и частиц высоких энергий. Причем основная задача решается главным образом теоретически и с помощью моделирования в лабораторных установках. Это обусловлено тем, что наблюдательные данные, касающиеся данных процессов, носят весьма косвенный характер. В связи с успешным освоением рентгеновского диапазона при помощи приборов, установленных на космических аппаратах, можно надеяться получить и непосредственные наблюдения «сердца» вспышки.

Вторая часть проблемы не менее важна, она связана с исследованиями вторичных эффектов, вызываемых высвобождаемой при вспышке энергией. В данном случае изучается «отклик» атмосферы Солнца на воздействие потоков энергии, выделенных первичным процес-

сом. При этом весьма продуктивными являются исследования возмущений межпланетной среды и магнитосферы Земли, вызванных мощными вспышками на Солнце.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВСПЫШЕЧНЫХ ЯВЛЕНИЙ В ЛАБОРАТОРНОЙ ПЛАЗМЕ

Перейдем теперь к описанию процессов диссипации энергии магнитных полей согласно результатам, полученным на лабораторных установках. Но прежде кратко остановимся на основных различиях лабораторной и космической плазмы. Обычно при исследовании каких-либо процессов в плазме с помощью лабораторной установки физикам доступны относительно небольшие объемы, заполненные плазмой. При таких малых размерах плазма оказывается практически прозрачной для электромагнитного излучения. Поэтому если в лабораторной плазме генерируются электромагнитные волны, то они свободно покидают плазму и почти не поглощаются ею.

В космических условиях положение обратное. Размеры плазменных систем там огромны, а плазма, как правило, непрозрачна для излучения. Вследствие этого в космической плазме происходят процессы интенсивного обмена энергией между плазменными и электромагнитными волнами, и, в частности, высокочастотное электромагнитное излучение с нетепловым спектром может эффективно раскачивать плазменную турбулентность (или порождаться ею). Иными словами, космическая плазма сильно взаимодействует с излучением.

Мы знаем, что плазменная турбулентность эффективно ускоряет частицы. Такие явления часто наблюдаются на плазменных установках в лаборатории. Но и здесь существует отличие — ограничена максимальная энергия ускоренных частиц, что также связано с размером установки. Дело в том, что когда радиус вращения частиц в магнитном поле (ларморовский радиус) превышает размер установки, то частицы попадают на стенки камеры и теряются. В космических условиях даже при относительно медленном «наборе» энергии частицы могут достичь сверхвысоких энергий (из-за очень больших размеров области ускорения). Так образуются кос-

мические лучи при нестационарных взрывных процессах в космической плазме.

Наконец, космическая плазма является гораздо более однородной, чем лабораторная. Связано это с тем, что в лабораторных исследованиях плазма обычно удерживается в небольших объемах магнитным полем или стенками установки. Возникающие резкие неоднородности распределения плотности плазмы приводят к появлению новых типов неустойчивостей, которые, в частности, так сейчас затрудняют решение проблемы создания установок термоядерного синтеза. Космическая плазма не имеет резких границ, не содержит она также и большого количества примесей, мешающих удержанию лабораторной плазмы.

Все это приводит к заключению, что невозможно точно воспроизвести в лабораторных условиях процессы, происходящие в космосе. Однако данная ситуация не исключает возможности изучения аналогичных процессов на лабораторных установках, что связано с принципом *ограниченного моделирования*, суть которого состоит в следующем.

Любые процессы в космосе характеризуются определенной длительностью и пространственными масштабами. Эти пространственно-временные масштабы можно описать с помощью набора соответствующих безразмерных параметров. Для того чтобы был справедлив принцип ограниченного моделирования какого-либо явления, необходимо, чтобы эти параметры, значение которых много больше единицы в космических условиях, были бы больше единицы и в лабораторных условиях. Если какой-либо параметр имеет порядка единицы в космосе, то и на установке должно выполняться аналогичное условие. Однако при этом допустимо, чтобы в лаборатории отличие плазменного параметра от единицы было не столь велико, как в космосе.

Например, если моделируются магнитосферные процессы, то отношение характерного масштаба магнитосферы Земли к длине свободного пробега частицы в солнечном ветре составляет величину порядка 10^{-3}, а для лабораторного эксперимента достаточно, чтобы это отношение было 10^{-1}. Таким образом, именно возможность удовлетворения основных принципов ограниченного моделирования и послужила основанием для широкого развертывания экспериментальных работ по ис-

следованию физических процессов в токовых слоях, т. е. по моделированию процессов энерговыделения, происходящих в солнечных вспышках.

Следует отметить, что и раньше делались попытки лабораторных исследований отдельных явлений вспышечного процесса. Например, проводилось сопоставление между наблюдаемой картиной поведения спектральных линий водорода во время вспышки и в спектрах, полученных в мощных импульсных разрядах в лабораторной плазме. Такие работы велись в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР под руководством академика А. Б. Северного. В частности, было продемонстрировано исключительное сходство спектров, полученных в лаборатории и наблюдаемых при вспышках, что позволило сделать ценные выводы о природе физических механизмов уширения спектральных линий излучения плазмы во время вспышки.

В Физическом институте АН СССР были широко развернуты работы по моделированию процессов возникновения нейтрального токового слоя в плазме (А. Г. Франк, А. З. Ходжаев). Экспериментальные исследования токовых слоев сейчас проводятся в США, Англии и Японии.

Группой советских ученых (Физического института АН СССР) изучались условия формирования и некоторые характеристики токового слоя в плазме с конфигурацией магнитных полей, имеющей нулевую линию ($H=0$), поскольку в плазме с сильным магнитным полем только в окрестности нулевой линии поля могут существовать электрические поля и токи значительной величины. Кроме того, возле нулевой линии поля происходит накопление большого количества энергии магнитного поля, которая быстро высвобождается и переходит в энергию ускоренных частиц и плазмы в токовом слое.

Экспериментальная установка в этом эксперименте была сконструирована с учетом принципов ограниченного моделирования. Магнитное поле создавалось при помощи системы проводников, токи в проводниках возникали при разрядке батареи конденсаторов. В магнитное поле с помощью плазменного инжектора впрыскивался вдоль нулевой линии поток плазмы, и как только плазма заполняла весь объем камеры, включалось индукционное электрическое поле, также направленное

вдоль нулевой линии магнитного поля. В результате взаимодействия электрического и магнитного полей возникало двухмерное течение плазмы вблизи нулевой линии магнитного поля и развивался токовый слой, где протекал ток. В серии экспериментов было обнаружено возникновение в плазме токового слоя аномального сопротивления, обусловленного развитием мелкомасштабных токовых неустойчивостей.

В Сибирском институте земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн СО АН СССР (СибИЗМИР) в течение ряда лет с помощью лабораторных установок проводилось изучение физических процессов, определяющих поведение плазмы в нейтральных токовых слоях. Как известно, наиболее существенные характеристики солнечных вспышек — исключительно мощное энерговыделение, приводящее к нагреву вспышечной плазмы до огромных температур, и появление большого количества частиц высоких энергий. Крайне плодотворной поэтому является экспериментальная проверка теории магнитной природы вспышечного процесса, которая должна сыграть роль experimentum crucis* Эти соображения делают весьма актуальным экспериментальное изучение процессов диссипации энергии магнитного поля в нейтральных токовых слоях.

В лабораторных условиях легко достигаются параметры плазмы (плотность, температура и напряженность магнитного поля), типичные для солнечных вспышек. Эксперименты проводились на плазменной установке «УН-Феникс» (рис. 10) в конфигурации с противоположно направленными магнитными полями типа «тэта-пинч». С ее помощью можно изучать динамику образования цилиндрического токового слоя с толщиной, значительно меньшей остальных размеров. Водородная плазма с плотностью от 10^{18} до 10^{20} м$^{-3}$ и начальной температурой, лежащей в диапазоне $(1—5)\cdot 10^4$ К, предварительно полученная в цилиндрическом стеклянном объеме (длина 1 м, радиус 0,08 м), подвергалась сжатию с помощью цилиндрического магнитного «поршня», возникающего при разряде батареи конденсаторов большой емкости на обмотки «ударного витка». Плазма в цилиндре была «вморожена» в начальное магнитное поле H_0 с напряженностью $\sim (10^4—10^5)$ А/м.

---

* Решающий эксперимент (лат.).

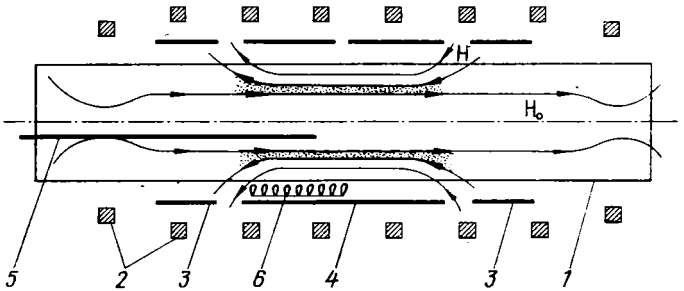


Рис. 10. Схема плазменной установки «УН-Феникс»: *1* — вакуумный объем; *2* — обмотки для создания начального магнитного поля; *3* — обмотки для создания начальной ионизации; *4* — ударный виток; *5* — двойной магнитный зонд; *6* — дифференциальные магнитные зонды

Величина магнитного поля «поршня» H достигала 10^5 А/м, а его направление было противоположно направлению поля H_0. Поскольку время существования начального магнитного поля H_0 более чем в 10^3 раз превосходит характерное время нарастания поля «поршня» H, то начальное поле H_0 в условиях эксперимента считается квазистационарным. Каждый отдельный эксперимент длился очень короткое время (несколько микросекунд), и для получения временнóй картины развития процесса использовалась высокоскоростная техника регистрации.

После включения нарастающего магнитного поля H, когда быстрый переходный процесс заканчивается, в плазме формируется нейтральный токовый слой, который представляет собой тонкий цилиндрический слой плазмы с током, разделяющий области с противоположно направленными магнитными полями. Ток в слое течет по боковой поверхности цилиндра и направлен поперек магнитных полей (H и H_0). Так как величина магнитного поля «поршня» продолжает нарастать, то происходит сжатие плазмы магнитным «поршнем», в результате этого нейтральный токовый слой смещается вдоль радиуса к оси системы (перед ним при этом бежит ударная волна).

Измерения показали, что токовый слой стремится к равновесному состоянию, при котором давление магнитного поля на границе равно давлению плазмы внут-

ри слоя. Причем толщина слоя оказывается зависящей только от электронной плазменной частоты.

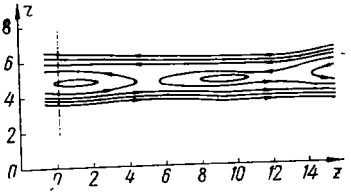


Рис. 11. Структура магнитного поля в токовом слое

В связи с изучением динамики токового слоя на установке «Феникс» были поставлены две задачи: 1) выявление топологической структуры магнитного поля в нейтральном слое и 2) измерение энергетического спектра электронов, ускоренных в пределах токового слоя. С помощью специальных магнитных зондов измерялась топология магнитного поля внутри развитого нейтрального слоя.

Обнаруженные изменения величины и направления магнитного поля в слое можно трактовать как результат «пересоединения» силовых линий, приводящего к разделению однородного цилиндрического токового слоя на систему кольцевых токов (магнитные силовые линии в нейтральном слое при этом образуют петлеобразные структуры, см. рис. 11). Такая структура магнитного поля образуется и затем стабилизируется за время, в 10 раз меньшее, чем длительность существования всего слоя, и не приводит к его катастрофическому разрушению.

Разбиение первоначально однородного тока на систему отдельных кольцевых токов может быть связано с развитием «тиринг»-неустойчивости, возникающей вследствие нарушения «вмороженности» магнитного поля в плазму в нейтральном слое. Теоретическими исследованиями советских ученых А. А. Галеева и А. М. Зеленого было доказано, что «тиринг»-неустойчивость в нейтральном слое может стабилизироваться при появлении в слое поперечной компоненты магнитного поля. Это подтвердилось экспериментальными данными, полученными на установке «Феникс». Однако поскольку «тиринг»-неустойчивость быстро стабилизируется, то освобождение энергии, происходящее при перестройке топологии магнитного поля, не может дать существенного вклада в нагрев плазмы слоя.

Основную роль в нагреве плазмы до высоких температур (до 1 млн. К), по-видимому, играет потеря током энергии при возникновении аномального сопротив-

ления, происходящая в течение всего времени существования нейтрального слоя. Действительно, прямыми измерениями было доказано, что электропроводность плазмы в слое является аномально низкой, и поскольку скорость тока больше скорости звука, то аномальный характер проводимости, по-видимому, связан с развитием ионно-звуковой турбулентности.

Очень ценным результатом проведенного эксперимента является регистрация ускоренных электронов, появляющихся в турбулентной плазме токового слоя. Измерения энергетического спектра электронов проводились с помощью анализа жесткого рентгеновского излучения, возникающего при бомбардировке электронами специально помещенной в плазму мишени, изготовленной из тантала и устанавливаемой под углом 45° к набегающему потоку плазмы. Анализ рентгеновского излучения производился с помощью шестиканального датчика, что позволило с большой точностью измерить интенсивность излучения в широком интервале энергий.

Следует отметить, что сигналы в каналах датчика возникали только при наличии в плазме нейтрального токового слоя: при параллельной ориентации магнитных полей H и H_0 (это легко осуществить экспериментально) датчики не регистрировали сигналов. Так как максимальные амплитуды сигналов на каналах датчика соответствовали моменту прохождения области нейтрального слоя ($H=0$) мимо мишени, а длительность сигнала совпадала с временной шириной токового слоя, то можно сделать вывод, что высокоэнергичные электроны, ответственные за генерацию жесткого рентгеновского излучения, были локализованы в нейтральном слое.

Восстановление исходного распределения быстрых электронов по их рентгеновскому излучению является сложной математической задачей, требующей использования электронно-вычислительных машин (ЭВМ). Типичный спектр электронов в диапазоне энергий 2—14 кэВ, полученный с помощью ЭВМ, показан на рис. 12. Подобный вид спектра наблюдается во всем диапазоне начальных концентраций плазмы. До энергии 4 кэВ спектр электронов можно интерпретировать как максвелловскую часть функции распределения с температурой около 5 млн. К.

Существование «плато» на энергетическом спектре

в диапазоне энергий 4—12 кэВ, по-видимому, связано с действием эффективного механизма ускорения частиц в слое. Отношение плотностей энергий ускоренных электронов и основной (тепловой) плазмы при изменении плотности частиц от 10^{18} до 10^{20} м$^{-3}$ изменяется в пределах от 10^{-1} до 10^{-2}, т. е. ускорение более эффективно осуществляется в плазме с низкой плотностью. Характерной особенностью спектра является резкий обрыв «плато» при энергии больше 14 кэВ.

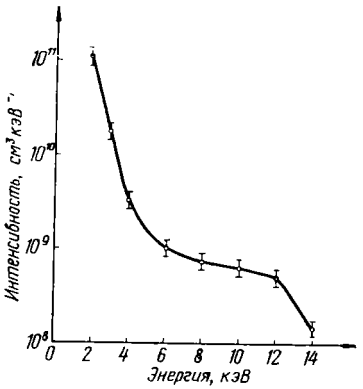


Рис. 12. Спектр электронов, ускоренных в пределах токового слоя

Специальные измерения показали, что спектр электронов в области высоких энергий изотропен (т. е. направления скоростей этих электронов хаотически распределены в пространстве). Процесс диссипации энергии магнитных полей вызывает появление в слое сильного электрического поля, которое может ускорять электроны в области слоя, где магнитное поле отсутствует. Однако поскольку электроны высоких энергий не имеют выделенного направления движения, то можно сделать заключение, что механизм ускорения должен быть статистическим.

Такой механизм, по-видимому, связан с возбуждением высокочастотной ленгмюровской турбулентности в плазме токового слоя, причем для раскачки ленгмюровских плазмонов в токовом слое имеется несколько обсуждавшихся выше возможностей. Заметим лишь, что высокочастотные ленгмюровские плазмоны не только ускоряют, но и очень эффективно рассеивают частицы по всем направлениям, и характерное время рассеяния, как правило, меньше времени ускорения. Это и позволяет объяснить наблюдаемую в эксперименте изотропию электронов высоких энергий.

Крутой спад кривой энергетического спектра электронов при энергии 14 кэВ можно объяснить уходом быстрых частиц вдоль слоя, так как ларморовский радиус вращения электронов в слабом поперечном магнитном

поле при энергии больше 12 кэВ становится больше аксиального размера магнитных «петель». Но не исключена возможность и того, что характер «завала» энергетического спектра электронов связан с некоторыми особенностями спектра турбулентности.

Широкий диапазон концентрации частиц и значений магнитных полей, в котором в лабораторных условиях изучалась эффективность механизма диссипации энергии магнитных полей в нейтральных токовых слоях, дает основание полагать, что он должен «работать» и при параметрах, характерных для плазмы солнечных вспышек. Если считать, что процесс энерговыделения в солнечных вспышках связан с мелкомасштабной структурой полей активных областей Солнца, пока недоступной для прямых наблюдений, то сравнение результатов модельного эксперимента с астрофизическими данными может быть только косвенным — по особенностям энерговыделения, характеристикам спектров излучаемых волн и ускоренных частиц.

Подчеркнем еще раз, что в данном случае процессы, играющие основную роль в выделении энергии, протекают на чрезвычайно малых пространственных масштабах. Толщина турбулентных токовых слоев, характеризующихся высокой токовой скоростью, в условиях солнечной атмосферы в лучшем случае составляет несколько десятых долей метра. Трудно ожидать, что такой тонкий слой будет однородным на длине 10 тыс. км (размер активных областей). Скорее всего, вследствие неоднородностей солнечной плазмы (например, из-за наличия тонкой структуры магнитных полей) одновременно должно существовать множество нейтральных слоев, в которых происходит энерговыделение.

Размеры отдельных слоев (за исключением их толщины) определяются масштабами флуктуаций в концентрации плазмы, а также флуктуациями величины и направления магнитного поля в солнечной атмосфере. Эти размеры могут быть во много раз меньше области взаимодействия крупномасштабных солнечных магнитных полей, т. е. области «включения» вспышки. К выводу о множественности (тонкой структуре) мелкомасштабных токовых слоев при вспышке, используя сходные соображения, пришел и американский астрофизик Д. Смит.

Итак, механизм диссипации магнитной энергии дол-

жен обеспечивать необходимую для вспышки мощность энерговыделения в локальных областях активной зоны на Солнце с чрезвычайно малым суммарным объемом. На характер энергетического спектра электронов, ускоренных в токовом слое, существенное влияние оказывает топология магнитного поля. Это, в частности, может сказываться на границе спада «плато» спектра в области высоких энергий и, следовательно, на величине средней энергии ускоренных электронов.

Топология магнитного поля в солнечных токовых слоях может существенно отличаться от наблюдаемой в эксперименте, так как возможное наличие компонент магнитного поля, поперечных к слою или параллельных току, изменяет условия развития «тиринг»-неустойчивости. Тем не менее хотя данный вопрос недостаточно изучен экспериментально, можно отметить близость значений средних энергий ускоренных электронов, наблюдаемых в модельном эксперименте и во вспышках.

Лабораторные эксперименты по изучению процессов энерговыделения в нейтральных токовых слоях и ускорению электронов на установке «Феникс», теоретическая интерпретация полученных результатов, а также сравнительный анализ экспериментальных данных и астрофизических наблюдений были проведены сотрудниками СибИЗМИР СО АН СССР А. Т. Алтынцевым, В. И. Красовым и В. М. Томозовым. Специально ставилась задача по обнаружению нетепловых ионов на установке «Феникс» (Н. А. Кошилев, Н. А. Строкин, А. А. Шишко). В результате были зарегистрированы ускоренные протоны (ионы) с энергиями до 4 кэВ, вылетающие вдоль нейтрального токового слоя. Механизм ускорения ионов отличался от ускорительного механизма, действующего на электроны, и связан с отражением ионов от движущегося магнитного барьера.

Таким образом, исследования, проведенные на лабораторных плазменных установках, однозначно показывают весьма высокую эффективность процессов энерговыделения в токовых слоях, и, следовательно, теоретические представления о механизмах солнечных вспышек, связанные с турбулентными токовыми слоями, получают независимое и веское подтверждение. Кроме того, по сообщению академика Б. Б. Кадомцева, в тороидальных системах («Токамаках»), на которых проводятся работы по изучению условий осуществления

управляемых термоядерных реакций, также наблюдаются процессы быстрой перестройки и аннигиляции магнитных полей, что говорит об универсальности этого механизма энерговыделения. Кадомцев считает, что наглядными примерами эффективности такого механизма, в частности, могут служить солнечные вспышки, явления в «хвосте» магнитосферы Земли и процессы перестройки поля в горячей плазме тороидальных систем.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ранее уже отмечалось, что одним из плодотворных приложений теории солнечных вспышек является проблема их прогнозирования. Для успешного прогноза вспышки совершенно необходимо выделить ряд характеристик активной области, структуры и эволюционных изменений ее магнитных полей, т. е. весь набор физических причинно-следственных связей, с необходимостью приводящих к солнечной вспышке. С помощью комплексного анализа структуры и эволюции активных областей на всех уровнях солнечной атмосферы, временных изменений магнитных полей, наблюдательных данных по вспышкам в оптическом, радио-, ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах длин волн удалось выработать некоторые количественные критерии, позволяющие судить о вероятности появления вспышки в данной активной области.

В частности, сотрудниками Крымской астрофизической обсерватории АН СССР разработан метод краткосрочного прогнозирования вспышечной активности, основанный на измерениях величины градиента напряженности магнитного поля в группе пятен. Аналогичными критериями вспышечной активности могут служить: 1) направление нейтральной линии (линии раздела полярностей магнитных полей) и ее «запутанность» и 2) наличие соседних групп-спутников, расположенных вблизи основной группы пятен.

Замечено также, что вероятность появления вспышек в активной области повышается, если величина отношения потоков радиоизлучения в сантиметровом диапазоне длин волн на двух фиксированных частотах превосходит определенное критическое значение. То же самое можно ожидать, если уровень мягкого рентгеновского излучения от активной области увеличивается,

достигая некоторой величины, и начинает испытывать случайные флуктуации.

В последние годы было также обнаружено, что за несколько дней до появления вспышек большой мощности наблюдается рост квазипериодических флуктуаций в радиоизлучении (сантиметрового диапазона) локальных источников, расположенных над активными областями. При этом их амплитуда в несколько десятков раз увеличивается к началу вспышки. Данное явление может быть вызвано «бурлением» поверхности корональной конденсации вследствие развития желобковой неустойчивости, так как «бурление» будет приводить к флуктуациям радиоизлучения благодаря вариациям величины магнитного поля и параметров плазмы корональной конденсации.

Делаются попытки прогнозирования вспышечной активности на основе математической теории распознавания образов. Для успешной реализации такой программы прогноза необходимо прежде всего отобрать существенные признаки, характеризующие данное явление. Например, в качестве характеристик активной области используют такие параметры, как напряженность магнитного поля, площадь и интенсивность свечения флоккула, суммарная площадь группы пятен, число пятен в группе и т. п. Полученная совокупность характеристик кодируется, и с помощью ЭВМ производится анализ уже известных ситуаций, т. е. анализируется достаточно большой промежуток времени, когда наблюдалось много вспышек.

Решение этой задачи позволяет, во-первых, установить некоторые статистические закономерности в эволюции активной области, приводящие к вспышечным явлениям, и, во-вторых, выявить некоторый набор типичных ситуаций, реализация которых также приводит к появлению вспышек. С помощью полученных «рецептов» становится возможным прогнозирование вспышек в будущем. Оправдываемость существующих прогнозов вспышек (использующих различные методы) в настоящее время составляет 80—85%.

Сейчас ведутся исследования (в основном теоретического характера) по определению локализации токовых слоев в солнечной атмосфере. Предполагается, что область локализации токового слоя может быть источни-

ком микроволнового радиоизлучения и, возможно, всплесков излучения в рентгеновском диапазоне.

Решению широкого круга проблем солнечной активности, обсуждаемых в данной брошюре, может в немалой степени способствовать проведение комплексной международной программы Год солнечного максимума. Подобного рода кооперативные программы международного сотрудничества ученых выполнялись и ранее, например, в 1957—1959 гг. специалисты в области солнечной физики и геофизики работали по согласованной программе Международного географического года и Международного года географического сотрудничества (МГГ и МГГС), а в 1964—1965 гг. был проведен Международный год спокойного солнца (МГСС).

Согласно прогнозам ряда советских и зарубежных астрофизиков максимальная стадия текущего XXI 11-летнего цикла солнечной активности будет достигнута в 1979—1980 гг., и по разнообразию и мощности различных активных процессов на Солнце этот цикл может превзойти самый мощный из ранее наблюдавшихся циклов (XIX).

Решение о проведении Года солнечного максимума было принято в мае прошлого года Специальным комитетом по солнечно-земной физике (СКОСТЕП), а идея этой программы была предложена геофизиками еще в 1973 г. Сейчас создана специальная рабочая группа из ведущих ученых мира, занимающаяся подготовкой и формулировкой проблем и проектов исследований. Ученых Советского Союза и социалистических стран в этой группе представляет директор СибИЗМИР СО АН СССР член-корреспондент АН СССР В. Е. Степанов.

Выполнение программы комплексного изучения активности Солнца по этой программе начнется 1 августа 1979 г. и продлится 19 месяцев. В этот период Соединенные Штаты рассчитывают запустить специальный спутник, оснащенный приборами для исследования Солнца. В течение Года солнечного максимума будут объявляться алертные периоды, когда все обсерватории, участвующие в международной программе, будут проводить согласованные наблюдения за избранными активными областями Солнца, в которых возможно ожидать появление вспышек. Успешная реализация международного проекта Года солнечного максимума должна

продемонстрировать высокую эффективность интернационального сотрудничества ученых в решении проблем, имеющих важное значение для всего человечества.

Заканчивая эту брошюру, нам хотелось бы подчеркнуть возможность применения рассматривавшихся здесь процессов для объяснения различных астрофизических явлений. Действительно, вся современная астрофизика «насквозь эволюционна». И хотя многие вопросы пока еще не нашли своего окончательного решения, тем не менее комплексный подход к астрофизическим проблемам как среди экспериментаторов и наблюдателей, разрабатывающих все более новые и совершенные установки и приборы, так и среди теоретиков, широко использующих современный аппарат физики плазмы и других смежных областей физики, позволяет надеяться на решение многих из них уже в ближайшем будущем.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Цытович В. Н. Динамика солнечной плазмы. М., 1974.

Северный А. Б., Степанян Н. Н. Солнечные вспышки. М., 1976.

Никольский Г М. Солнечная корона и межпланетное пространство. М., 1975.

Содержание

Общие сведения о физических процессах на Солнце 4
Солнечная активность 9
Солнечные вспышки 14
Плазменная турбулентность 20
Новое в физике турбулентной плазмы . . . 30
Токовые слои и солнечные вспышки . . . 34
Ускорение частиц при вспышках 41
Модели вспышек 45
Моделирование вспышечных явлений в лабораторной плазме 50
Заключение 60
Рекомендуемая литература 63

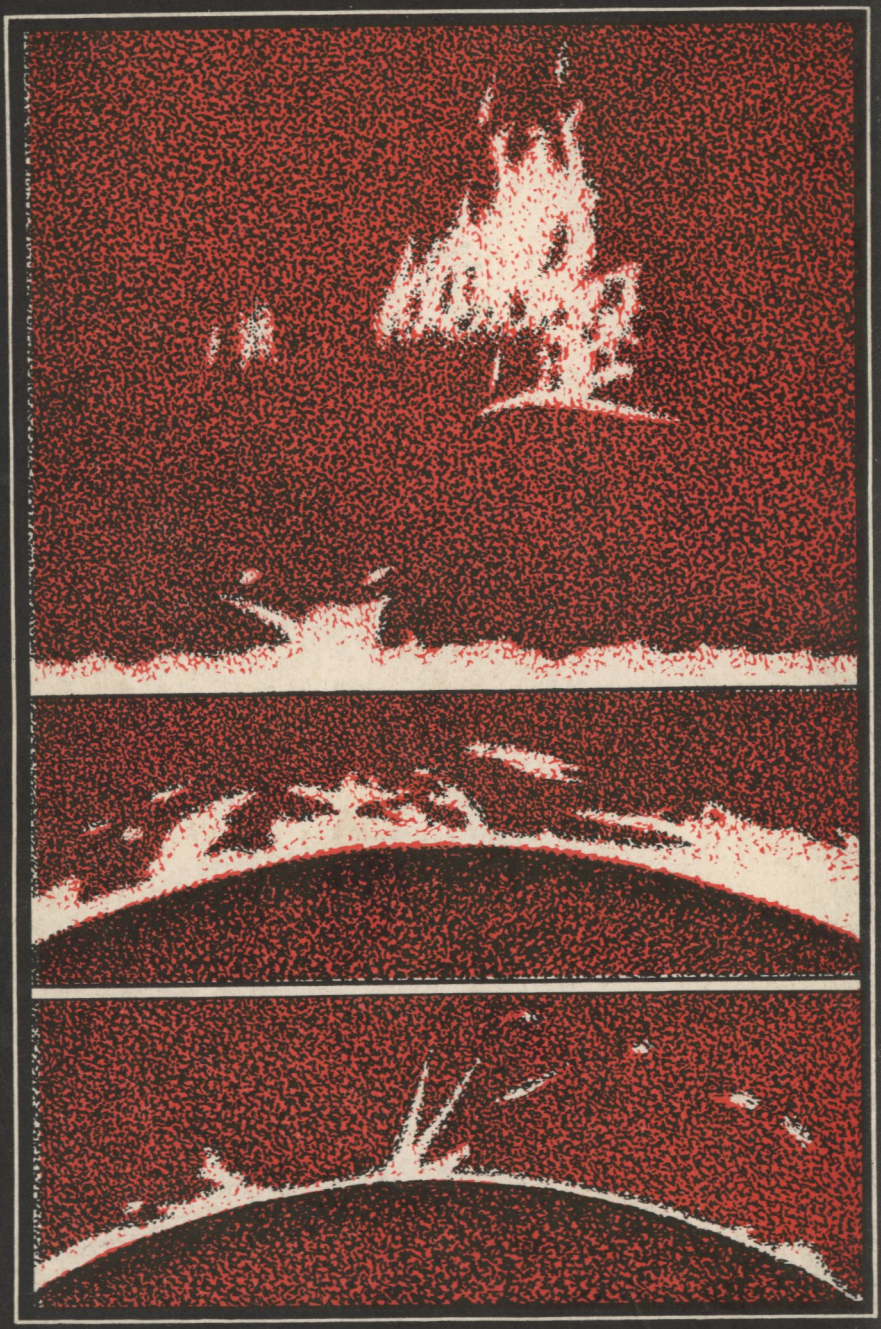
Владимир Михайлович Томозов,
Вадим Николаевич Цытович

ВЗРЫВНЫЕ ПРОЦЕССЫ НА СОЛНЦЕ

Гл. отраслевой редактор *В. П. Демьянов*
Редактор *Е. Ю. Ермаков*
Мл. редакторы *Т. И. Елова, О. А. Васильева*
Обложка *А. А. Астрецова*
Худож. редактор *М. А. Гусева*
Техн. редактор *С. А. Птицына*
Корректор *В. В. Каночкина*

ИБ № 2369

Т 07864. Индекс заказа 94205. Сдано в набор 14.02.79. Подписано к печати 09.04.79. Формат бумаги 84×108 1/32. Бумага типографская № 3. Бум. л. 1,0. Печ. л. 2,0. Усл. печ. л. 3,36. Уч.-изд. л. 3,44. Тираж 32 160 экз. Издательство «Знание». 101835, ГСП, Москва, Центр, проезд Серова, д. 4. Заказ 307. Типография Всесоюзного общества «Знание». Москва, Центр, Новая пл., д. 3/4.
Цена 11 коп.

11 коп.

Индекс 70101