

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

523.75

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА,
ВЫЗЫВАЕМЫЕ ВСПЫШКАМИ***Б. В. Сожов, С. И. Сыроватский*

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	217
а) Основные наблюдаемые проявления и энергетика солнечных вспышек (217). б) Токовый слой в плазме как причина и источник энергии солнечной вспышки. Стадии развития токового слоя и каналы выделения энергии (219). в) Общая формулировка задачи о воздействии вспышки на солнечную атмосферу (221).	
2. Нагрев атмосферы Солнца тепловыми потоками	223
а) Роль электронной теплопроводности в атмосфере Солнца (223). б) Стационарный нагрев атмосферы посредством теплопроводности (223). в) Тепловой нагрев в начальной фазе вспышки (225). г) Взрывная фаза вспышки и тепловой нагрев (225). д) Тепловое рентгеновское излучение. Горячая фаза вспышки и тепловые волны (227). е) Другие источники нагрева высокотемпературной вспышечной плазмы (228). ж) Рентгеновское и ультрафиолетовое излучение высокотемпературной области и ее геометрия (229).	
3. Энергичные частицы в атмосфере Солнца	231
а) Ускоренные во вспышке электроны. Тепловое и нетепловое рентгеновское излучение (231). б) Спектр энергичных электронов и выбор модели мишени (232)	
1) Случай тонкой мишени (233); 2) Случай толстой мишени (233); 3) Промежуточные случаи (234). в) Толстая мишень и более сложные модели (235). г) Нагрев хромосферы энергичными электронами. Тепловые и проникающие вспышки (237). д) Нагрев энергичными протонами. Белые вспышки — протоны или электроны? (240)	
4. Газодинамические явления в атмосфере Солнца	242
а) Оптическая вспышка как отклик хромосферы на ударную волну (242). б) Влияние излучения на распространение ударной волны. Тепловая неустойчивость за фронтом ударной волны (243). в) О тепловой неустойчивости горячей вспышечной плазмы до формирования ударной волны (247).	
5. Нагрев солнечной атмосферы излучением горячей области вспышки	249
а) Специфика нагрева излучением (249). б) Рентгеновский нагрев атмосферы Солнца (250). в) Нагрев ультрафиолетовым излучением вспышки (252).	
6. Заключение	252
Цитированная литература	254

1. ВВЕДЕНИЕ

а) Основные наблюдаемые проявления
и энергетика солнечных вспышек

Солнечные вспышки с давних времен привлекают внимание исследователей, как наблюдателей, так и теоретиков, по целому ряду причин, и прежде всего потому, что вспышки представляют собой самое мощное из всех проявлений активности Солнца, влияющих на состояние атмосферы Земли и околоземного космического пространства¹⁻⁵. Вторая и немаловажная причина состоит в том, что, в отличие от вспышек на других звездах, а также многих других нестационарных явлений во Вселен-

ной, аналогичных солнечным вспышкам, последние доступны самому всестороннему изучению. Излучение солнечных вспышек наблюдается практически во всем электромагнитном диапазоне от километровых радиоволн до жестких гамма-лучей с помощью наземных, спутниковых и межпланетных обсерваторий. Одновременно осуществляется прямое детектирование ускоренных во вспышках частиц выбрасываемой в межпланетное пространство плазмы, ударных волн, а также наблюдения вторичных ионосферных и геомагнитных эффектов. В результате наблюдения солнечных вспышек, особенно в последние годы (см., например, ⁶), носят всесторонний комплексный характер, что позволяет получить подробнейшую информацию о физических процессах, происходящих во вспышках.

Основу явления солнечной вспышки составляет быстрое выделение огромной энергии. В больших вспышках оно достигает 10^{32} эрг за время около 10^3 сек, что соответствует средней за этот период мощности 10^{29} эрг сек⁻¹. Вероятно, в отдельные моменты мощность может достигать в несколько раз больших значений. Очень важной особенностью вспышек является также то, что значительная, а иногда, возможно, и основная часть этой энергии выделяется в нетепловых формах: в ускоренных частицах, в виде выбросов вещества, в жестком электромагнитном излучении. Это обстоятельство делает изучение солнечных вспышек особенно интересным в связи с общей проблемой генерации энергичных частиц и космических лучей ⁷.

Таблица I

Энергетика солнечных вспышек

Форма освобождения энергии	Самые мощные вспышки		Субвспышки	
	Э, эрг	Ф, эрг/сек	Э, эрг	Ф, эрг/сек
Излучение:				
ультрафиолетовое	$(3-5) \cdot 10^{31}$	$(3-5) \cdot 10^{28}$	$(3-5) \cdot 10^{29}$	$(3-5) \cdot 10^{27}$
мягкое рентгеновское	10^{31}	$3 \cdot 10^{27}$	10^{29}	10^{27}
оптическое непрерывное	$(1-3) \cdot 10^{30}$	$3 \cdot 10^{27}$?	?
в линии H_{α}	10^{30}	$3 \cdot 10^{26}$	10^{26}	$3 \cdot 10^{23}$
жесткое рентгеновское	$(3-5) \cdot 10^{26}$	$(3-5) \cdot 10^{23}$	$(3-5) \cdot 10^{24}$	$(3-5) \cdot 10^{22}$
гамма	$(3-5) \cdot 10^{25}$	$(3-5) \cdot 10^{22}$	—	—
радио	10^{24}	10^{21}	10^{22}	10^{20}
Энергичные частицы в межпланетном пространстве:				
электроны (> 20 кэв)	10^{29}	10^{26}	10^{27}	10^{25}
протоны (> 10 Мэв)	$\sim 2 \cdot 10^{31}$	10^{28}	— ?	— ?
Газодинамические движения (выбросы) над хромосферой	$\sim 3 \cdot 10^{31}$	10^{29}	10^{29}	10^{26}
Межпланетные ударные волны	$\sim 10^{32}$		—	—
Всего:	$(1-2) \cdot 10^{32}$	$(1-2) \cdot 10^{29}$	$(4-6) \cdot 10^{29}$	$(4-6) \cdot 10^{27}$

*) Для подавляющего большинства субвспышек отсутствует.

В табл. I приведены типичные значения полной энергии \mathcal{E} (эрг) и мощности \mathcal{F} (эрг·сек⁻¹), выделяемых в различных каналах для вспышек разной мощности. Используются данные разных работ, в частности ⁶.

Объяснить столь большую мощность выделения энергии и ее нетепловой характер — главная задача, стоящая перед теорией солнечных вспышек. В настоящее время наиболее вероятным механизмом образования солнечных вспышек является процесс образования и взрывного разрушения (для краткости, — разрыва) токового слоя в плазме в области сильных магнитных полей (⁸, см. также ⁹). Исследования этого и других процессов в нейтральных токовых слоях в плазме имеют своей целью выяснение возможности и эффективности превращения магнитной энергии тока в другие формы, в частности, в энергию ускоренных частиц. Такие исследования сейчас интенсивно ведутся аналитическими ^{8, 10-15}, численными ¹⁶⁻²¹ и экспериментальными ²²⁻²⁹ методами, как в нашей стране, так и за рубежом.

Наблюдения предвспышечных токовых слоев на Солнце имели бы принципиальное значение для проблемы прогнозирования солнечных вспышек. Однако практические возможности таких наблюдений и их интерпретации выясняются только в последнее время ³⁰. С другой стороны, выделяющаяся во вспышке энергия вызывает многочисленные вторичные процессы в атмосфере Солнца, и именно они составляют основу сложной наблюдаемой картины вспышки. Поэтому с точки зрения интерпретации наблюдений важное значение приобретает теория воздействия главного, первичного предвспышечного процесса на атмосферу Солнца. Основная задача такой теории состоит в выяснении свойств предвспышечного механизма по наблюдаемым проявлениям вторичных процессов. Ясно, что такая задача сложна, не всегда однозначна, и начинать ее решение следует с изучения отдельных элементарных физических процессов в атмосфере Солнца, отвечающих тому или иному каналу выделения энергии в главном предвспышечном процессе.

Ниже мы не будем обсуждать принципиальные вопросы, касающиеся динамики токового слоя (интересующихся отсылаем к обзорам ⁸⁻⁹), возможности наблюдения токовых слоев на Солнце ³⁰. Основное внимание будет обращено на вторичные процессы, которые обусловлены выделением энергии в токовом слое. Заметим сразу же, что наблюдаемые сложность и разнообразие солнечных вспышек, по-видимому, исключают возможность рассматривать их механизм как процесс, в котором отдельные вспышки отличаются только мощностью. В действительности, вспышки отличаются также и их пространственно-временной структурой, и относительной ролью различных каналов выделения энергии. Тем не менее, приведенный ниже обзор результатов показывает, что процесс образования и разрыва токового слоя в плазме в сильном магнитном поле может составить основу всех наблюдаемых проявлений вспышки.

б) Токовый слой в плазме как причина и источник энергии солнечной вспышки.

Стадии развития токового слоя и каналы выделения энергии

Обычно солнечные вспышки возникают в области сильного магнитного поля в так называемых активных областях на поверхности Солнца, содержащих, как правило, солнечные пятна. Данные наблюдений и теоретические доводы свидетельствуют в пользу предположения, что главный предвспышечный процесс обусловлен накоплением свободной магнитной энергии в верхней хромосфере и короне. Под свободной здесь понимается избыточная магнитная энергия по сравнению с энергией потенциального поля,

имеющего те же источники на фотосфере. Иными словами, свободная магнитная энергия активной области связана с токами, текущими в солнечной атмосфере над уровнем фотосферы. Возникновение такого избытка может осуществляться различными путями. Один из них, например, такой. Потенциальное магнитное поле изменяется из-за подфотосферного движения его источников. В некоторый момент оно может стать достаточно сложным. Например, число источников поля станет больше трех. Тогда это поле будет содержать так называемую предельную силовую линию³¹. Она является важной топологической особенностью поля, поскольку представляет собой силовую линию, общую для нескольких независимых магнитных потоков. Через эту линию происходит перенос магнитного

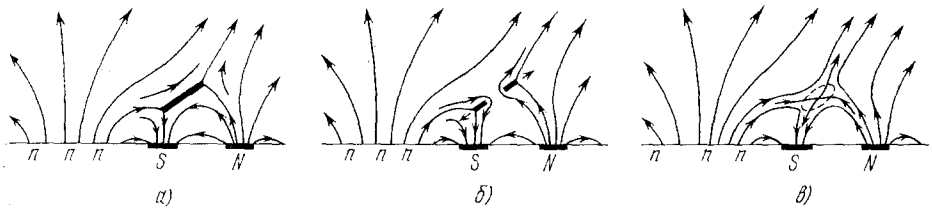


Рис. 1. Стадии развития токового слоя в атмосфере Солнца в области сильного магнитного поля: квазистационарный предвспышечный токовый слой (а), разрыв токового слоя — взрывная фаза вспышки (б) и квазистационарное пере замыкание силовых линий в области аномального сопротивления — горячая фаза вспышки (г).

потока, необходимый для того, чтобы магнитное поле оставалось потенциальным при изменении его источников^{32,33}. В присутствии плазмы предельная линия играет ту же роль, что и особая нулевая линия магнитного поля, хорошо изученная в двумерных задачах⁸⁻⁹. А именно, с момента появления предельной линии электрическое поле, индуцируемое изменениями магнитного поля, вызывает вдоль нее ток. Последний из-за взаимодействия с магнитным полем принимает форму токового слоя и, в условиях высокой проводимости солнечной плазмы, препятствует перераспределению магнитных потоков. В результате происходит накопление энергии в форме магнитной энергии токового слоя в верхней хромосфере и короне.

Ниже мы будем считать известными свойства нейтрального токового слоя в плазме в области сильных магнитных полей как предполагаемого источника энергии вспышки. В частности, будем различать три основные стадии развития токового слоя^{8,10} и ставить им в соответствие три фазы солнечной вспышки^{34,35}.

Начальная фаза — сравнительно длинная (часы или десятки часов) стадия возникновения и расширения токового слоя. На этой стадии преобладает механизм кулоновского нагрева плазмы сильным током в слое. В принципе возможно установление стационарного режима, когда токовый слой расширился настолько, что скорость диссипации магнитного поля в нем останавливает дальнейший рост магнитной энергии. Любопытно, что в условиях солнечной атмосферы температура такого квазистационарного слоя определяется балансом джоулевого нагрева и охлаждения излучением³⁰. При определенных условиях этот баланс становится невозможным и начинается существенно нестационарная стадия развития токового слоя.

Наиболее интересна во вспышке взрывная фаза, когда за короткое время (секунды — десятки секунд) выделяется огромная энергия, запасенная в магнитном поле слоя. Эта энергия выделяется в трех главных формах: гидродинамические движения (разрыв слоя, сопровождаемый быстрыми движениями плазмы), тепловой нагрев в результате аномаль-

ного сопротивления в области разрыва токового слоя, и наконец, в виде ускоренных частиц (электроны, протоны и ядра более тяжелых элементов).

Третья — горячая фаза вспышки — соответствует стадии существования горячей корональной области. Здесь главным каналом выделения энергии, по-видимому, является турбулентный нагрев.

В качестве примера на рис. 1 показаны стадии развития токового слоя в атмосфере Солнца в области сильного магнитного поля, создаваемого биполярной группой пятен (N и S) и фоновым полем одного знака (n).

В настоящем обзоре будут обсуждены главным образом механизмы нагрева атмосферы Солнца в течение взрывной фазы и наблюдательные следствия, соответствующие каждому из указанных основных и им сопутствующих каналов выделения энергии. Конкретно будут рассмотрены следующие процессы: нагрев тепловыми потоками и энергичными частицами, нагрев излучением горячей области, выбросы и газодинамический нагрев плазмы.

в) **Общая формулировка задачи о воздействии вспышки на солнечную атмосферу**

Многообразие физических процессов, вызываемых вспышкой в атмосфере Солнца, связано с наличием нескольких каналов освобождения энергии (тепло, ускоренные частицы, излучение, газодинамические течения), различием соответствующих им мощностей и характерных времен, а также многими другими факторами: высотой расположения источника энергии, конфигурацией магнитного поля, начальными и граничными условиями и т. д. В то же время многие из вторичных процессов имеют общие черты, например, для многих из них являются существенными локальный нагрев атмосферы до высоких температур, лучистое охлаждение горячей области и ее газодинамическое расширение.

Нагрев атмосферы тепловым потоком характеризуется мощностью

$$\mathcal{F}_e(n, T) = \text{div}(\kappa \nabla T) \text{ (эрг} \cdot \text{см}^{-3} \text{сек}^{-1}\text{)}, \quad (1.1)$$

и в верхней хромосфере и короне определяется электронной теплопроводностью

$$\kappa = \kappa_e \approx 1,8 \cdot 10^{-5} \lambda^{-1} T^{5/2}; \quad (1.2)$$

здесь λ есть кулоновский логарифм, n и T суть концентрация плазмы и ее температура. При этом в области сильного магнитного поля тепловой поток направлен вдоль силовых линий. В области низких температур ($T \lesssim 10^4$ °К) становится существенной теплопроводность нейтральных атомов κ_n и тепловой поток становится изотропным (подробнее см. ³⁶).

Ниже мы будем пренебрегать неоднородностью магнитных трубок — зависимостью площади сечения трубки S от координаты s вдоль нее, — хотя для определенного круга явлений эта неоднородность может иметь принципиальное значение. Таким образом, мы будем рассматривать одномерные задачи. В этом случае, как известно, удобно пользоваться «лагранжевой» переменной

$$\xi = \int_0^s n(s) ds \text{ (см}^{-2}\text{)}, \quad (1.3)$$

представляющей собой толщу вещества вдоль трубки единичного сечения.

Нагрев ускоренными во вспышке электронами обусловлен кулоновскими потерями энергии в плазме и пропорционален ее концентрации:

$$\mathcal{F}_e(n, \xi) = nP(\xi) \text{ (эрг} \cdot \text{см}^{-3} \text{сек}^{-1}\text{)}. \quad (1.4)$$

Нагрев атмосферы Солнца энергичными электронами и протонами со степенным спектром будет подробно обсуждаться в гл. 3.

Охлаждение горячей плазмы излучением в приближении прозрачной среды и возбуждения ударами тепловых электронов имеет вид

$$\mathcal{L}(n, T) = nn_e L(T) \quad (\text{эрг} \cdot \text{см}^{-3} \text{сек}^{-1}), \quad (1.5)$$

где n_e есть концентрация электронов. В противоположном предельном случае принципиальное значение имеет поглощение внешнего излучения и, соответственно, нагрев излучением (гл. 5):

$$\mathcal{F}_r(\xi) = \text{div} \int F_\nu(0) \exp(-\sigma_\nu \xi) d\nu \quad (\text{эрг} \cdot \text{см}^{-3} \text{сек}^{-1}). \quad (1.6)$$

Здесь $F_\nu(0)$ есть спектр потока энергии излучения на границе нагреваемой области $\xi = 0$, а σ_ν — зависящий от частоты коэффициент истинного поглощения квантов.

При рассмотрении быстрых процессов во вспышечной плазме (сильное электрическое поле, импульсный нагрев энергичными электронами, неустойчивости теплового равновесия и т. д.) может оказаться существенным отрыв электронной температуры T_e от ионной T_i . Скорость обмена энергией между электронной и ионной компонентами ³⁶

$$Q(n, T_e, T_i) \approx 4,8 \cdot 10^{-27} n^2 \lambda (T_e - T_i) T_e^{-3/2} \quad (\text{эрг} \cdot \text{см}^{-3} \text{сек}^{-1}). \quad (1.7)$$

С другой стороны, в области больших градиентов скорости существенным является вязкий нагрев ионов

$$\mathcal{F}_v(n, T_i, v) = \frac{4}{3} \eta_i n^2 \left(\frac{\partial v}{\partial \xi} \right)^2 \quad (\text{эрг} \cdot \text{см}^{-3} \text{сек}^{-1}), \quad (1.8)$$

где $\eta_i(T_i)$ есть ионная вязкость ³⁶.

Поэтому мы будем рассматривать связанные со вспышкой течения плазмы в гидродинамическом, но двухтемпературном приближении (см., например, ³⁷) и запишем соответствующую систему уравнений в лагранжовой переменной ξ :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + n^2 \frac{\partial v}{\partial \xi} = 0, \quad (1.9)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{m_H} \frac{\partial}{\partial \xi} [nk(T_e + T_i)] = \frac{4}{3} \frac{1}{m_H} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\eta_i n \frac{\partial v}{\partial \xi} \right) + g_\odot \cos \psi, \quad (1.10)$$

$$\frac{nk}{(\gamma-1)} \frac{\partial T_e}{\partial t} - kT_e \frac{\partial n}{\partial t} = \mathcal{F}_c(n, T_e) + \mathcal{F}_e(n, \xi) + \mathcal{F}_r(\xi) - \mathcal{L}(n, T_e) - Q(n, T_e, T_i), \quad (1.11)$$

$$\frac{nk}{(\gamma-1)} \frac{\partial T_i}{\partial t} - kT_i \frac{\partial n}{\partial t} = \mathcal{F}_v(n, T_i, v) + Q(n, T_e, T_i); \quad (1.12)$$

здесь g_\odot — ускорение силы тяжести на Солнце, ψ — угол между этой силой и направлением движения плазмы, γ — отношение удельных теплоемкостей, m_H — масса атома водорода.

Дополненная необходимыми начальными и граничными условиями система уравнений (1.9) — (1.12) позволяет исследовать широкий круг явлений в короне и хромосфере, вызываемых солнечной вспышкой. Однако даже эта одномерная система достаточно сложна и начинать такое исследование приходится с рассмотрения частных решений системы, соответствующих отдельным механизмам нагрева и охлаждения в тех или иных условиях и упрощающих предположениях. На этом пути можно выяснить эффективность конкретных механизмов вспышечного нагрева, выявить специфические для наблюдений проявления отдельных физических процессов в атмосфере Солнца, вызываемых вспышками, и их место в сложной наблюдаемой картине солнечной вспышки.

2. НАГРЕВ АТМОСФЕРЫ СОЛНЦА ТЕПЛОВЫМИ ПОТОКАМИ

а) Роль электронной теплопроводности в атмосфере Солнца

Хорошо известно, что электронная теплопроводность (1.2) обеспечивает быстрое выравнивание температуры в короне, делая корону изотермической вдоль трубок магнитных силовых линий^{1,2}. Корчак и Платов³⁸ первыми обратили внимание на высокую эффективность электронной теплопроводности как механизма охлаждения нагретой во вспышке плазмы. Авторы работы³⁹ наряду с теплопроводностью анализировали охлаждение электронной компоненты неизотермической плазмы кулоновскими соударениями с ионами (1.7) и показали, что этот механизм приводит к быстрому выравниванию электронной и ионной температур. Кроме того, они показали, что охлаждение высокотемпературной области излучением (1.5) может быть сравнимым с теплопроводным охлаждением. С некоторыми упрощающими предположениями (в основном, путем введения эффективного размера) в работах^{38,39} были получены формулы для оценки характерного времени охлаждения вспышечной плазмы из-за теплопроводности.

Известно также, что в отсутствие вспышек обратный тепловой поток из короны в хромосферу создает переходный слой между ними. Однако здесь тепловой поток мал и не является главным механизмом нагрева хромосферы.

б) Стационарный нагрев атмосферы посредством теплопроводности

В связи со вспышками задача о стационарном нагреве атмосферы Солнца тепловым потоком была решена в работах Сыроватского и Шмелевой^{40,41}. Рассматривался тепловой поток вдоль изолированной магнитной трубки, нижний конец которой погружен в хромосферу на некоторую глубину, где концентрация и температура невозмущенной плазмы есть n_∞ и T_∞ (рис. 2). Верхний конец трубки расположен в короне и поддерживается при некоторой постоянной температуре T_0 за счет постоянного потока тепловой энергии F_0 . В результате устанавливается такое распределение температуры по толще вещества, которое обеспечивает в каждой точке баланс нагрева тепловым потоком и потерь на излучение. Это распределение определяется стационарной формой уравнения энергии (1.11), в отсутствие движений плазмы и нетеплового нагрева

$$\frac{d}{d\xi} \left(\kappa n \frac{dT}{d\xi} \right) + \frac{1}{n} \mathcal{F}_\infty(T_\infty, n_\infty) = L(T) n_e; \quad (2.1)$$

вдесь $\mathcal{F}_\infty(T_\infty, n_\infty)$ — та часть мощности нагрева, которая обусловлена внешними источниками, поддерживающими начальную температуру T_∞ (ξ) в хромосфере.

Установившееся распределение температуры схематически показано на рис. 3. Оно характеризуется наличием горячей области, тонкого переходного слоя и низкотемпературной области, которые излучают главным образом в мягком рентгеновском, ультрафиолетовом и оптическом диапазонах соответственно. Характерно, что основная часть энергии излучается в ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах в переходном слое и высокотемпературной области; лишь незначительная часть (около 1%) первоначального теплового потока излучается в оптических линиях видимого спектра (преимущественно H_α).

Важная особенность стационарного теплового прогрева состоит в том, что в горячей области и переходном слое распределение температуры носит универсальный характер, т. е. определяется некоторой функцией безразмерной толщи ξ (см. рис. 4 в ⁴¹), причем вид этой функции зависит только от предположения, успело ли выравняться вдоль трубки газовое

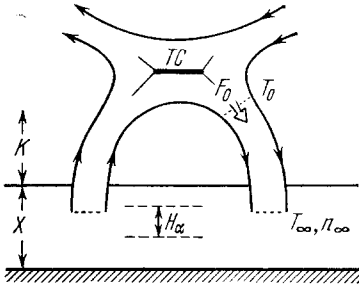


Рис. 2. Точковый слой (TC) как источник энергии для нагрева короны (K) и хромосферы (X) тепловым потоком (F_0) вдоль трубок магнитных силовых линий.

T_0 есть соответствующая граничному потоку энергии F_0 температура на верхнем конце магнитной трубки, T_∞ и n_∞ суть температура и концентрация на холодном нижнем конце трубки.

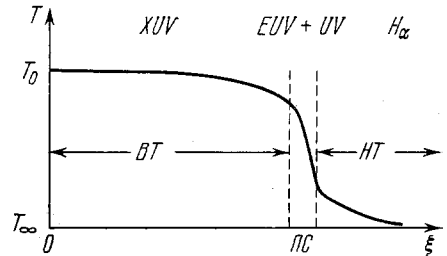


Рис. 3. Распределение температуры T по толщине вещества ξ вдоль изолированной магнитной трубки.

Высокотемпературная область (BT) является источником рентгеновского и крайнего ультрафиолетового излучения (XUV), низкотемпературная (HT) — видимого оптического излучения, тонкий переходный слой (PT) излучает главным образом в ультрафиолетовом (EUV+UV) диапазоне.

давление или, наоборот, осталось неизменным начальное распределение плотности плазмы. Применительно к солнечным вспышкам эти два предельных режима нагрева реализуются в зависимости от того, каково соотношение между характерным временем нагрева t_h и характерным временем выравнивания давления t_p . Если предположить, что в случае вертикального прогрева хромосферы t_p сопоставимо с временем распространения звуковых возмущений в масштабе высоты $h_0 = kT_\infty/mg_\odot$, т. е. в масштабе, характеризующем неоднородность начального распределения плотности, то $t_p \approx 15-20$ сек при типичных хромосферных температурах.

Если

$$t_h \gg t_p, \quad (2.2)$$

то в процессе нагрева успевает произойти перераспределение плотности и осуществляется режим нагрева $p = \text{const}$. Наоборот, если нагрев происходит столь быстро, что

$$t_h \ll t_p, \quad (2.3)$$

то распределение плотности остается неизменным и практически однородным ($n = \text{const}$) для области температур, соответствующих переходному слою, ибо толщина переходного слоя согласно расчетам ^{40, 41} много меньше h_0 .

Шмелева и Сыроватский ⁴² провели сравнение теоретических расчетов ^{40, 41} с данными первых ультрафиолетовых наблюдений ^{43 44} с целью определить, какой из указанных режимов прогрева осуществляется во вспышке. Оказалось, что для субвспышек область температур $T \gtrsim 10^5$ °K лучше описывается моделью быстрого прогрева. В пользу быстрого нагрева солнечной атмосферы во время взрывной фазы некоторых импульсивных вспышек, например, вспышки 2 августа 1972 г. в 1838 UT свидетельствует также анализ рентгеновских данных. Об этом пойдет речь ниже при обсуждении нагрева солнечной атмосферы излучением горячей вспышечной плазмы ⁴⁵. Однако для окончательного суждения по этому вопросу нужны более детальные данные о рентгеновском и ультрафиолетовом излучении отдельных вспышек.

Существенное отличие указанных предельных режимов нагрева состоит в том, что при одной и той же граничной температуре T_0 в случае быстрого нагрева с $n = \text{const}$ требуется значительно больший поток тепловой энергии F_0 , чем в случае $p = \text{const}$. Этот эффект показан на рис. 4, где граничный тепловой поток F_0 , измеренный в единицах

$$F_\infty \approx (1,0 - 1,2) \cdot 10^{-9} n_\infty \text{ (эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}\text{)}, \quad (2.4)$$

для $n_\infty = 10^{11} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$ представлен как функция граничной температуры T_0 (см. рис. 2 и табл. 2 в ⁴⁶).

в) Тепловой нагрев в начальной фазе вспышки

Швестка ⁴⁶ привел ряд наблюдательных аргументов в пользу того, что для большинства хромосферных вспышек теплопроводный механизм нагрева является единственным на начальной фазе вспышки. Согласно теории ^{8, 9, 30} выделяемая на первой фазе в форме тепла мощность может быть оценена в приближении стационарного токового слоя и может достигать величины около $10^{28} \text{ эрг} \cdot \text{сек}^{-1}$. Этой мощности достаточно для стационарного нагрева токового слоя до температур, не превышающих $8 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$. При этих температурах лучистые потери уравнивают джоулев нагрев, вынос энергии потоком плазмы и теплопроводностью играют второстепенную роль ³⁰. Поэтому основная часть мощности излучается в ультрафиолетовых линиях, присущих обычному переходному слою между короной и хромосферой. Усиленное излучение этих линий наблюдается в ярких компактных точках вблизи нулевой линии фотосферного магнитного поля. Согласно ⁴⁷ именно эта ситуация предшествует взрывной фазе вспышки.

Отметим здесь, что указанный выше баланс относится к установившемуся стационарному токовому слою. На стадии формирования слоя баланс энергии в нем может быть иным, что может проявиться в более высокой температуре токового слоя и окружающей его плазмы.

г) Взрывная фаза вспышки и тепловой нагрев

Взрывная фаза — самая мощная стадия вспышечного процесса. Она проявляется на всех уровнях атмосферы Солнца от нижней хромосферы, где формируется непрерывное оптическое излучение (белая вспышка), до внешней короны, куда уходят мощные ударные волны и энергичные частицы. Излучение на взрывной фазе больших вспышек охватывает весь электромагнитный спектр от длинных радиоволн до жестких рентгеновских и гамма-лучей.

Согласно рентгеновским и ультрафиолетовым наблюдениям (см. например, ⁴⁸⁻⁵³) во время взрывной фазы образуется горячая корональная область с наблюдаемыми значениями температуры до $(1-3) \cdot 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$. В квазистационарном режиме такой температуре соответствует прогрев.

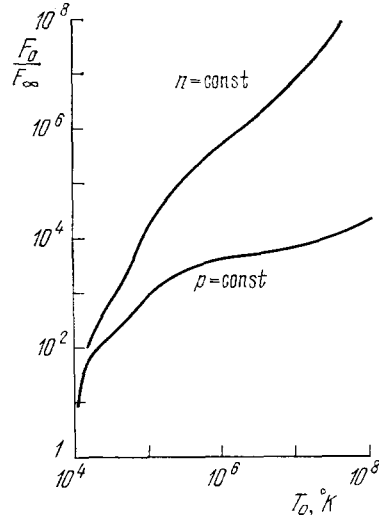


Рис. 4. Зависимость граничного потока тепловой энергии F_0 от граничной температуры T_0 в противоположных предельных режимах нагрева: быстрый нагрев ($n = \text{const}$) и медленный нагрев ($p = \text{const}$).

вещества хромосферы на толщ ξ см⁻². Здесь толща ξ отсчитывается вертикально в глубь хромосферы от ее верхней границы (переходного слоя) в спокойной атмосфере до низкотемпературной области вспышки (рис. 5). Соответствующие значения толщ ξ вычислены в двух предельных случаях: а) $p = \text{const}$ и б) $n = \text{const}$ и указаны во втором столбце табл. II. В третьем столбце приведены значения концентрации водорода в низкотемпературной области. По этим значениям вычислены единицы потока

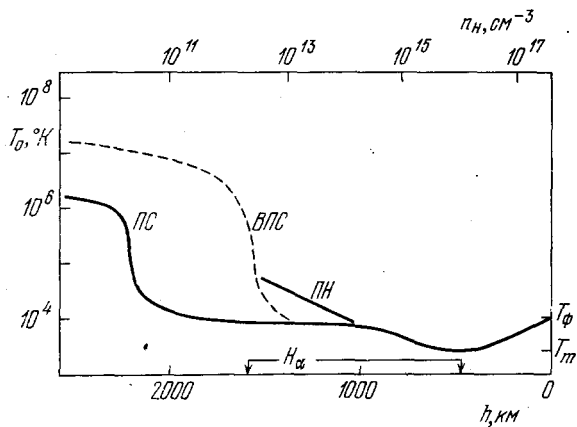


Рис. 5. Распределение температуры по высоте в спокойной хромосфере и при вспышке.

ПС — переходный слой, T_m — температурный минимум, T_ϕ — температура фотосферы. Штриховой линией показано вспышечное распределение температуры: ВПС — вспышечный переходный слой, ПН — низкотемпературная область в случае прямого нагрева энергичными частицами.

венно H_α излучение тех частей вспышки, которые нагреваются тепловым потоком, не может превосходить 10^7 эрг·см⁻²сек⁻¹. Этого явно не достаточно для объяснения H_α излучения в ядрах больших вспышек, где

энергии (2.4) и с помощью рис. 4 определены граничные потоки тепловой энергии F_0 . Они указаны в четвертом столбце табл. II.

В случае $p = \text{const}$ часть теплового потока, которая проникает под вспышечный переходный слой в низкотемпературную оптическую область вспышки (она представлена в пятом столбце табл. II) мала: составляет около 1%. Кроме того, поскольку наблюдаемые во вспышках температуры не превышают $3 \cdot 10^7$ °К, переходный слой, как следует из расчетов, не может опуститься в область, где $n_H \geq 8 \cdot 10^{13}$ см⁻³. В результате оптическое (преимущест-

Таблица II

Вспышечный нагрев хромосферы тепловыми потоками и энергичными электронами

T_0 , 10 ⁷ °К	Тепловые потоки				Энергичные электроны				
	ξ , см ⁻²	n_H , см ⁻³	$F_c(0)$, эрг·см ⁻² сек ⁻¹	$F_c(\xi)/F_c(0)$, %	$F(\xi)/F(0)$, %				E_0 , кэв
					$\gamma = 6$	$\gamma = 5$	$\gamma = 4$	$\gamma = 3$	
а) $p = \text{const}$									
1	$8,7 \cdot 10^{19}$	$5 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^7$	1,5	2,0	5,0	13	34	23
2	$3,8 \cdot 10^{20}$	$2 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^8$	1,2	0,1	0,53	2,9	16	48
3	$9,0 \cdot 10^{20}$	$8 \cdot 10^{13}$	$9 \cdot 10^8$	1,0	0,02	0,15	1,2	11	73
б) $n = \text{const}$									
1	$2,2 \cdot 10^{20}$	10^{13}	$9 \cdot 10^{10}$	$3,8 \cdot 10^{-3}$	0,3	1,2	5,0	21	37
2	$9,3 \cdot 10^{20}$	$8 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{12}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$	0,14	1,2	10	75
3	$2,0 \cdot 10^{21}$	$2 \cdot 10^{14}$	$6 \cdot 10^{12}$	$7,0 \cdot 10^{-4}$	$4,0 \cdot 10^{-3}$	0,05	0,55	7,1	110

наблюдаемый поток энергии H_α излучения с единицы поверхности на порядок выше⁵⁴. Кроме того, в случае медленного нагрева $p = \text{const}$ граничный поток энергии мал и при мощности вспышки до 10^{26} эрг·сек⁻¹

предполагает ее площадь не менее 10^{20} см^{-2} . Таким образом, режим нагрева $p = \text{const}$, по-видимому, не имеет отношения к вспышечным ядрам на взрывной фазе, а реализуется на третьей, горячей, фазе вспышки, когда происходит длительное освобождение энергии по всей площади вспышки.

В пользу этого вывода свидетельствует также сравнение характерных времен. Время жизни ярких компактных ($1''$) точек во вспышечных ядрах составляет около 5 секунд (в качестве примера см. импульсивную вспышку 2 августа 1972 г. в 1838 UT ⁵⁴), оно меньше характерного газодинамического времени в хромосфере, т. е. справедливо неравенство (2.3) и может реализоваться случай быстрого нагрева $n = \text{const}$. Наоборот, горячая фаза вспышек обычно длится десятки минут или даже часы. Здесь, очевидно, выполняется неравенство (2.2), и в процессе нагрева успевает выравняться газовое давление.

Рассмотрим случай быстрого нагрева $n = \text{const}$. Здесь, как показывает табл. II, температуры выше $2 \cdot 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$ могут быть достигнуты только при чрезмерно больших граничных потоках энергии. Однако наиболее часто наблюдаемые температуры $(1-2) \cdot 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$ требуют потоков энергии, которые не противоречат наблюдениям жесткого рентгеновского излучения (см. гл. 3). В то же время, как показывает табл. II, предсказываемый поток H_α излучения с единицы поверхности вспышечного ядра в режиме быстрого теплопроводного нагрева не превышает $3 \cdot 10^7 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Таким образом, и в случае $n = \text{const}$ теплопроводный механизм нагрева расположенной в хромосфере низкотемпературной (оптической) области вспышки не является эффективным для объяснения оптического излучения вспышечных ядер (особенно, если принять во внимание наблюдаемое в больших вспышках непрерывное оптическое излучение), и необходимо привлекать другие, нетепловые механизмы нагрева солнечной атмосферы. Отметим также, что даже в столь быстрых ($\leq 5 \text{ сек}$) процессах, как яркие точки в ядрах, может сказываться отличие реальной газодинамической картины от рассмотренного выше предельного режима $n = \text{const}$. Очевидно, это отличие направлено на выравнивание давления и действует в сторону уменьшения граничного потока энергии, требуемого для нагрева до наблюдаемых граничных температур.

д) Тепловое рентгеновское излучение. Горячая фаза вспышки и тепловые волны

Излучение высокотемпературной вспышечной плазмы, главным образом тепловое рентгеновское излучение, обычно описывают в терминах эффективных температуры и меры эмиссии. Первая характеризует наклон спектра в данной спектральной полосе, вторая — величину потока в той же полосе. Временное поведение температуры и меры эмиссии, а также изменение во времени зависимости меры эмиссии от температуры для связанных с солнечными вспышками тепловых рентгеновских всплесков в настоящее время хорошо изучены ^{51, 52} (см. также ^{48-50, 53}). В частности, известно, что в подавляющем большинстве тепловых рентгеновских всплесков температура быстро нарастает в начале всплеска и затем медленно спадает. Максимум меры эмиссии достигается со значительным запаздыванием относительно максимума температуры. Таким образом, в течение некоторого времени рост меры эмиссии сопровождается падением температуры. Это напоминает естественный процесс остывания горячей области за счет теплопроводного нагрева соседней холодной области, т. е. распространение тепловой волны из горячей области в холодную. Поскольку, однако, из наблюдений следует, что тепловая энергия всей горячей плазмы на этой стадии растет, кроме первоначального нагрева необходимо предположить наличие некоторого теплового источника, действующего

на протяжении всего рентгеновского всплеска. Во время горячей фазы таким источником тепла может быть турбулентный нагрев плазмы в области разрыва токового слоя. Таким образом, нагрев нового холодного вещества при продолжающемся выделении тепловой энергии из-за пересоединения магнитных силовых линий после разрыва слоя, по-видимому, может быть причиной наблюдаемого роста меры эмиссии мягкого рентгеновского излучения.

Авторы работы⁵⁵ вычислили характерные значения времен нагрева и охлаждения высокотемпературной плазмы для ряда небольших (класса ≤ 1) солнечных вспышек, исходя из наблюдаемых значений температуры и меры эмиссии в момент максимума теплового рентгеновского потока, длительности этого максимума и характерного линейного масштаба вспышки. Оказалось, что эмпирические значения характерных времен для различных вспышек в рамках теории подобия согласуются с предположением, что пересоединение магнитных силовых линий является источником тепла. Сравнение характерных времен показало, что теплопроводное охлаждение высокотемпературной плазмы доминирует над лучистым охлаждением и приблизительно уравнивает нагрев плазмы магнитным пересоединением.

С целью объяснить наблюдаемое поведение температуры и меры эмиссии теплового рентгеновского излучения некоторые авторы^{53, 56, 57} численно решали задачу о распространении от теплового источника тепловой волны с потерями на излучение по однородной короне, а именно — уравнения (1.11), (1.12) в предположении, что $T_e = T_i$, $n = \text{const}$ и $v = 0$. В таком подходе есть два недостатка. Во-первых, тепловая волна создает в газе большие градиенты температуры и давления, что неизбежно приводит к быстрому газодинамическим движениям. Следствием последних могут быть мощные ударные волны, которые существенно изменят всю картину явления. Перераспределение вещества необходимо учитывать хотя бы как конечный результат газодинамических движений, стремящихся выравнять газовое давление^{40, 41, 58}. Во-вторых, как известно, нагрева только коронального газа недостаточно для объяснения наблюдаемой меры эмиссии в рентгеновском диапазоне: необходимо нагревать хромосферу или плотные и массивные холодные образования в короне, мера эмиссии которых сравнима с мерой эмиссии короны. Отсюда опять-таки следует необходимость газодинамических движений, поставляющих вещество в горячую корону вспышки.

е) Другие источники нагрева высокотемпературной вспышечной плазмы

Только два источника нагрева горячей вспышечной плазмы могут быть существенны³⁴: тепло, выделяющееся в нейтральном токовом слое при квазистационарной диссипации магнитного поля или в разрыве токового слоя (при наличии аномального сопротивления (тепловая или мягкая фаза вспышки) и энергичные частицы, ускоряемые в момент разрыва слоя (нетепловая или жесткая фаза). Выше главным предполагался тепловой источник нагрева. Хорошо известно, однако, что в нетепловом процессе достигается наибольшая мощность освобождения энергии и выделяется полное количество энергии, достаточное для обеспечения всех наблюдаемых проявлений вспышки⁵⁹⁻⁶⁴. Поэтому ускоренные частицы могут нагревать горячую вспышечную плазму во время взрывной фазы до аномально высоких температур. Особенно это относится к большим вспышкам. В то же время следует иметь в виду, что в малых (класса ≤ 1) вспышках нетеплового компонента может не быть вообще⁵¹ или же

он столь слаб, что нетепловые электроны не являются главным источником нагрева высокотемпературной области вспышки ⁶⁵.

Что же касается других механизмов нагрева солнечной атмосферы, например, таких, как диссипация ударных и магнитогидродинамических волн, то они, по-видимому, не могут дать заметного вклада в нагрев высокотемпературной вспыхивающей плазмы.

ж) Рентгеновское и ультрафиолетовое излучение высокотемпературной области и ее геометрия

Горячая вспыхивающая плазма излучает большое количество энергии в широком диапазоне длин волн: главным образом в мягком рентгене и ультрафиолете, причем, как в континууме, так и в линиях. Это позволяет, в принципе, получить исчерпывающую информацию о высокотемпературной области вспышки из многочисленных ракетных и спутниковых наблюдений (см., например, ^{51, 52, 66-77a}).

В качестве примера рассмотрим вопрос о непрерывном рентгеновском излучении высокотемпературной области. Пусть имеется только одна магнитная трубка, прогреваемая стационарным тепловым потоком, как это было описано выше. Тогда, зная распределение температуры $T(\xi)$ по толще вещества вдоль отдельной магнитной трубки, можно легко вычислить спектр теплового непрерывного рентгеновского излучения. Назовем его элементарным рентгеновским спектром. Для трубки с единичным поперечным сечением ^{45, 78}:

$$j(E_x) \simeq 3,9 \cdot 10^{-3} n_{\infty} A(E_x, T_0) \text{ (эрг} \cdot \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{кэв}^{-1}\text{)}, \quad (2.5)$$

где E_x есть энергия рентгеновских квантов в кэв,

$$A(E_x, T_0) = \int_{\xi_{\min}}^{\xi(T_0)} T^{-0,5} \frac{T_{\infty}}{T} \exp\left(-\frac{E_x}{kT}\right) d\xi; \quad (2.6)$$

здесь учтено только тормозное тепловое излучение, зависимость $T(\xi)$ взята из ⁴¹ для случая $p = \text{const}$, а единица измерения ξ взята равной $1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Из рис. 6, на котором показаны элементарные спектры, вычисленные по формулам (2.5) и (2.6) для различных граничных температур T_0 , видно, что эти спектры отличаются от экспоненциальных, соответствующих T_0 (см. штриховую прямую для $T_0 = 3 \cdot 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$), только в области самых мягких квантов $E_x \lesssim 5 \text{ кэв}$. Это отличие малоб и связано с вкладом частей трубки, имеющих более низкую температуру.

Наблюдения показывают, что многие вспышки (особенно большие) имеют область с очень высокими температурами — до $3 \cdot 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$ ^{50, 51, 67-73}, а иногда, вероятно, до $5 \cdot 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$. Тепловое рентгеновское излучение столь горячих областей может давать заметный вклад вплоть до энергии в 30 кэв. Кроме того, такие вспышки, как правило, имеют источник более мягкого

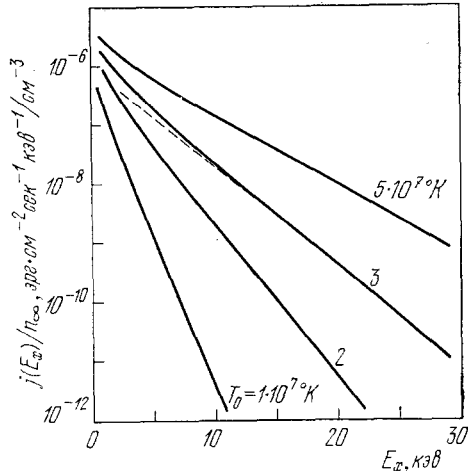


Рис. 6. Энергетический спектр теплового тормозного рентгеновского излучения горячей плазмы, нагреваемой тепловым потоком внутри магнитной трубки с единичным поперечным сечением.

рентгена, температура которого много меньше (от $2-3 \cdot 10^6$ до 10^7 °К), а мера эмиссии на $2-3$ порядка больше^{52, 68, 69}, что нельзя объяснить с помощью только одного элементарного спектра. Поэтому, чтобы построить модельный рентгеновский спектр вспышки в целом, необходимо взять не менее двух трубок: одну с очень высокой граничной температурой, но малой мерой эмиссии, вторую, наоборот, с меньшей температурой, но огромной мерой эмиссии. Реальная вспышка должна рассматриваться как некоторый набор элементарных трубок с различными F_0 (или T_0) и n_∞ . На этом пути можно объяснить наблюдаемую зависимость меры эмиссии рентгеновского излучения от температуры⁵². При этом тесно связан с ускоренными во время взрывной фазы электронами, по-видимому, только высокотемпературный компонент источника теплового рентгеновского излучения. В целом эта картина подтверждается пространственными наблюдениями в ультрафиолетовых и мягких рентгеновских линиях высокоионизованных элементов^{71, 73-77}, а также наблюдениями жестких рентгеновских и микроволновых радиовсплесков одновременных с оптическими всплесками во вспышечных H_α ядрах (например, ^{54, 79-81}).

Большая информация о пространственном и временном развитии области высокотемпературной вспышечной плазмы была получена в GSFC эксперименте на спутнике OSO-7⁷¹. С помощью двух рентгеновских ($1,74 - 15,9$ Å) и ультрафиолетового ($120-400$ Å) спектрографов были получены данные о высокотемпературной области 1В вспышки 2 августа 1972 г. в 1838 UT от предвспышечного состояния до ее конца. Были разрешены эмиссионные линии, возбуждаемые при электронных температурах от $5 \cdot 10^4$ до $3 \cdot 10^7$ °К. Пространственное разрешение было $20'' \times 20''$.

По крайней мере две отличающиеся по свойствам арочные структуры наблюдались в рентгеновском излучении. Первая — с относительно невысокой температурой $2 \cdot 10^6 \leq T \leq 10^7$ °К формировалась во время взрывной фазы прямо над H_α вспышкой и образовала систему низких арок над «нейтральной» линией магнитного поля. Одновременно арка с температурой до $3 \cdot 10^7$ °К и высотой до 35 000 км стала видна в линии $1,9$ Å FeXXV. Основания этой арки были расположены над самыми яркими областями H_α излучения. Электронная температура внутри арки увеличивалась от $5 \cdot 10^6$ °К прямо над хромосферой до $3 \cdot 10^7$ °К в вершине арки, расположенной над нулевой линией магнитного поля, т. е. между вспышечными лентами в проекции на диск, как и наблюдалась вспышка. Авторы работы⁷¹ показали, что наблюдаемые дальнейшие изменения локализации рентгеновского источника есть не более, чем результат изменения электронной температуры со временем. В частности, высокотемпературная арка за время около 10 минут охладилась от $3 \cdot 10^7$ до $1 \cdot 10^7$ °К, что, вообще говоря, по-видимому, не противоречит предположению о теплопроводном остывании горячей плазмы через основания арки, если принять во внимание имеющуюся неопределенность параметров и обычный характер использованных формул (см. ³⁹).

Аналогичное поведение высокотемпературной области наблюдалось в двухленточной вспышке 15 июня 1973 г. с помощью NRL ультрафиолетового ($170-630$ Å) спектрографа на ОКС «Skylab»⁷³ с пространственным разрешением до $2''$. Эти и последующие наблюдения^{74, 75} подтвердили наличие температурной стратификации внутри отдельных петель и показали, что самая горячая плазма, наблюдаемая в линиях Fe XXIII — XXIV, занимает малый объем в вершинах петель. По-видимому, именно здесь происходит первичное освобождение энергии в горячей фазе вспышки. Наблюдения с помощью AC/MSFC, рентгеновского ($6-47$ Å) телескопа S-056 на ОКС «Skylab»^{76, 77} с пространственным разрешением $\sim 1''$, показали, что вспышечное освобождение энергии происходит не в какой-либо одной петле, а в целой аркаде петель. Причем последовательность уярчения различных рентгеновских особенностей указывает на то, что некоторое возбуждение движется перпендикулярно к магнитному полю аркады со скоростью $180-280$ км/сек. Эта картина позволяет считать, что источник энергии — токовый слой — проходит по вершинам петель и постепенно перемещается в корону. Распад плотной плазмы в слое на отдельные волокна — петли, — видимо, связан с некоторой неустойчивостью слоя.

Таким образом, пространственные и временные наблюдения^{71, 73-77} в рентгеновских и ультрафиолетовых линиях в целом согласуются с представлением о высокотемпературной области вспышки, как о наборе элементарных трубок с различными F_0 (или T_0) и n_∞ , зависящими от времени, которое следует из анализа непрерывного спектра рентгеновского излучения.

3. ЭНЕРГИЧНЫЕ ЧАСТИЦЫ В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

а) Ускоренные во вспышке электроны.

Тепловое и нетепловое рентгеновское излучение

Одним из наиболее важных процессов, происходящих в источнике энергии вспышки — токовым слое — является ускорение заряженных частиц до высоких энергий. Для подавляющего большинства вспышек, проявляющих импульсный компонент — взрывную фазу, ускоренными частицами являются электроны с энергией выше приблизительно 10 кэв (см. обзоры^{81, 82}). Протоны, во всяком случае в значительном количестве, ускоряются, по-видимому, только в очень мощных вспышках^{46, 83}.

Энергичные электроны порождают всплески жесткого (с энергией квантов E_x выше 10 кэв) рентгеновского излучения со степенным спектром потока квантов у Земли:

$$\frac{dI(E_x)}{dE_x} = K_\varphi E_x^{-\varphi} \text{ (см}^{-2}\text{сек}^{-1}\text{кэв}^{-1}\text{)}. \quad (3.1)$$

Здесь и ниже везде E_x — энергия рентгеновских квантов в кэв, а коэффициент K_φ в $\text{см}^{-2}\text{сек}^{-1}\text{кэв}^{\varphi-1}$, соответственно. Эти всплески интерпретируются как тормозное излучение нетепловых электронов⁸⁴⁻⁸⁷.

Кроме того, отдавая подавляющую часть своей энергии атмосфере Солнца, ускоренные электроны нагревают ее локально до высоких температур. Последние могут, как уже отмечалось, оказаться столь высокими, что тепловое рентгеновское излучение горячей вспышечной плазмы будет жестким. Это обстоятельство затрудняет интерпретацию жестких рентгеновских всплесков и делает ее, вообще говоря, неоднозначной в двух аспектах.

Во-первых, тепловое рентгеновское излучение высокотемпературной вспышечной плазмы маскирует нижнюю границу нетеплового рентгеновского спектра^{48, 88}. Поэтому для определения нижней границы энергетического спектра ускоренных электронов необходимо привлекать дополнительные соображения и наблюдательные данные. Например, если предположить, что энергичные электроны являются главным источником нагрева высокотемпературной области, то условие баланса энергии в ней может дать оценку необходимой мощности электронного пучка. При известном показателе спектра полная мощность однозначно связана с нижней границей энергетического спектра ускоренных электронов. В рамках такого подхода⁸⁹ для восстановления спектра энергичных электронов необходимо привлекать наблюдательные данные, относящиеся к высокотемпературной области: спектры ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучений, их изменения во времени, распределения в пространстве.

Во-вторых, поскольку причиной нагрева могут быть и не электроны, возможна альтернативная точка зрения, суть которой состоит в том, что никаких нетепловых электронов нет вообще. Это так называемая тепловая интерпретация жестких рентгеновских всплесков^{90, 91} (см. также⁹²). Здесь вспышка рассматривается как чисто тепловой процесс, в отличие от нетепловой концепции, в которой жесткие рентгеновские всплески являются прямым проявлением нетепловой фазы вспышки. В обзоре⁹³ Калер назвал тепловую интерпретацию пессимистической, поскольку она позволяет вычислить только полное количество и скорость конверсии энергии вспышки в тепло. Наоборот, развитая теория жестких рентгеновских всплесков, как тормозного излучения нетепловых электронов^{60, 64}, позволяет получить информацию о процессе ускорения во вспышке. Отметим, что правильное выражение для интенсивности в модели «толстой мишени» дано в⁶⁴ (см. ниже формулу (3.8)); в работе⁶⁰ потерян коэффициент π . В настоящее время нетепловая интерпретация является доминирующей, поскольку ускоренные электроны проявляются не только в рентгеновских всплесках, но и в радио-всплесках третьего и других типов (см., например,^{94, 95}), а также непосредственно детектируются на спутниках в межпланетном пространстве (см., например, обзор⁹⁶).

Ниже мы кратко обсудим некоторые простейшие модели жесткого рентгеновского излучения, существующие в рамках нетепловой интерпретации. Эти модели представляют большой интерес, поскольку они в известных упрощающих предположениях^{64, 97} позволяют восстановить

спектр ускоренных во вспышке электронов по спектру наблюдаемых у Земли рентгеновских квантов. Важно также, что эти модели являются предельными случаями, которым должна удовлетворять более полная и адекватная теория всплесков жесткого рентгеновского излучения.

б) С п е к т р э н е р г и ч н ы х э л е к т р о н о в и в ы б о р м о д е л и м и ш е н и

Вопрос о спектре ускоренных во вспышке электронов в связи с солнечными жесткими рентгеновскими всплесками был поставлен в работе Петерсона и Винклера⁹⁸ еще в 1959 г. Первые записи жестких рентгеновских всплесков⁹⁸, интерпретируемых как кулоновское тормозное излучение электронов с энергией выше 10 кэв, показали, а последующие наблюдения подтвердили, что в ускоренных во время взрывной фазы вспышки электронах может содержаться энергия, достаточная для объяснения наблюдаемого излучения вспышки во всех диапазонах⁵⁹⁻⁶⁴. Одновременно стало ясно, что задача восстановления спектра энергичных электронов не является простой и однозначной (см. ⁹⁹⁻¹⁰¹). Известная неопределенность в установлении связи между жестким рентгеновским излучением и порождающими его электронами появляется уже при выборе модели мишени.

Предположим, что характерное время кулоновских соударений τ_c электронов пучка с электронами плазмы много меньше характерного времени инжекции τ_i энергичных электронов. Тогда инжекцию можно рассматривать как стационарную или, как принято говорить, непрерывную.

Пусть дифференциальный энергетический спектр потока инжектируемых ($\xi = 0$) электронов является степенным в интервале энергий E_1 и E_2 :

$$v(E)N(E, 0) = K_\nu E^{-\nu} \theta(E - E_1) \theta(E_2 - E) \quad (см^{-2} сек^{-1} кэв^{-1}), \quad (3.2a)$$

и, соответственно, концентрация электронов равна:

$$N(E, 0) = KE^{-\nu(1/2)} \theta(E - E_1) \theta(E_2 - E) \quad (см^{-3} кэв^{-1}). \quad (3.2б)$$

Здесь $\theta(x)$ — тэта-функция: $\theta(x) = 0$ при $x < 0$ и $\theta(x) = 1$ при $x \geq 0$. E в кэв есть энергия электронов, которые предполагаются нерелятивистскими, коэффициент

$$K_\nu = K \sqrt{\frac{2}{m}} \approx 1,87 \cdot 10^9 K \quad (см^{-2} сек^{-1} кэв^{\nu-1}), \quad (3.2в)$$

m — масса электрона в кэв/ c^2 , c — скорость света в см·сек⁻¹, коэффициент K в см⁻³ кэв ^{$\nu-1/2$} .

После того как энергичные электроны проходят в ионизированной плазме толщину вещества ξ см⁻², из-за кулоновских потерь спектр смещается в сторону меньших энергий и становится более жестким⁶⁴:

$$N(E, \xi) = K \sqrt{E} (E^2 + E_0^2)^{-(\nu+1)/2} \theta(E - E_1) \theta(E_2' - E) \quad (см^{-3} кэв^{-1}); \quad (3.3)$$

здесь

$$E_0 = \sqrt{2a\xi} \quad (3.4)$$

есть минимальная начальная энергия электронов, способных пройти толщину ξ , $a \simeq 3 \cdot 10^{-18}$ кэв²см² есть коэффициент, характеризующий кулоновские потери:

$$\frac{dE}{d\xi} \approx -\frac{a}{E}, \quad (3.5)$$

$E'_{1(2)} = \text{Re} \sqrt{E_{1(2)}^2 - E_0^2}$ суть новые граничные энергии спектра электронов (см. схематический рис. 7).

Обращают на себя внимание два противоположных предельных случая:

1) *Случай тонкой мишени.* Энергичные электроны проходят толщщу вещества столь малую, что можно пренебречь изменением их спектра в источнике тормозного рентгеновского излучения. В этом случае дифференциальный спектр потока рентгеновских квантов у Земли определяется формулой:

$$\begin{aligned} \frac{dI(E_x)}{dE_x} &= \frac{1}{4\pi R^2} \int_V dV \int_{E_x}^{\infty} dE \frac{d\sigma}{dE_x} n v N(E, \xi) = \\ &= \frac{1}{4\pi R^2} \int_S dS \int_0^{\xi_t} n(s) ds \int_{E_x}^{\infty} dE \frac{d\sigma}{dE_x} v N(E, 0) = \\ &= \frac{1}{4\pi R^2} \left(\frac{8r_0^2}{3} \alpha z^2 m c^2 \right) \int_S dS \xi_t K_\gamma \frac{B(\gamma, 1/2)}{\gamma} E_x^{-(\gamma+1)} = \\ &= 1,74 \cdot 10^4 \int_S \frac{dS}{S^*} \frac{\xi_t}{\xi^*} \frac{K_\gamma}{K_\gamma^*} \frac{B(\gamma, 1/2)}{\gamma} E_x^{-(\gamma+1)} \text{ (см}^{-2}\text{сек}^{-1}\text{кэв}^{-1}\text{)}; \end{aligned} \quad (3.6)$$

здесь R — расстояние от вспышки до точки наблюдения, в последнем равенстве принято $R = 1,5 \cdot 10^{13}$ см. Интегрирование по объему мишени V выполнено в предположении, что кривизной силовых линий можно пренебречь и положить $dV = dS ds$, S — площадь поперечного сечения пучка электронов, $S^* = 10^{18}$ см² — характерное значение площади вспышки, принятое в качестве единицы измерения S . Толща мишени $\xi_t = \int_0^{\xi_t} n(s) ds$ измеряется в

единицах $\xi^* = 10^{18}$ см⁻². Коэффициент K_γ определен равенством (3.2в), характерное значение $K_\gamma^* = 6,24 \times 10^{19}$ см⁻²сек⁻¹кэв⁻¹. Дифференциальное сечение тормозного излучения $d\sigma/dE_x$ взято в приближении Бете — Гайтлера, r_0 — классический радиус электрона, α — постоянная тонкой структуры, z — эффективный заряд ионов. $B(x, y)$ — бэта-функция: $B(\gamma, 1/2) = 16/15; 32/35; 0,812$ и $0,738$ для $\gamma = 3, 4, 5$ и 6 соответственно.

Как видно из (3.6), в приближении тонкой мишени показатель дифференциального спектра потока квантов у Земли на единицу больше показателя дифференциального спектра потока перелативистских электронов на Солнце (см. ^{62, 84}), т. е.

$$\phi = \gamma + 1. \quad (3.6a)$$

2) *Случай толстой мишени.* Все электроны теряют свою энергию в источнике жесткого рентгеновского излучения. Поэтому в источнике в каждый момент времени присутствуют энергичные электроны не только со спектром инжекции (3.2), но и со всеми более жесткими спектрами (3.3)

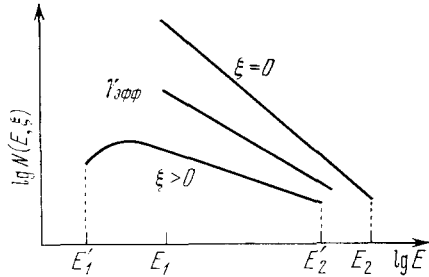


Рис. 7. Энергетический спектр не-тепловых электронов.

$\xi = 0$ — спектр ускоренных электронов или спектр инжекции, $\xi > 0$ — спектр электронов, прошедших толщщу вещества ξ ; $\gamma_{эфф}$ — эффективный (суммарный) спектр энергичных электронов в источнике излучения.

со значениями ξ от 0 до ∞ . Это приводит к тому, что в основном интервале энергий $E_1 \ll E \ll E_2$ эффективный (суммарный) спектр электронов в источнике жесткого рентгеновского излучения оказывается более жестким на две единицы ^{60, 64}:

$$\gamma_{\text{эфф}} = \gamma - 2, \quad (3.7)$$

а дифференциальный спектр потока квантов у Земли равен ⁶⁴:

$$\begin{aligned} \frac{dI(E_x)}{dE_x} &= \frac{1}{4\pi R^2} \int_S dS \int_{E_x}^{\infty} dE \frac{d\sigma}{dE_x} \int_0^{\infty} d\xi v N(E, \xi) = \\ &= \frac{1}{4\pi R^2} \left(\frac{8r_0^2}{3} \alpha z^2 mc^2 \right) \frac{1}{a} \int_S dS K_\gamma \frac{B(\gamma-2; 1/2)}{(\gamma-1)(\gamma-2)} E_x^{-(\gamma-1)} = \\ &= 5,8 \cdot 10^3 \int_S \frac{dS}{S^*} \frac{K_\gamma}{K_\gamma^*} \frac{B(\gamma-2, 1/2)}{(\gamma-1)(\gamma-2)} E_x^{-(\gamma-1)} \quad (\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{кэв}^{-1}) \quad (3.8a) \end{aligned}$$

или

$$\begin{aligned} \frac{dI(E_x)}{dE_x} &= \frac{1}{4\pi R^2} \left(\frac{8r_0^2}{3} \alpha z^2 mc^2 \right) \frac{1}{a} \frac{B(\gamma-2; 1/2)}{\gamma-1} E_1^{\gamma-2} E_x^{-(\gamma-1)} \int_S dS F_0(E > E_1) \simeq \\ &\simeq 5,8 \cdot 10^3 \frac{B(\gamma-2; 1/2)}{\gamma-1} E_1^{\gamma-2} E_x^{-(\gamma-1)} \int_S \frac{dS}{S^*} \frac{F_0(E > E_1)}{F^*} \quad (\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{кэв}^{-1}), \quad (3.8b) \end{aligned}$$

$B(\gamma-2; 1/2) = 2; 4/3; 16/15$ и $32/35$ при $\gamma = 3, 4, 5$ и 6 соответственно.

Как видно, показатель спектра рентгеновского излучения

$$\varphi = \gamma_{\text{эфф}} + 1 = \gamma - 1. \quad (3.8в)$$

При выводе формулы (3.8) сделано предположение, что верхняя граница спектра электронов E_2 расположена достаточно далеко: $E_2 = \infty$.

Соответственно, в формуле (3.8б)

$$F_0(E > E_1) = 1,602 \cdot 10^{-9} K_\gamma E_1^{2-\gamma}/(\gamma-2) \quad (\text{эрг см}^{-2} \text{сек}^{-1}), \quad (3.9)$$

есть граничный поток энергии электронов с энергией $E > E_1$. Характерное значение потока $F^* = 10^{10}$ эрг $\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}$, ему соответствует принятое выше характерное значение $K_\gamma^* = 6,24 \cdot 10^{19}$ $\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{кэв}^{\gamma-1}$ при $E_{11}^* = 10$ кэв и $\gamma^* = 3$.

3) Все промежуточные случаи должны характеризоваться некоторой эффективной толщиной мишени или некоторым эффективным временем выхода τ_e энергичных электронов из излучающей области. В терминах последнего для непрерывной инжекции случаю тонкой мишени соответствуют соотношения между характерными временами

$$\tau_e \ll \tau_c \ll \tau_i, \quad (3.10)$$

а для толстой мишени

$$\tau_c \ll \tau_e \ll \tau_i \quad (3.11)$$

(см. обзоры ^{81, 101}). О величине τ_e (в частности, о ее зависимости от энергии электронов) фактически ничего не известно, кроме того, что в межпланетное пространство выходит лишь незначительная часть ускоренных во вспышке электронов. Это обстоятельство свидетельствует, вообще говоря, в пользу модели толстой мишени, хотя не противоречит и более сложным, комбинированным моделям: толстая мишень в сочетании с магнитной ловушкой и т. п. (см. ниже). Построение реалистической и строгой теории выхода ускоренных частиц из области вспышки — одна

из важнейших и нерешенных задач физики Солнца. Некоторые исследования, касающиеся диффузионного выхода энергичных частиц из замкнутых магнитных структур в области вспышки, содержатся, например, в работе ¹⁰². Т. Такакура ¹⁰³ показал, что в динамике выхода электронов с энергией выше 100 кэв существенную роль могут играть эффекты плазменной турбулентности. Однако при более низких энергиях эти эффекты, по-видимому, несущественны.

в) Толстая мишень и более сложные модели

Для оценки полной энергии и числа энергичных электронов по наблюдаемой интенсивности жесткого рентгеновского излучения Лин и Хадсон ⁶² предложили приближенный метод, основывающийся на вычислении среднего значения отношения тормозных потерь к потерям на столкновения и ионизацию. Развита теория жестких рентгеновских всплесков в модели толстой мишени была построена в работах Брауна ⁶⁰, Сыроватского и Шмелевой ⁶⁴. В частности, в работе ⁶⁴ было получено решение (3.3) уравнения переноса энергичных электронов со степенным спектром при наличии кулоновских потерь в полностью ионизованной плазме. Было показано, что эффективный (суммарный) спектр излучающих электронов существенно жестче, чем спектр ускоренных электронов. Были получены формулы, позволяющие вычислить наклон спектра энергичных электронов, их полную энергию и число по наблюдаемому спектру нетеплового рентгеновского излучения вспышки. А именно, если известен дифференциальный спектр потока квантов (3.1), т. е. известны параметры K_φ и φ , то мощность, вносимая электронами с энергией $E > E_1$, определяется формулой (см. (3.8))

$$\mathcal{F}(E > E_1) \equiv \int_S F(E > E_1) dS = 4\pi R^2 \left(\frac{8r_0^2}{3} \alpha z^2 m c^2 \right)^{-1} a \frac{(\gamma-1)}{B(\gamma-2; 1/2)} \times \\ \times K_\varphi E_1^{2-\gamma} = 1,72 \cdot 10^{25} \frac{(\gamma-1)}{B(\gamma-2; 1/2)} K_\varphi E_1^{2-\gamma} \text{ (эрг сек}^{-1}\text{);} \quad (3.12)$$

здесь $\gamma = \varphi + 1$, E_1 в кэв, K_φ в $\text{см}^{-2}\text{сек}^{-1}\text{кэв}^{\varphi-1}$, бета-функция $B(\gamma - 2; 1/2) = 2, 4/3; 16/15$ и $32/35$ при $\gamma = 3, 4, 5$ и 6 соответственно.

Рассмотрим в качестве примера импульсивную вспышку 2 августа 1972 г. в 1838 UT. По данным UCSD рентгеновского телескопа на OSO-7 в максимуме жесткого рентгеновского (20–30 кэв) всплеска в 1839:52 UT усредненный за 10,2 сек поток квантов у Земли имел степенной спектр с $K_\varphi \approx 10^7 \text{ см}^{-2}\text{сек}^{-1} \text{кэв}^{\varphi-1}$ и $\varphi = 3,7$ (см. рис. 4 в ¹⁰⁴). С помощью (3.12) находим мощность энергичных электронов на Солнце ($E > 10$ кэв) $\approx 6 \cdot 10^{29} \text{ эрг} \cdot \text{сек}^{-1}$ и $\mathcal{F}(E > 20 \text{ кэв}) \approx 7,6 \cdot 10^{28} \text{ эрг} \cdot \text{сек}^{-1}$ для $E_1 = 10$ и 20 кэв соответственно. Если принять площадь вспышечного ядра в этот момент $S_2 \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^2$, то указанным значениям мощности соответствуют граничные потоки энергии $F_0(E > 10 \text{ кэв}) \approx 10^{12} \text{ эрг см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ и $F_0(E > 20 \text{ кэв}) \approx 1,5 \cdot 10^{11} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$.

Если известен полный поток квантов у Земли в некотором интервале энергий $E_{x1} \leq E_x \leq E_{x2}$, то мощность электронов с энергией $E > E_1$ и их полное число определяются следующими формулами:

$$\mathcal{F}(E > E_1) = 4\pi R^2 \left(\frac{8r_0^2}{3} \alpha z^2 m c^2 \right)^{-1} a \frac{(\gamma-1)(\gamma-2)}{B(\gamma-2; 1/2)} \times \\ \times \left[1 - \left(\frac{E_{x1}}{E_{x2}} \right)^{\gamma-2} \right]^{-1} \left(\frac{E_{x1}}{E_1} \right)^{\gamma-2} I(E_{x1} < E_x < E_{x2}) \simeq \\ \simeq 1,63 \cdot 10^{25} \frac{(\gamma-2)(\gamma-1)}{B(\gamma-2; 1/2)} \frac{I(E_{x1} < E_x < E_{x2})}{1 - (E_{x1}/E_{x2})^{\gamma-2}} \left(\frac{E_{x1}}{E_1} \right)^{\gamma-2} \text{ (эрг} \cdot \text{сек}^{-1}\text{),} \quad (3.13)$$

$$\Phi(E > E_1) \equiv \int_S dS \int dE \nu N(E, 0) =$$

$$= 1,02 \cdot 10^{34} \frac{(\gamma-2)^2}{E_1 B (\gamma-2; 1/2)} \frac{I(E_{x1} < E_x < E_{x2})}{1 - (E_{x1}/E_{x2})^{\gamma-2}} \left(\frac{E_{x1}}{E_1} \right)^{\gamma-2} \text{ (сек}^{-1}\text{)}. \quad (3.14)$$

В отличие от модели тонкой мишени, модель толстой мишени не требует предположений о концентрации плазмы в излучающей области (точнее о толщине мишени ξ_t см. (3.6)); необходимо только, чтобы выполнялись условия (3.14). В этом отношении модель толстой мишени требует для описания жесткого рентгеновского всплеска минимального числа параметров, а именно трех (см. (3.12)) — мгновенного значения потока энергии электронов с энергией выше некоторого значения E_1 , т. е. $F_0 = F_0(E > E_1)$, значения этой граничной энергии E_1 и мгновенного показателя наклона спектра. Любые другие модели требуют задания дополнительных параметров, например, концентрации плазмы в электронной ловушке или времени выхода в модели тонкой мишени, т. е. $s_i/\nu(E)$ в (3.6). Очевидно, что в энергетическом отношении толстая мишень является самой выгодной по двум причинам. Во-первых, во всех остальных случаях только часть ускоренных электронов отдает свою энергию на тормозное излучение и нагрев мишени, а остальные электроны уходят практически без потерь в межпланетное пространство. Во-вторых, при интерпретации жесткого рентгеновского всплеска с показателем спектра ϕ модель толстой мишени дает самый мягкий (с большой крутизной) спектр энергичных электронов, что позволяет накопить большую часть энергии электронов вблизи нижней границы. К сожалению, именно нижняя граница энергетического спектра электронов не определяется точно, поскольку неизвестна нижняя граница нетеплового рентгеновского спектра.

Легко представить себе модель толстой мишени с импульсной инъекцией. Имеется в виду случай, когда все энергичные электроны гибнут в мишени (убегания нет), но время инъекции τ_i много меньше времени кулоновских соударений τ_c ¹⁰¹:

$$\tau_i \ll \tau_c \ll \tau_e. \quad (3.15)$$

Мыслимым примером такой ситуации может служить магнитная ловушка, заполненная плазмой низкой плотности, в которую впрыснули энергичные электроны. Предположим, что высыпанием электронов из ловушки можно пренебречь, а потери энергии электронов определяются только кулоновскими соударениями. В чистом виде такая ситуация, по-видимому, никогда во вспышках не реализуется, но в принципиальном отношении она интересна тем, что характерное время затухания жесткого рентгеновского всплеска здесь определяется временем кулоновских потерь

$$\tau_c \simeq 3,3 \cdot 10^8 n^{-1} E^{3/2} \text{ (сек)}, \quad (3.16)$$

где E — энергия электронов в *кэв*.

Как правило, наблюдаемое время затухания не следует закону $E^{3/2}$, что свидетельствует либо о том, что затухание рентгеновского всплеска определяется убеганием энергичных электронов, либо о том, что электроны гибнут в толстой мишени при высоких концентрациях плазмы, т. е. выполнены условия (3.14). В последнем случае временной профиль рентгеновского всплеска определяется источником ускоренных частиц.

Наблюдения с помощью Утрехтского солнечного жестко-рентгеновского спектрометра на спутнике ESRO TD-1A с временным разрешением 1,2 *сек* в области 24—90 *кэв* и 4,8 *сек* при более высоких энергиях показали, что часто рентгеновские всплески состоят из многочисленных короткоживущих пиков «элементарных вспышечных всплесков» с временами роста и спада порядка нескольких секунд^{103, 106}. Характерно, что

времена спада (иногда лишь 1—2 сек) практически одинаковы во всех энергетических каналах. Это свидетельствует об очень высокой концентрации плазмы в области толстой мишени ^{105, 106}. Если таковой является хромосфера, то, очевидно, время гибели энергичного электрона сравнимо с временем пролета нескольких масштабов высоты и много меньше наблюдаемого времени спада элементарного всплеска. В этом случае временной ход всплеска будет определяться источником ускоренных электронов.

Для объяснения квазипериодического временного профиля большого рентгеновского события, связанного с 3В вспышкой 4 августа 1972 г., Дж. С. Браун и П. Хонинг ¹⁰⁷ (см. также ^{108, 109}) предложили модель колеблющейся электронной ловушки. В этой модели повторяющиеся всплески жесткого рентгеновского излучения объясняются бетатронной модуляцией предварительно ускоренных электронов при альвеновских колебаниях магнитной ловушки. При соответствующем подборе параметров ловушки модель может быть согласована с наблюдениями всплесков жесткого рентгеновского излучения от вспышек, расположенных за лимбом ^{110, 111}. Однако, этим наблюдениям не противоречит и обычная модель толстой мишени, если предположить, что источник энергичных электронов расположен на значительной высоте (~10 000 км) в короне, и что плотность плазмы вблизи источника увеличена, например, из-за предварительного прогрева и испарения» верхней хромосферы ¹¹². Кроме того, модель колеблющейся ловушки трудно согласовать с наблюдательным фактом, который подчеркивал де Фейтер ^{81, 101, 113}, что отдельным импульсам в сложном рентгеновском всплеске соответствуют появления ярких оптических (H_{α} , $\lambda 3835$) ядер в различных точках хромосферы. Более того, согласно наблюдениям с помощью АС/MSFC рентгеновского телескопа S-056 ОКС «Skylab» ^{76, 77} всплесочное освобождение энергии происходит не мгновенно и в одном объеме (одной ловушке), а последовательно в различных магнитных петлях, образующих аркаду над нулевой линией фотосферного магнитного поля.

г) Нагрев хромосферы энергичными электронами.
Тепловые и проникающие вспышки

Нагрев хромосферы ускоренными во вспышке частицами (электроны, протоны и ядра более тяжелых элементов) предлагали и обсуждали многие авторы ^{64, 114-116}, например, в связи с белыми вспышками ^{117, 118}. Как уже отмечалось, энергичные электроны в качестве всплесочного нагревающего агента обладают рядом преимуществ. В отличие от протонов, они ускоряются почти во всех вспышках: во всех больших и примерно в $2/3$ самых малых (балла ≤ 1) ^{65, 111}, причем даже в малых вспышках энергия ускоренных электронов в области 5—100 кэВ сравнима с полной энергией вспышки ¹¹⁹.

Для ускоренных во вспышке электронов со спектром инъекции (3.2) средняя по спектру энергия

$$\bar{E} = \frac{2\gamma - 1}{2\gamma - 3} E_1 = \left(\frac{5}{3}, \frac{7}{5}, \frac{9}{7}, \frac{11}{9} \right) E_1 \quad (3.17)$$

для $\gamma = 3, 4, 5$ и 6 соответственно, т. е. всегда близка к нижней границе спектра E_1 . Основная энергия электронов заключена в низкоэнергетической части спектра. Эта энергия поглощается в тонком слое, создает высокотемпературную область и превращается в тепловой поток. Поэтому как в мягкой, так и в жесткой фазе вспышки, ее температурная структура определяется главным образом теплопроводностью. Это позволяет объяснить высокотемпературную часть вспышки, ответственную за тепловое рентгеновское излучение, и переходную область вспышки, излучающую в оптике и ультрафиолете. При этом в низкотемпературную часть вспышки, в которой мы относим область температур $T < 2 \cdot 10^4$ °К, где в основном формируются линии водорода, проникает лишь незначительная часть (менее 1%) первоначального теплового потока (см. пятый столбец табл. II).

Вместе с тем, при достаточно жестком спектре заметное число частиц (с большими начальными энергиями) может проникнуть под переходный слой, и, таким образом, внести вклад в поток энергии, поступающий в низкотемпературную область вспышки. Шмелева и Сыроватский ⁴¹

пренебрегали этим вкладом. Наоборот, Браун¹¹⁶ определял температурную структуру этой области, учитывая только нагрев частицами и пренебрегая теплопроводностью. Подчеркнем здесь, что прямой нагрев частицами может снова стать существенным на больших глубинах только в результате быстрого уменьшения теплопроводности с температурой. Однако быстрое уменьшение электронной теплопроводности при $T \sim 10^4$ °К отчасти компенсируется теплопроводностью нейтралов n_n , что не учитывал Браун¹²⁰.

Можно легко найти условия, при которых определяющим является прямой нагрев низкотемпературной области энергичными электронами, а не тепловыми потоками. Очевидно, что чем жестче спектр электронов, тем большая часть потока их энергии проникает в оптическую область вспышки. Поэтому необходимо просто сравнить эту часть потока при различных показателях спектра с соответствующим тепловым потоком, проникающим под переходный слой.

Будем предполагать, что в обоих сравниваемых ситуациях нагрев является стационарным и приводит к распределениям температуры и плотности, соответствующим равенству давления во всей вспышечной области, т. е. $p = \text{const}$. Ограниченность такого подхода очевидна, особенно в связи с растущим числом наблюдений, показывающих, что инжекция электронов во время взрывной фазы, а следовательно, и нагрев, носят не непрерывный, а импульсный характер в пространственно-разнесенных областях (см., например,^{54, 80, 121-124}). Имея в виду это обстоятельство, мы, следуя работе⁴¹, приведем так же результаты расчетов, соответствующих случаю, когда давление в нагретой области не успевает выравниваться, в случае $n = \text{const}$. Разумеется, это ни в коей мере не заменяет последовательного рассмотрения нестационарных высокотемпературных газодинамических явлений. Здесь мы подчеркнем лишь то обстоятельство, что в случае быстрого нагрева приближение $n = \text{const}$ может оказаться более адекватным в описании реальных распределений температуры и плотности, чем приближение $p = \text{const}$. Особенно это относится к случаю нагрева низкотемпературной вспышечной области частицами¹¹⁶, поскольку характерное время наблюдаемых изменений жесткого рентгеновского, H_α и микроволнового излучений часто составляет от одной до нескольких секунд^{54, 80, 105, 106, 123, 125}.

Итак, рассмотрим нагрев вспышечной области пучком нерелятивистских электронов со степенным спектром (3.2). Соответствующий этому спектру поток энергии электронов на глубине хромосферы, где толщина вещества равна ξ , есть

$$F(\xi) = \int_{E_1'}^{E_2'} EvN(E, \xi) dE \quad (\text{эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}). \quad (3.18)$$

В частности, поток энергии электронов на границе нагреваемой области, т. е. при $\xi = 0$, равен

$$F(0) = \int_{E_1}^{E_2} EvN(E, 0) dE = K \sqrt{\frac{2}{m}} \frac{E_1^{2-\gamma} - E_2^{2-\gamma}}{\gamma - 2} \quad (3.19)$$

при $\gamma > 2$. Для целых значений γ отношение $F(\xi)/F(0)$ вычислено, например, в¹²⁶.

Как показал В. Петросян¹²⁷, наблюдаемый в районе ≈ 100 кэВ завал спектра жесткого рентгеновского излучения может быть следствием релятивистской направленности тормозного излучения энергичных электронов. Поэтому пока нет надежных оснований обрезать спектр электронов при энергиях ≈ 100 кэВ. Ниже мы рассмотрим

случай $E_2 = \infty$. Отметим здесь, что последнее допущение делает также Браун¹¹⁶, но на основании предположения, что электроны с энергией выше 100 кэв не играют роли в нагреве оптической вспышки. При этом автор исходит из концентрации водорода $n_H < 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (т. е. $\xi < 10^{21} \text{ см}^{-2}$) в области вспышки. Фактически, однако, как показал Швештка⁴⁶, во вспышках с $n_e \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и реальной ионизацией водорода (см. табл. I в⁴⁶ и цитируемую там литературу) в низкотемпературной области можно ожидать концентрации водорода n_H от $5 \cdot 10^{15}$ до $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. При таких концентрациях нагрев низкотемпературной области может осуществляться только электронами из высокоэнергичной области спектра $E \gtrsim 80 \text{ кэв}$.

В случае, когда верхняя граница спектра бесконечна, можно воспользоваться более простой формулой¹²⁶ для интересующего нас потока энергии электронного пучка, а именно:

$$\frac{F(\xi)}{F(0)} = \frac{\gamma-2}{2} B \left(\frac{3}{2}, \frac{\gamma-2}{2} \right) \left(\frac{E_1}{E_0} \right)^{\gamma-2} \quad (3.20)$$

$B/2 = 0,785, 0,333, 0,196$ и $0,137$ для $\gamma = 3, 4, 5$ и 6 соответственно.

В табл. II приведены вычисленные по формуле (3.20) значения отношения $F(\xi)/F(0)$ для $E_1 = 10 \text{ кэв}$, $\gamma = 3-6$ и значений $\xi \text{ см}^{-2}$, соответствующих толщe вещества, прогреваемой тепловым потоком, равным по величине $F(0)$. Минимальная начальная энергия E_0 электронов, способных пройти эту толщu вещества ξ , определяется формулой (3.4) и приведена в последнем столбце табл. II (см. стр. 226).

Рассмотрим отдельно два предельных случая: 1) медленный нагрев: $p = \text{const}$, 2) быстрый нагрев: $n = \text{const}$.

1) Для случая $p = \text{const}$ в табл. II отделена ломаной линией область параметров модели (граничная температура T_0 и показатель энергетического спектра γ), в которой вклад теплового потока в нагрев низкотемпературной вспышечной области заведомо больше, чем вклад нетепловых электронов. Фактически последний может оказаться даже меньше, поскольку формулы (3.5), (3.20) не учитывают рассеяние электронов при кулоновских соударениях. Последовательный учет потерь энергии электронного пучка, очевидно, требует рассмотрения задачи диффузии пучка по углам в присутствии сильного магнитного поля.

Попытка приближенного решения такой задачи была предпринята Брауном¹²⁸. Из его результатов следует, что поток энергии частиц падает с глубиной существенно быстрее, чем это дает формула (3.20). Поэтому приводимые здесь оценки потерь энергии пучка электронов следует рассматривать как минимальные. Кроме того, приведенное сравнение предполагает, что на границу области энергия поступает только в форме ускоренных частиц и быстро трансформируется в тепловой поток (предполагается, что $F_c(0) \approx F(0)$). Роль частиц в нагреве низкотемпературной области будет еще меньше, если помимо ускоренных частиц на границе области ($\xi = 0$) уже имеется заметный тепловой поток. О том, что такая ситуация возможна, свидетельствуют вспышки, вообще не показывающие нетепловых явлений⁴⁶.

Возвращаясь к табл. II, отметим, что для вспышек класса 1B, рассмотренных Лином и Хадсоном⁶² и Сыроватским и Шмелевой⁶⁴, в максимуме нетеплового рентгеновского всплеска (когда жесткость спектра максимальна), наблюдаемые показатели дифференциального спектра потока фотонов φ заключены в интервале от 4,4 до 5.

Этим значением в модели толстой мишени^{60, 64} соответствуют значения показателя энергетического спектра потока электронов $\gamma = \varphi + 1 \approx \approx 5,4-6$. Для вспышек со столь мягким спектром электронов главным источником нагрева низкотемпературной области определенно является тепловой поток, а не электроны. С другой стороны, для больших вспышек с жестким спектром (возможно, для белых вспышек) можно ожидать

согласно табл. II, что нагрев низкотемпературной вспышечной области определяется энергичными электронами.

Наконец, как ясно из табл. II, для «тепловых» вспышек поток энергии, достигающий низкотемпературной части вспышки, составляет менее 1% полного потока энергии во вспышке. Таким образом, *тепловые* вспышки должны быть в основном рентгеновскими и ультрафиолетовыми. Вклад низкотемпературной области в общее излучение вспышки может быть значительным только в случае прогрева энергичными частицами с достаточно жестким спектром и в случае низкой граничной температуры горячей области. Такие вспышки мы будем называть ниже *проникающими*, в соответствии с тем, что в них нагрев осуществляется непосредственно ускоренными частицами, проникающими в низкотемпературную область вспышки. С точки зрения рентгеновского излучения тепловые вспышки должны характеризоваться мягким спектром нетеплового жесткого рентгеновского излучения (или отсутствием последнего) и высокой температурой мягкого теплового рентгеновского излучения. Наоборот, при жестком спектре нетеплового рентгеновского излучения должны быть проникающие оптические вспышки в виде ярких вспышечных ядер, возникающих одновременно со всплесками жесткого рентгена и импульсами микроволновых радиовсплесков. Обычно мягкие нетепловые спектры более характерны для малых вспышек, а жесткие — для больших. Поэтому согласно табл. II следует ожидать, что в оптическую область больших вспышек может проникать до 10% (около $10^8 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$) полного потока энергии. В целом эта картина не противоречит наблюдениям больших вспышек с характерными временами в жестком рентгеновском излучении не меньше 15—20 сек (см., например, ⁵⁴).

2) *Режим быстрого нагрева* $n = \text{const}$ или близкий к нему, по-видимому, осуществляется в короткоживущих ярких точках внутри вспышечных ядер на взрывной фазе импульсивных вспышек. В этом режиме, как показывает табл. II, при всех γ и T_0 энергичные частицы вносят под вспышечный переходный слой много большую энергию, чем тепловой поток. Поэтому распределение температуры может существенно отличаться от рассмотренного в ^{40, 41}, а именно может установиться (на времена меньше, чем характерное газодинамическое и характерное теплопроводное времена) такое квазиравновесное распределение температуры, которое определяется балансом нагрева энергичными электронами (1.4) и лучистым охлаждением (1.5):

$$P(\xi) + \mathcal{F}_\infty(T_\infty, n_\infty) \frac{1}{n} = n_e L(T) \quad (3.21)$$

(ср. с уравнением (2.1)). Эта ситуация будет обсуждаться в разделе в) гл. 4.

д) Нагрев энергичными протонами.

Белые вспышки — протоны или электроны?

Ускоренные во вспышке протоны не дают тормозного рентгеновского излучения. Сведения о них мы получаем из межпланетных наблюдений (например, ^{129, 130}) и из наблюдений солнечных гамма-лучей ¹³¹⁻¹³⁴. Относительно полные гамма-наблюдения были только во вспышках 4 и 7 августа 1972 г. и показывают, что ядерные реакции, приводящие к гамма-излучению, начинаются одновременно с жестким рентгеновским излучением и продолжаются в течение не менее 10 минут. Отношения гамма-линий, например, 2,23 и 4,43 Мэв позволяют оценить наклон спектра ускоренных протонов в некоторых предположениях относительно обилия He^3 в фотосфере. Рамати и Лингенфельтер ¹³⁵ провели расчеты линий для

степенного и экспоненциального спектров ускоренных частиц (главным образом протонов и α -частиц) и показали, что в интервале 10—100 Мэ дифференциальный спектр частиц является степенным с показателем $1,8 \pm 0,2$ и $2,7 \pm 0,2$ в модели тонкой и толстой мишени соответственно, если $\text{He}^3/\text{H} = 5 \cdot 10^{-3}$. Таким образом, наклон спектра протонов в общем согласуется с данными межпланетных наблюдений. Для модели толстой мишени полное число протонов с энергией ≥ 30 Мэв оказалось равным $\sim 10^{33}$.

В связи с оптическими вспышками нагрев энергичными протонами рассматривали многие авторы (например, ^{117, 118}). Для сравнения проникающей способности тепловых электронов (точнее, стационарного теплового потока ⁴¹), энергичных электронов и протонов в табл. III приведены

Таблица III

Вспышечный нагрев хромосферы

Спокойная хромосфера в модели ¹³⁶				Область H_α -излучения во вспышках согласно табл. I в ⁴⁶	Нагревающий агент					
h , км	n_{H} , см ⁻³	T , 10 ³ °К	ξ , см ⁻²		Тепловой поток		Энергичные частицы		Излучение	
					$p=\text{const}$	$n=\text{const}$	электроны, E_e , кэв	протоны, E_p , Мэв	рентгеновское, E_x , кэв	ультрафиолетовое, Å
					T_0 , 10 ⁷ °К					
1250	$5 \cdot 10^{12}$	6,4	$8,7 \cdot 10^{19}$	} H_α	1		23	1,2	0,17	
1150	10^{13}	6,3	$1,7 \cdot 10^{20}$			~ 1	32	1,7	0,21	
1050	$2 \cdot 10^{13}$	6,1	$3,8 \cdot 10^{20}$		2		48	2,5	0,29	
1000	$3 \cdot 10^{13}$	6,0	$4,6 \cdot 10^{20}$				53	2,8	0,31	
950	$5 \cdot 10^{13}$	5,8	$5,3 \cdot 10^{20}$				56	3,0	0,33	
880	$8 \cdot 10^{13}$	5,6	$9,0 \cdot 10^{20}$		3	~ 2	73	3,9	0,42	
820	10^{14}	5,3	$1,7 \cdot 10^{21}$			~ 3	100	5,3	0,68	
600	10^{15}	4,3	$1,1 \cdot 10^{22}$				260	14	1,4	
550	$2 \cdot 10^{15}$	4,2	$1,8 \cdot 10^{22}$				330	17	1,7	> 912
510	$3 \cdot 10^{15}$	4,1	$2,7 \cdot 10^{22}$				400	22	2,1	

вычисленные значения начальной энергии частиц, которая необходима для прохождения толщи ξ (см⁻²) в глубь хромосферы; здесь h (км), T (10³ К) и n_{H} (см⁻³) — высота над фотосферой, температура и концентрация водорода в модели спокойной хромосферы ¹³⁶.

Понятно, что нерелятивистские протоны с энергией примерно в $\sqrt{m_p/m_e} \simeq 50$ раз большей, чем энергия нерелятивистских электронов, проникают на ту же глубину, что и электроны. При этом потери энергии таких протонов на единице толщи вещества примерно в то же число раз больше, чем у соответствующих электронов. Поэтому поток протонов в $\sqrt{m_p/m_e}$ раз меньший по числу, чем поток электронов, но с энергией протонов в $\sqrt{m_p/m_e}$ раз большей, несет такую же полную энергию и вызывает такой же нагрев атмосферы, что и поток электронов. Существенно, однако, следующее отличие. Начиная с глубины, соответствующей толще вещества около $3 \cdot 10^{22}$ см⁻² или концентрации $n_{\text{H}} \simeq 3 \cdot 10^{15}$ см⁻³, и ниже для нагрева хромосферы нужны электроны с энергией выше 400 кэв, т. е. электроны, для которых становится важным релятивистский характер потерь. Проникающие на те же глубины протоны имеют существенно нерелятивистские энергии $E_p \geq 20$ Мэв. Быть может, именно с этим связано то обстоятельство, что все белые вспышки, т. е. имеющие вспышечные ядра с увеличенным оптическим континуумом, были протонными ¹³⁷. Однако имеется ли здесь строгая взаимодозначная связь, в настоящее-

время неизвестно. Вместе с тем известно, что во время 3В вспышки 7 августа 1972 г. наблюдались два вида непрерывного оптического излучения^{138, 139}. Первый из них — короткоживущие компактные голубовато-белые ядра наблюдались приблизительно в то же время (1519—1524 UT), когда были ускорены протоны¹⁴⁰. Второй — долгоживущий диффузный движущийся желтовато-белый фронт, совпадающий с ведущим краем H_{α} излучающей ленты. Одновременно с ним наблюдался медленный дрейф максимума микроволнового излучения в сторону низких частот, а спектр нетеплового рентгеновского излучения становился более мягким.

Раст и Хэгвер¹³⁹ обратили внимание на тесную связь непрерывного оптического, микроволнового и жесткого рентгеновского излучений и полагают, что оба вида белого излучения обусловлены нагревом хромосферы теми же энергичными электронами, которые порождают жесткое рентгеновское и микроволновое радиоизлучение. Таким образом, для объяснения белой вспышки нет необходимости рассматривать нагрев энергичными протонами. Более того, складывается впечатление, что, в отличие от электронов, энергичные протоны практически свободно выходят из области ускорения в межпланетное пространство (см., например,¹⁴¹) и не могут обеспечить необходимый для белой вспышки нагрев хромосферы. Согласно интерпретации¹⁴² гамма-излучения с энергией выше 300 кэВ полная энергия протонов в толстой мишени меньше 10^{28} эрг, т. е. явно недостаточна для белой вспышки.

4. ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

а) Оптическая вспышка как отклик хромосферы на ударную волну

Итак, во время солнечной вспышки ряд процессов может привести к локальному нагреву короны и хромосферы до высоких температур. На границе горячей области при этом возникают большие градиенты температуры и давления. Они должны вести к быстрым газодинамическим течениям и ударным волнам. Считается, что распространяющаяся в глубь хромосферы ударная волна может быть причиной оптического излучения вспышки с наблюдаемой последовательностью возбуждения линий, наблюдаемыми формами профилей линий, непрерывным излучением и другими особенностями¹⁴³⁻¹⁴⁷. Ударные волны могут возбуждаться, например, в местах, где на хромосферу падает вещество из короны^{143, 144} или происходит нагрев атмосферы энергичными электронами^{146, 147}. Согласно^{8, 9} основу взрывной фазы вспышки составляет разрыв токового слоя. Образующаяся в слое «щель» расширяется с альвеновской скоростью; при этом в ней индуцируется импульсное электрическое поле, которое ускоряет заряженные частицы, вызывает турбулентный нагрев плазмы в области разрыва. Но очевидно, что значительная часть освобожденной при разрыве энергии превращается в энергию магнитогидродинамических движений, т. е. в выбросы плазмы и ударные волны. Таким образом, причиной ударной волны может быть перестройка магнитного поля, происходящая в короне во время взрывной фазы вспышки.

Глубину проникания сильной ударной волны в хромосферу можно оценить с помощью известного автомодельного решения в экспоненциальной атмосфере¹⁴⁸, если пренебречь потерями на излучение. Ударная волна с начальным значением числа Маха M становится слабой ($M \rightarrow 1$), пройдя путь

$$\Delta h \equiv h_2 - h_1 \simeq Ch_0 \ln M; \quad (4.1)$$

здесь h_0 — высота однородной атмосферы, а множитель C зависит от показателя адиабаты и мало отличается от единицы. Если ударная волна возникла при нагреве электронами с энергией около 10 кэв, т. е. на высоте h_1 над фотосферой, где концентрация водорода $n_H \simeq 10^{12}$ см $^{-3}$, то при $M = 10 - 30$ эта ударная волна может дойти до высоты h_2 , где $n_H \simeq 10^{13} - 3 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$ соответственно.

Таким образом, распространяющаяся в глубь хромосферы ударная волна очень быстро затухает из-за экспоненциального роста плотности и давления перед ее фронтом и быстрого падения давления за фронтом ударной волны в результате оттока нагретого вещества вверх. Глубина проникания ударной волны в хромосферу может быть значительно больше, чем определяемая по формуле (4.1), если инжекция энергии за ее фронтом продолжается длительное время, как, например, в случае нагрева хромосферы стационарным пучком энергичных электронов в течение 100 сек^{146, 147}. Имеются, однако, основания считать (см. ниже), что длительность нагрева каждого данного участка хромосферы существенно короче, а пучок частиц имеет характер кратковременных всплесков, попадающих в различные участки хромосферы.

б) Влияние излучения на распространение ударной волны.

Тепловая неустойчивость за фронтом ударной волны

Потери на излучение, очевидно, уменьшают глубину проникания ударной волны в хромосферу. Этот вывод подтверждается численным расчетом¹⁴⁵, в котором предполагается, что газ, нагретый за фронтом ударной волны, является оптически тонким и его потери на излучение пропорциональны T^3 при $T \leq 5 \cdot 10^4$ °К и $T^3,5$ при $T \leq 2,5 \cdot 10^5$ °К.

Авторы работы¹⁴⁹ рассматривали модель начальной фазы хромосферной вспышки в рамках теории высокотемпературного взрыва в однородной атмосфере. Они численно решили одномерную систему уравнений газодинамики ионизованной двухтемпературной плазмы с учетом всех существенных диссипативных процессов. Это позволило описать структуру фронта ударной волны, учесть различие электронной и ионной температур, а также лучистое охлаждение горячего газа за фронтом ударной волны. При этом зависимость объемного излучения от температуры бралась согласно¹⁵⁰ и характеризовалась наличием максимума. Расчеты показали, что объемное излучение приводит к тепловой неустойчивости горячей плазмы за фронтом ударной волны. Плазма быстро охлаждается излучением и сжимается в холодные плотные слои. Аналогичные результаты были получены в¹⁵¹.

В связи с протуберанцами на Солнце и в более широком плане явление тепловой неустойчивости было известно давно^{152, 153}. Линейная теория тепловой неустойчивости была построена в работе Филда¹⁵⁴. (Ниже, пользуясь формулами из этой работы, мы будем ставить впереди соответствующих померов букву Φ .) Теория получила дальнейшее развитие и нашла многочисленные приложения (см., например, ¹⁵⁵⁻¹⁵⁷). В линейной теории однородная среда, находящаяся в тепловом и механическом равновесии, характеризуется тремя безразмерными параметрами α , β и γ . Первые два суть отношения (Φ , 27) характерных значений волновых чисел (Φ , 16), определяющих потери на излучение и теплопроводность, а третий есть просто отношение удельных теплоемкостей, которое мы будем считать постоянным.

Если нагрев среды таков, что приток энергии на грамм вещества в секунду не зависит от температуры и плотности, а охлаждение среды определяется объемными потерями на излучение (1.5), то параметр α зависит только от температуры и есть логарифмическая производная функции лучистого охлаждения

$$\alpha(T) = \frac{d \ln L}{d \ln T}. \quad (4.2)$$

Параметр β характеризует относительную роль теплопроводности. Если

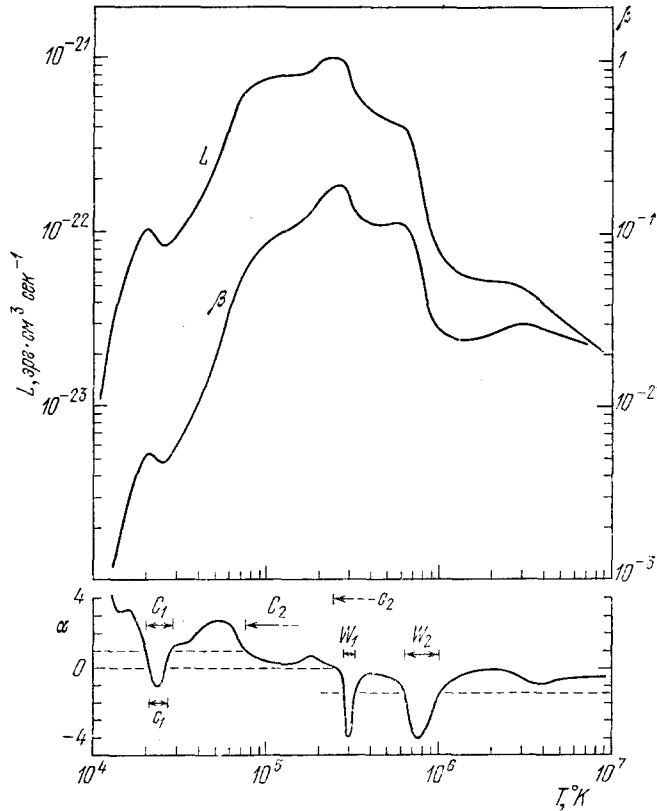


Рис. 8. Функция лучистого охлаждения $L(T)$ в $\text{эрг} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$, вычисленная Коксом и Такером¹⁵⁸.

Зависящие от температуры безразмерные параметры среды α и β . Области неустойчивости различных мод тепловой неустойчивости.

теплопроводность определяется свободными электронами, т. е. $\kappa_e \simeq \kappa_0 T^{5/2}$, то

$$\beta(T) = \frac{(\gamma - 1)^2}{\gamma} \frac{\mu \kappa_0}{R^3} \sqrt{T} L(T) \quad (4.3)$$

также зависит только от температуры; здесь μ есть эффективный молекулярный вес (для плазмы с космическим обилием элементов $\mu \simeq 1,44 m_H$), R — постоянная Больцмана и $\kappa_0 \simeq 1,45 \cdot 10^{-6}$.

Для плазмы с космическим обилием элементов функция лучистого охлаждения $L(T)$ вычислена Коксом и Такером¹⁵⁸ и показана на рис. 8 вместе с функциями $\alpha(T)$ и $\beta(T)$. При вычислении β по формуле (4.3)

принято $\gamma = 5/3$. На рис. 8 также показаны области температуры, в которых могут оказаться неустойчивыми возмущения следующих типов: 1) *Изобарические* возмущения, т. е. возмущения, для которых $p = \text{const}$. Им соответствуют две области: C_1 и C_2 , в которых $\alpha < 1$. Это так называемая конденсационная мода тепловой неустойчивости. 2) *Адиабатические* возмущения (с постоянной энтропией) неустойчивы в областях W_1 и W_2 , где $\alpha < -3/2$. Эта мода тепловой неустойчивости называется *звуковой* или *волновой*. 3) *Изохорические* ($n = \text{const}$) возмущения неустойчивы в областях c_1 и c_2 , где $\alpha < 0$ (см. ¹⁵²).

Введем вместо характерных значений волновых чисел (Φ , 16) соответствующие им значения толщи вещества:

$$\xi_p = \frac{n}{k_p} = \frac{\gamma^{1/2}}{\gamma-1} \frac{R^{3/2}}{\mu^{1/2}} \frac{T^{3/2}}{L(T)}, \quad (4.4)$$

$$\xi_T = \frac{n}{k_T} = \alpha^{-1} \xi_p, \quad \xi_n = \frac{n}{k_n} = \beta \xi_p.$$

Тепловая неустойчивость стабилизируется теплопроводностью в масштабах, меньших критического значения (Φ , 26) толщи вещества:

$$\xi_c = \xi_p \beta^{1/2} (1 - \alpha)^{-1/2} \quad (4.5a)$$

и

$$\xi_c = \xi_p \beta^{1/2} \left(-\alpha - \frac{1}{\gamma-1} \right)^{-1/2} \quad (4.5b)$$

для конденсационной и звуковой мод соответственно. Эти значения толщи также зависят только от температуры и показаны на рис. 9.

Как и выше, будем рассматривать одномерные равновесные распределения температуры T (ξ), создаваемые тем или иным механизмом нагрева солнечной плазмы при наличии объемного охлаждения излучением. Будем сравнивать характерные значения толщи

$$\delta \xi(T) = \frac{d\xi(T)}{d \ln T}, \quad (4.6)$$

на которых существенно меняется температура вдоль такого профиля, с критическими значениями толщи (4.5) для возмущений в однородной среде. В качестве примера на рис. 9 показаны пунктирными линиями характерные значения толщи для профилей температуры, соответствующих стационарному нагреву хромосферы тепловым потоком в двух предельных случаях $p = \text{const}$ и $n = \text{const}$ ⁴¹. В каждой точке такого профиля температуры имеет место баланс нагрева тепловым потоком и потерь на излучение. Из рис. 9 видно, что в обоих предельных случаях профили температуры устойчивы по отношению к возмущениям, масштаб которых меньше $\delta \xi$. Что же касается масштабов, больших или сравнимых с $\delta \xi$, то для них приближение однородной среды неприменимо.

Наибольшей скорости роста тепловой неустойчивости соответствуют характерные значения толщи (Φ , 46):

$$\xi_m = \left[\frac{(1-\alpha)^2}{\gamma^2} + \frac{\alpha(1-\alpha)}{\gamma} \right]^{-1/4} (\xi_p \xi_c)^{1/2} \quad (4.7a)$$

и

$$\xi_m = \left| \frac{\alpha-1}{\gamma} \right|^{-1/2} (\xi_p \xi_c)^{1/2} \quad (4.7b)$$

для конденсационной и звуковой мод, соответственно, и также показаны на рис. 9.

В задаче о сильном взрыве в однородной атмосфере¹⁴⁹ температура за фронтом ударной волны в начальные моменты времени очень высока: 10^6 — 10^8 °К. Вследствие высокой теплопроводности тепловая неустойчивость могла бы проявиться здесь только в очень больших масштабах толщи: $\delta\xi > \xi_c$ на рис. 9. Но сжатие (конденсация) вещества в таких масштабах требует значительного времени $t_g \simeq \delta\xi/nV_S$, где V_S есть скорость

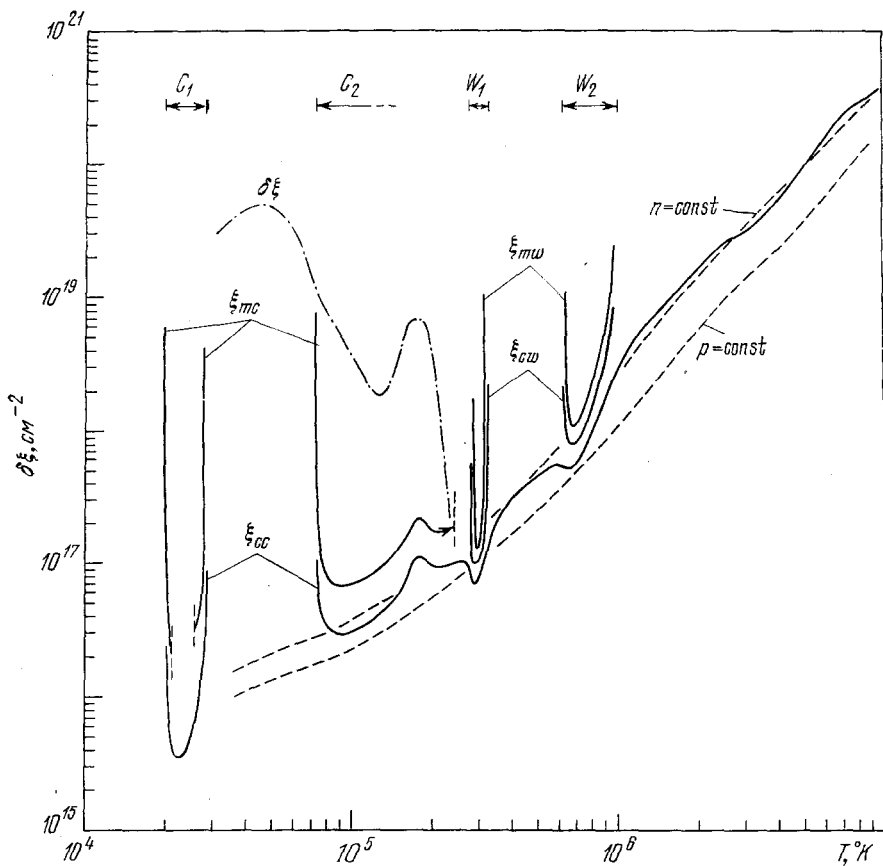


Рис. 9. Масштабы возмущений конденсационного ξ_{cc} и звукового ξ_{scw} типов, стабилизируемые теплопроводностью (см. (4.5)), а также масштабы возмущений, обладающих наибольшей скоростью роста, ξ_{mc} и ξ_{mw} (см. (4.7)).

Штриховыми линиями показаны характерные значения толщи для профилей температур при стационарном нагреве хромосферы тепловым потоком⁴¹ в двух предельных случаях: $p = \text{const}$ и $n = \text{const}$. Штрих-пунктирной кривой обозначены характерные значения толщи для профиля температуры, представленного на рис. 10.

звука за фронтом ударной волны. С расширением сферы сильного взрыва происходит падение температуры за фронтом ударной волны, уменьшаются допустимый масштаб толщи и характерное время сжатия, а скорость лучистого охлаждения растет по мере приближения к максимуму функции $L(T)$ (см. рис. 8). Поэтому, начиная с некоторого момента времени, вещество за фронтом ударной волны конденсируется в холодные плотные слои.

В связи с солнечными вспышками первыми обратили внимание на возможность тепловой неустойчивости за фронтом сильной ударной волны авторы работы¹⁴⁹. В условиях солнечных вспышек тепловая неустойчивость может развиваться за очень короткие времена: 10^{-1} — 10^{-2} сек, как это будет показано ниже. Вейманн¹⁵³ еще в 1960 г.

рассматривал стационарный нагрев хромосферы звезд ударными волнами и первым указал правильный критерий конденсационной тепловой неустойчивости. Костюк и Пикельнер¹⁴⁶ сформулировали задачу о формировании и распространении ударной волны при длительном (≈ 100 сек) стационарном нагреве хромосферы пучком энергичных электронов со степенным спектром. Рассматривалась одномерная система уравнений газодинамики с теплопроводностью электронов и нейтралов, ионной вязкостью¹⁴⁷ и лучистым охлаждением. Однако в процедуре численного счета не была предусмотрена возможность появления и быстрого развития тепловой неустойчивости. Предполагалось, что в задаче нет характерных времен меньших, чем 1 сек (шаг счета). Исходя из этого, не рассматривалась, в частности, возможность отрыва электронной температуры от ионной. В целом газодинамическая картина солнечной вспышки более сложна по сравнению с рассмотренной в работах^{146, 147} по целому ряду причин. Во-первых, как показывают современные наблюдения (например, ^{105, 106, 123, 138, 139}), инжекция энергичных электронов в хромосферу носит характер последовательных коротких (несколько секунд) импульсов, частично перекрывающихся во времени, что при плохом временном разрешении создавало иллюзию непрерывности. Этим импульсам соответствуют различные точки на хромосфере. Во-вторых, длительный квазистационарный нагрев хромосферы, например, во вспышечных лентах, обусловлен, по-видимому, не энергичными частицами, а потоками тепла из области перезамыкания магнитного поля и также происходит вдоль различных силовых линий. Об этом свидетельствует, например, движение вспышечных лент в противоположные стороны от нулевой линии фотосферного магнитного поля. В-третьих, при вспышечном нагреве хромосферы тепловая неустойчивость может начаться до момента появления ударной волны и существенно повлиять на газодинамическую картину вспышки.

в) О тепловой неустойчивости горячей
вспышечной плазмы до формирования
ударной волны

Горячая ($T > 2 \cdot 10^4$ °К) вспышечная плазма обычно практически прозрачна для собственного излучения. Охлаждение плазмы излучением носит объемный характер. Во время вспышечного нагрева оно ограничивает рост температуры и приводит к образованию квазиравновесных распределений температуры и плотности, вообще говоря, неустойчивых по отношению к возмущениям теплового или механического равновесия.

Рассмотрим в качестве примера нагрев хромосферы ускоренными во вспышке электронами со степенным спектром (3.2). Мощность, выделяемая пучком электронов в результате кулоновских потерь в плазме с концентрацией n (с) см⁻³, распределена по толще ξ см⁻² по формуле (1.4), в которой функция P (ξ) в общем случае выражается через гипергеометрические функции Гаусса (см. формулу (12) в⁶⁴). Пусть, для определенности, показатель дифференциального спектра потока частиц $\gamma = 3$, т. е. спектр является жестким, и верхняя граница спектра $E_2 = \infty$. Тогда

$$P(\xi) = \Pi \left(\frac{\xi}{\xi_1} \right)^{-3/2} \Lambda \left(\frac{\xi}{\xi_1} \right), \quad (4.8)$$

где постоянная $\Pi = aF_0/2E_1^2$, $\xi_1 = E_1^2/2a$ есть характерная толщина, на которой теряет свою энергию электрон с начальной энергией E_1 , и

$$\Lambda \left(\frac{\xi}{\xi_1} \right) = \begin{cases} (\pi/2) - \arctg \sqrt{(\xi_1/\xi) - 1} - (\xi/\xi_1) \sqrt{(\xi_1/\xi) - 1} & \text{при } \xi \leq \xi_1, \\ \frac{\pi}{2} & \text{при } \xi > \xi_1. \end{cases} \quad (4.9)$$

Будем предполагать граничный поток энергии достаточно большим, чтобы за время нагрева

$$t_h(T(\xi)) = \frac{3k [T(\xi) - T_\infty(\xi)]}{P(\xi)} \quad (4.10)$$

не успевало измениться начальное распределение плотности $n_\infty(\xi)$. Иными словами, t_h много меньше характерного газодинамического времени

$$t_g(T(\xi)) = \frac{\delta \xi}{n(\xi) V_S(T(\xi))}; \quad (4.11)$$

здесь $\delta\xi$ — характерная толща (4.6), на которой существенно изменяется температура, а V_S есть скорость звука для температуры в соответствующей точке ξ .

Кроме того, будем предполагать, что теплопроводность также не влияет на установление равновесного распределения температуры $T(\xi)$,

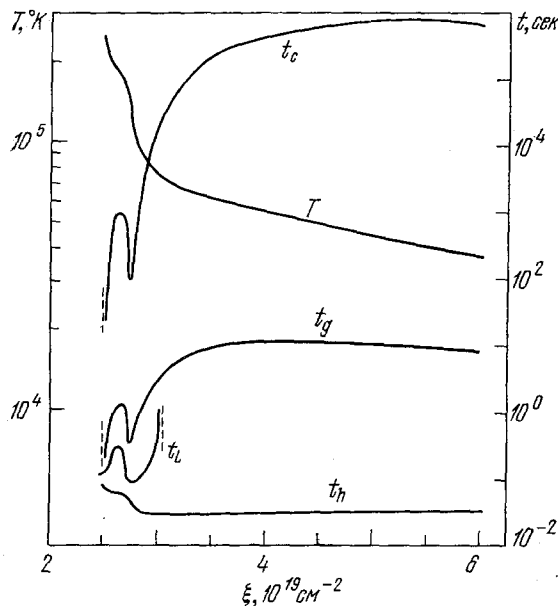


Рис. 10. Распределение температуры T по толще ξ (см^{-2}) в глубину хромосферы, когда нагрев энергичными электронами ($\gamma = 3$, $F_0 = 10^{11} \text{ эрг} \times \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}$, $E_1 = 10 \text{ кэв}$, $E_2 = \infty$) уравновешен лучистым охлаждением.

Характерное время нагрева — t_h , время развития тепловой неустойчивости t_L в режиме $p = \text{const}$, время стабилизации неустойчивости теплопроводностью t_c и характерное газодинамическое время t_g .

Охлаждение излучением способно уравновесить нагрев электронами только достаточно глубоко в хромосфере, а именно при $\xi > \xi_m$, где наименьшее значение ξ определяется очевидным условием

$$L_M n_\infty(\xi_m) = P(\xi_m), \quad (4.14)$$

с $L_M \equiv \max L(T) = L(2,5 \cdot 10^5 \text{ К}) \simeq 1,05 \cdot 10^{-21} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 \text{сек}^{-1}$. Равновесное распределение температуры, соответствующее нагреву электронами с параметрами спектра $F_0 = 10^{11} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}$, $E_1 = 10 \text{ кэв}$, $E_2 = \infty$, $\gamma = 3$ показано на рис. 10 вместе с характерными временами (4.10) — (4.12). Для простоты реальное распределение плотности в интересующей нас области хромосферы заменено экспоненциальным с масштабом высоты $h_0 = 200 \text{ км}$:

$$n_\infty(\xi) = h_0^{-1} \xi (\text{см}^{-3}). \quad (4.15)$$

Вычисленному равновесному распределению температуры $T(\xi)$ соответствуют характерные значения толщ $\delta\xi$ (4.6), которые характеризуют масштаб неоднородности температурного профиля и показаны на рис. 9 штрих-пунктирной линией. Очевидно, что в области температур от $8 \cdot 10^4$ до $2 \cdot 10^5 \text{ К}$ равновесное распределение температуры является практиче-

т. е. время нагрева много меньше характерного времени теплопроводности

$$t_c(T(\xi)) = \frac{3k(\delta\xi)^2}{n(\xi)\kappa(T(\xi))}; \quad (4.12)$$

здесь $\kappa(T)$ есть электронная теплопроводность, поскольку в интересующей нас области температур $T \gg 2 \cdot 10^4 \text{ К}$ и концентраций $n < 10^{15} \text{ см}^{-3}$ водород практически полностью ионизован.

В указанных предположениях возможно установление квазиравновесного распределения температуры, которое определяется равенством нагрева энергичными электронами (4.8) и объемного охлаждения излучением

$$\Pi \left(\frac{\xi}{\xi_1} \right)^{-3/2} \Lambda \left(\frac{\xi}{\xi_1} \right) = n_c L(T(\xi)); \quad (4.13)$$

здесь мы пренебрегли источником нагрева $\mathcal{P}_\infty(T_\infty, n_\infty)$, поддерживающим исходное распределение температуры в спокойной хромосфере (ср. с уравнениями (2.1) и (3.21)).

ски однородным по отношению к возмущениям, имеющим наибольшую скорость роста, т. е. возмущениям с характерной толщиной вещества ξ_{mc} (4.7а). Поэтому в этой области температур можно воспользоваться результатами линейной теории тепловой неустойчивости в однородной среде. Например, пренебрегая теплопроводностью и рассматривая газодинамическое сжатие в режиме постоянного давления, можно написать для характерного времени развития конденсационной моды простую формулу:

$$t_L(p = \text{const}) = \frac{5kT\eta_0}{(1-\alpha)L(T)\xi} \quad (3.16)$$

Поскольку $\xi_{mc} \ll \delta\xi$, здесь, разумеется, нет противоречия между изобарическим сжатием возмущений—конденсаций и изохорическим нагревом до равновесной температуры. В согласии с общей линейной теорией¹⁵⁴ образование конденсаций начинается в области температур, где $\alpha < 1$, чему на кривой Кокса и Такера (рис. 8) соответствуют температуры $T \geq 7,4 \cdot 10^4$ °К. Для сравнения с другими характерными временами t_L как функция толщи ξ показано на рис. 10.

Рис. 10 показывает, что время нагрева хромосферы до равновесной температуры меньше характерного времени неустойчивости, которое в свою очередь меньше или сравнимо с газодинамическим временем. Поэтому неустойчивость может начаться до или одновременно с формированием ударной волны. И в этом отношении рассматриваемая здесь картина отличается от ситуации, когда нагрев и сжатие среды, приводящие к неустойчивости, обусловлены прохождением сильной ударной волны^{149, 151}. Рис. 10 показывает также, что теплопроводность не успевает стабилизировать тепловую неустойчивость.

В условиях вспышечного нагрева хромосферы тепловая неустойчивость существенно влияет на газодинамическую картину вспышки также и потому, что тепловая неустойчивость может развиваться за характерное время, определяемое лучистым охлаждением, и меньше, чем характерное газодинамическое время. В рассмотренном примере характерное время конденсационной моды меньше или сравнимо с характерным газодинамическим временем, что и обеспечивает конденсацию вещества, охлаждаемого излучением, в режиме, близком к $p = \text{const}$. В результате при нагреве хромосферы достаточно мощным пучком энергичных электронов должны возникать, по крайней мере в начале процесса, плотные холодные слои или волокна, присутствие которых будет влиять на характер оптического излучения вспышки. Итак, неизбежным следствием достаточно мощного выделения энергии в атмосфере Солнца являются быстрые газодинамические течения и ударные волны. Эти процессы идут при наличии сильного охлаждения излучением, что приводит к тепловой неустойчивости — образованию плотных холодных слоев газа, оказывающих влияние на газодинамическую картину вспышки и, особенно, на ее излучение. Самосогласованное рассмотрение этих явлений требует совместного решения уравнений газодинамики, лучистого переноса и ионизационного равновесия, например, в приближении, описанном в¹⁵⁹.

5. НАГРЕВ СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ ИЗЛУЧЕНИЕМ ГОРЯЧЕЙ ОБЛАСТИ ВСПЫШКИ

а) Специфика нагрева излучением

В мягком рентгеновском и ультрафиолетовом излучении горячей вспышечной области заключена подавляющая часть (от 90 до 99%) полной энергии излучения вспышки. Большая часть излучения горячей области уходит из нее в межпланетное пространство. Частично поглощаясь в са-

мом источнике и на пути распространения, это излучение достигает ионосферы Земли, где вызывает быстрый подъем ионизации, наблюдаемый, например, по дрейфу частоты отраженных радиоволн^{137, 160}.

Ниже нас будет интересовать то излучение горячей вспышечной области, которое не выходит из атмосферы Солнца, а поглощается в ней, вызывая дополнительную ионизацию и в конечном счете нагрев. Так, значительная часть излучения поглощается в хромосфере непосредственно под горячей областью и в ближайшей окрестности. Это излучение может изменить структуру вспышечного переходного слоя, увеличить оптическое излучение вспышки.

Важная особенность лучистого переноса энергии состоит в том, что излучение выходит из горячей области изотропно, а не вдоль трубок магнитных силовых линий, как тепловые потоки и энергичные частицы. Поэтому представляется вероятным, что энергичные частицы и тепловые потоки порождают вспышечные ядра, узелки, ленты и другие яркие компактные образования внутри менее ярких и диффузных областей (гало), нагреваемых излучением горячей области. Эффективность лучистого нагрева, очевидно, сильно зависит от геометрии высокотемпературной области, особенно от ее высоты.

В отличие от ударных и тепловых волн, а также нерелятивистских частиц лучистый перенос энергии не вносит дополнительного (по отношению к скорости света) временного запаздывания. Поэтому лучистый перенос энергии заведомо не противоречит наблюдаемой одновременности явлений, происходящих во время вспышки на разных высотах (см., например,^{54, 123}).

Наконец, и это главное, излучение горячей вспышечной области обладает высокой проникающей способностью. Если принять, следуя табл. I в⁴⁶, в области формирования вспышечного H_{α} излучения концентрацию водорода равной $n_H = 5 \cdot 10^{13} - 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (в спокойной хромосфере $^{136} H_{\alpha}$ излучение формируется в области водородных концентраций $n_H \approx 7 \cdot 10^{11} - 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; см. рис. 5), что соответствует толще $\xi \approx 7 \cdot 10^{20} - 2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$, то для проникновения в эту область нужны (см. табл. III) электроны с энергиями $E_e = 70 - 300 \text{ кэВ}$, или протоны с энергиями $E_p = 4 - 20 \text{ МэВ}$, или рентгеновские лучи с энергиями лишь $E_x = 0,4 - 1,8 \text{ кэВ}$, или ультрафиолетовые лучи в области $\lambda > 912 \text{ \AA}$ (см. рис. 2 в¹⁶¹).

б) Рентгеновский нагрев атмосферы Солнца

В том, что рентгеновское излучение может дать заметный нагрев оптической области вспышки, можно легко убедиться, не прибегая к модельным расчетам^{45, 78}, выполненным для теплового рентгеновского излучения с элементарными спектрами (2.5).

Рассмотрим в качестве примера большую вспышку 7 августа 1972 г. в 1515 UT. Во время максимума этой вспышки самый мягкий канал 8—20 \AA рентгеновских датчиков на спутниках «Solrad» 9 и 10 был в насыщении¹⁶². Это значит, что поток энергии рентгеновских квантов в диапазоне 0,6—1,5 кэВ превышал $1 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ у Земли. Следовательно, мощность рентгеновского источника на Солнце была не меньше $3 \cdot 10^{27} \text{ эрг} \cdot \text{сек}^{-1}$ в указанном диапазоне. Если предположить, что около 1/3 этого излучения поглощается в хромосфере, то при площади вспышки примерно $3 \cdot 10^{19} \text{ см}^2$ плотность потока энергии рентгеновских лучей, направленных в хромосферу, составляла не менее $3 \cdot 10^7 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$. Ослабляясь приблизительно в e раз на пути распространения, этот поток мог создать плотность H_{α} излучения до $10^7 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$, т. е. приблизительно такую же, как теплопроводность внутри вспышечных ядер при $T_0 = 3 \cdot 10^7 \text{ }^\circ\text{К}$.

Расчеты поглощения теплового рентгеновского излучения в атмосфере Солнца^{78, 45} выявили некоторые интересные особенности.

Во-первых, до 30% рентгеновского излучения вспышки, причем самого мягкого, может быть поглощено в источнике излучения. Следовательно, непрозрачность рентгеновского источника в области самых мягких квантов может оказаться существенной при интерпретации наблюдаемых спектров.

Во-вторых, излучение элементарных трубок с граничной температурой $T_0 < 10^7$ °К поглощается в основном выше области, где формируется вспышечное H_α -излучение. Следует оговориться, что в определении параметров этой области неопределенность слишком велика. Не исключено, что H_α -вспышка образуется в хромосфере выше, чем предполагалось здесь.

В-третьих, лишь незначительная часть ($\leq 1\%$) направленного вниз потока энергии рентгеновского излучения может достигнуть фотосферы даже в случае столь высоких граничных температур, как $5 \cdot 10^7$ °К.

Наконец, и это наиболее существенно, около 30% рентгеновского потока поглощается в области H_α -вспышки, если $10^7 \leq T_0 \leq 3 \cdot 10^7$ °К. При этом, чем выше граничная температура T_0 , тем большая часть ($\geq 30\%$ при $T_0 \geq 3 \cdot 10^7$ °К) потока рентгеновской энергии проникает в область хромосферы с концентрацией водорода $n_H \geq 2 \cdot 10^{15}$, где, вероятно, формируется непрерывное оптическое излучение во время белых вспышек. Поэтому при построении моделей белых вспышек, быть может, необходимо принимать во внимание рентгеновский механизм нагрева источника белого континуума.

В связи с рентгеновским нагревом уместно также обсудить вопрос о том, как из наблюдений найти такой важный параметр вспышки, как поток энергии F_0 во вспышечных ядрах.

Можно попытаться ответить на этот вопрос, рассматривая простейшие модельные ситуации. Например, если из наблюдений жестких рентгеновских всплесков известна мощность \mathcal{F} пучка энергичных электронов, то в предположении, что эти электроны являются главным источником нагрева вспышечной плазмы, можно оценить граничный поток энергии как $F_0 = \mathcal{F}/S_1$. Здесь S_1 есть площадь вспышечных ядер, которая согласно наблюдениям^{54, 79, 80} много меньше полной площади вспышки — площади вспышечного гало S_2 . Зная F_0 , можно, например, вычислить нагрев вспышечного гало рентгеновскими лучами, как это делалось в^{45, 78}. Однако полная мощность тепловых электронов \mathcal{F} обычно неизвестна, поскольку неизвестна нижняя граница E_1 их энергетического спектра. Поэтому, в принципе, можно рассмотреть обратную задачу, а именно, предполагая, что H_α -излучение в гало обусловлено рентгеновским нагревом, оценить необходимую мощность рентгеновского источника и оценить граничный поток энергии, необходимый для существования такого источника.

Итак, граничный поток энергии F_0 можно оценить, если предположить, что диффузное гало оптической вспышки нагревается рентгеновским излучением горячей области. Однако следует иметь в виду, что сравнимый, если не больший, вклад в нагрев верхней хромосферы может дать ультрафиолетовое излучение в области лаймановского континуума ($\lambda \leq 912$ Å), которое формируется во вспышечном переходном слое.

Существует еще несколько возможностей в определении граничного потока энергии F_0 во вспышечных ядрах, где наблюдается наибольшая мощность освобождения энергии. Например, можно оценить F_0 по известным температуре T_0 и концентрации n_0 в высокотемпературной области, если предположить постоянство давления или постоянство плотности вдоль магнитных трубок, по которым энергия поступает во вспышечные ядра. Другой способ оценить граничный поток энергии состоит в том, что в качестве исходной можно взять наблюдаемую интенсивность H_α -излучения во вспышечных ядрах $F(H_\alpha)$. При этом $F_0 \approx 10^2 F(H_\alpha)$, если нагрев теплопроводный, или $F_0 \approx (10-30) F(H_\alpha)$ при нагреве энергичными электронами (см. табл. II).

Все перечисленные выше способы оценки граничного потока энергии являются, однако, косвенными и неточными. Более непосредственно и аккуратно можно найти граничный поток энергии во вспышечных ядрах, если сначала определить нижнюю границу E_1 энергетического спектра ускоренных электронов, поскольку именно они, по-видимому, являются главным источником нагрева в ядрах. Для этого необходимо вычисляемую с помощью формулы (3.12) или (3.13) по данным о спектре жесткого рентгеновского излучения мощность энергичных электронов $\mathcal{F}(E > E_1)$ рассматривать как функцию E_1 и приравнять ее к полной мощности излучения во вспышечных ядрах. Особенно важна здесь импульсивная составляющая ультрафиолетового, мягкого рентгеновского и оптического непрерывного (если оно наблюдается) излучений, поскольку в них наблюдаемая мощность максимальна.

в) Нагрев ультрафиолетовым излучением вспышки

В ультрафиолетовом излучении вспышки содержится энергия почти на порядок большая, чем в ее рентгеновском излучении¹⁶³. Поэтому во время больших вспышек поток энергии ультрафиолетового излучения может достигать нескольких $\text{эрг см}^{-2}\text{сек}^{-1}$ у Земли^{137, 164} и, соответственно, около $10^8 \text{ эрг см}^2\text{сек}^{-1}$ в глубь хромосферы. Если предположить, что поглощение ультрафиолетового излучения в хромосфере определяется таким же эффективным сечением, что и в межзвездном газе с обычным составом и температурой (см. рис. 2 в¹⁶¹), то по характеру поглощения выделяются две области длин волн. Ультрафиолетовое излучение в области лаймановского континуума $\lambda \leq 912 \text{ \AA}$ поглощается в основном в самой верхней хромосфере при $\xi \geq 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Наоборот, излучение с $\lambda < 912 \text{ \AA}$ проходит глубоко в хромосферу и поглощается главным образом при $\xi \geq 2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$, т. е. в области, где концентрация водорода $n_H \geq 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (табл. III).

В максимуме белой вспышки 12 марта 1969 г. поток энергии ультрафиолетового излучения в полосе 760—1030 \AA был около $4 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2}\text{сек}^{-1}$ у Земли¹⁶⁴, что соответствует мощности не меньше $10^{28} \text{ эрг сек}^{-1}$ в указанной полосе или $5 \cdot 10^{27} \text{ эрг} \cdot \text{сек}^{-1}$ в полосе 912—1030 \AA . Предположим, что почти все это излучение формируется во вспышечном переходном слое внутри вспышечных ядер. Таких ядер во вспышке 12 марта 1969 г. три и они хорошо видны как в H_α , так и в оптическом континууме (см. рис. 4 в¹³⁷). Если принять площадь ядер $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^2$, то поток излучения в полосе 912—1030 \AA в область хромосферы с концентрацией $n_H > 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ будет примерно $6 \cdot 10^9 \text{ эрг см}^{-2}\text{сек}^{-1}$, т. е. не на много меньше, чем поток, необходимый для создания непрерывного оптического излучения. Вероятно, для объяснения белой вспышки необходимо принимать во внимание все ультрафиолетовое излучение с длиной волны $\lambda > 912 \text{ \AA}$. При этом непрерывное оптическое излучение будет формироваться на значительном интервале глубин в хромосфере: многие слои хромосферы, каждый со своей температурой и доминирующим механизмом непрозрачности, дают в этом случае вклад в белый континуум.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Задача исследования чрезвычайно сложного и разветвленного процесса солнечной вспышки довольно естественным образом делится на две части, которые условно можно было бы назвать внутренней и внешней задачами. Первая из них относится к исследованию первичного физиче-

ского процесса, в результате которого за короткое время в несколько десятков секунд выделяется огромная энергия в форме мощных гидродинамических движений, потоков ускоренных частиц, потоков тепла и излучения. Этот процесс, очевидно, является основным для понимания вспышки, и его исследование является важнейшей задачей теории. Однако сведения об этом процессе получаются очень непрямым путем, главным образом по тем довольно далеким следствиям, которые он вызывает в атмосфере Солнца, в межпланетной среде и на Земле. Кроме того, эти вторичные эффекты сами по себе имеют большое значение для астрофизики, физики межпланетного пространства и геофизики. Поэтому очень важную роль играет вторая — внешняя задача. Ее главной целью является исследование производимых вспышками вторичных эффектов. Основные из них связаны с откликом солнечной атмосферы на те потоки энергии, которые возникают в первичном процессе вспышки.

Изучение вспышечных механизмов нагрева и других вторичных процессов в хромосфере и короне, в принципе, дает возможность получить детальную информацию о первичном процессе вспышки. Эта задача сложна и не всегда однозначна. Тем не менее уже сейчас имеется ряд важных результатов, которые существенно углубляют наши сведения о процессе вспышки, а в некоторых отношениях заставляют по-новому взглянуть на это явление. К таким результатам относятся следующие.

Прежде всего, выяснилось, что традиционное представление вспышки, как уярчения (в основном, в водородной линии H_{α}) части хромосферы, относится лишь к одному из далеких следствий первичного физического процесса.

В связи с этим следует подчеркнуть два обстоятельства, которые существенно изменяют прежние представления о вспышке.

Во-первых, энергетически излучение в линии H_{α} составляет лишь проценты от полной мощности вспышки и в этом отношении не является достаточно адекватной характеристикой вспышки, как источника возмущений на Солнце, в межпланетной среде и на Земле. Подавляющая часть энергии выделяется в форме гидродинамических движений и ускоренных частиц, а также в ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах спектра.

Во-вторых, вспышка, если иметь в виду ее главный процесс, представляет собой специфически корональное, а не хромосферное явление. Это следует уже из большой относительной роли ультрафиолетового и рентгеновского излучений. В этом отношении не очень удачным представляется и сам термин хромосферная вспышка, который обычно используется для всего явления в целом.

Помимо этих общих выводов качественного характера, исследование «внешней» задачи уже сейчас дает возможность определить такие важные параметры первичного процесса, как полный поток энергии, идущей на нагрев солнечной атмосферы, его долю, обусловленную энергичными частицами и излучением, роль быстрых движений и ударных волн, пространственно-временную структуру вспышек и т. д.

Есть все основания надеяться, что дальнейшие исследования перечисленных каналов, по которым энергия первичного процесса вспышки поступает в атмосферу Солнца, и анализ сопутствующих физических процессов позволят не только систематизировать огромный накопленный материал наблюдений, но и пролить новый свет на это удивительное явление природы.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. A. M. Ellison, *The Sun and Its Influence*, Lnd., Routledge, 1955.
2. C. de Jager, *Structure and Dynamics of the Solar Atmosphere*, Handb. Phys., Bd. 52, Berlin, Springer-Verlag, 1959. S. 80.
3. H. J. Smith, E. P. Smith, *Solar Flares*, N.Y., Macmillan — Lnd., Collier-Macmillan, 1963.
4. A. B. Severny, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **2**, 363 (1964).
5. Z. Svestka, *Solar Flare*, Dordrecht, D. Reidel, 1976.
6. *Collected Data Reports on August 1972 Solar — Terrestrial Events*, v. 1—3, Ed. H. E. Coffey, World Data Center A, Rept. UAG-28, 1973.
7. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский. Происхождение космических лучей. «Наука», М., 1963. См. также исправленное и дополненное англ. издание: V. L. Ginzburg and S. I. Syrovatskii, *The Origin of Cosmic Rays*, Pergamon Press, 1964.
8. С. И. Сыроватский, *Изв. АН СССР, сер. физ.* **39**, 359 (1975); в кн. Тр. VII Ленинградского Международного семинара «Корпускулярные потоки Солнца и радиационные пояса Земли и Юпитера», Ленинград, ЛИЯФ, 1975, стр. 63.
9. Нейтральные токовые слои в плазме, Тр. ФИАН СССР **74** (1974).
10. С. И. Сыроватский, *ibid.*, стр. 3.
11. С. В. Буланов, С. И. Сыроватский, *ibid.*, стр. 88.
12. Б. Б. Кадомцев, *Физ. плазмы* **1**, 710 (1975).
13. А. А. Гадеев, Л. М. Зеленый, *ЖЭТФ* **69**, 882 (1975).
- 13а. С. Б. Пикельнер, В. Н. Цытович, *Астрон. ж.* **52**, 738 (1975).
14. V. Corpi, *Astrophys. J.* **195**, 545 (1975).
15. E. P. Priest, M. A. Raadu, *Solar Phys.* **43**, 177 (1975).
16. Н. И. Герлах, С. И. Сыроватский, *цит. в⁹ сборник*, стр. 73.
17. Б. В. Сомов, С. И. Сыроватский, *ibid.*, стр. 14.
18. J. C. Stevenson, *J. Plasma Phys.* **7**, 293 (1972).
19. S. Fukao, T. Tsuda, *ibid.* **9**, 409 (1973).
20. E. R. Priest, *Astrophys. J.* **181**, 227 (1973).
21. T. Yeh, M. Druyer, *ibid.* **182**, 301.
22. С. И. Сыроватский, А. Г. Франк, А. З. Ходжаев, *Письма ЖЭТФ* **15**, 138 (1972).
23. С. Ю. Богданов, Н. П. Токаревская, А. Г. Франк, А. З. Ходжаев, *Физ. плазмы* **1**, 133 (1975).
24. Г. В. Дрейден, А. Н. Зайдель, В. С. Марков, А. М. Мирзабеков, Г. В. Островская, Ю. И. Островский, Н. П. Токаревская, А. Г. Франк, А. З. Ходжаев и Н. Н. Шедова, *Письма ЖТФ* **1**, 141 (1975).
25. P. J. Baum, A. Bratenahl, R. S. White, *Phys. Fluids* **16**, 226 (1973).
26. P. J. Baum, A. Bratenahl, *J. Plasma Phys.* **11**, 93 (1974).
27. P. J. Baum, A. Bratenahl, *Laboratory Solar Flare Experiment. Report at the Flare Build-up Study Workshop, Falmouth, Cape Cod, Mass., U.S.A., September 8—11, 1975.*
28. N. Ohyaу, N. Kawashima, *J. Phys. Soc. Japan* **33**, 496 (1972).
29. N. Ohyaу, S. Okamura, N. Kawashima, *Phys. Fluids* **17**, 2009 (1974).
30. С. И. Сыроватский, *Письма Астрон. ж.* **2**, 35 (1976).
31. С. И. Сыроватский, *Вестн. АН СССР* № 3, 31 (1973).
32. P. A. Sweet, *Nuovo Cimento, Suppl. X*, 8, 188 (1958).
33. P. A. Sweet, in: *Stellar and Solar Magnetic Fields*, Ed. R. Lust, Amsterdam, North-Holland, 1965, p. 377.
34. S. I. Syrovatskii, in: *Solar-Terrestrial Physics 1970*, pt. 1, Dordrecht, D. Reidel, 1972, p. 119.
35. S. I. Syrovatskii, *Comm. Astrophys. and Space Phys.* **4**, 65 (1972).
36. С. И. Брагинский, в кн. *Вопросы теории плазмы* под ред. М. А. Леонтовича, т. 1, М., Госатомиздат, 1963, стр. 192.
37. В. Ф. Дьяченко, В. С. Имшенник, *Ж. ВММФ* **3**, 915 (1963).
38. А. А. Корчак и Ю. В. Платов, *Астрон. ж.* **45**, 1185 (1968).
39. J. L. Culhane, J. F. Vesecъ, K. J. H. Phillips, *Solar Phys.* **15**, 394 (1970).
40. S. I. Syrovatskii, O. P. Shmeleva, in: *Solar Terrestrial Relations. Proc. of the Conference held at the University of Calgary, Alberta, Canada, August 28-September 1, 1972*, p. 243.
41. O. P. Shmeleva, S. I. Syrovatskii, *Solar Phys.* **33**, 341 (1973).
42. О. П. Шмелева, С. И. Сыроватский, *Письма Астрон. ж.* **2**, 345 (1976).
43. A. T. Wood, Jr., R. W. Noyes, A. K. Dupree et al., *Solar Phys.* **24**, 169 (1972).

44. A. T. Wood, Jr., R. W. Noyes, *ibid.*, p. 180.
45. Б. В. Сомов, Тр. ФИАН СССР 88, 127 (1976).
46. Z. Svestka, *Solar Phys.* 31, 389 (1973).
47. D. M. Rust, Y. Nakagawa, W. M. Neupert, *ibid.* 41, 397 (1975).
48. S. W. Kahler, J. F. Meekins, R. W. Kreplin, C. S. Bowyer, *Astrophys. J.* 162, 293 (1970).
49. D. M. Horan, *Solar Phys.* 21, 188 (1971).
50. D. L. McKenzie, D. W. Dattlowe, L. E. Peterson, *Solar Phys.* 28, 175 (1973).
51. D. W. Dattlowe, H. S. Hudson, L. E. Peterson, *ibid.* 35, 193 (1974).
52. K. P. Dere, D. M. Horan, R. W. Kreplin, *ibid.* 36, 459.
53. M. Landini, B. C. Monsignor Fossi, R. Pallavicini, *ibid.* 44, 101 (1975).
54. Н. Зирин, К. Такака, *ibid.* 32, 173 (1973).
55. R. L. Moore, D. W. Dattlowe, *ibid.* 43, 189 (1975).
56. F. M. Strauss, M. D. Paragiannis, *Astrophys. J.* 164, 369 (1971).
57. Ю. Н. Старбунов и Ю. Б. Чариков, в кн. Тр. IV Ленинградского Международного семинара «Единообразие ускорения частиц в различных масштабах космоса», Ленинград, ЛИЯФ, 1972, стр. 145.
58. W. T. Zamen, L. W. Acton, *Solar Phys.* 36, 139 (1974).
59. K. A. Anderson, S. R. Kane, R. P. Lin, in: Proc. of 3rd Leningrad International Seminar on Particle Acceleration on the Sun (Leningrad, 1970), Moscow, Moscow Univ. Press, 1971, p. 269.
60. J. C. Brown, *Solar Phys.* 18, 489 (1971).
61. S. R. Kane, R. F. Donnelly, *Astrophys. J.* 164, 451 (1971).
62. R. P. Lin, H. S. Hudson, *Solar Phys.* 17, 412 (1971).
63. Н. Зирин, G. Pruss, J. Vorpahl, *ibid.* 19, 463.
64. С. И. Сыроватский, О. П. Шмелева, *Астрон. ж.* 49, 334 (1972) (*Soviet Astronomy-AJ* 16, 273 (1972)).
65. D. M. Dattlowe, M. J. Elcan, H. S. Hudson, *Solar Phys.* 39, 155 (1974).
66. R. F. Donnelly, A. T. Wood, Jr., R. W. Noyes, *ibid.* 29, 107.
67. D. M. Horan, K. P. Dere, R. W. Kreplin, *Space Res.* 14, 441 (1974).
68. J. R. H. Herring, I. J. D. Craig, *Solar Phys.* 28, 169 (1973).
69. I. J. D. Craig, *ibid.* 31, 197.
70. W. M. Neupert, M. Swartz, S. O. Kastner, *ibid.*, p. 171.
71. W. M. Neupert, R. J. Thomas, R. D. Chapman, *ibid.* 34, 349 (1974).
72. K. J. Phillips, W. M. Neupert, R. J. Thomas, *ibid.* 36, 383.
- 72a. Yu. I. Grineva, V. I. Karev, V. V. Korneev, V. V. Krutov, S. L. Mandel'stam, U. I. Safronova, A. M. Urnov, L. A. Vainstein, I. A. Zhitnik, *Space Res.* 15, 637 (1975).
73. K. G. Widing, Ch.-Ch. Cheng, *Astrophys. J.* 194, L111 (1974).
74. Ch.-Ch. Cheng, K. G. Widing, *ibid.* 201, 735 (1975).
75. K. G. Widing, in: *Solar Gamma-, X-, and EUV Radiation*, Ed. S. R. Kane, Dordrecht — Boston, D. Reidel, 1975, p. 153.
76. J. A. Vorpahl, E. G. Gibson, P. B. Landecker, D. L. McKenzie, J. H. Underwood, *Solar Phys.* 45, 199 (1975).
77. J. A. Vorpahl, *Astrophys. J.* 205, 868 (1976).
- 77a. I. P. Tindo, S. L. Mandel'stam, A. I. Shuryghin, *Solar Phys.* 32, 469 (1973).
78. B. V. Somov, *Solar Phys.* 42, 235 (1975).
79. J. Vorpahl, H. Zirin, *ibid.* 41, 285 (1970).
80. J. A. Vorpahl, *ibid.* 26, 397 (1972).
81. L. D. de Feiter, *Space Sci. Rev.* 16, 3 (1974).
82. R. P. Lin, *ibid.*, p. 189.
83. Z. Svestka, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* 10, 1 (1972).
84. А. А. Корчак, *Астрон. ж.* 44, 328 (1967) (*Soviet Astronomy-AJ* 11, 258 (1967)).
85. А. А. Корчак, *Solar Phys.* 18, 284 (1971).
86. S. S. Holt, T. L. Cline, *Astrophys. J.* 154, 1027 (1968).
87. R. L. Arnoldy, S. R. Kane, J. R. Winckler, *ibid.* 151, 711.
88. L. W. Acton, *ibid.* 152, 305.
89. Б. В. Сомов, цит. в ⁸ сборник, стр. 103.
90. T. A. Chubb, R. W. Kreplin, H. Friedman, *J. Geophys. Res.* 71, 3611 (1966).
91. T. A. Chubb, цит. в ²⁴ сборник, p. 99.
92. J. C. Brown, in: *Coronal Disturbances (IAU Symp. No 57)*, Ed. G. Newkirk, Jr. Dordrecht — Boston, D. Reidel, 1974, p. 395.
93. S. W. Kahler, цит. в ⁷⁵ сборник, p. 211.
94. *Solar Radio Group Utrecht*, *Space Sci. Rev.* 16, 45 (1974).
95. J. Fainberg, R. Stone, *ibid.*, p. 145.

96. G. M. Simnett, *ibid.*, p. 257.
97. J. C. Brown, цит. в ⁷⁵ сборник, p. 245.
А. А. Корчак, *Астрон. ж.* 53, 370 (1976).
98. L. E. Peterson, J. R. Winkler, *J. Geophys. Res.* 64, 697 (1959).
99. A. A. Korchak, *Space Res.* 13, 731 (1973).
100. H. S. Hudson, in: *High Energy Phenomena on the Sun*, Ed. R. Ramaty and R. G. Stone, Greenbelt, GSFC, 1973, p. 207.
101. L. D. de Feiter, цит. в ⁷⁵ сборник, p. 283.
102. G. A. Stevens, *Astron. and Astrophys.* 31, 157 (1973).
103. T. Takakura, цит. в ⁷⁵ сборник, p. 299.
104. D. W. Datlowe, L. E. Peterson, цит. в ⁶ сборник, v. 2, p. 291.
105. H. F. Van Beek, L. D. de Feiter, C. de Jager, *Space Res.* 14, 447 (1974).
106. H. F. Van Beek, L. D. de Feiter, C. de Jager, in: *Correlated Interplanetary and Magnetospheric Observations*, Ed. D. E. Page, Dordrecht, D. Reidel, 1974, p. 533.
107. J. C. Brown, P. Hounig, *Astrophys. J.* 200, 734 (1975).
108. P. Hounig, *Studies on Hard X-Ray Emission from Solar Flares and on Cyclotron Radiation from a Cold Magnetoplasma*. Ph. D. Thesis, (University of Utrecht, 1975).
109. P. Hounig, J. C. Brown, G. Stevens, H. F. Van Beek, цит. в ⁷⁵ сборник, p. 233.
110. J.-R. Roy, D. W. Datlowe, *Solar Phys.* 40, 165 (1975).
111. D. W. Datlowe, цит. в ⁷⁵ сборник, p. 191.
112. J. C. Brown, A. N. McClymont, *Solar Phys.* 41, 135 (1975).
113. L. D. de Feiter, цит. в ⁸ сборник, стр. 93.
114. С. И. Сыроватский, in: *Solar Flares and Space Research, COSPAR Symposium*. Ed. C. de Jager and Z. Svestka, Dordrecht, D. Reidel, 1969, p. 346.
115. S. Biswas, B. Radhakrishnan, *Solar Phys.* 28, 241 (1973).
116. J. C. Brown, *ibid.* 31, 143.
117. Z. Svestka, *ibid.* 13, 471 (1970).
118. K. Najita, F. Q. Orrall, *ibid.* 15, 176 (1970).
119. R. P. Lin, цит. в ⁷⁵ сборник, p. 385.
120. J. C. Brown, *Solar Phys.* 36, 371 (1974).
121. W. M. Glencross, *ibid.* 29, 429 (1973).
122. R. F. Donnelly, L. A. Hall, *ibid.* 31, 411.
123. S. R. Kane, *Impulsive (Flash) Phase of Solar Flares-Hard X-Ray, Microwave, EUV and Optical Observations*, Invited Review at IAU Symp. № 57, Australia, 1973.
124. C. L. Hyder, G. L. Epstein, R. W. Hobbs, *Astrophys. J.* 185, 985 (1973).
125. K. A. Anderson, W. A. Mahoney, *Solar Phys.* 35, 419 (1974).
126. Б. В. Сомов, С. И. Сыроватский, *ibid.* 39, 415.
127. V. Petrosian, *Astrophys. J.* 186, 291 (1973).
128. J. C. Brown, *Solar Phys.* 26, 441 (1972).
129. M. A. I. Van Hollenbecke, L. S. Masung, F. V. McDonald, *ibid.* 41, 189 (1975).
130. М. А. Зельдович, Б. М. Ружевский, И. А. Савенко, И. А. Юдефович, в кн. *Исследования космических лучей*, М., «Наука», 1975, стр. 139.
131. E. L. Chupp, D. J. Forrest, P. R. Higbie, A. N. Suri, C. Tsai, P. P. Dunphy, *Nature* 241, 333, 1973.
132. Е. Л. Чурр, в кн. *Труды VI Ленинградского Международного семинара «Ускорение частиц и ядерные реакции в космосе»*, Ленинград, ЛИЯФ, 1974, стр. 355.
133. Ж. Верден, О. Б. Ликин, А. С. Мелиоранский, Н. Ф. Писаренко, И. А. Савенко, Р. Талон, В. М. Шамолин, *Изв. АН СССР, сер. физ.* 39, 272, 1975.
134. А. С. Мелиоренский, Н. Ф. Писаренко, W. M. Shamolin, O. B. Linkin, R. Talon, G. Vedrenne, B. Gourdon, *Astron. and Astrophys.* 41, 379, 1975.
135. R. Ramaty, R. E. Lingenfelter, цит. в ⁷⁵ сборник, p. 363.
136. J. E. Vernazza, E. H. Avrett, R. Loeser, *Astrophys. J.* 184, 605 (1973).
137. P. S. McIntosh, R. F. Donnelly, *Solar Phys.* 23, 444 (1972).
138. M. E. Machado, D. M. Rust, *ibid.* 38, 499 (1974).
139. D. M. Rust, F. Hegwer, *ibid.* 40, 141 (1975).
140. T. Mathews, L. J. Lanzerotti, *Nature* 241, 335 (1973).
141. H. S. Hudson, T. W. Jones, R. P. Lin, цит. в ⁷⁵ сборник, p. 425.
142. E. L. Chupp, D. J. Forrest, A. N. Suri, *ibid.*, p. 341.
143. C. L. Hyder, *Solar Phys.* 2, 49, 267 (1967).
144. C. L. Hyder, in: *Mass Motions in Solar Flares and Related Phenomena*, Nobel Symp. No. 9, Ed. Y. Ohman, 1968, p. 57.

145. Y. Nakagawa, S. T. Wu, S. M. Han, *Solar Phys.* **30**, 111 (1973).
146. Н. Д. Костюк и С. Б. Пикельнер, *Астрон. ж.* **51**, 1002 (1974).
147. Н. Д. Костюк, *Астрон. ж.* **52**, 752 (1975); **53**, 361 (1976).
148. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных газодинамических явлений*, М., «Наука», 1966, гл. 12, § 23 и 24.
149. Р. Э. Гусейнов, В. С. Имшенник, В. В. Палейчик, *Астрон. ж.* **48**, 1217 (1971).
150. S. R. Pottash, *Bull. Astron. Inst. Netherl.* **18**, 7 (1965).
151. R. McCray, R. F. Stein, M. Kafatos, *Astrophys. J.* **196**, 565 (1975).
152. E. N. Parker, *ibid.* **117**, 431 (1953).
153. R. Weymann, *ibid.* **132**, 452 (1960).
154. G. B. Field, *ibid.* **142**, 531 (1965).
155. J. H. Hunter, Jr., *Icarus* **5**, 321 (1966).
156. Y. Nakagawa, *Solar Phys.* **12**, 419 (1970).
157. J. Schwarz, R. McCray, R. F. Stein, *Astrophys. J.* **175**, 673 (1972).
158. D. P. Cox, W. H. Tucker, *ibid.* **157**, 1157 (1969).
159. F. Kneer, Y. Nakagawa, *Astron. and Astrophys.* **47**, 65 (1976).
160. R. F. Donnelly, *Astrophys. J.* **158**, L 165 (1969).
161. R. Cruddace, F. Paresce, S. Bowyer, M. Lampton, *ibid.* **187**, 497 (1974).
162. K. P. Dere, D. M. Horan, R. W. Kreplin, цит. в ^o сборник, в. 2, р. 298.
163. R. J. Thomas, R. G. Teske, *Solar Phys.* **16**, 431 (1971).
164. P. T. Kelly, W. A. Rense, *ibid.* **26**, 431 (1972).