

523 [7:165]

**ГАММА-АСТРОНОМИЯ СОЛНЦА
И ИССЛЕДОВАНИЕ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ**

Б. М. Кужевский

*Посвящается памяти
Сергея Ивановича Сыроватского*

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	237
а) Экспериментальные данные о генерации частиц высокой энергии во время солнечных вспышек (238). б) Эффективны ли ядерные реакции, протекающие в солнечной атмосфере (240)	
1. Активные процессы на Солнце и гамма-излучение солнечных вспышек. Линейчатый спектр излучения	240
а) Неупругое рассеяние протонов — основной источник линейчатого гамма-спектра (241). б) Генерация нейтронов во вспышках и их роль в излучении гамма-квантов от вспышек (244). в) Радиационный захват и гамма-излучение Солнца (245). г) Радиационный захват нейтронов и высокозергетичный «хвост» электромагнитного излучения (247). д) Синтез элементов во вспышке и множественная генерация гамма-квантов (248). е) Аннигиляция позитронов и гамма-излучение (250).	
2. Гамма-излучение солнечных вспышек. Непрерывный спектр	252
а) Роль электронов в генерации непрерывного спектра гамма-излучения (252). б) Роль протонов в генерации непрерывного спектра гамма-излучения (252). в) Возбуждение ядер и возникновение квазинепрерывного спектра гамма-излучения вспышки (254). г) Фон солнечного гамма-излучения и общие замечания о спектре гамма-излучения Солнца (255).	
3. Исследование генерации солнечных космических лучей методами гамма-спектроскопии	257
а) Определение момента и длительности генерации частиц во вспышках (257). б) Аннигиляция позитронов и определение параметров области вспышки (258). в) Анализ энергетического спектра ускоренных частиц по гамма-излучению от вспышки (259). г) Гамма-излучение вспышки при синтезе элементов и осуществление режима преимущественного ускорения тяжелых ядер в солнечных космических лучах (261). д) Гамма-излучение и условия выхода солнечных космических лучей в межпланетную среду (261). е) Определение ядерного состава солнечной атмосферы по спектру гамма-излучения (262).	
Цитированная литература	263

ВВЕДЕНИЕ

Сейчас хорошо известно, что после хромосферной вспышки в межпланетном пространстве, а часто и на Земле наблюдаются частицы в широком энергетическом и зарядовом диапазоне, так называемые солнечные космические лучи. Полное их количество и спектральное распределение коррелируют с мощностью вспышки, однако нередки случаи, когда в межпланетном пространстве наблюдаются энергичные частицы, в то время как на Солнце не отмечены существенные проявления активности. Поэтому ниже,

в соответствии с утвердившейся в настоящее время терминологией, мы будем пользоваться выражением «солнечная вспышка», если в околоземном пространстве наблюдаются солнечные космические лучи (СКЛ), и не задаваться вопросом: можно ли сопоставить этому событию какую-либо хромосферную вспышку.

Поскольку целью настоящей статьи является анализ различных источников солнечного гамма-излучения и изложение новых методов изучения СКЛ по данным о гамма-излучении солнечных вспышек, то мы лишь кратко остановимся на современных сведениях о СКЛ, полученных их прямой регистрацией вблизи Земли. Отметим сразу же, что информация о СКЛ, получаемая по гамма-излучению (например, спектр генерации частиц, длительность генерации частиц, временная картина генерации, плотность, температура и ядерный состав вещества в области вспышки, глубина проникновения ускоренных частиц в атмосферу Солнца), принципиально не может быть получена другими, существующими в настоящее время, методами.

а) Экспериментальные данные о генерации частиц высокой энергии во время солнечных вспышек

Большое число данных о СКЛ для различных солнечных вспышек, полученных по наземным приборам и в стрatosфере, проанализированы в монографии¹. Этот анализ позволяет определить спектр частиц с энергией 60—100 МэВ и выше. Однако в этой области энергий заключена лишь малая доля ускоренных во время вспышек частиц СКЛ. Как показали исследования на спутниках и космических кораблях, малоэнергичная граница спектра СКЛ начинается от сотен, возможно, десятков кэВ. Максимальная же энергия иногда достигает 10 ГэВ.

Несмотря на значительный срок изучения СКЛ, в настоящее время нет полной ясности о виде спектра СКЛ и причин его временной эволюции (см., например, ¹⁻⁵ и цитируемую там литературу). Так для аппроксимации спектра СКЛ широко используются степенная и экспоненциальная функции как по энергии частиц E , так и по их жесткости $R = \sqrt{(E^2 - mc^2)/Z}$.

Как видно из рис. 1, энергетический спектр ускоренных протонов нередко обладает одной важной для дальнейшего особенностью — изменением наклона спектра в области энергий меньше 1 МэВ. Для частиц большей энергии (вплоть до нескольких сот МэВ) спектр энергичных протонов с хорошей точностью может быть аппроксимирован степенной функцией.

Основной поток ускоренных во время вспышек ядер составляют протоны. Концентрация в СКЛ более тяжелых ядер обусловлена их относительной концентрацией в атмосфере Солнца, особенностями механизма ускорения (например, возможностью преимущественного ускорения тяжелых ядер^{6, 7}) и условием выхода частиц в межпланетную среду⁸. В настоящее время известно, что в СКЛ присутствуют ядра от гелия (см., например, ¹⁰⁻¹²) до железа. Пример события, для которого были экспериментально получены энергетические спектры для различных ядер, приведен на рис. 2.

Энергетические спектры ядерной компоненты СКЛ во многих событиях подобны. Однако есть вспышки, для которых подобие спектров имеет место не для всех ядер¹³, кроме того, нередко спектр для ядерной компоненты отличается от спектра для протонной компоненты СКЛ^{1, 14, 15}.

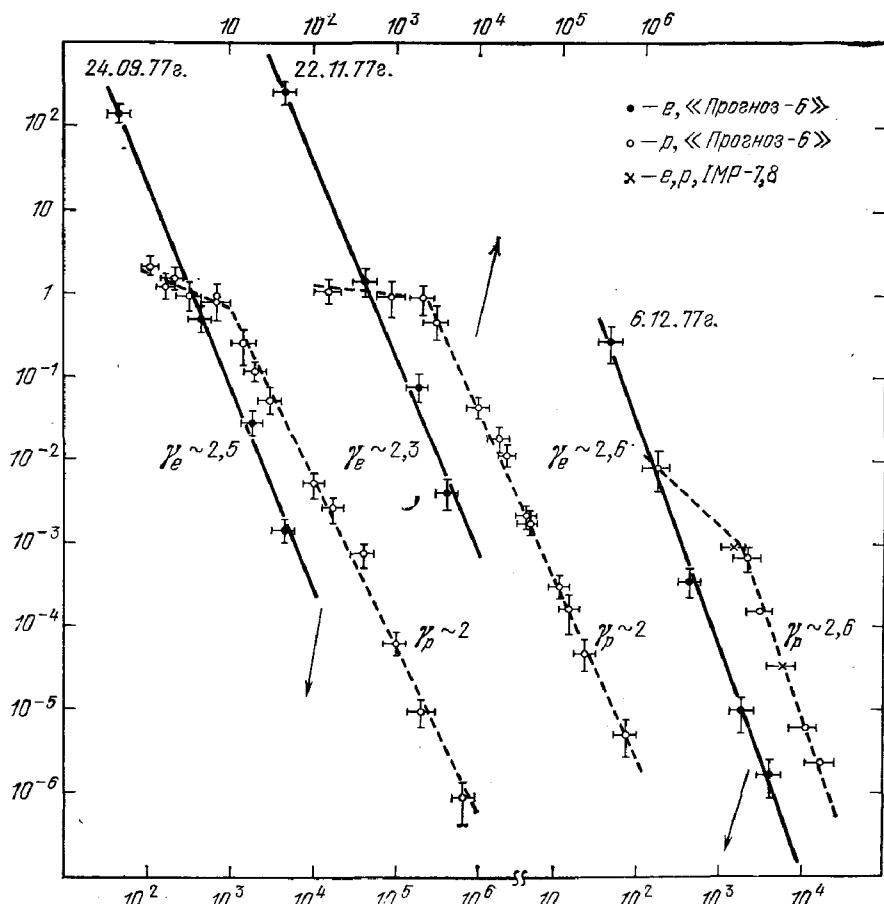


Рис. 1. Дифференциальные энергетические спектры СКЛ ($\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{стэр}^{-1} \text{кэВ}^{-1}$) вспышек 4 .

Даты вспышек указаны вблизи кривых. γ_p и γ_e — показатели степенного представления спектра для протонов и электронов. Стрелки указывают энергетическую шкалу для соответствующих вспышек (кэВ).

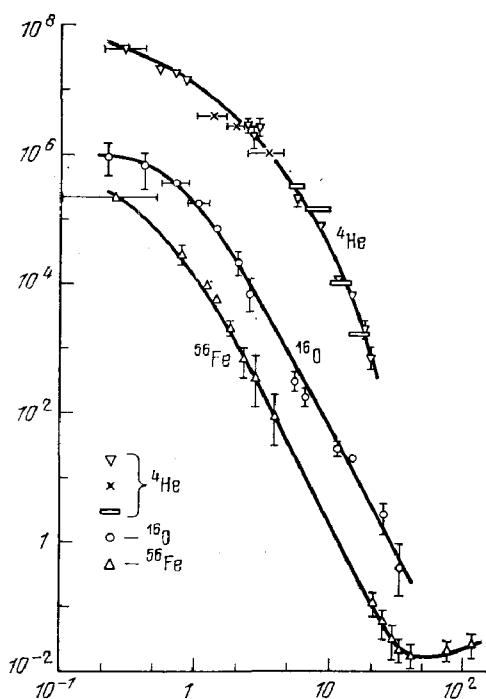


Рис. 2. Пример 8 спектрального энергетического распределения для различных ядер в СКЛ.

По оси абсцисс — энергия в МэВ/нуклон, по оси ординат — поток ($\text{см}^{-2} \text{стэр}^{-1} \text{МэВ/нуклон}^{-1}$).

б) Эффективные ядерные реакции, протекающие в солнечной атмосфере?

Возникающие при вспышке энергичные частицы вступают во взаимодействие с веществом солнечной атмосферы. Однако эффективность этого взаимодействия с точки зрения влияния его на наблюдаемый ядерный и изотопный составы СКЛ, на химический состав солнечной атмосферы не очевидна.

Важность ядерных реакций определяется, естественно, концентрацией энергичных частиц, плотностью вещества, в области, куда проникают энергичные частицы, временем удержания частиц СКЛ в атмосфере Солнца и сечением различных ядерных процессов. Поэтому не трудно, в различных моделях о солнечных вспышках и условиях распространения СКЛ в атмосфере Солнца, выяснить роль этих процессов¹⁶⁻¹⁸. Кроме того, в настоящее время имеются прямые экспериментальные данные о эффективности ядерных реакций в атмосфере Солнца. На это указывает обнаружение в СКЛ изотопов D и ^3He в количествах явно больших, чем это следует из возможной концентрации этих элементов на Солнце^{13, 19, 20}. На это указывают и факты наблюдения гамма-излучения во время ряда вспышек²¹⁻²⁴. При этом наблюдались гамма-кванты, возникающие не только в процессе непосредственного взаимодействия ускоренных частиц с атомами солнечной атмосферы, но и гамма-кванты, так сказать, вторичного происхождения: аннигиляционная линия $E_\gamma = 0,511$ МэВ и излучение при радиационном захвате нейтронов водородом $E_\gamma = 2,2$ МэВ, что говорит о эффективности генерации позитронов и нейтронов в области вспышки.

Коль скоро ясно, что в области солнечной вспышки ядерные реакции, вызванные ускоренными частицами, могут протекать достаточно эффективно, чтобы их продукты были экспериментально обнаружены, становится понятным, что мы стоим перед новыми возможностями в исследовании процессов генерации энергичных частиц во вспышках и условий их распространения.

Кроме того, гамма-излучение от Солнца фактически дает нам новые возможности в изучении солнечной атмосферы, в частности, ее состава²⁵.

1. АКТИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ НА СОЛНЦЕ И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК. ЛИНЕЙЧАТЫЙ СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ

Пусть в области вспышки концентрация атомов i будет n_i , а концентрация ускоренных ядер $n_j(E)$. Тогда число актов взаимодействия в единице объема, в единицу времени, приводящих к излучению гамма-квантов, определится следующим выражением:

$$W = \sum_{i,j} n_i \int_0^\infty n_j(E) \sigma_{ij}^\gamma(E) v dE, \quad (1.1)$$

где v — относительная скорость, $\sigma_{ij}^\gamma(E)$ — сечение взаимодействия ядер i и j с генерацией гамма-кванта. Скорости движения частиц, не участвующих в ускорительном процессе, ничтожны по сравнению со скоростями ускоренных во вспышке частиц. Поэтому, фактически, можно считать, что взаимодействие происходит между быстрыми и покоящимися частицами. В таком случае выражение (1.1) запишется так:

$$W = 4\pi \sum_{i,j} n_i \int_0^\infty I_j(E) \sigma_{ij}^\gamma(E) dE, \quad (1.2)$$

где $I_j(E)$ — интенсивность ядер j .

Если объем V и интенсивность частиц меняется во времени и по объему вспышки, то полное количество гамма-квантов, излучаемых вспышкой,

$$N_\gamma(t) = 4\pi \sum_{i,j} \int_V d\mathbf{r} n_i(\mathbf{r}) \int_0^\infty I_j(E, t, \mathbf{r}) \sigma_{ij}^\gamma(E) dE. \quad (1.3)$$

Даже крупные вспышки на Солнце по своей площади не превышают нескольких тысяч миллионных долей поверхности Солнца. Поэтому, определяя поток гамма-квантов F_γ на больших расстояниях, например, на орбите Земли, можно считать, что излучение генерируется точечным источником,

$$F_\gamma(t) = \frac{N_\gamma(t)}{4\pi R^2}. \quad (1.4)$$

Используя эти выражения, рассмотрим роль различных реакций как источников гамма-излучения.

При этом отметим, что при распространении гамма-квантов в солнечной атмосфере и межпланетной среде они будут поглощаться. Основным процессом поглощения для гамма-квантов рассматриваемой энергии ($E_\gamma \geq 1$ МэВ) будет рождение пар и комптон-эффект.

Так что при прохождении толщи вещества x (г/см²) поток F_γ будет связан с начальным потоком F_{γ_0} следующим образом:

$$\frac{F_\gamma}{F_{\gamma_0}} = e^{-\mu x}, \quad (1.5)$$

где μ — коэффициент поглощения в см²/г.

Для $E_\gamma \geq 1$ МэВ $\mu \approx 0,01$; отсюда ясно, что поток квантов будет приходить практически без изменения даже с глубин в несколько десятков г/см².

Отметим, что ядерные процессы, приводящие к гамма-излучению, хорошо известны. Астрофизические приложения их рассматривались в большом количестве работ. В одном из недавних обзоров ²⁶ достаточно полно представлена необходимая литература. Однако регистрация гамма-излучения во время солнечных вспышек приводит к необходимости детально рассмотреть эти процессы с целью получения в дальнейшем новой информации.

а) Неупругое рассеяние протонов — основной источник линейчатого гамма-спектра

Рассматривая различные процессы генерации гамма-квантов во время солнечных вспышек, надо отметить, как один из самых мощных источников — излучение гамма-квантов при неупругом рассеянии ускоренных протонов на различных ядрах атмосферы Солнца ^{17, 18, 25}.

Этот механизм выделяется тем, что в нем участвуют с одной стороны наиболее обильные из ускоренных ядер — протоны, с другой стороны — наиболее обильные изотопы атмосферы Солнца.

При этом сечения такой реакции достаточно велики даже для протонов с энергией несколько мегаэлектронвольт (табл. I). Неупругое рассеяние протонов на ядрах важно не только как источник одних из самых интенсивных линий в гамма-излучении, оно важно и как источник большего количества линий в спектре гамма-излучения от вспышек.

Поэтому этот процесс является основным в генерации линейчатого спектра гамма-квантов во время вспышек.

Рассмотрим процесс генерации гамма-излучения, когда основной поток возникает в области вспышки размерами h .

Таблица I

Изотоп	Энергия уровня (МэВ)	Энергия протона (МэВ) и сечение (мбн)													
¹² C	4,43	6,6 59	9 260	12 246	15 200	16 175	17 155	18 150	19 130	20 120	22 100	24 95	26 80	28 70	96 4
		185 6													
	12,7	14 0	18 10	20 30	28 4	30 4									
	15,1	17 0	18 1	19 2	20 6	22 7	26 2	30 2	34 1,8	42 1,5	48 1				
¹⁴ N	2,34	3,7 3	3,9 70	4 60	4,6 3	4,8 40	5 60	5,4 10	6,4 60	8 24	10 32	14 34			
	3,95	8 58	10 77	14 22	14,6 18,5										
	4,91	8,6 7,9	10,2 5,6	12,6 5,4	14,6 4,8										
	5,1	8,6 23,2	10,2 34	12,6 25,7	14,6 19										
	5,69	8,6 11,7	10,2 16,3	10,6 17,9	12,6 12	14,6 8,7									
	5,83	8,6 17,5	10,2 25	10,6 40	12,6 28,3	14,6 19,2									
	6,24	10,2 7,6	10,6 6,7	12,6 6,6	14,6 4,7										
	6,44	10,2 12,7	10,6 19	12,6 9	14,6 5,9										
	7,03	10,2 27,2	10,6 28,9	12,6 25,9	14,6 27,9										
¹⁶ O	6,14	8 260	13 130	14 110	15 130	16 100	17 90	18 85	19 80	150 4	185 4	10 ³³ .10 ³ 7			
	6,92+7,12	13 80	14 70	15 65	16 55	17 50	18 45	19 40	150 1	185 4	10 ³ <1				
		8,87 15													
		25	40	40	30	30									
²⁴ Mg	1,37	17,5 44	25 42	30 41	35 40	40 39	45 38	48 37							
²⁸ Si	1,78	8 320	14 150												
³² S	2,14	5 250	8 120	11 100	14 60										
⁵⁶ Fe	0,845	1,4 2.10 ⁻⁴	2 2.10 ⁻²	3 1	4 20	5 100	6 200	7 100	17 40						

Сведения о сечении взяты из работ ²⁸⁻³² и работ, приведенных в ²⁵.

Для данного конкретного механизма генерации гамма-излучения (1.4) запишется в таком виде, где учтена еще вероятность перехода между энергетическими уровнями возбужденного ядра:

$$F_{\gamma} = \frac{P(E_k, E_l)}{4\pi r^2} n_i h \int_{E_1}^{E_2} dE N_p(E) \sigma_{pi}^{\gamma}(E); \quad (1.6)$$

здесь $N_p(E)$ — количество протонов с энергией E , находящихся в данный момент времени во всем объеме вспышки; F_{γ} — поток гамма-квантов с энер-

гий $E_\gamma = E_k - E_e$ на расстоянии r от вспышки, $P(E_k, E_e)$ — вероятность перехода ядра с возбужденного уровня E_k на уровень E_e ; $\sigma_{pi}^\gamma(E)$ — сечение возбуждения уровня E_k протоном с энергией E .

Для большинства уровней, приведенных в табл. I, имеют место прямые распады на основной уровень. Рассматриваемые уровни четко выделяются в лабораторных условиях. Однако для солнечных вспышек будет иметь место уширение линий за счет теплового движения ядер.

Используя известные выражения для допплер-эффекта, можно оценить величину такого уширения линий. Даже для температур в области вспышки 10^8 — 10^9 К уширение линий не превысит 10—20 кэВ, так что отдельные линии не будут перекрываться.

Время удержания ускоренных частиц в области вспышки или продолжительность их генерации по различным оценкам составляет 100—1000 с. Это следует и из данных по радио- и рентгеновскому излучению вспышки, и из данных по характеру нарастания интенсивности частиц солнечных космических лучей.

Поскольку в настоящее время γ -излучение от вспышки наблюдалось экспериментально^{21—24} (рис. 3), то в табл. II приведены для сравнения

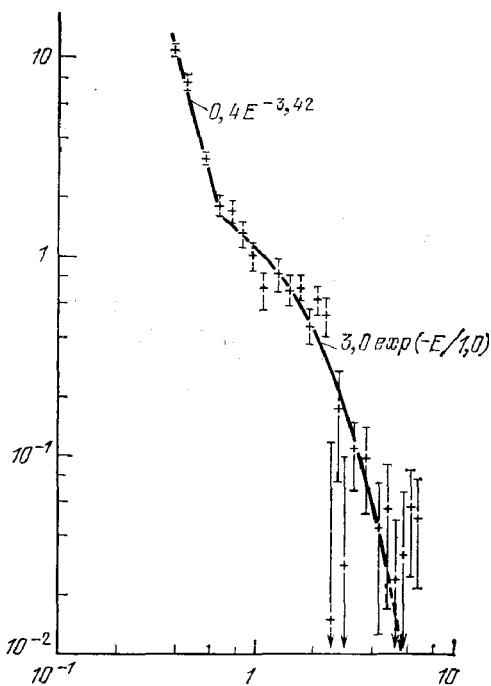


Рис. 3. Спектр гамма-излучения, наблюдавшийся для события 4 августа 1972 г. 27.

По оси абсцисс — энергия кванта в МэВ, по оси ординат — поток ($\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}\text{МэВ}^{-1}$).

Таблица II
Потоки ($\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$) гамма-излучения в отдельных линиях

E_γ (МэВ)	F_γ расчет	Экспериментальные данные вспышки		
		4/VIII 1972 г. 21	7/VIII 1972 г. 21	11/VII 1978 г. 23
0,85	$1,5 \cdot 10^{-3}$			
1,37	$2 \cdot 10^{-4}$			
1,78	10^{-3}			
2,14	$7 \cdot 10^{-4}$			
2,31	$7 \cdot 10^{-4}$			
3,95	$2 \cdot 10^{-5}$			
4,43	$2 \cdot 10^{-2}$	$(3 \pm 1) \cdot 10^{-2}$	$\leq 2 \cdot 10^{-2}$	$0,18 \pm 0,07$
4,91	10^{-5}			
6,14	$2 \cdot 10^{-2}$	$(3 \pm 1) \cdot 10^{-2}$	$\leq 2 \cdot 10^{-2}$	
6,92	$3 \cdot 10^{-3}$			
7,12	$7 \cdot 10^{-6}$			
8,87	$7 \cdot 10^{-6}$			
12,7	$3 \cdot 10^{-4}$			
15,1	$4 \cdot 10^{-5}$			
20,1	10^{-3}			

В расчете принималось $n_H = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $h = 10^9 \text{ см}$; $N_p(E) = 5 \cdot 10^{32} E^{-2} \text{ МэВ}^{-1} \text{с}^{-1}$ для $E \geq 3$ МэВ. Эти величины характерны для крупных солнечных вспышек^{25, 33, 34}.

результаты расчета²⁵ и эксперимента. Заметим, что возможность анизотропного движения ускоренных частиц из области ускорения может существенно сказаться на величине потока γ -квантов. Так, если ускоренные частицы падают на Солнце, то F_γ может увеличиться в несколько раз²⁶.

б) Генерация нейтронов во вспышках
и их роль в излучении гамма-квантов
от вспышек

При движении в атмосфере Солнца нейтроны, генерированные в ядерных реакциях^{35–38}, будут не только замедляться при рассеянии на водороде и затем поглощаться атомами водорода, но и возбуждать энергетические уровни в различных ядрах.

Сечение взаимодействия нейтронов с энергией 0,1–10 МэВ с ядрами различных элементов можно найти, например, в^{39, 40}. Для интересующих нас ядер (углерод, азот, кислород, неон, железо и некоторые другие) сечения возбуждения нижних уровней такими нейтронами достигают сотен миллибарн.

Количество гамма-квантов, излучаемых в рассматриваемом процессе, может быть определено таким образом. Если $N_n(E)$ — полное число нейтронов данной энергии, генерированных во вспышке, то полное число гамма-квантов N_{ni}^γ , возникающих при взаимодействии нейтрона с ядром i , равно:

$$N_{ni}^\gamma = n_i \int_{E_1}^{E_2} N_n(E) \sigma_{ni}^\gamma(E) \lambda_n(E) dE; \quad (1.7)$$

здесь n_i — концентрация ядер i во вспышке (или в области генерации гамма-излучения), λ_n — пробег нейтрона в см.

Сама величина N_n определяется из выражения

$$N_n(E) = \sum_i n_i \int_{\geq E_{\text{порог}}} N_p(\mathcal{E}) \sigma_{pi}^n(\mathcal{E}, E) \lambda_p(\mathcal{E}) d\mathcal{E} + \\ + n_H \int_{\geq E_{\text{порог}}} N_i(\mathcal{E}) \sigma_{iH}^n(\mathcal{E}, E) \lambda_i(\mathcal{E}) d\mathcal{E}, \quad (1.8)$$

где $N_p(\mathcal{E})$ — спектр ускоренных протонов, $N_i(\mathcal{E})$ — спектр ускоренных ядер; $\sigma_{pi}^n(\mathcal{E}, E)$ и $\sigma_{iH}^n(\mathcal{E}, E)$ — сечение образования нейтронов с энергией E при взаимодействии протона с энергией \mathcal{E} с ядром i и при взаимодействии ядра i с энергией на нуклон \mathcal{E} с водородом, $\lambda_p(\mathcal{E})$ и $\lambda_i(\mathcal{E})$ — пробеги соответствующих энергетических частиц.

Учитывая выражения (1.7) и (1.8), можно рассчитать полное число генерированных гамма-квантов определенной энергии.

С другой стороны, ускоренные протоны будут возбуждать аналогичные уровни при взаимодействии с теми же ядрами, поэтому целесообразно провести сравнение этих двух источников гамма-излучения в линиях.

Отношение величин гамма-излучения для данной линии, генерированной нейтронами, к величине гамма-излучения, генерированного протонами, запишем так:

$$\frac{N_{ni}^\gamma}{N_{pi}^\gamma} = \frac{\int_{E_1}^{E_2} N_n(E) \sigma_{ni}^\gamma(E) \lambda_n(E) dE}{\int_{E_1}^{E_2} N_p(\mathcal{E}) \sigma_{pi}^\gamma(\mathcal{E}) \lambda_p(\mathcal{E}) d\mathcal{E}}. \quad (1.9)$$

По формуле (1.9) можно сравнить $N_{ni}^{\gamma}/N_{pi}^{\gamma}$, когда основная генерация гамма-квантов протонами происходит в области вспышек с параметрами, аналогичными тем, что приняты в табл. II. Тогда для всех рассматриваемых гамма-линий отношение $N_{ni}^{\gamma}/N_{pi}^{\gamma}$ не превысит 30 %. При этом наибольшая величина этого отношения достигается для линии 0,845 МэВ — нижний уровень ядра ^{56}Fe .

Заметим, что в случае, если для протонов осуществляется модель тонкой мишени, то роль нейтронов в генерации линейчатого гамма-спектра существенно возрастает, становясь сравнимой с ролью в таком процессе протонов.

в) Радиационный захват и гамма-излучение Солнца

В отличие от рассмотренного выше механизма генерации гамма-излучения, реакция радиационного захвата привлекательна тем, что она имеет место при существенно меньших энергиях взаимодействующих частиц.

И, хотя сечения данной реакции при этом малы, значительное увеличение числа частиц, участвующих в ней, может привести к тому, что процесс радиационного захвата, как источник гамма-квантов, окажется важным.

Значение этого процесса определяется еще и тем, что он является одним из источников гамма-квантов с энергией 20 МэВ, тем самым появляется возможность оценить нижний предел потока таких квантов от Солнца. Далее, поток квантов, возникающих при радиационном захвате, существенно зависит от вида малоэнергичной (менее 1 МэВ) части спектра ускоренных во вспышке частиц, что дает возможность практического использования излучения для исследования спектра генерации в малоэнергичной части.

На рис. 4 приводятся значения сечения рассматриваемого процесса для ядер, являющихся наиболее распространенными в солнечной атмосфере. Используя эти данные по формуле (1.3), можно определить количество гамма-квантов, возникающих в области вспышки, при радиационном захвате ускоренных протонов ядрами солнечной атмосферы.

Каков же энергетический диапазон, охватываемый излучаемыми гамма-квантами? Необходимые сведения можно найти, например, в ⁴⁷. Как правило, при возбуждении высокого уровня ядра распад происходит каскадным образом. Так что основной поток гамма-излучения от радиационного захвата будет в интервале от 0,5 МэВ до 5–6 МэВ. При этом распределение квантов по данному энергетическому интервалу не является однородным. Наоборот, при переходе в сторону больших энергий поток квантов будет резко падать. Так поток квантов с энергией 3,1 МэВ будет в 6 раз меньше, чем поток квантов с энергией 2,6 МэВ ⁴³. В области энергий квантов, меньших 2,5 МэВ, крутизна спектра несколько уменьшится ⁴⁶.

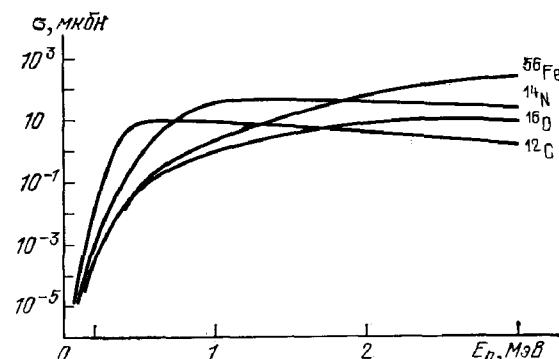


Рис. 4. Энергетическая зависимость усредненного сечения радиационного захвата протона ядрами ^{41–46}.

Таким образом, возможный спектр гамма-излучения солнечных вспышек, возникающий из радиационного захвата быстрых протонов ядрами, будет иметь максимум вблизи энергии 1 МэВ со слабым спадом в область меньших энергий и с крутым спадом в область больших энергий.

Не вычисляя абсолютных потоков гамма-излучения в рассматриваемом диапазоне, проведем сравнение его с реально наблюдавшимся потоком гамма-квантов, возникающих при неупругом рассеянии. Для степенного спектра частиц отношение потока квантов при радиационном захвате $F_{\text{р.з}}$ к потоку квантов при неупругом рассеянии $F_{\text{н.р}}$ равно

$$\frac{F_{\text{р.з}}}{F_{\text{н.р}}} = \frac{\int_{E_1}^{\infty} E^{-S} \sigma_{\text{р.з}}(E) \lambda_p(E) dE}{\int_{E'_1}^{\infty} E^{-S} \sigma_{\text{н.р}}(E) \lambda_p(E) dE}, \quad (1.10)$$

где нижний предел интегрирования определяется порогом реакции.

На рис. 5 приведены эти отношения (для степенных спектров в зависимости от показателя спектра, при условии, что генерация гамма-квантов идет в одном и том же объеме вспышки для всего спектра ускоренных частиц), полученные при следующих нижних пределах для реакции радиационного захвата и реакции неупругого рассеяния:

для ядра ^{16}O : $E_1 = 0,5$ МэВ, $E'_1 = 8$ МэВ,

для ядра ^{12}C : $E_1 = 0,3$ МэВ, $E'_1 = 8$ МэВ,

для ядра ^{14}N : $E_1 = 1$ МэВ, $E'_1 = 8$ МэВ.

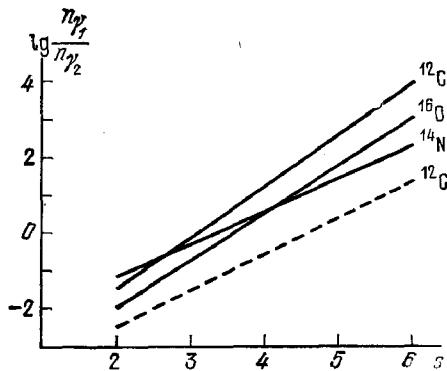
Видно, что начиная с $S \approx 3,5$ для дифференциального спектра, реакция радиационного захвата будет давать основной вклад в поток гамма-излучения рассматриваемой энергии.

Мы уже говорили, что спектр солнечных космических лучей в области энергий, меньших 1 МэВ, может отличаться от степенного. Это скажется на эффективности процессов радиационного захвата как источнике гамма-излучения Солнца. Так ситуация может заметным образом измениться, если спектр ускоренных частиц имеет максимум. В этом случае, в зависимости от положения максимума, будет меняться вклад в поток гамма-квантов процессов радиационного захвата.

На рис. 5 показано (штриховая линия) на примере углерода, как меняется роль радиационного захвата в случае, если в спектре ускоренных частиц наблюдается резкий максимум при энергии $\approx 1-1,5$ МэВ.

Отметим, что роль наличия максимума в спектре солнечных космических лучей для определения вклада процессов радиационного захвата в поток гамма-квантов от солнечной вспышки не одинакова для различных ядер.

Для ядер углерода она может оказаться существенной, в то же время для ядер кислорода и азота наличие максимума в спектре ускоренных частиц не приведет к тому, что вклад процесса радиационного захвата станет пренебрежимо малым, как это следует из зависимости сечения реакции радиационного захвата протона этими ядрами от энергии (см. рис. 4).



Реакция радиационного захвата протонов существенно эффективнее идет на более тяжелых изотопах. Так, например, согласно ⁴⁸⁻⁵⁰, захват протона ядром ¹³C примерно в 10³ раз эффективнее, чем эта же реакция на ядре ¹²C при энергии протона $\approx 1-3$ МэВ, а захват протона ядром ¹⁵N в 10—10² раз эффективнее, чем захват ядром ¹⁴N при энергии протона 1—10 МэВ.

Воспользовавшись данными по относительной распространенности элементов ⁵¹⁻⁵³, имеем

$$\frac{n_{14N}}{n_{15N}} \frac{\sigma_{14Np}^{\gamma}}{\sigma_{15Np}^{\gamma}} = 10^{1.4} - 3, \quad \frac{n_{12C}}{n_{13C}} \frac{\sigma_{12Cp}^{\gamma}}{\sigma_{13Cp}^{\gamma}} = 10^{-2} - 10.$$

Тем самым, оказывается, что несмотря на то, что изотопы ¹³C и ¹⁵N имеют сравнительно малую распространенность, гамма-излучение, возникающее за счет указанной реакции, довольно высоко.

г) Радиационный захват нейтронов и высокоенергетичный «хвост» электромагнитного излучения

Поскольку во время солнечных вспышек идут ядерные реакции, одним из продуктов которых являются нейтроны, то в гамма-излучении вспышки будут присутствовать кванты радиационного захвата нейтронов.

Наиболее интенсивно будет проходить радиационный захват нейтронов водородом с излучением кванта с энергией 2,2 МэВ ^{54, 55}.

Радиационный захват нейтронов другими ядрами солнечной атмосферы будет значительно менее эффективным в силу меньшего обилия этих ядер. Однако излучение, генерируемое при этом, может оказаться интересным как источник квантов с энергией более 10 МэВ, а также как источник квазинепрерывного спектра гамма-излучения солнечных вспышек в диапазоне энергий от 0,3 МэВ до 10 МэВ.

Из данных о концентрации элементов в атмосфере Солнца и о сечениях радиационного захвата нейтрона ядрами следует, что поток квантов различной энергии, возникающих в результате радиационного захвата нейтронов различными элементами, на 4—6 порядков меньше потока квантов с $E_{\gamma} = 2,2$ МэВ, генерированных при захвате нейтрона водородом.

Реальное значение потоков гамма-квантов с энергией 4—8 МэВ, измеренное, например, для вспышки 4 августа 1972 г. ²⁷, примерно на три порядка выше того, что следует из данных по радиационному захвату нейтронов.

Недавно ^{56, 57} удалось измерить сечение радиационного захвата нейтронов ядрами ³He. Эта реакция интересна тем, что является источником квантов с энергией 20, 58 МэВ и позволяет оценить нижний предел потока гамма-квантов от солнечной вспышки в области энергий, где экспериментального значения пока не получено. Обилие изотопа ³He в атмосфере Солнца составляет $(4 \pm 2) \cdot 10^{-5}$ от водорода. Отсюда следует, что поток гамма-квантов с $E_{\gamma} \approx 20$ МэВ, обусловленный радиационным захватом нейтронов изотопом ³He, составит $\sim 10^{-9}$ от потока квантов с энергией $E_{\gamma} = 2,2$ МэВ, если учитывать лишь тепловые нейтроны. Для события 4 и 7 августа 1972 г. это дает поток квантов с $E_{\gamma} = 20,58$ МэВ, равный $10^{-10} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, для вспышки 11 июля 1978 г. — $10^{-9} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Гамма-кванты столь большой энергии от солнечных вспышек, как уже говорилось, пока не обнаружены. Оценка возможного потока, исходя из экстраполяции спектра из области меньших энергий, дает величину относительного пото-

ка для события 4 августа 1972 г. 10^{-7} , что выше полученного по радиационному захвату значения. Такое сравнение, однако, не говорит о несущественности радиационного захвата нейтрона ^3He как источника гамма-квантов с энергией порядка 20 МэВ. Поскольку реальный поток таких квантов пока неизвестен, данная реакция, по крайней мере, дает нам нижний предел ожидаемого потока.

С другой стороны, во многих вспышечных событиях наблюдалось аномально большое количество ядер ^3He ^{19, 58}. Наиболее вероятно, что это связано с условиями ускорения, когда изотоп ^3He испытывает преимущественное ускорение⁵⁹⁻⁶¹. Тем не менее значительная доля ускоренных ядер ^3He может остаться в атмосфере Солнца. Например, в модели сферического разлета ускоренных частиц эта доля составит половину всего количества энергичных частиц.

В силу этого активная область, в которой произошла вспышка, может оказаться аномально обильной таким изотопом.

Нередко в активных областях происходят подряд несколько вспышек. В этом случае в последующих событиях может проявиться указанная аномалия, что приведет, во-первых, к существенному увеличению потока гамма-квантов с $E_\gamma \approx 20$ МэВ, во-вторых, поток таких квантов может расти во времени.

д) Синтез элементов в вспышке и множественная генерация гамма-квантов

Среди рассматриваемых процессов генерации гамма-квантов во время вспышки надо отметить также ядерные реакции тяжелых (начиная с ^4He) элементов друг с другом, в процессе которых возникают другие изотопы; причем, как правило, в возбужденном состоянии. Такие реакции изучаются уже в течение нескольких лет с помощью ускорителей тяжелых ионов⁶²⁻⁶⁸. Они протекают достаточно эффективно уже при энергиях порядка 1—2 МэВ/нуклон. При таких энергиях протоны обладают очень малыми сечениями возбуждения уровней; да и то лишь таких, энергия которых не превышает 1 МэВ. В то же время, при взаимодействии таких ядер, как ^{12}C и ^{16}O , вновь образованные ядра могут стать источниками гамма-квантов с энергиями вплоть до 8 МэВ; а сечения многих из таких реакций достигают сотен миллибарн уже при энергии ≈ 1 МэВ/нуклон в системе центра масс.

Реакции синтеза элементов являются также источником радиоактивных ядер, которые в дальнейшем поддерживают поток гамма-излучения спокойного Солнца. Этот процесс рассматривается ниже (гл. 2, г)).

Проведем оценку вклада в гамма-излучение от солнечных вспышек реакций синтеза элементов. Рассмотрим при этом только реакции синтеза между наиболее обильными элементами солнечной атмосферы⁶⁹.

Так, например, при образовании ^{24}Mg из взаимодействия ядер ^{12}C и ^{16}O ⁶² поток гамма-излучения F_γ , согласно (1.3) пропорционален интенсивности энергичных ядер ^{12}C , концентрации ядер ^{16}O и может быть записан следующим образом:

$$F_\gamma \sim I_{^{12}\text{C}n^{16}\text{O}} \sigma_{jk}^\gamma,$$

где σ_{jk}^γ — сечения данной реакции. Поскольку рассматриваемая реакция не зависит от того, взаимодействуют ли энергичные ядра ^{12}C с «покоющимися» ядрами ^{16}O или, наоборот, энергичные ядра ^{16}O с «покоющимися» ядрами ^{12}C , то возможный поток гамма-квантов надо практически удвоить, ибо концентрации этих ядер в атмосфере Солнца сравнимы, а механизм ускорения для них одинаково эффективен. Таким образом, поток

гамма-квантов, например с энергией 1,368 и 2,754 МэВ, будет

$$F_\gamma \sim 2I_{^{12}\text{C}}n_{^{16}\text{O}}\sigma_{jh}^\gamma.$$

В то же время гамма-кванты таких энергий будут генерироваться энергичными протонами при возбуждении уровней непосредственно в ядрах ^{24}Mg , что может быть представлено следующим образом: $F'_\gamma \sim I_p n_{^{24}\text{Mg}} \sigma_{pi}^\gamma$, где I_p — интенсивность протонов с энергией, по крайней мере, больше 3 МэВ.

Используя эти выражения, получим

$$\frac{F_\gamma}{F'_\gamma} = \frac{2I_{^{12}\text{C}}n_{^{16}\text{O}}\sigma_{jh}^\gamma}{I_p n_{^{24}\text{Mg}}\sigma_{pi}^\gamma}. \quad (1.11)$$

Величина $n_{^{16}\text{O}}/n_{^{24}\text{Mg}} \approx 40$ для солнечной атмосферы^{51, 52}. Если учитывать для протонов и ядер только один и тот же энергетический диапазон, то $I_{^{12}\text{C}}/I_p \approx 10^{-3}$. Во вспышках с преимущественным ускорением тяжелых ядер, это отношение может стать выше. Отношение $\sigma_{jh}^\gamma/\sigma_{pi}^\gamma \approx 100$ для энергии частиц меньше 5 МэВ/нуклон, ибо при энергиях от 2 МэВ/нуклон и до 5 МэВ/нуклон для ядер ^{12}C $\sigma_{jh}^\gamma \approx 100$ мбн^{62, 63}, тогда как для протонов такой энергии σ_{pi}^γ не превышает 1 мбн. Из всего сказанного следует, что $F_\gamma/F'_\gamma \approx 8$. С увеличением энергии отношение $\sigma_{jh}^\gamma/\sigma_{pi}^\gamma$ уменьшается. Так $\sigma_{pi}^\gamma \approx 40$ мбн для протонов с $E > 17$ МэВ (см. табл. II), в то время как σ_{jh}^γ для энергий больше 10 МэВ/нуклон, по-видимому, не возрастет⁶²⁻⁶⁸. Однако при этом отношение $I_{^{12}\text{C}}/I_p$ возрастает, поскольку оно определяется разными диапазонами энергий и в зависимости от показателя спектра будет равно $\approx 4 \cdot 10^{-2}$ (при показателе интегрального спектра 2) и более. Тогда $F_\gamma/F'_\gamma \approx 3$. Таким образом, процесс генерации гамма-квантов рассматриваемых энергий при синтезе ядра ^{24}Mg более эффективен, чем процесс генерации гамма-квантов той же энергии в результате неупругого рассеяния протонов на «первичных» ядрах ^{24}Mg .

Этот вывод можно распространить практически на все элементы, обилие которых на Солнце составляет 0,1 и меньше от обилия углерода или кислорода⁶⁹. Каков возможный поток таких квантов? Отношение потока гамма-излучения с энергией 1,37 МэВ от ^{24}Mg , генерируемое при его синтезе в рассматриваемых выше реакциях, к потоку гамма-излучения с энергией 4,43 МэВ, определенное по формуле (1.1) или (1.3), равно $(4-10) \cdot 10^{-2}$, то есть абсолютные потоки гамма-квантов от синтезированных ядер составят не более 10% потока гамма-излучения, наблюдавшегося экспериментально от солнечных вспышек. Надо при этом иметь в виду, что эта величина может значительно возрасти по двум причинам: первое — если во вспышке имело место преимущественное ускорение тяжелых ядер и, второе, если показатель дифференциального спектра частиц во вспышке больше тройки. Легко видеть, что достаточно, чтобы относительное обилие ядер в солнечных космических лучах отличалось от такового в солнечной атмосфере всего в несколько раз; тогда потоки гамма-квантов от рассматриваемых реакций станут сравнимы. При взаимодействии ускоренных ядер Не с ядрами Не солнечной атмосферы могут возникать такие легкие элементы, как Li, Be. При этом эти ядра могут быть источником квантов с энергией 0,433 МэВ и 0,478 МэВ. Этот процесс рассмотрен в работе⁷⁰. И в этом случае синтез элементов как источник гамма-излучения является определяющим в диапазоне энергий гамма-квантов, возникающих при возбуждении легких элементов. Кроме того, что эти ядра будут генерироваться в области вспышки за счет реакции между ядрами гелия, они будут возникать также за счет реакций между ядрами среднего атомного

веса и реакциями, вызываемыми энергичными протонами при их взаимодействии с наиболее обильными атомами солнечной атмосферы.

За время вспышки в результате ядерных реакций образуется столь большое количество легких ядер, что оно сравнимо с естественной концентрацией этих элементов на Солнце ⁷¹. При этом вторичные ядра в значительной своей части оказываются возбужденными и являются источником гамма-квантов с $E_{\gamma} = 0,433$ и $0,478$ МэВ.

е) Анигиляция позитронов и гамма-излучение

При ядерных реакциях в области вспышки существуют многочисленные возможности для образования позитронов различной энергии ^{72, 73}. Это может быть и в результате взаимодействия энергичных протонов с водородом солнечной атмосферы, когда возникают позитроны с энергией в десятки МэВ; и в результате ядерных реакций энергичных протонов с более тяжелыми атомами солнечной атмосферы, при которых будут образовываться радиоактивные ядра с позитронным распадом. Это может быть и при синтезе элементов в результате взаимодействия наиболее обильных ядер солнечной атмосферы с ядрами солнечных космических лучей. В табл. III приводятся типы таких реакций — наиболее важных как источники позитронов в солнечных вспышках.

Таблица III

Реакция	Период полураспада T , с	Максимальная энергия позитронов, МэВ	Реакция	Период полураспада T , с	Максимальная энергия позитронов, МэВ
$^{12}\text{C}(\text{p}, \gamma)^{13}\text{N}$	600	1,2	$^{12}\text{C}(\text{ppn})^{11}\text{C}$	1242	0,968
$^{14}\text{N}(\text{p}, \gamma)^{15}\text{O}$	123	1,73	$^{14}\text{N}(\text{ppn})^{13}\text{N}$	600	1,2
$^{16}\text{O}(\text{p}, \gamma)^{17}\text{F}$	66	1,747	$^{16}\text{O}(\text{ppn})^{15}\text{O}$	123	1,73
$^{20}\text{Ne}(\text{p}, \gamma)^{21}\text{Na}$	23	2,51	$^{20}\text{Ne}(\text{ppn})^{19}\text{Ne}$	16,72	2,24
$^{24}\text{Mg}(\text{p}, \gamma)^{25}\text{Al}$	7,24	3,24	$^{24}\text{Mg}(\text{ppn})^{23}\text{Mg}$	12,1	3,1
$^{28}\text{Si}(\text{p}, \gamma)^{29}\text{P}$	4,2	3,945	$^{28}\text{Si}(\text{p}, \text{pn})^{27}\text{Si}$	4,33	3,85
$^{32}\text{S}(\text{p}, \gamma)^{33}\text{Cl}$	2,5	4,51	$^{32}\text{S}(\text{ppn})^{31}\text{S}$	2,61	4,39
$^{12}\text{C}(\text{pn})^{12}\text{N}$	10^{-2}	16,38	$^{12}\text{C}(\text{px})^{10}\text{C}$	19,48	1,865
$^{14}\text{N}(\text{pn})^{14}\text{O}$	71	4,08	$^{14}\text{N}(\text{px})^{10}\text{C}$		
$^{20}\text{Ne}(\text{pn})^{20}\text{Na}$	0,39	12,7	$^{16}\text{O}(\text{px})^{10}\text{C}$		
$^{24}\text{Mg}(\text{pn})^{24}\text{Al}$	2,1	8,74	$^{16}\text{O}(\text{pn})^{29}\text{S}$	0,2	
$^{28}\text{Si}(\text{pn})^{28}\text{P}$	0,28	10,6	$^{16}\text{O}(\text{p}, \text{p}x)^{27}\text{Si}$	4	
$^{32}\text{S}(\text{pn})^{32}\text{Cl}$	0,31	9,46			3,76

Поскольку экспериментально наблюдаемый спектр ускоренных частиц во вспышке простирается от десятков кэВ до сотен МэВ, а иногда и десятков ГэВ, то для разных вспышек роль тех или иных типов ядерных реакций в генерации позитронов будет разной. Так для очень малых энергий основным источником позитронов будет радиационный захват протонов и реакция синтеза элементов. С увеличением энергии вплоть до 300 МэВ все большее значение приобретают реакции рп, ррп и другие. При энергиях более 300 МэВ существенным также станет процесс рождения π^+ -мезонов с последующим распадом.

Учитывая рассмотренные реакции, можно записать выражение для концентрации позитронов в области вспышки:

$$n_{e^+}(t) = 4\pi \left[n_{\text{H}} \int I_p(E, t) \sigma_{p\text{H}}(E) dE + \sum_k \frac{1}{2T_k} \sum_{j, i} n_j \int I_j(E, t) \sigma_{ji}(E) dE \right], \quad (1.12)$$

где $n_{e^+}(t)$ — концентрация позитронов, n_H , n_i — концентрация ядер данного типа в солнечной атмосфере, $I_p(E, t)$ — интенсивность протонов во вспышке, $I_j(E, t)$ — интенсивность ядер j , ускоренных во вспышке, T_k — период полураспада возникшего радиоактивного ядра.

Известно, что аннигиляция позитронов маловероятна, пока они обладают заметной энергией. В силу этого можно считать, что позитроны, образованные во время солнечной вспышки, будут аннигилировать после того, как достигнут теплового равновесия со средой. Тогда процесс аннигиляции является источником гамма-квантов с энергией 0,511 МэВ.

Сравнение первого и второго членов формулы (1.12) показывает, что в зависимости от глубины, на которую проникают энергичные протоны в солнечную атмосферу, основным источником позитронов может быть либо реакция pp-взаимодействий, либо реакция синтеза ядер с образованием позитронно-активного радиоактивного ядра 74 .

Таблица IV

S	1	2	2,2	2,5	3	4	5
$\frac{n_{e^+}(i, j)}{n_{e^+}(pp)}$	10^{-3}	0,32	≥ 1	6,4	128	$5 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^7$

Так в табл. IV дается сравнение роли этих двух источников позитронов в зависимости от показателя интегрального спектра ускоренных частиц.

Результаты этой таблицы пригодны для модели «тонкой» мишени и для модели, когда взаимодействие с солнечным веществом происходит в одном и том же объеме и в течение одного и того же времени для всех ядер солнечных космических лучей 74 . Это может быть, если ускоренные частицы удерживаются в замкнутом объеме, а потери энергии для малоэнергичной части спектра компенсируются продолжающимся в течение этого времени процессом ускорения.

Подчеркнем, что полная толща вещества, пройденная быстрыми частицами, в такой модели может быть большой.

Как видно из табл. IV, в таких моделях роль ядерно-ядерных взаимодействий в образовании позитронов является важной вплоть до значений показателя спектра $S = 2$. В случае, если энергичные протоны проникают на большие глубины солнечной атмосферы, тогда основным источником позитронов будет pp-взаимодействие.

Это, как будет видно в гл. 3, позволяет по величине показателя спектра ускоренных частиц определить концентрацию вещества на глубинах эффективного ядерного взаимодействия протонов солнечных космических лучей с веществом солнечной атмосферы. Заметим здесь же, что в зависимости от того, какие ядерные процессы в данной конкретной вспышке были «поставщиками» позитронов, величина потока аннигиляционного излучения будет разной. Если основную роль играли pp-взаимодействия, то это означает, что взаимодействие шло на глубинах, куда не проникает малоэнергичная компонента СКЛ, а поток квантов с $E_\gamma = 0,511$ МэВ может быть одним из самых больших. В противном случае поток квантов аннигиляционного излучения может быть как сравнимым с потоками квантов других энергий (например, с $E_\gamma = 4,43$ МэВ), так и быть значительно меньше. Возможно именно этим объясняется тот факт, что не во всех вспышках, для которых наблюдали гамма-излучения, был зарегистрирован поток квантов с $E_\gamma = 0,511$ МэВ.

2. ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК. НЕПРЕРЫВНЫЙ СПЕКТР

Непрерывный спектр γ -излучения Солнца и солнечных вспышек может быть обусловлен целым рядом причин.

Во-первых, он может быть обусловлен излучением энергичных электронов и протонов при их движении в солнечной атмосфере.

Во-вторых, он может быть связан с генерацией линейчатого излучения ускоренными ядрами при их взаимодействии с атомами атмосферы Солнца⁷⁵. Поскольку излучающие ядра сами находятся в движении со сравнительно большими скоростями, то линейчатый спектр излучения будет существенно «замазан». Уширение линий может оказаться настолько значительным, что γ -линии будут перекрываться; это и приведет к фактическому наблюдению непрерывного спектра.

В третьих — непрерывный спектр гамма-излучения может возникнуть из-за того, что при возбуждении ядер атомов солнечной атмосферы число линий будет настолько большим и располагаться они будут настолько тесно, что разрешить эти линии практически не удастся.

а) Роль электронов в генерации непрерывного спектра гамма-излучения

Механизмы генерации непрерывного спектра электромагнитного излучения электронами рассматривались в⁷⁶. При движении электронов в атмосфере Солнца уменьшение их энергии обусловлено ионизационными, радиационными, магнитотормозными и комптоновскими потерями. В настоящее время выяснено, что магнитные поля на Солнце могут достигать 100—1000 Э⁷⁷.

Однако даже в таких сильных полях излучение энергичных электронов будет лежать в области радиоволн.

При движении энергичных электронов в атмосфере Солнца, где плотность фотонов $1,6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, при напряженности магнитного поля $H \leqslant 4-5 \text{ Э}$ магнитотормозные потери становятся меньше, чем потери на обратный комптон-эффект.

Средняя энергия, передаваемая фотону при комптон-эффекте, равна $\Delta E = \bar{\mathcal{E}} (E/mc^2)^2$, где $\bar{\mathcal{E}}$ — средняя энергия тепловых фотонов. Для Солнца $\bar{\mathcal{E}} \approx 1 \text{ эВ}$; так что даже при энергии электрона $E = 100 \text{ МэВ}$, средняя энергия возникшего кванта равна 40 кэВ. Кванты такой энергии относятся к нетепловому рентгеновскому излучению Солнца.

Таким образом, единственным механизмом, в котором энергичные электроны могут генерировать гамма-кванты с энергией $E_\gamma \geqslant 0,5-1 \text{ МэВ}$, являются радиационные (или тормозные) потери. Вероятность такого процесса в солнечных вспышках для энергии электрона $\geqslant 1 \text{ МэВ}$ порядка 10^{-5} .

б) Роль протонов в генерации непрерывного спектра гамма-излучения

Тормозное излучение от протонов солнечных космических лучей будет возникать как при взаимодействии их с электронами^{78, 79}, так и при взаимодействии с атомными ядрами солнечной атмосферы, в основном с водородом. Эффективность первого процесса определяется тем, что протонов с энергией $E \geqslant 1 \text{ МэВ}$ в солнечных космических лучах больше, чем электронов аналогичной энергии примерно в сто раз. Однако из-за быстрого уменьшения сечения с ростом энергии этот процесс в основном является источником квантов в рентгеновском диапазоне^{78, 79}.

В отличие от этого процесса тормозное протон-протонное излучение будет источником гамма-излучения в широком диапазоне энергий. Спектр тормозных гамма-квантов будет определяться следующим выражением:

$$n_\gamma(E_\gamma) = 4\pi n_H \int_{E_1}^{E_2} I_p(E) \sigma(E, E_\gamma) dE, \quad (2.1)$$

где $n_\gamma(E_\gamma)$ и $I_p(E)$ — дифференциальные концентрация и интенсивность гамма-излучения и протонов соответственно, $\sigma(E, E_\gamma)$ — сечение взаимодействия протона энергии E с образованием кванта энергии E_γ . Если концентрация водорода n_H и I_p неизменны по всему рассматриваемому объему, то полное число квантов определится умножением на объем. В противном случае надо воспользоваться выражением, аналогичным выражению (1.3).

Конечно, тормозное излучение быстрых протонов возникает и при их взаимодействии с более тяжелыми ядрами. Однако концентрация тяжелых ядер в атмосфере Солнца мала, так что практически целесообразно учитывать кроме водорода еще только ядра гелия.

Целесообразно учитывать тормозное излучение протонов лишь для энергий квантов, больших 20 МэВ, поскольку в области меньших энергий тормозное излучение электронов, ускоренных в солнечных вспышках, будет более эффективным.

С другой стороны, диапазон гамма-излучения с $E_\gamma > 20$ МэВ обеспечивается не только тормозным пр-взаимодействием, если, конечно, спектр ускоренных частиц протягивается достаточно далеко.

Протон-протонные взаимодействия являются источником непрерывного гамма-излучения в области энергий квантов свыше 20 МэВ еще благодаря рождению в таких реакциях π^0 -мезонов. Действительно, для протонов с $E > 300$ МэВ сечение образования π^0 -мезонов становится заметным, и пренебречь этим источником высокoenергичных гамма-квантов уже нельзя.

Так, если сечение тормозного излучения квантов с $E > 30$ МэВ равно 0,5 мбн, для энергии протона 200 МэВ и не превышает нескольких миллибарн при больших энергиях⁸⁰, то сечение образования π^0 -мезонов быстро растет и фактически сравнивается с полным сечением неупругого взаимодействия, которое достигает 30 мбн.

Таким образом, в области энергий гамма-квантов более 20—30 МэВ важным источником является реакция неупругого взаимодействия с образованием π^0 -мезонов и их дальнейшим распадом.

В принципе этот процесс может быть выделен по характерному спектру гамма-излучения. Так из кинематики распада π^0 -мезона следует, что спектр гамма-излучения будет иметь максимум в области энергии ≈ 70 МэВ с крутым спадом в область меньших энергий и более пологим спадом в сторону больших энергий квантов.

Поток таких квантов может быть определен по формуле, аналогичной (1.3), для различных спектров ускоренных протонов и для различных моделей вспышки; то есть для различных условий выхода энергичных частиц из области ускорения. При этом в случае выхода ускоренных частиц в сторону Солнца генерация π^0 -мезонов является главным источником гамма-квантов с $E_\gamma > 20$ МэВ⁸¹.

Используя формулы, определяющие гамма-излучение различных энергий, можно сравнить их возможные потоки от вспышек. Так относительная величина потока гамма-квантов за счет распада π^0 -мезонов F_γ^π по сравне-

нию, например, с таким интенсивным источником, как излучение в линии F'_γ при возбуждении наиболее обильных элементов солнечной атмосферы, составляет

$$\frac{F_\gamma^\pi}{F'_\gamma} = \frac{n_H}{\sum_i n_i} \frac{\int_{E_1}^{\infty} I_p(E) \sigma_{pH}^\pi(E) dE}{\int_{E_2}^{\infty} I_p(E) \sigma_{pi}^\gamma(E) dE} \quad (2.2)$$

в случае, если рассматриваемые процессы происходят в одной и той же области.

Если же средняя толщина вещества, проходимая частицами разной энергии, разная, то относительная доля высокоэнергичных гамма-квантов возрастет.

Это связано с тем, что основной вклад в линейчатое гамма-излучение дадут протоны с энергией от порога возбуждения уровня E_2 до порога генерации π^0 -мезонов E_1 . (Фактически даже вклад протонов с $E > 100$ МэВ в генерацию линейчатого спектра уже мал.) Таким образом, пробеги протонов, эффективно вызывающих ту или другую реакцию, разные.

Используя необходимые сведения по концентрации элементов и также по сечениям, получим, что $\frac{F_\gamma^\pi}{F'_\gamma}$ не меньше, чем 10^{-3} для показателя интегрального спектра генерированных частиц $S = 2$.

Эта важная цифра, ибо из нее следует, что для крупных событий, таких, например, как вспышки в феврале 1956 г. или в августе 1972 г. поток гамма-квантов с $E_\gamma > 20$ МэВ должен быть определенно наблюдаем при современных экспериментальных возможностях.

в) В о з б у ж д е н и е я д е р и в о з н и к н о в е н и е к в а з и н е п р е р ыв н о г о сп ек т р а г а м м а - и з л у ч е н и я в с п ыш к и

Рассмотренные выше ядерные процессы являются источниками непрерывного спектра гамма-излучения. Однако в случае солнечных вспышек может возникнуть ситуация, когда будет наблюдаться практически непрерывный спектр, хотя источником гамма-излучения будут возбужденные ядра.

Зарядовый спектр ускоренных частиц от вспышки охватывает огромный диапазон — вплоть до ядер группы железа. Взаимодействие таких быстрых ядер с водородом солнечной атмосферы также приводит к их возбуждению. Из-за того, что источники гамма-квантов теперь движутся с релятивистскими скоростями, дошпллер-эффект приведет к изменению энергии гамма-кванта на величину $\Delta E_\gamma/E_{\gamma_0} = 0,7 - 1,4$ в зависимости от направления движения излучающего ядра, если энергия его порядка десятков МэВ/нуклон. Тогда отдельные линии будут существенно уширяться и может происходить перекрывание линий, возникновение как бы непрерывного, сплошного спектра. В работе ⁷⁵ было показано, что этим способом можно объяснить непрерывное гамма-излучение от вспышки 4 августа 1972 г. в области энергий несколько МэВ. Эффект перекрывания отдельных линий при излучении возбужденных быстрых ядер и возбужденных ядер солнечной атмосферы использовался в работе ⁸² для объяснения интенсивности γ -излучения в области $E_\gamma = 4 - 8$ МэВ, наблюдавшейся для этой же вспышки.

г) Фон солнечного гамма-излучения
и общие замечания о спектре
гамма-излучения Солнца

В связи с исследованием гамма-излучения от вспышек различных баллов естественно возникает вопрос о фоновом гамма-излучении Солнца, то есть излучении, наблюдаемом при «спокойном» Солнце.

Солнце, как сейчас представляется, может быть непрерывным источником протонов с энергией в несколько МэВ и электронов с энергией, не превышающей десятки кэВ (см., например, работы ⁸³, ⁸⁴ и цитируемую там литературу).

Электроны такой энергии вклада в гамма-излучение Солнца давать не будут. Протоны с энергией в несколько МэВ обуславливают поток гамма-излучения от спокойного Солнца за счет реакции радиационного захвата и возможности возбуждения низких энергичных уровней в ядрах солнечной атмосферы.

Эти реакции не обеспечивают фоновый поток гамма-излучения в диапазоне энергии квантов порядка нескольких МэВ больший, чем $10^{-10} \text{ см}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Здесь надо иметь в виду, что если в процессе циклических изменений солнечной активности потоки частиц от спокойного Солнца увеличиваются (как по величине, так и по максимальной энергии), то роль указанных реакций как источников фоновых потоков — излучения — естественно возрастет. Такого рода анализ проведен в работах ⁸⁵ ⁸⁶, где рассматривалась генерация γ -квантов электронами и возбужденными, при неупругом рассеянии протонов, ядрами в слабых солнечных вспышках и при спокойном Солнце.

Кроме рассмотренных выше возможностей γ -излучения спокойного Солнца, существует другой, достаточно мощный, чтобы быть обнаруженным в современном эксперименте, источник фонового γ -излучения, но обусловленный опять же вспышками ⁸⁷. Ясно, что во время вспышки в результате ядерных реакций будут образовываться не только стабильные ядра, но и радиоактивные. При этом они могут быть как в составе солнечных космических лучей, так и в солнечной атмосфере ¹⁶ ⁸⁸. Среди радиоактивных ядер нас будут интересовать такие, в которых имеют место электромагнитные переходы. Поскольку период полураспада ядер может оказаться значительным, то на Солнце должно установиться равновесное содержание радиоактивных ядер, что в свою очередь обусловит существование некоторого фонового гамма-излучения Солнца.

Пусть $N_i(t)$ — количество ядер i на Солнце. Тогда изменение их определяется следующим уравнением:

$$\frac{dN_i}{dt} + \Lambda_i(t) N_i = A_i(t), \quad (2.3)$$

где $\Lambda_i(t)$ характеризует скорость уменьшения ядер i .

Если период полураспада ядра не превышает несколько лет, то уменьшение концентрации радиоактивных ядер на Солнце будет определяться скоростью их распада, $A_i(t)$ — скорость генерации частиц типа i . Если одновременно возникает ψ вспышек, то $A_i = \sum_{\psi} a_i / T$, где

$$a_i = \sum_{k,j} \frac{n_j}{n_H} \int N_k(E) \frac{\sigma_{kj}^i(E)}{\sigma_{kj}(E)} \frac{x_k(E)}{\lambda_k(E)} dE \quad (2.4)$$

— полное число частиц, генерированных в одной вспышке при взаимодействии ядер k и j , T — длительность вспышки. Принимая среднюю скорость образования частиц в различных вспышках одинаковой, получим

$A_i = (a_i/T) \psi$. Тогда асимптотика решения уравнения (2.4) имеет вид $N_i(t) \rightarrow a_i \psi / \Lambda_i T$.

Учитывая все эти величины из асимптотики решения уравнения, получим, что образование и дальнейший распад радиоактивных элементов может обеспечить фоновый поток гамма-излучения Солнца в энергетическом интервале от 0,5 до 3 МэВ, равный $10^{-7} \leq F_\gamma < 10^{-5} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.⁸⁷

Ниже в табл. V приведены результаты расчета фонового потока от отдельных радиоактивных ядер.

Таблица V
Возможный фоновый поток у Земли гамма-излучения Солнца,
создаваемый отдельными ядрами

Ядро	Период полураспада	Энергия γ -кванта, МэВ	Поток у Земли, $\text{см}^{-2} \text{ с}^{-1}$	Ядро	Период полураспада	Энергия γ -кванта, МэВ	Поток у Земли, $\text{см}^{-2} \text{ с}^{-1}$
^{22}Na	2,58 лет	0,511 1,28	$10^{-6} - 10^{-8}$	^{56}Co	71,3 дня	0,511 0,845 1,24	$10^{-5} - 10^{-8}$
^{24}Na	14,9 ч	1,37 2,75	$10^{-8} - 10^{-10}$	^{60}Co	5,27 лет	1,17 1,33	$10^{-12} - 10^{-14}$
^{26}Al	10^6 лет	0,51 1,83	$10^{-7} - 10^{-9}$				

Диапазон значений потока определяется в основном разбросом данных по концентрации элементов на Солнце, полному числу ускоренных частиц и длительности вспышки. Для конкретного расчета рассматривались вспышки балла ≥ 1 . Тогда $\psi = 10^{-4}$, $N_p = 10^{33} - 10^{34}$ для $E_p \geq 1$ МэВ.⁸⁸ В ⁹⁰ была приведена оценка возможного потока квантов от Солнца с $E_\gamma = 1,28$ МэВ. Для разных спектров ускоренных частиц получено $F_\gamma = 10^{-2} - 10^{-5} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Однако в ⁹⁰ завышена величина полного количества ускоренных во вспышках частиц.

Попытки экспериментального определения фонового γ -излучения Солнца проводились неоднократно на протяжении ряда лет. Обзор данных для $0,1 \leq E_\gamma \leq 10$ МэВ, полученных до 1973 г., можно найти в работе ⁹¹. Из них, к сожалению, можно определить лишь верхний предел, который в зависимости от энергии кванта находится на уровне $10^{-2} - 10^{-5} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. К настоящему времени в литературе не сообщается о новых результатах по измерению фонового потока солнечного гамма-излучения в этом энергетическом диапазоне.

Возможный фон Солнца в области больших энергий должен определяться в первую очередь взаимодействием галактических космических лучей с атмосферой Солнца.

Определение потока фонового гамма-излучения в области $E_\gamma > 70$ МэВ позволило бы получить величину интенсивности галактических космических лучей вблизи Солнца. К сожалению, пока имеется лишь верхний предел для потока гамма-квантов с $E_\gamma > 100$ МэВ. По ряду работ ⁹² он составляет $(1-4) \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

В предыдущих параграфах мы рассмотрели различные процессы, приводящие к генерации гамма-квантов во время солнечных вспышек. Ясно, что в различных энергетических диапазонах гамма-излучения эффективность разных механизмов разная. Это приводит к следующему важному заключению: при экспериментальном исследовании спектра гамма-излучения от Солнца следует ожидать многочисленных нерегулярностей.

Единой аналитической зависимостью спектр гамма-излучения описать будет невозможно.

Кроме такого, «общего», характера нерегулярностей в области энергий квантов меньше 20 МэВ надо ожидать сильных нерегулярностей вследствие разной интенсивности излучения в отдельных линиях. Поскольку относительная интенсивность линий гамма-излучения зависит от относительной концентрации различных элементов в области вспышки, то следует ожидать произвольных различий в относительной интенсивности отдельных линий для разных вспышек.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ МЕТОДАМИ ГАММА-СПЕКТРОСКОПИИ

Обнаружение гамма-излучения солнечных вспышек дает в руки исследователей солнечных космических лучей и различных физических процессов, протекающих в атмосфере Солнца, новые возможности, поскольку гамма-излучение связано с генерацией и распространением в атмосфере Солнца именно ядерной компоненты, которая не проявляется в других видах электромагнитного излучения Солнца.

Анализу этих возможностей посвящена настоящая глава.

а) Определение момента и длительности генерации частиц во вспышках

Характер начального периода регистрации гамма-излучения существенно будет зависеть от темпа ускорения частиц и от характера эволюции спектра ускоряемых частиц в начальной стадии ускорения.

В гл. 1 было показано, что возбуждение гамма-линий с достаточной интенсивностью происходит при ядерно-ядерных взаимодействиях. Надо учесть, что если сечение возбуждения уровней в протонно-ядерных взаимодействиях на наиболее обильных ядрах солнечной атмосферы имеет максимум $\sim 100-200$ мбн при $E_p \approx 10$ МэВ, то сами ядра уже при энергии порядка 1 МэВ/нуклон вступают во взаимодействие, приводящее к синтезу новых ядер и излучению гамма-квантов. При этом сечение такого взаимодействия нередко превышает 100 мбн.

В силу этого начальная фаза гамма-излучения может протекать так: если процесс ускорения частиц занимает малое время, то наиболее интенсивными линиями гамма-излучения будут линии возбуждения наиболее обильных элементов на Солнце, таких, например, как кислород и углерод; если темп ускорения достаточно мал, то в начале наибольший поток будет наблюдаться для гамма-квантов с энергией, меньшей 2,5 МэВ (здесь большой вклад дают ядерно-ядерные взаимодействия), затем для квантов с энергией 4,4 и 6,14 МэВ, т. е. со временем будет наблюдаться не только увеличение интенсивности гамма-излучения, но и переход максимальной интенсивности излучения от квантов с меньшей энергией к квантам с большей энергией.

Аналогичное явление может быть связано с изменением показателя спектра в процессе ускорения частиц в области энергий частиц меньше 100 МэВ. Так в зависимости от увеличения или уменьшения показателя спектра частиц интенсивность гамма-излучения будет уменьшаться либо возрастать. Это важно иметь в виду в связи с тем, что по экспериментальным данным наблюдаемые у Земли спектры солнечных космических лучей в области $E < 10$ МэВ различаются от вспышки к вспышке. С другой стороны, эволюция спектра в области энергий, больших 100 МэВ, практически не скажется в интенсивности линейчатого спектра гамма-излучения

из-за быстрого уменьшения сечения неупругого рассеяния и падающего вида спектра.

Поскольку гамма-излучение в линиях за счет неупругого рассеяния практически происходит мгновенно, то естественно ожидать, что длительность его наблюдения указывает на время присутствия энергичных частиц в достаточно плотных слоях атмосферы Солнца. Однако нельзя время, определенное таким образом, считать временем генерации частиц. Это было бы так, если бы выход частиц в межпланетную среду происходил за сравнительно короткое время. Длительность удержания частиц на Солнце известна не точно. Различные оценки показывают, что это время может быть несколько минут¹. С такой точностью в принципе можно надеяться определить продолжительность генерации частиц во время вспышек.

б) Анигиляция позитронов и определение параметров области вспышки

Возникающие при рассмотренных выше ядерных реакциях позитроны будут в конце концов аннигилировать с электронами солнечной плазмы. При этом процесс аннигиляции практически будет проходить после того, как позитроны достигнут теплового равновесия с окружающей средой.

В связи с этим наблюдение аннигиляционных γ -квантов дает возможность оценить плотность и температуру области вспышки. Уширение линии за счет допплер-эффекта $\Delta\gamma/\gamma = \sqrt{2E/mc^2}$. Отсюда видно, что при температуре области аннигиляции 10^4 — 10^7 К величина уширения составит 0,1—3%, т. е. вполне позволяет определить температуру области аннигиляции.

Плотность среды, где происходит аннигиляция позитронов, может быть определена по временной картине изменения интенсивности аннигиляционной линии. Время жизни до аннигиляции позитрона тепловой энергии равно $\tau = (n_e \sigma v)^{-1}$, где $\sigma = \pi r_0^2 c/v$ — сечение аннигиляции⁹³, r_0 — классический радиус электрона. Для тепловых позитронов $\tau = 1,3 \cdot 10^{14} n_e^{-1}$. Если время между началом ядерных взаимодействий (определенном, например, как момент наблюдения гамма-излучения от возбужденных ядер) и наблюдением аннигиляционной линии t , то ясно, что оно больше τ , откуда и получаем оценку плотности среды, в которой происходит аннигиляция.

Для вспышки 4 августа 1972 г.^{21, 27} время t не превышало 100 сек. Отсюда следует, что концентрация электронов в области, где происходила аннигиляция, была не меньше $n_e = 10^{12}$ см⁻³, а значит, концентрация вещества определенно больше 10^{12} см⁻³. По экспериментально наблюдавшей линии для этой вспышки удалось определить температуру области вспышки, которая не превышает 10^7 К^{73, 94}.

Выше (п. е) гл. 1 мы говорили, что средняя плотность вещества, в области, где эффективно протекают pp-реакции, может быть определена из сравнения потоков аннигиляционного излучения с излучением квантов с энергией, например, 4,43 МэВ. В самом деле, для вспышки 4 августа 1972 г. показатель спектра ускоренных частиц $S = 2 - 2,5$ ²,⁸². Для того чтобы понять наблюдавшийся поток квантов с $E_\gamma = 0,511$ МэВ, который примерно в два раза был выше потока квантов с $E_\gamma = 4,43$ МэВ, надо считать (согласно таблице 4 и формуле (1.12)), что основным источником позитронов в этом событии было взаимодействие энергичных протонов с водородом солнечной атмосферы, а средняя концентрация вещества в области этого взаимодействия была примерно на два порядка выше средней концентрации вещества в области высвечивания квантов с $E_\gamma = 4,43$ МэВ. Согласно формуле (1.5) n_H в области генерации гамма-

квантов с $E_\gamma = 4,43$ МэВ было $5 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$, откуда среднее значение n_H для области генерации аннигиляционного излучения будет $5 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$. Для этих оценок использовалось полученное в работе ⁸⁹ значение полного количества протонов, ускоренных в рассматриваемой вспышке.

**в) Анализ энергетического спектра
ускоренных частиц
по гамма-излучению от вспышки**

Интенсивность гамма-излучения в линиях позволяет выяснить ряд фактов относительно энергетического спектра частиц во вспышках. Пере-пишем выражение (1.5) в таком виде:

$$N_p(\geq E_1) = \int_{E_1}^{\infty} N_p(E) dE = \frac{4\pi r^2}{P(E_k, E_1) n_i} \frac{F_\gamma}{\langle \sigma_{p,i}^\gamma \lambda_p \rangle}, \quad (3.1)$$

где $\langle \sigma_{p,i}^\gamma \lambda_p \rangle$ — среднее значение произведения сечения и длины пробега протона до взаимодействия, $N_p(\geq E_1)$ — полное количество протонов с энергией, большей или равной E_1 , ускоренных во вспышке. Надо заметить, что наибольшая неопределенность в выражении (3.1) у величины n_i (она может меняться в несколько раз). Тем самым линейчатое гамма-излучение позволяет уже в настоящее время с хорошей точностью определить интегральное количество частиц в области генерации гамма-излучения.

Насколько это важно, можно проиллюстрировать на следующем примере, имеющем большое значение для понимания также характера выхода частиц в межпланетную среду и их распространения в ней.

Обычно регистрация частиц солнечных космических лучей происходит одним, реже несколькими космическими аппаратами, расположенными на небольшом расстоянии друг от друга вокруг Солнца. В этом случае задача определения полного количества ускоренных частиц всегда связана с какими-то предположениями о величине изотропии распределения частиц в межпланетной среде. Так, например, приходится предполагать, что в каком-либо рассматриваемом конкретном событии частицы заполняли сферический объем с радиусом в астрономическую единицу или, наоборот, предполагать, что объем, заполненный солнечными космическими лучами, представлял собой конус или трубу.

В любом случае имеется очень мало указаний на оправданность того или иного предположения. Соответственно точность получаемых оценок, как правило, составляет порядок, а иногда, возможно, и хуже. Тем самым трудно с лучшей точностью определить, например, такой важнейший параметр вспышки, как ее энергетика.

Определение $N_p(\geq E_1)$ согласно формуле (3.1) позволяет независимо оценить эту величину и дает возможность сравнить оба метода.

Кроме того, ясно, что независимое, возможно, по γ -излучению определение $N_p(\geq E_1)$, позволяет более полно выяснить также вопросы, связанные с распределением солнечных космических лучей в межпланетном пространстве.

Далее, кроме определения интегрального количества ускоренных частиц, гамма-излучение позволяет определить и спектральные характеристики этих частиц. Так $N_p(E) dE$ есть дифференциальный спектр протонов, который согласно современным представлениям может быть представлен в виде либо степенной функции, либо экспоненциальной.

Параметры такого представления могут быть оценены из данных по γ -линиям.

Так, если $N_p(E) dE = AE^{-S} dE$, то имеем для определения двух параметров A и S следующие уравнения, получаемые при регистрации, например, линий 4,43 МэВ и 6,14 МэВ:

$$F_\gamma(4,43) = \frac{n_{^{12}\text{C}}}{4\pi r^2} A \int E^{-S} \sigma_{^{12}\text{C}}^\gamma(E) \lambda_p(E) dE, \quad (3.2)$$

$$F_\gamma(6,14) = \frac{n_{^{16}\text{O}}}{4\pi r^2} A \int E^{-S} \sigma_{^{16}\text{O}}^\gamma(E) \lambda_p(E) dE. \quad (3.3)$$

Ясно, что параметр S можно определить с точностью не хуже, чем точность определения отношения потоков гамма-квантов, поскольку остальные, входящие в эти выражения величины известны достаточно хорошо. Аналогичные рассуждения применимы и для другого вида функциональной зависимости дифференциального спектра.

Кроме того, обнаружение гамма-излучения в достаточно большом количестве линий позволит возможно выяснить важнейший момент ускорительного процесса, связанный с механизмом ускорения. Дело в том, что при наблюдении нескольких отдельных линий, разнесенных по широкому интервалу энергий, можно будет выяснить функциональный вид спектрального распределения генерированных частиц, а следовательно, и формирующий такой вид спектра механизм ускорения.

Исследования по γ -излучению вспышек может дать целый ряд сведений и о высокознергичной части спектра ускоренных частиц. Гамма-излучение с $\gamma \geq 20$ МэВ до сих пор не наблюдалось при солнечных вспышках. Однако, как следует из (2.2), отношение $F_\gamma^\pi/F_\gamma' \approx 10^{-3}$, если F_γ' — поток квантов с $E_\gamma = 4,43$ МэВ. (Порог для реакции возбуждения этого уровня принят в 5 МэВ/нуклон.) Это величина достаточно большая и может быть обнаружена в современном эксперименте⁹⁵. Заметим, что отношение это вряд ли является завышенным, поскольку в целом ряде вспышек дифференциальный спектр частиц испытывает излом в районе энергии 10 МэВ, так что $N_p(>E)$ может оказаться меньше принятого.

В связи с полученной величиной отношения F_γ^π/F_γ' надо отметить два важных для физики солнечных космических лучей следствия. Необнаружение гамма-излучения с $E_\gamma \geq 20$ МэВ или уменьшение названного отношения означало бы следующее. Либо спектр ускоренных частиц при энергии в несколько сот МэВ может обрываться или претерпевать заметный излом, либо генерация частиц малых энергий и частиц больших энергий происходит при существенно разной концентрации вещества и существенных разных условиях их выхода из области ускорения. Так согласно данным^{96,97} момент генерации релятивистских протонов во вспышках, определенный по регистрации первого прихода этих частиц к Земле, не совпадает с моментом генерации гамма-излучения в этих вспышках, а запаздывает по отношению к нему на 8—10 минут. В указанных работах этот факт интерпретируется как доказательство захвата частиц такой энергии и удержания их в ловушке на Солнце определенное время. Однако, с другой стороны, есть экспериментальные факты и теоретические соображения^{98,99}, говорящие о том, что релятивистские протоны возникают позже, чем нерелятивистские, и высоко в короне или даже в межпланетном пространстве.

Если это так, то момент регистрации гамма-излучения высокой энергии должен запаздывать относительно момента регистрации гамма-излучения, например, в отдельных линиях. Кроме того, если релятивистские частицы возникают в других условиях, чем те, в которых возникают нерелятивистские частицы, весьма вероятно, что и условия их выхода из области ускорения другие. Например, они легко выходят в межпланетное про-

странство и не проникают на большие глубины солнечной атмосферы. Измерение F_γ^π/F_γ' одновременно с измерением спектра ускоренных частиц поможет разобраться в этом вопросе.

Отметим, что во время вспышек 4 и 7 августа 1972 г. наблюдалось аннигиляционное гамма-излучение. Причем, как сказано выше, источником позитронов для события 4 августа (возможно, что и для 7 августа) вероятнее всего была pp-реакция. Тогда эффективность генерации π^0 -мезонов (а следовательно, и квантов большой энергии) должна быть не ниже эффективности генерации π^+ -мезонов. К сожалению, экспериментальные данные по гамма-излучению большой энергии для этих событий отсутствуют.

**г) Г а м м а - и з л у ч е н и е в с п ыш к и при с и н т е з е
э л е м е н т о в и о су щ ес тв л ен ие р еж има
п ре им ущес тв енного у скор ен ия т яж елых я д ер
в с олнечных к осм ических л уч ах**

В п. д) гл. 1 было показано, что для целого ряда линий в γ -излучении вспышки важнейшим источником будет образование возбужденных ядер при их синтезе из других, как правило, более обильных в атмосфере Солнца, ядер.

Этот результат позволяет надеяться, что соответствующее γ -излучение можно использовать для определения следующих характеристик области вспышки и процессов, там протекающих.

Поскольку поток γ -квантов данной энергии у Земли $F_\gamma = n_i^\gamma V / 4\pi r^2$, где V — излучающий объем, n_i^γ — концентрация синтезированных возбужденных ядер, то ясно, что по данным о F_γ можно определить величину $n_i^\gamma V$, а также относительную эффективность синтеза различных ядер во вспышках, если наблюдать несколько γ -линий.

Аналогично формулам п. в) гл. 1, можно записать точное выражение для отношения концентрации γ -квантов, ежесекундно генерированных в реакциях синтеза ядер i из ядер j и k , к концентрации γ -квантов, ежесекундно генерированных при неупругом взаимодействии протонов с ядрами следующим образом:

$$\frac{n_{jh}^\gamma}{n_{pi}^\gamma} = \frac{\sum_{j, k} n_k \int I_j(E) \sigma_{jh}^\gamma(E) dE}{n_i \int I_p(E) \sigma_{pi}^\gamma(E) dE}. \quad (3.4)$$

Отсюда видно, что из данных по интенсивности γ -линий, одна из которых излучается синтезированным ядром, а другая — при возбуждении первичного ядра протоном, можно найти отношение I_j/I_p в области генерации гамма-излучения, т. е. выяснить, имело ли место преимущественное ускорение тяжелых ядер j во время вспышки ⁶⁹.

**д) Г а м м а - и з л у ч ен ие и у с л о в ия в ы х о да
с олнечных к осм ических л уч ай
в межпланетную среду**

В п. в) настоящей главы было показано, как по γ -излучению можно определить спектр ускоренных частиц и полное количество частиц, оставшихся на Солнце. Эти сведения в свою очередь позволяют прояснить следующий вопрос: какую долю составляют энергичные частицы, наблюдаемые в межпланетном пространстве после вспышки, от полного количества ускоренных частиц, т. е. каковы условия выхода ускоренных частиц в межпланетную среду? Эти условия определяются, несомненно, геомет-

рией магнитных полей активной области, в которой произошла вспышка ⁹, и для электронной компоненты доля выброшенных в межпланетную среду электронов не превышает нескольких процентов от их полного количества во вспышке ¹⁰⁰. Есть, однако, указания на то, что доля электронов, вышедших в межпланетное пространство, может составлять и несколько десятков процентов ¹⁰¹. Об этом говорит и анализ, проведенный в работе ¹⁰², связи между величиной потока рентгеновского излучения вспышки и ее мощностью. Из него следует, что доля вышедших в межпланетное пространство электронов, по-видимому, имеет регулярную зависимость от мощности вспышки.

Для протонной компоненты подобный анализ был проведен на основании сведений о γ -излучении с $E_\gamma = 2,2 \text{ МэВ}$ во вспышке 4 августа 1972 г. ⁸⁹. Было получено, что количество протонов, оставшихся на Солнце, с энергией более 1 МэВ во вспышках подобного класса $\approx 10^{36}$.

Количество протонов, выброшенных во время вспышки в межпланетную среду, можно определить как $N_p = \int F_p dS$, где F_p — полный поток протонов через площадку в 1 см² за все время вспышки. Для августовского события полный поток протонов с энергией 1—5 МэВ на орбите Земли составил $2 \cdot 10^9$ частиц ¹⁰³. Тогда $N_p (E \geq 1 \text{ МэВ}) \approx 10^{37}$ частиц, если принять, что F_p слабо зависит от угла. Действительное количество частиц, выброшенных в межпланетную среду, должно быть уменьшено, поскольку в событии 4 августа 1972 г. частицы занимали только часть сферы с радиусом в астрономическую единицу. Следовательно, количество частиц, вышедших в межпланетную среду, по порядку величины сравнимо с числом частиц, оставшихся на Солнце.

е) Определение ядерного состава солнечной атмосферы по спектру гамма-излучения

Линейчатое гамма-излучение вспышек несет информацию о ядерном составе области вспышки ²⁵. Действительно, поскольку интенсивность гамма-излучения в данной линии

$$I_\gamma (E_2) = \frac{P(E_1, E_2)}{4\pi r^2} n_i \int N_p(E) \sigma_{pi}^\gamma(E) \lambda_p(E) dE, \quad (3.5)$$

то, наблюдая, например, наиболее сильные линии, возникающие при неупругом рассеянии на различных элементах, получим

$$\frac{I_\gamma (E_2)}{I_\gamma (E'_2)} = \alpha \frac{n_i}{n'_i}, \quad (3.6),$$

где коэффициент

$$\alpha = \frac{P(E_1 E_2)}{P(E'_1 E'_2)} \frac{\int N_p(E) \sigma_{pi}^\gamma(E) \lambda_p(E) dE}{\int N_p(E) \sigma_{ph}^\gamma(E) \lambda_p(E) dE} \quad (3.7)$$

может быть вычислен, так как все, входящие в него величины и функции, известны.

Тем самым можно определить относительный ядерный состав той части атмосферы Солнца, в которой разыгрываются ядерные реакции. Важно в данном случае подчеркнуть, что гамма-спектроскопия может дать информацию о более глубоких слоях солнечной атмосферы, чем это доступно оптической спектроскопии.

Абсолютные значения концентрации различных ядер могут быть определены по их гамма-излучению уже с точностью до сведений о спектре ускоренных частиц или, по крайней мере, до значения полного количества частиц, ускоренных во вспышке, поскольку выражение для I_γ можно представить в виде

$$I_\gamma(E_2) = \frac{P(E_1 E_2)}{4\pi r^2} n_i N_p (>E) \langle \sigma_{pi}^\gamma \lambda_p \rangle,$$

где $\langle \sigma_{pi}^\gamma \lambda_p \rangle$ — среднее значение этого произведения.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Дорман Л. И., Мирошниченко Л. И. Солнечные космические лучи.— М.: Наука, 1968 г.
2. Володичев Н. Н., Григоров Л. Л., Колесов Г. Я., Морозова Е. И., Подорольский А. Н., Савенко И. А., Суслов А. А.— В кн.: Проблемы солнечной активности и космическая система «Прогноз».— М.: Наука, 1977,— С. 136.
3. Казарян М. С., Кужевский Б. М., Писаренко Н. Ф.— Геомагн. и аэроном., 1979, т. 19, с. 922.
4. Kourt V. G., Logachev Yu. I., Stolpovskii V. G.— In: 16th Intern. Cosmic Ray Conference — Kyoto, Japan, 1979.— V. 5, p. 176.
5. Мирошниченко Л. И.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1979, т. 43, с. 2535.
6. Гинзбург В. Л., Курносова Л. В., Разоренов Л. А., Фрадкин М. И.— УФН, 1964, т. 82, с. 585.
7. Кужевский Б. М., Курносова Л. В., Разоренов Л. А., Фрадкин М. И., Суслов А. А., Соколов В. Д., Шафер Ю. Г.— Космич. исслед., 1967, т. 5, с. 306.
8. Bradbury D., Chapman J., Raible P. B.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 30, p. 669.
9. Кужевский Б. М., Петрова И. В.— Астрон. ж., 1978, т. 55, с. 1057.
10. Van Allen J. A., Venkatarangan P., Venkatesan D.— In: 12th Intern. Cosmic Ray Conference-Hobart, Australia, 1971.— V.2, p. 448.
11. Mogro-Camprero A., Simpson J. A.— Astrophys. J., 1972, v. 177, p. L37.
12. Bertsch D. L., Reames D. V.— Solar Phys., 1977, v. 55, p. 491.
13. Webber W. R., Roelof E. C., McDonald F. B., Teegarden B. J., Trainor J.— Astrophys. J., 1975, v. 199, p. 482.
14. Lanzerotti L. J., MacLennan C. G.— J. Geophys. Res., 1973, v. 78, p. 3935.
15. Блох Г. М., Кужевский Б. М., Махмудов Б. М., Савенко И. А.— Геомагн. и аэроном., 1979, т. 19, № 4, с. 609.
16. Блох Г. М., Кужевский Б. М.— В кн.: Исследования космических лучей.— М.: Наука, 1975.— С. 114.
17. Рамати Р., Лингенфельтер Р. Е.— В кн.: Труды 6-го Ленинградского международного семинара по космофизике.— Л.: ФТИ АН СССР, 1974.— С. 25.
18. Ибрагимов И. А., Кошаров Г. Е.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, т. 41, с. 329.
19. Serlemitsos A. T., Balasubrahmanyam V. K.— Astrophys. J., 1975, v. 198, p. 195.
20. Hsieh K. S., Simpson J. A.— Astrophys. J., 1970, v. 162, p. L191.
21. Chupp E. L., Forrest D. J., Higbie P. R., Suri A. N., Tsai C., Dunphy P. D.— Nature, 1973, v. 241, p. 333.
22. Ведрен Ж., Линин О. Б., Мелиоранский А. С., Назарова Н. И., Панков В. М., Писаренко Н. Ф., Савенко И. А., Талой Р., Шамолин В. М.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1975, т. 39, с. 272.
23. Hudson H. S., Bain T., Gruber D. E., Matteson J. L., Nollan P. L., Peterson L. E.— Astrophys. J., 1980, v. 236, p. L91.
24. Champon G., Hurley K. et al.— Solar Phys. 1981, v. 69, p. 147.
25. Кужевский Б. М.— Астрон. ж., 1968, т. 45, с. 747.
26. Розенталь И. Л., Усов В. В., Эстулин И. В.— УФН, 1979, т. 127, с. 135.
27. Suri E. N., Chupp E. L. et al.— Solar Phys., 1975, v. 43, p. 415.

28. Горячев Ю. М., Канавец В. П., Кирпичников И. Б., Левинтова И. И., Морозов Б. В., Никифоров Н. А., Старосстин А. С.—ЯФ, 1973, т. 17, с. 940.
29. Кривоносов Г. А., Немашкало Е. А., Сторожко В. В., Ключарев А. П., Ехиев О. И., Чирт В. К.—ЯФ, 1976, т. 24, с. 461.
30. Measday D. F., Fisher P. S., Kalmykov A., Nikolaev F. A., Glegg A. B.—Nucl. Phys., 1963, v. 45, p. 98.
31. Hause L. F., Grimes S. M., Kamerdiener J. A., Madson V. A.—Phys. Rev. Ser. C, 1973, v. 8, p. 2072.
32. Davison N. E., Hasell D. K., Sourkes A. M., von Cers W. T. H., Carlson R. E., Cox A. J., Margaziotis D. J.—Nucl. Phys. Ser. A, 1977, v. 290, p. 45.
33. Де Ягер К. Строение и динамика атмосферы Солнца.—М.: ИЛ, 1962.
34. Смит Г., Смит Э. Солнечные вспышки.—М.: Мир, 1966.
35. Lingenfelter R. E., Flamm E. J., Canfield E. H., Kellman S.—J. Geophys. Res., 1965, v. 70, p. 4077.
36. Lingenfelter R. E., Flamm E. J., Canfield E. H., Kellman S.—Ibid., p. 4087.
37. Ибрагимов И. А., Коcharov Г. Е.—Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, т. 41, с. 1832.
38. Байсакалова А. Б. Автореферат канд. диссертации.—Алма-Ата: ИЯФ АН Каз. ССР, 1979.
39. Грошев Л. В., Демидов А. М., Луценко В. Н., Пелихов В. И. Атлас спектров гамма-лучей радиационного захвата тепловых нейтронов.—М.: Изд-во АН СССР, 1958.
40. Савин М. В., Хохлов Ю. А., Парамонова И. Н., Чиркин В. А., Лудин В. И., Сараева М. К., Жеребцов В. А.—ЯФ, 1976, т. 23, с. 512.
41. Drake D. M., Whetstone S. L., Halpern I.—Nucl. Phys. Ser. A, 1973, v. 203, p. 257.
42. Phillips G. W., Richard P., Elliott D. O., Hopkins F. F., Porter A. C.—Phys. Rev. Ser. C, 1972, v. 5, p. 297.
43. Domingo J. J.—Nucl. Phys., 1965, v. 61, p. 39.
44. Lamb W. A. S., Hester R. E.—Phys. Rev., 1957, v. 107, p. 550.
45. Hester R. E., Pixley R. E., Lamb W. A. S.—Ibid., 1958, v. 3, p. 1604.
46. Woodbury H. N., Tollesstrup A. V., Day P. B.—Ibid., 1954, v. 93, p. 1311.
47. Джелепов Б. С., Пекер Л. К. Схемы распада радиоактивных ядер.—М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1966.
48. Willard H. B., Baird J. K., Cohn H. O., Kington J. D.—Phys. Rev., 1957, v. 105, p. 202.
49. Hanna S. S., Meyer-Schützmeister L.—Ibid., 1957, v. 108, p. 1644.
50. Cohen S. C., Fisher P. S., Warburton E. K.—Phys. Rev. Lett., 1959, v. 9, p. 433.
51. Аллер Л. Распространенность химических элементов.—М.: ИЛ, 1963.
52. Nicolsky G. M.—Solar Phys., 1969, v. 6, p. 339.
53. Richter L., Jonner K. F.—Zs. Astrophys., 1967, Bd. 67, S. 155.
54. Wang H. T., Ramaty R.—Solar Phys., 1974, v. 36 p. 129.
55. Wang H. T., Ramaty R.—Astrophys. J., 1975, v. 202, p. 532.
56. Алфименков В. П., Борзаков С. Б., Вежбицкий Я., Овчинников О. Н., Пикельнер Л. Б., Шарапов Э. И.—Письма ЖЭТФ, 1979, т. 29, т. 1, 100.
57. Алфименков В. П., Борзаков С. Б., Бунатян Г. Г., Вежбицкий Я., Пикельнер Л. Б., Шарапов Э. И.—ЯФ, 1979, т. 31, с. 21.
58. Hurford G. J., Mowaldt R. A., Stone E. C., Vogt R. E.—Astrophys. J., 1975, v. 201, p. L95.
59. Fisk L. A.—Ibid., 1978, v. 224, p. 1048.
60. Ibragimov I. A., Kocharov G. E.—In: 15th Intern. Cosmic Ray Conference—Plovdiv, Bulgaria, 1977.—V. 5, SP 1a.
61. Коcharov Л. Г.—Изв. АН СССР. Сер. физ., 1980, т. 44, с. 2480.
62. Chan Y. D., Boon H., Vondenbosch R., Bernhardt K. J., Cramer J. C., Sielemann R., Green L.—Nucl. Phys. Ser. A, 1978, v. 303, p. 500.
63. Cheng V. K. C., Little A., Yuen H. C., Lazarus S. M., Hanna S. S.—Ibid., 1979, v. 322, p. 168.
64. Pougheon I., Roussel P., Bernas M., Diap F., Fabro B., Naulin F., Plagnol E., Rotbard G.—Ibid., 1979, v. 325, p. 481.

65. Carter J., Clarkson R. G., Hnizdo V., Sellschop J. P. F.—*Ibid.*, 1978, v. 297, p. 520.
66. Geoffroy K. A., Natowitz J. B., Eggers R. S.—*Ibid.*, 1978, v. 302, p. 310.
67. Young K. S., Jr., Lind J. M., Zurmühle R. W., Balamuth D. P.—*Ibid.*, 1979, v. 323, p. 178.
68. Saint-Laurent F., Conjeaud M., Nagao S., Loiseaux J. M., Meuet J., Viano J. B.—*Ibid.*, 1979, v. 327, p. 517.
69. Кужевский Б. М. Доклад на VII-м Европейском симпозиуме по космическим лучам. Ленинград, 1980.—Труды VII Европейского симпозиума по космическим лучам, 1980.—С. 263.
70. Kozlovsky B., Ramaty R.—Цит. в ⁶⁰ сб.—V. 5, p. 88.
71. Hultqvist L.—*Solar Phys.*, 1977, v. 52, p. 101.
72. Гордон И. М.—*Астрон. ж.*, 1960, т. 37, с. 934.
73. Ramaty R., Kozlovsky B., Lingenfelter R. E.—*Space Sci. Rev.*, 1975, v. 18, p. 341.
74. Кужевский Б. М. Доклад на III Всесоюзном семинаре по гамма- и рентгеновской астрономии. Крым, КРАО, 1980.—*Астрон. ж.*, 1981, т. 59 с. 589.
75. Ибрагимов И. А., Кошаров Г. Е.—Письма Астрон. ж., 1977, т. 3, с. 412.
76. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. Происхождение космических лучей.—М.: Изд-во АН СССР, 1963.
77. Крат В. А.—Изв. вузов. Сер. «Радиофизика», 1977, т. 20, с. 1302.
78. Котов Ю. Д., Кельнер С. Р., Агаронян Ф. А.—В кн.: 10-й Ленинградский международный семинар по космофизике.—Л.: 1978.—С. 294.
79. Агаронян Ф. А., Кельнер С. Р., Кириллов Угрюмов В. Г., Котов Ю. Д.—Изв. АН СССР, Сер. физ., 1979, т. 43, с. 2499.
80. Pearse W. A., Gale W. A., Dick I. M.—*Nucl. Phys. Ser. B*, 1967, v. 3, p. 241.
81. Cranfill C. J., Cranfill H., Ramaty R.—*Astrophys. J.*, 1979, v. 229, p. 762.
82. Ramaty R., Kozlovsky B., Suri A. N.—*Ibid.*, 1977, v. 214, p. 617.
83. Зельдович М. А., Кужевский Б. М., Логачев Ю. И., Савенко И. А., Шестопалов И. П.—*Косм. исслед.*, 1975, т. 13, с. 851.
84. Зельдович М. А., Кужевский Б. М., Логачев Ю. И.—Цит. в ² сб.—С. 106.
85. Байсакалова А. Б., Богданова О. А., Искаков Т. З., Кобзев В. А., Коломеец Е. В., Купчишин А. И.—Изв. АН СССР, Сер. физ., 1975, т. 39, с. 264.
86. Baisakalova A. B., Kolomeets E. V.—Цит. в ⁶⁰ сб.—V. 5, p. 76.
87. Кужевский Б. М.—Письма Астрон. ж., 1977, с. 3, с. 26.
88. Кужевский Б. М.—Письма ЖЭТФ, 1967, т. 6, с. 832.
89. Кужевский Б. М.—Письма Астрон. ж., 1976, т. 2, с. 581.
90. Eileazeg B.—C. R. Ac. Sci. Ser. AB, 1966, t. 269, p. B849.
91. Эстулин И. В.—Цит. в ¹⁶ сб.—С. 67.
92. Боков В. Л., Бочаркин В. К., Городинский Г. М., Круглов Е. М., Пятигорский Г. А.—Изв. АН СССР. Сер. физ., 1979, т. 43, с. 2509.
93. Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика.—М.: Наука, 1969.
94. Чапп Е. Л.—Цит. в ¹⁷ сб.—С. 355.
95. Kuyl J. M., Schirr E.—L. et al.—Цит. в ⁴ сб.—V. 5, p. 135.
96. Володичев Н. Н., Григоров Н. Л., Колесов Г. Я., Морозова Е. И., Подорольский А. Н., Савенко И. А.—Цит. в ² сб.—С. 131.
97. Mathews T., Lanzerotti L. Y.—*Nature*, 1973, v. 241, No. 5388, p. 335.
98. Tortughi I. N.—*Space Sci. Rev.*, 1980, v. 26, No. 2.
99. Чирков Н. П., Филиппов А. Т.—В кн.: VII Ленинградский международный семинар по космофизике.—Л.: Наука, 1976.—С. 155.
100. Anderson K. A., Kane Y. R., Lin R. P.—In: Proc. of Intern. Seminar on the Problem of Cosmic Ray Generation on the Sun.-Leningrad, 1970.—P. 269.
101. Daibog E. I., Devicheva E. A., Golennetskii S. V., Gulyan Yu. A., Kurt V. G., Logachev Yu. I., Nogteva A. V., Stolpovskii V. G., Varga A.—In: XXIII COSPAR, 2 Symposium on Cosmic Rays in the Heliosphere. 2.2.5. 2—4 June 1980.
102. Корвижных О. М., Кужевский Б. М., Чупова Л. М.—Письма Астрон. ж. 1978, т. 4, с. 197.
103. World Data Center A. Solar-terrestrial Physics. Report UAG-28. P. II: Collected Data Reports on August 1972 Solar-terrestrial Events/Ed. H. E. Coffey.