1979 г. Январь *Том 127, вып 1*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

523.165

КОСМИЧЕСКАЯ γ-СПЕКТРОСКОПИЯ

И. Л. Розенталь, В. В. Усов, И. В. Эстулин

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение 135
2. Особенности ядерных реакций в космических условиях 136
а) Ядерная γ-спектроскопия (136). б) Общие соображения об интенсивности ядерных космических γ-линий (138). в) О профиле γ-линий (141). г) Образование нейтронов (142). д) Аннигиляционная γ-линия (143).
3. Методика космической γ-спектроскопии 145
4. Основные наблюдательные данные 148
5. Астрофизическая интерпретация наблюдательных данных 153
а) γ-линии от Солнца (153). б) Галактические γ-линии (156). в) γ-линии от радиогалактики Cen A (158).
6. Итоги и перспективы 159
Цитированная литература 160

ВВЕДЕНИЕ

Космическая γ-спектроскопия является новой областью внеатмосферной астрономии. Она основана на наблюдении линейчатых спектров γ-квантов с энергиями $\sim 10^{-1} - 10$ *Мэв*, возникающих в космическом пространстве *). Эти линии обусловлены аннигиляцией позитронов и ядерными реакциями, происходящими в наружных слоях космических объектов или в межзвездном и межгалактическом пространстве.

Использование ядерных реакций синтеза внутри звезд для интерпретации их эволюции стало привычным для астрофизиков и не нуждается в комментариях. В космической γ-спектроскопии мы встречаемся с новыми (для астрономов) физическими явлениями и новыми (для физиков) объектами исследований.

Космическая γ-спектроскопия помогает изучать свойства внешних слоев нестационарных объектов. Хотя времена существования космических объектов в нестационарной фазе могут существенно отличаться (от 1 *сек* до 10^{13} *сек*), тем не менее всех их роднит одно чрезвычайно важное обстоятельство: существование мощных потоков корпускулярных частиц относительно больших энергий ($\gtrsim 0{,}1$ *Мэв*). Исследованию характеристик этих потоков также способствует космическая γ-спектроскопия.

*) Отметим, что в последние годы также очень бурно развиваются исследования непрерывного космического γ-излучения с энергией квантов в диапазоне 0,1—10^7 *Мэв* (см., например, обзор [1]).

© Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», «Успехи физических наук», 1979.

Сейчас привычным является объединение совершенно различных областей науки «под одной крышей». Однако когда такая новая наука находится в процессе становления, ее изложение требует особого подхода. Нужно удовлетворить интересам и любознательности всех «смежников»— в данном случае астрофизиков и ядерщиков. Поэтому некоторые разделы нашей статьи (например, гл. 2) не содержат существенно новой информации для специалистов в области ядерной физики, а некоторые разделы (гл. 5) не очень новы для астрофизиков; однако, на наш взгляд, подобные издержки необходимы для целостного понимания результатов и перспектив космической γ-спектроскопии и физиками, и астрономами.

2. ОСОБЕННОСТИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ В КОСМИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ

а) Ядерная γ-спектроскопия

Атомное ядро является сложной квантовой системой со многими дискретными уровнями возбуждения. Разность энергии между уровнями равна $\sim 2\hbar^2/m_pR^2 \approx 1 - 10$ *Мэв*, где m_p — масса протона, а $R \approx (0{,}3 - 1)\cdot 10^{-12}$ *см* — характерный радиус ядер. Если атомному ядру при столкновении сообщить достаточно большую энергию, то оно перейдет в возбужденное состояние. Затем в течение некоторого времени ядро переходит в основное состояние или в иные ядра, испуская при этом нуклоны, α-частицы, $\beta^{\pm}$-электроны или γ-кванты. Далее нас будет интересовать последний тип реакций, так как только излучение является непосредственным источником информации о космических объектах.

Отметим два важных свойства радиационных переходов:

1) если ядро испускает γ-квант после своей остановки, то энергия γ-кванта $E_\gamma = \mathrm{const}$ с точностью до естественной ширины линии ΔE_γ;

2) естественные ширины линий довольно существенно отличаются друг от друга.

При отсутствии конкурирующих процессов время жизни $\Delta\tau_\gamma$ относительно высвечивания γ-кванта связано с величиной ΔE_γ соотношением неопределенности

$$\Delta\tau_\gamma \cdot \Delta E_\gamma \sim \hbar. \tag{1}$$

Если $\Delta\tau_\gamma \sim 10^{-17}$ *сек*, то $\Delta E_\gamma \sim 1$ *кэв*.

Величина $\Delta\gamma_\gamma$ подвержена значительным колебаниям. Как правило, она мала, хотя изредка встречаются состояния с относительно большими временами жизни. Например [2], линия $E_\gamma = 6{,}13$ Мэв в спектре ядра O^{16} имеет время жизни $\Delta\tau_\gamma \sim 10^{-11}$ *сек*.

Обычно возбужденные ядра возникают в состоянии движения, и вследствие эффекта Допплера происходит смещение (направленное движение ядер) или уширение (хаотическое движение ядер) излучаемых ими γ-линий. Исключение составляют уровни, высвечивающиеся в течение рекордно больших времен в конденсированных средах, когда ядро успевает остановиться до своего распада. В космических условиях практически всегда (исключая, возможно, плотную фотосферу пульсаров) ядро будет высвечиваться при импульсе, который оно получило в момент возбуждения.

Рассмотрим далее некоторые возможные типы реакции возбуждения ядер.

При столкновении электронов или позитронов с ядрами взаимодействие обусловлено электромагнитными силами:

$$e + (z,\ A) \to (z,\ A)^* + e'. \tag{2}$$

где (z, A) — ядро с номером z и массовым числом A; $(z, A)^*$ — возбужденное ядро. В дальнейшем ядро $(z, A)^*$ может испускать γ-квант при переходе в другое состояние: $(z, A)^* \to (z, A) + \gamma$. Наибольшая интенсивность γ-линий соответствует, как правило, переходам в основное состояние.

Взаимодействие тяжелых заряженных частиц (протонов, α-частиц и т. д.) с ядрами среды обусловлено электромагнитными и ядерными силами. Примером такой реакции является:

$$p + (z, A) \to (z, A)^* + p'. \tag{3}$$

Возможны также реакции захвата протона

$$p + (z, A) \to (z + 1, A + 1)^* \tag{3а}$$

или выбивание нуклона:

$$p + (z, A) \to (z - 1, A - 1)^* + 2p'. \tag{3б}$$

Схема реакции захвата протона (3а) представлена на рис. 1.

Кроме того, ядра могут возбуждаться при реакциях с участием нейтронов. Например,

$$n + (z, A) \to (z, A + 1)^*, \tag{4}$$

$$n + (z, A) \to (z, A)^* + n', \tag{4а}$$

и т. д.

Могут также происходить реакции с развалом ядра мишени на два или большее число осколков, которые впоследствии испускают γ-кванты. Например,

$$p + (z, A) \to (z + 1, A + 1) \to (z_1, A_1) + (z_2, A_2). \tag{5}$$

В космических условиях основную роль играют процессы с участием протонов. Это связано с тем, что релятивистская космическая плазма обладает следующими свойствами:

а) она электронейтральна,

б) в ней преобладают очень легкие ядра и протоны.

Отсюда следует, что число электронов и тяжелых частиц в космической плазме примерно одинаково. Однако, поскольку константа электромагнитного взаимодействия примерно в 100 раз меньше константы сильного, процесс (2), в котором доминируют электромагнитные силы, существенно подавлен по сравнению с реакцией (3). Поэтому для оценок интенсивности космических γ-линий процессом (2) можно пренебречь.

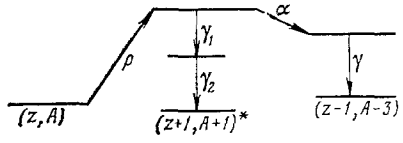

Рис. 1. Схема реакции захвата протона с образованием составного ядра $(Z + 1, A + 1)$ и последующим испусканием α-частиц и γ-квантов.

Относительные распространенности элементов во Вселенной и космических лучах незначительно отличаются друг от друга (наблюдается небольшое обогащение космических лучей сложными ядрами). Исключение составляют ядра Li, Be, B, которых в космических лучах содержится примерно в 10^5 раз больше, чем в среднем во Вселенной. Известно, что распространенность элементов вплоть до железа уменьшается с ростом z. Из этого вытекает, что реакция (5) менее вероятна, чем реакция (3), если образуется возбужденное ядро со значениями z и A, совпадающими с величинами z и A первичного ядра.

Исключения могут составлять возбужденные состояния Be и B, поскольку реакция типа (3) маловероятна из-за относительно небольшой распространенности ядер Li. Реакция (4) с участием нейтронов может

быть малоэффективна из-за распада нейтронов (время полураспада нейтронов $\tau_n \sim 1000$ *сек*). Для того чтобы эта реакция проходила интенсивно, необходима достаточно большая величина концентрации n:

$$\sigma_{n\gamma} v \tau_n \gtrsim 1, \tag{6}$$

где $\sigma_{n\gamma}$ — сечение реакции взаимодействия нейтронов с ядрами, сопровождающейся испусканием γ-квантов, а v — относительная скорость нейтронов и ядер.

Сечение реакций (4) с участием нейтронов определяется известной формулой Брейта — Вигнера. Однако для грубых оценок можно положить

$$\sigma_{n\gamma} \sim \lambda^2, \tag{7}$$

где λ — длина волны нейтрона, соответствующая резонансному значению E_γ. Величину E_γ для оценок можно считать равной 10 *Мэв*. Тогда из (6) следует $n > 10^{13}$ *см*^{3}. Подчеркнем, что это условие необходимо, но недостаточно для существования интенсивных космических γ-линий, испускаемых возбужденными ядрами, образующимися при захвате нейтронов. Для существования таких γ-линий требуются также мощные источники нейтронов, которые сами возникают в ядерных реакциях: например, типа (5) (подробнее см. гл. 5). По всем этим причинам возникновение γ-линий в космических условиях в реакциях (3), инициированных протонами, более вероятно, чем в реакциях (4) с участием нейтронов.

б) Общие соображения об интенсивности ядерных космических γ-линий

Найдем общие выражения для светимости в данной γ-линии. Определим величину q_α следующим образом: пусть в единице объема находится одно ядро, и концентрация космических протонов с энергией выше E также равна единице. Тогда светимость q_α в заданной линии $E_{\gamma\alpha}$ есть число γ-квантов с этой энергией, испущенное в единицу времени.

Рассмотрим далее реакцию (3). Пусть $\Psi(E)$ есть нормированный дифференциальный спектр протонов космических лучей

$$\int_0^\infty \Psi(E)\, dE = 1, \tag{8}$$

где E — кинетическая энергия протонов. Обозначим через ${}_zK^A$ отношение концентрации элемента с зарядом z и атомным весом A к концентрации водорода. Тогда

$$q_\alpha = {}_zK^A \int_0^\infty \Psi(E)\, \sigma_\alpha(E)\, v_K\, dE, \tag{9}$$

где $\sigma_\alpha(E)$ — сечение возбуждения данного уровня, $v_K \approx \sqrt{2E/m_p}$. Мы используем нерелятивистское приближение, поскольку основной вклад в интеграл (9) вносят частицы с энергией $E \lesssim 100$ *Мэв*.

На рис. 2 представлена зависимость $\sigma(E)$ для возбуждения ядер C^{12} (с испусканием γ-линии $E_\gamma = 4{,}43$) и O^{16} (γ-линия 6,14 *Мэв*) протонами и α-частицами (процессы $(p, p'\gamma)$ и $(\alpha, \alpha'\gamma)$).

В табл. I приводятся сечения некоторых реакций (см., например, [3]).

Таблица I

Ядро	Энергия уровня, *Мэв*	Величина сечения, *мбн*			
C^{12}	12,7	10 (18)	30 (20)	4 (28)	4 (30)
N^{14}	2,31	24 (8)	32 (10)	34 (14)	
	3,95	58 (8)	77 (10)	22 (14)	
O^{16}	6,92+7,12	80 (13)	70 (14)	55 (16)	40 (19)
	8,87			40 (16)	30 (19)
Si^{28}	1,37	320 (8)	150 (14)		
	1,78	320 (8)	150 (14)		
S^{32}	2,14	250 (5)	120 (8)	100 (11)	60 (14)

В скобках даны значения энергии налетающего протона, измеряемые в *Мэв*.

Выход γ-квантов при различных реакциях частиц с $E \sim 3 - 10$ *Мэв* в связи с астрофизическими приложениями исследовался во многих работах. Например, реакции $(p, p'\gamma)$ для ядер C^{12}, Si^{28}, Si^{29}, Ti^{46}, Fe^{56}, Ni^{58} изучались в работах [4-8]. Сечения выхода по порядку величины совпадали с теоретическими оценками, сделанными на основе оптической модели [9].

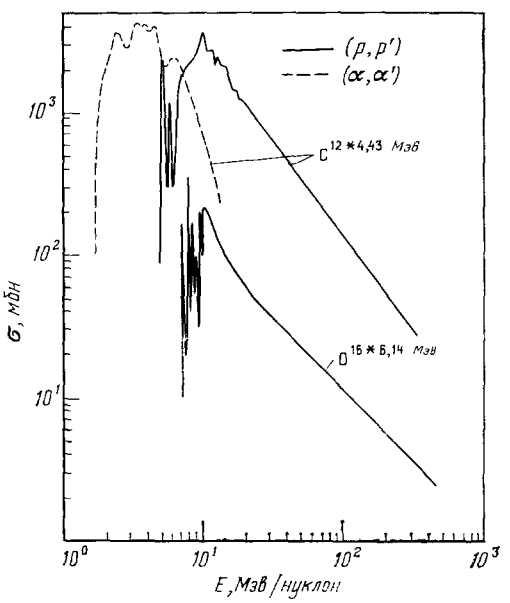

Рис. 2. Зависимость сечения возбуждения ядер C и O протонами и α-частицами.

Из рис. 2, а также из табл. I можно сделать ряд важных заключений:

1. Если масса налетающей частицы существенно меньше, чем масса покоящейся, то сечение $\sigma(E)$ имеет максимум при $E \sim (2 - 4)\, E_\gamma$, а затем оно убывает.

2. При энергии $E < 2E_\gamma$ сечение стремится к нулю.

3. Зависимость $\sigma(E)$ имеет весьма сложную форму, которую трудно представить аналитически (особенно в районе максимума).

4. Хотя сечения $\sigma(E)$ различных процессов возбуждения довольно сильно отличаются друг от друга, однако в районе максимума они по порядку величины равны ~ 100 *мб*.

Первые два из перечисленных свойств легко понять на основе законов сохранения импульса, энергии и массы.

Рассмотрим столкновение ядра (z_1, A_1) с покоящимся ядром (z_2, A_2), при котором образуется составное ядро $(z_1 + z_2, A_1 + A_2)$. Реакции (3) — (5) являются частными случаями этой более общей реакции. Для того чтобы образующееся составное ядро $(z_1 + z_2, A_1 + A_2)$ могло испустить

квант с энергией E_γ, необходимо, чтобы масса составного ядра удовлетворяла условию

$$ {}_{z_1+z_2}M^{A_1+A_2} \geqslant {}_{z_1}M^{A_1} + {}_{z_2}M^{A_2} + E_\gamma. \tag{10}$$

Отсюда в нерелятивистском приближении следует, что импульс налетающей частицы p_{z_1} должен удовлетворять условию

$$ \frac{p_{z_1}^2}{2}\left(\frac{1}{{}_{z_1}M^{A_1}} + \frac{1}{{}_{z_1}M^{A_1} + {}_{z_2}M^{A_2}}\right) \geqslant E_\gamma. \tag{11}$$

Иначе говоря, энергетический порог $E_п$ реакции по порядку величины удовлетворяет условиям $E_п \geqslant E_\gamma$ (при ${}_{z_1}M^{A_1} \ll {}_{z_2}M^{A_2}$) или $E_п \geqslant 2E_\gamma$ (при ${}_{z_1}M^{A_1} \sim {}_{z_2}M^{A_2}$).

Существенную роль в подавлении сечения реакций заряженных частиц при малых энергиях играет кулоновский барьер. Энергия барьера $E_б \sim z_1 z_2 e^2/R$ ($R \sim 10^{-12}$ *см* — характеристический размер ядер). Для легких ядер величина $E_б$ равна примерно 10 *Мэв*. Вероятность реакций при $E < E_б$ (подбарьерные реакции) быстро падает с уменьшением энергии налетающей частицы E. Поскольку сечения реакций в непосредственной близости от энергетического порога обычно малы (из-за влияния фазового объема), то при возрастании E растет также и $\sigma(E)$. Однако в дальнейшем начинает действовать резонансный фактор, обусловленный дискретностью уровней, благодаря которому сечение $\sigma(E)$ при $E \geqslant (2 - 4)\, E_\gamma$ начинает уменьшаться с ростом энергии E. Перечисленные выше особенности поведения сечения $\sigma(E)$ позволяют существенно упростить вычисление интеграла q_α (9).

Обычно спектр субкосмических лучей аппроксимируют следующим образом:

$$\Psi(E) = K_1 E^{-s} \quad \text{(нетепловой спектр)}, \tag{12}$$

$$\Psi(E) = K_2 e^{-P/P_0} \quad \text{(квазитепловой спектр)}, \tag{13}$$

где s, K_1, K_2 и P_0 — константы, E — энергия ядра на нуклон, P — жесткость (импульс на единицу заряда).

Поскольку спектр космических лучей быстро убывает с увеличением E, то в интеграл (9) можно вместо E подставить значение E_{max}, при котором сечение $\sigma(E)$ достигает максимума. В этом случае для $\Psi(E)$, определяемой формулой (12), имеем

$$q_\alpha \approx {}_zK^A N(> E_{max})\, \sigma(E_{max})\, v_K(E_{max}), \tag{14}$$

где $N(> E_{max}) = \int\limits_{E_{max}}^{\infty} \Psi(E)\, dE$ — интегральный спектр космических лучей.

Аналогично для спектра (13)

$$q'_\alpha \simeq K^A N(> P_{max})\, \sigma(P_{max})\, v_K(P_{max}); \tag{15}$$

здесь P_{max} — жесткость, соответствующая E_{max}.

В первом приближении отношение интенсивности линий α и β равно q_α/q_β.

Изучение подобных отношений важно для определения спектров и интенсивности космических лучей в области энергии порядка нескольких десятков мегаэлектрон-вольт.

До сих пор предполагалось, что спектр космических лучей не изменяется во времени. В реальном случае в нестационарных объектах происходит изменение спектров космических лучей (12), (13) вследствие

взаимодействий со средой. В основном это электромагнитные взаимодействия, обуславливающие ионизационные потери.

В том случае, если эти потери не компенсируются соответствующим ускорением и пробег относительно этих взаимодействий существенно меньше пробега относительно образований γ-линии, то обычно такая среда называется толстой. Для толстой среды нужно учесть трансформацию спектра космических лучей, обусловленную суммарными потерями

$$\frac{dE}{dx} = f(E), \tag{16}$$

где $f(E)$ учитывает электромагнитные потери на ионизацию и за счет ядерных взаимодействий (в том числе и образование γ-линий). Уравнение (16) имеет определенное решение $E(x)$. При $x = 0$ функция распределения имеет вид (12) или (13). Зная решение $E(x)$, легко восстановить $\Psi(E, x)$. Используя эту функцию и соотношение (9) или (14) и (15), можно найти число γ-квантов, образованных космическими лучами [4].

Полная светимость космического объекта в γ-линии α равна

$$L_{\gamma\alpha} = q_\alpha V_\alpha n_1 n_2, \tag{17}$$

где V_α — эффективный объем излучающей области, n_1 и n_2 — значения концентрации космических лучей и частиц плазмы, участвующих в реакции.

Поток $I_{\gamma\alpha}$ регистрируемых γ-квантов на границе атмосферы Земли

$$I_{\gamma\alpha} = \frac{L_{\gamma\alpha}}{4\pi R^2}, \tag{18}$$

где R — расстояние до наблюдаемого объекта.

в) О профиле γ-линий

Ранее упоминалось, что естественная ширина линий мала ($\lesssim 1$ *кэв*). Однако есть ряд дополнительных причин, приводящих к уширению наблюдаемых γ-линий. Наиболее тривиальная — это плохое разрешение приборов (см. гл. 3). При некоторых наблюдениях это разрешение составляло несколько десятков *кэв*. Кроме того, может происходить существенное уширение γ-линий по следующим причинам: 1) сталкивающие частицы движутся, что приводит к допплеровскому уширению; 2) вследствие рассеяния γ-излучения линий. Рассмотрим оба эти явления.

1) Допплеровское уширение. Составное ядро, как уже отмечалось ранее, в космических условиях почти всегда испускает фотоны, двигаясь с той же скоростью v, которой оно обладало в момент возникновения:

$$v = \sqrt{\frac{2E}{z_1 M^{A_1}}}, \tag{19}$$

и, следовательно, допплеровский сдвиг будет $\sim v/c \sim \sqrt{2E/z_1 M^{A_1} c^2}$. Для точного вычисления уширения нужно отношение v/c усреднить по спектру $\Psi(E)$ сталкивающихся частиц. Однако для оценок достаточно использовать значение $E = E_{\max}$, соответствующее максимуму сечения. Например, при $E = 2E_\gamma \sim 10$ *Мэв* и $A = 10$ ширина γ-линии, обусловленная эффектом Допплера, составляет $\sim (0{,}05 - 0{,}1)\, E_\gamma$. Отметим, что, поскольку угол вылета γ-квантов из составного ядра (в системе координат, связанной с ядром) не зависит от направления его движения, допплеровское уширение происходит в обе стороны от регистрируемой линии — в «красную» и «фиолетовую» области.

2) Рассеяние γ-квантов. Комптоновское рассеяние, как правило, приводит к уменьшению энергии γ-квантов. Исключением является случай, когда концентрация релятивистских электронов достаточно высока. Уширение, обусловленное комптон-эффектом, несущественно, если эффективная толщина излучающей области значительно меньше пробега γ-кванта относительно комптон-эффекта. Для $E_\gamma \gtrsim 1$ *Мэв* этот пробег ~ 100 *г·см*$^{-2}$. В принципе комптон-эффект сказывается и при прохождении γ-квантов через межзвездное или межпланетное пространство. Однако в этом случае оптическая толща мала — существенно меньше, чем 10 *г·см*^{2}.

В области энергий γ-квантов $E_\gamma \sim 1$—10 *Мэв* сечение комптон-эффекта падает, и, следовательно, размытие γ-линий, обусловленное комптон-эффектом, при увеличении E_γ уменьшается.

В заключение отметим еще один экзотический эффект, приводящий к одностороннему смещению γ-линий. Если γ-кванты испускаются вблизи компактного объекта (например, нейтронной звезды), то происходит гравитационное красное смещение — уменьшение энергии регистрируемых вдали от объекта γ-квантов. Для нейтронной звезды это смещение может достигать $\sim$ 10 — 20%.

г) Образование нейтронов

Нейтроны могут возникать в различных ядерных реакциях, например, в реакциях He^4 (α, n) Be^7; C^{12} (p, pn) C^{11}; O^{16} (p, pn) O^{15} и т. д. Они могут также образовываться и в неупругих реакциях перезарядки, например,

$$p + p \rightarrow p' + n + \pi^+. \qquad (20)$$

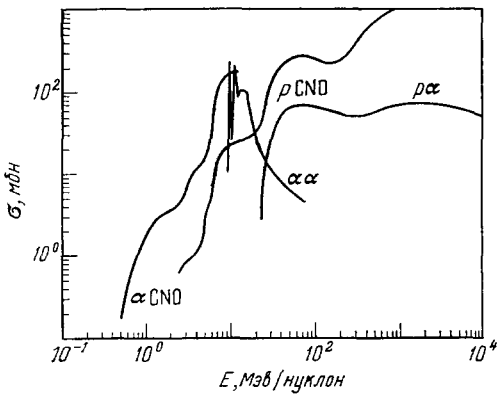

Рис. 3. Зависимость суммарного сечения образования нейтронов протонами при взаимодействиях с ядрами легких элементов [4].

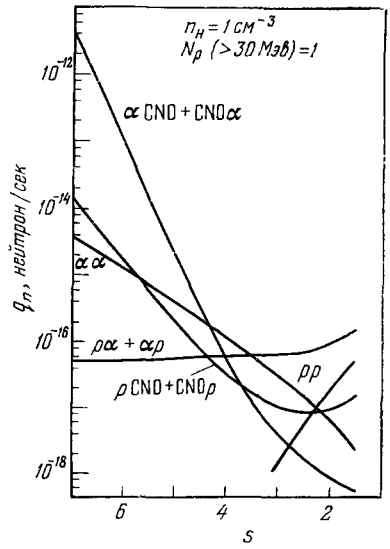

Рис. 4. Зависимость выхода q_n нейтронов в тонкой мишени, если спектр налетающих частиц имеет степенной вид (s — показатель степени энергетического спектра).

На рис. 3 представлены суммарные сечения образования нейтронов при взаимодействии протонов с легкими элементами. На рис. 4 даны результаты расчетов [4] выхода нейтронов q_n для тонкой мишени в различных реакциях. Из рис. 3, 4 следует, что реакция перезарядки в области малых энергии нейтронов ($\lesssim$ 100 *Мэв*) играет существенно меньшую роль, чем

реакции на сложных ядрах. Полное число нейтронов, испускаемых из единицы объема, равно $l_n = q_n n_1 n_2$, а поток нейтронов в пределах излучающей области

$$I_n = l_n \tau_n \bar{v}_n, \tag{21}$$

где $\bar{v}_n$ — средняя скорость нейтронов. Дальнейшая судьба нейтронов зависит от плотности среды. В разреженной среде нейтроны будут в основном распадаться. Если выполняется неравенство (6), возможно замедление быстрых нейтронов, возникающих в ядерных реакциях, до тепловых скоростей. Такие тепловые нейтроны захватываются главным образом протонами: $n + p \to d + \gamma$. В этой реакции $E_\gamma = 2{,}23$ *Мэв*.

д) Аннигиляционная γ-линия

Позитроны могут возникать в результате следующих процессов: образование β^+-активных ядер (с последующим их распадом) и образование π^+-мезонов (с последующим распадом $\pi^+ \to \mu^+ \to e^+$). Выход позитронов при образовании некоторых нестабильных ядер представлен на рис. 5.

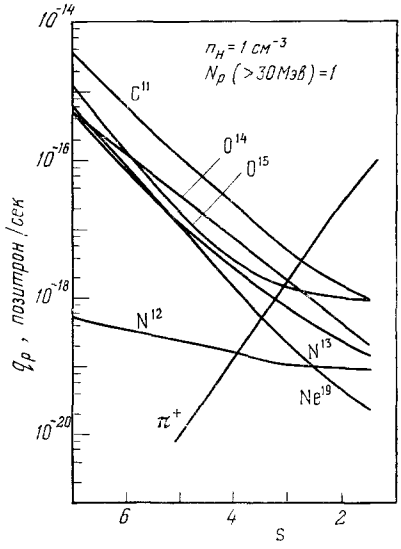

Рис. 5. Зависимость выхода q_p позитронов при β^+-распадах ядер, возбуждаемых частицами со степенным спектром (s — показатель степени энергетического спектра[4]).

Позитроны могут также образовываться в сильных магнитных, электрических и гравитационных полях.

Последний механизм особенно нетривиален. Он возможен лишь в ближайшей окрестности черных дыр с массой $M \lesssim 10^{17}$ *г*, когда их гравитационный радиус $2GM/c^2$ не превосходит $\sim \hbar/m_e c$ (см., например, [10])

В сильных магнитных полях возможен процесс

$$\gamma + H \to H + e^+ + e^- \tag{22}$$

или

$$e^- + H \to H + 2e^- + e^+. \tag{23}$$

В электрическом поле возможно спонтанное рождение e^+, e^--пар из вакуума. Особенно интенсивно этот процесс протекает, когда напряженность электрического поля $\mathscr{E}$ близка к критическому значению $\mathscr{E}_{\text{кр}}$.

Критическое значение напряженности $\mathscr{E}_{\text{кр}}$ достигается, когда на расстоянии порядка комптоновской длины электрона $\hbar/m_e c$ разность потенциалов электрического поля, умноженная на заряд электрона, достигает значения массы поля $m_e c^2$. Отсюда следует условие

$$\mathscr{E}_{\text{кр}} = \frac{m_e^2 c^3}{e\hbar} \sim 4 \cdot 10^{13}\,\text{CGSE}, \tag{24}$$

где e — заряд электрона.

Столь сильные электрические поля могут существовать лишь в окрестности чрезвычайно компактных объектов, например, пульсаров.

При $\mathscr{E} \ll \mathscr{E}_{\text{кр}}$ число электронно-позитронных пар, рождающихся в единице объема, составляет

$$l_p = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{e\mathscr{E}\hbar}{m_e^2 c^3}\right)^2 c \left(\frac{m_e c}{\hbar}\right)^4 \exp\left(-\frac{\pi m_e^2 c^3}{e\hbar\mathscr{E}}\right). \tag{25}$$

Процесс рождения e^+, e^--пар становится достаточно эффективным, если $\mathscr{E} \sim 10^{11} - 10^{12}$ CGSE.

Если использовать обычные формулы для магнитотормозного излучения (см., например, [11]), то условие эффективного протекания процесса (23) можно записать в форме

$$\frac{eH\hbar}{m_e c}\left(\frac{E_e}{m_e c^2}\right)^2 \gtrsim m_e c^2. \tag{26}$$

Отсюда получаем

$$H \geqslant \frac{m_e^2 c^3}{e\hbar}\left(\frac{m_e c^2}{E_e}\right)^2. \tag{27}$$

В этом случае вероятность образования пар равна $\sim \alpha\omega_{H\gamma}$ ($\omega_{H\gamma}$ — вероятность образования фотона с энергией, определяемой условием (26); $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры).

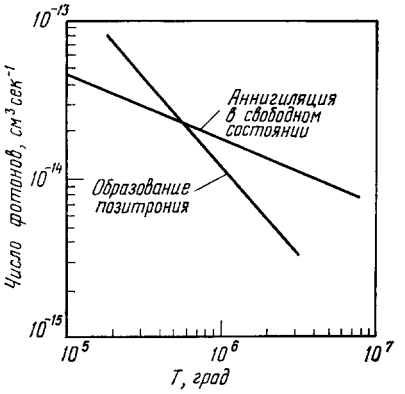

Рис. 6. Вероятность аннигиляции в свободном состоянии и после образования позитрония [4].

Поскольку позитроны аннигилируют с испусканием в основном 2—3 квантов (см. далее), то можно считать при оценках, что выход аннигиляционных γ-квантов равен $I_\gamma \simeq q_\gamma n_1 n_2$, где q_γ — число фотонов, возникающих в единице объема за единицу времени, если в 1 *см*^{3} содержатся один позитрон и один электрон; n_1 и n_2—концентрации электронов и позитронов соответственно.

Эта оценка верна, если пробег позитронов, который в нашем случае $\lesssim 1$ *г·см*$^{-2}$, меньше размеров излучающей области.

Рассмотрим далее некоторые детали процесса аннигиляции позитронов.

Позитроны могут аннигилировать как в свободном состоянии, так и образуя предварительно связанное состояние — позитроний (рис. 6). Сечение двухфотонной аннигиляции σ_a, вычисленное Дираком, при

$$\gamma = \frac{\sqrt{E_p^2 + m_e^2 c^4}}{m_e c^2} \gg 1 \tag{28}$$

имеет вид

$$\sigma_a = \sigma_0 \frac{\ln \gamma}{\gamma}, \tag{29}$$

где

$$\sigma_0 = \pi\left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 \approx 2\cdot 10^{-25}\ см^{-2}.$$

В другом важном предельном случае $E_p \ll m_e c^2$ ($\gamma \sim 1$)

$$\sigma_a \approx \sigma_0 \frac{c}{v_p}. \tag{30}$$

Отметим, что свободная аннигиляция на n ($n > 2$) фотонов относительно маловероятна: $\sigma_a(n\gamma) \sim \sigma(2\gamma)\,\alpha^{n-2}$. В том случае, если образуется позитроний, возможны два состояния: ортопозитроний, распадающийся на три γ-кванта, и парапозитроний, распадающийся на два γ-кванта.

Распад на два кванта в пределе (30) или в случае парапозитрония приводит (без учета возможного уширения) к появлению четкой линии с энергией $E_\gamma = 0{,}51$ *Мэв*. Трехфотонный же распад приводит к размы-

тому спектру с энергией в интервале $0 < E_\gamma < 0{,}51$ *Мэв*. Поэтому результирующее распределение фотонов по энергии E_γ зависит от доли распадов ортопозитрония, которая в свою очередь определяется параметрами плазмы. Этот вопрос был подробно рассмотрен в работе [12]. Качественные выводы, полученные в этой работе, весьма прозрачны:

1) при приближении температуры к 10^5 °K роль трехфотонного распада возрастает, и естественная ширина линии увеличивается;

2) при $T \ll 10^5$ °K или $T \gg 10^5$ °K позитрон аннигилирует с испусканием линии $E_\gamma = 0{,}51$ *Мэв*. Ширина линии определяется временем жизни и допплеровским уширением;

3) если роль трехфотонного распада значительна, то определенную роль играет разрешающая способность прибора. Средняя энергия регистрируемой аннигиляционной γ-линии определяется усреднением спектра по интервалу разрешения прибора.

Рассмотрим в заключение данного раздела влияние других эффектов на ширину аннигиляционной γ-линии. Естественная ширина аннигиляционной линии очень мала [13]. Более существенно уширение, обусловленное допплер-эффектом. Здесь нужно различать два случая: 1) аннигиляция позитронов «на лету», т. е. когда $E_p \gg kT$, 2) аннигиляция позитронов с энергиями, близкими к значению kT. Если $E_p \lesssim 1$ *Мэв*, то вероятность аннигиляции «на лету» $\sim 1\%$, и поэтому ею можно пренебречь. Однако если образуются релятивистские позитроны с $E_p \gtrsim 10$ *Мэв*, то вероятность их аннигиляции в релятивистском состоянии увеличивается, достигая 10%. Как правило, очень существенно уширение, обусловленное тепловым движением e^+, e^--пар. По порядку величины ширина аннигиляционной γ-линии составляет

$$\Delta E_\gamma \simeq 1{,}8 \cdot 10^{-5} m_e c^2 \sqrt{T}, \tag{31}$$

где T — температура плазмы, измеряемая в градусах.

Таким образом, точное исследование профиля аннигиляционной линии может способствовать определению спектра субкосмических лучей, а в случае установления теплового равновесия — температуры плазмы.

3. МЕТОДИКА КОСМИЧЕСКОЙ γ-СПЕКТРОСКОПИИ

Космический γ-спектрометр состоит из спектрометрического детектора γ-излучения и многоканального амплитудного анализатора. В большинстве экспериментальных работ, рассмотренных ниже, использовались сцинтилляционные γ-детекторы с кристаллами NaI (Tl) и анализаторы на 128—512 каналов. В последние годы начали применять Ge (Li)-детекторы и анализаторы импульсов на 4048 каналов.

Космическая γ-спектроскопия имеет свои методические особенности, а именно:

1) Земная атмосфера (толщина ~ 1 *кг/см*^{2}) непрозрачна для γ-излучения интересующего нас диапазона. Поэтому установку для измерения космических γ-линий необходимо поднимать либо к границам атмосферы (балонные эксперименты), либо располагать на космическом аппарате. При работе, например, с Ge (Li)-детектором на космическом аппарате в условиях невесомости возникает задача разработки специального охлаждающего устройства.

2) В космических исследованиях дискретные γ-линии проявляются на фоне сравнимого по интенсивности непрерывного излучения. Поэтому необходимо принимать меры к увеличению отношения полезного сигнала к фону.

3) При изучении космических объектов следует иметь в виду, что отсчеты аппаратуры при наблюдении источника не превышают 10—20% счета от фоновых излучений. В измерениях на баллонах фон связан, в основном, с атмосферным γ-излучением, возникающим под действием космических лучей. При работе на космическом аппарате его собственное свечение может превосходить на порядок интенсивность диффузного космического излучения [15]. К тому же в фоновом излучении могут присутствовать γ-линии, что затрудняет отождествление их с источником. Например, интенсивность γ-линии с энергией 511 *кэв* в фоне при космических исследованиях составляет не менее $\sim 5\cdot 10^{-2}$ *кв/см²·сек*, в то время как интенсивность этой γ-линии от космических объектов не превышает порядка 10^{-3} *кв/см²сек*. Поэтому обычно используется разностный метод спектральных измерений, при котором раздельно измеряется фон $n_ф$ и излучение в направлении космического источника n_γ. Искомый поток излучения небесного источника $n_и$ находят при вычитании спектров:

$$n_и = n_\gamma - n_ф. \tag{32}$$

Разностный метод измерений требует высокой стабильности работы аппаратуры.

4) Интенсивности космических γ-линий у Земли, предсказанные в большинстве теоретических работ, находятся на уровне 10^{-5} — 10^{-6} *кв/см²сек*. Экспериментально найдены потоки на уровне 10^{-4} и даже 10^{-3} *кв/см²сек*. Для надежной регистрации слабой по интенсивности γ-линии от дискретных источников при использовании разностного метода необходимы продолжительные наблюдения. В баллонных экспериментах наблюдение фиксированного небесного объекта не превышало четырех часов [16]. Только на космических аппаратах реально довести экспозиции измерений до суток или недель.

При исследовании диффузного космического γ-излучения использовались детекторы γ-излучения с углом зрения около 4π [15, 17, 19]. В этих опытах обнаружена γ-линия с энергией $\sim$ 510 *кэв*, но возникают трудности с отождествлением источника, так как не удается выполнить разностные измерения. Отметим две принципиальные возможности выполнения измерений: при изучении Солнца сравнивать измерения, проведенные днем и ночью [20], и при сравнении измерений с покрытием Землей отдельных районов неба [21] (например, области галактического центра). Эти возможности нам представляются мало перспективными из-за большого фона в глобальном детекторе. Исследования γ-линий с помощью глобальных детекторов ранее рассматривались одним из авторов настоящей статьи [22]. Космическая природа наблюдавшихся при этом γ-линий не была надежно установлена, несмотря на многократное проведение экспериментов [23].

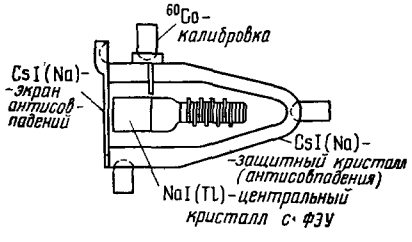

Рис. 7. Спектрометр γ-лучей, работавших на спутнике OSO-7.

Надежные данные об интенсивности космических γ-линий были получены при использовании спектрометрического детектора в совокупности с коллиматором γ-лучей. Далее мы остановимся на некоторых конкретных типах подобных приборов. Научные результаты, полученные с помощью этих приборов, описываются в последующих разделах настоящей статьи.

На рис. 7 показан детектор, применявшийся для поиска γ-линий при вспышках на Солнце [24, 25]. Регистрирующий γ-излучение кристалл NaI (Tl)

эффективной площадью 45 *см*^{2} помещался вместе с ФЭУ в оболочку из кристалла CsI (Na). Угол зрения прибора 120° × 70° прикрывался тонким слоем CsI (Na) для исключеня счета заряженных частиц в центральном детекторе. Спектрометр измерял излучение в интервале энергий 0,3 — 9,1 *Мэв*. Прибор функционировал на вращающейся секции спутника OSO — 7 и включал многоканальный анализатор импульсов на 377 каналов. В полете калибровка спектрометра по энергии осуществлялась радиоактивным источником Co^{60}.

Схема типичного спектрометра γ-лучей, использованного в баллонных экспериментах, приведена в работе [26].

На рис. 8 показана установка с Ge (Li)-спектрометром и система охлаждения детектора [27], работавшая на полярном спутнике 1972 — 076 B. Детектор объемом 50 *см*^{3} с эффективной площадью $S = 15$ *см*^{2} был защищен пластическим сцинтиллятором толщиной около 30 *г/см*^{2}. Детектировалось излучение с энергией 0,04 — 2,7 *Мэв* в широком апертурном угле $\varphi = \pm 45°$. Энергетическое разрешение спектрометра в первые 10 дней полета было равно $\Delta E = 3{,}5 - 4$ *кэв*, а позже ухудшилось до 10 *кэв* из-за утечки напряжения смещения, подаваемого на Ge (Li)-детектор. Ось прибора сканировала по небу и атмосфере Земли со скоростью 1 оборот за 5 *сек*. Криогенным устройством для охлаждения детектора служил криостат на твердом хладоагенте из CO_2 (15 *кг*). Криостат обеспечивал постоянную температуру детектора $T = 130$ °K в течение 7—8 месяцев полета. В опубликованных данных [28] приводятся энергии 20 различных γ-линий и их интерпретация излучением атмосферы и аппаратурными γ-линиями детектора. Последние возникают в основном в процессах радиационного захвата нейтронов (n, γ) и последующей активации детектора. Астрофизические результаты сканирования спектрометра по небесной сфере [29] будут обсуждаться в последующих разделах статьи.

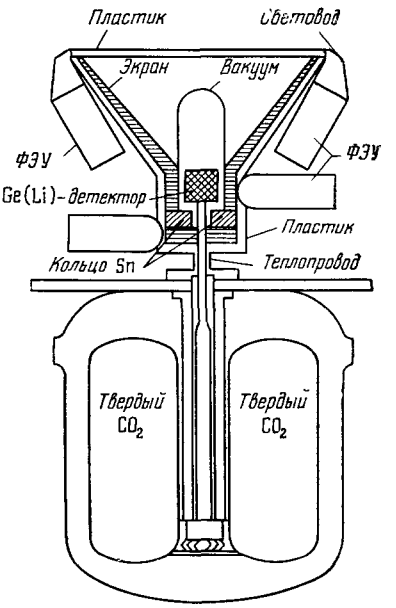

Рис. 8. Установка с Ge(Li)-детектором, работавшая на спутнике 1972-076.

В установках, изображенных на рис. 7 и 8, использовалась защита из сцинтилляторов в качестве активного коллиматора. Коллиматор имеет многоцелевую задачу. Во-первых, он ограничивает угол зрения центрального детектора. Заметим, что возникают значительные трудности при создании спектрометра с малым апертурным углом ($\varphi < 10°$) для γ-излучения с энергиями 0,5 — 5 *Мэв*. Во-вторых, активный коллиматор исключает импульсы от энергичных заряженных частиц, в том числе от γ-излучения, возникающего в коллиматоре при реакции с энергичными заряженными частицами. Частично устраняется также влияние активации коллиматора, кроме случаев возбуждения изомерных ядерных состояний. В-третьих, коллиматор обеспечивает работу центрального детектора в режиме подавления комптоновского рассеяния.

Отметим, что разрешение Ge (Li)-спектрометра более, чем в 15 раз превосходит разрешение сцинтилляционных спектрометров. Поэтому Ge (Li)-спектрометры весьма перспективны для дальнейших эксперимен-

тов. В частности, работу [27] следует рассматривать как доказательство возможности длительной работы Ge (Li)-спектрометра в космических условиях. Однако при применении спектрометра с высоким энергетическим разрешением обнаруживается большое число аппаратурных γ-линий (см., например, упоминавшуюся выше работу [28]). При подъеме Ge (Li)-детектора на баллонах также обнаружено много фоновых γ-линий [30, 31]. Необходимы дальнейшие методические улучшения с целью уменьшения фоновых линий и разработки метода выявления эффекта на «фоне» оставшихся γ-линий.

4. ОСНОВНЫЕ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

В 1972 г. на Солнце наблюдалось большое количество вспышек, сопровождавшихся выделением рентгеновского и γ-излучения. Например, на высокоапогейном спутнике «Прогноз-2» ($R_A \sim 200$ тыс. *км*) в период с 14 апреля по 1 августа 1972 г. обнаружено 29 солнечных вспышек с выделением жесткого рентгеновского излучения в области 30 — 350 *кэв* [32].

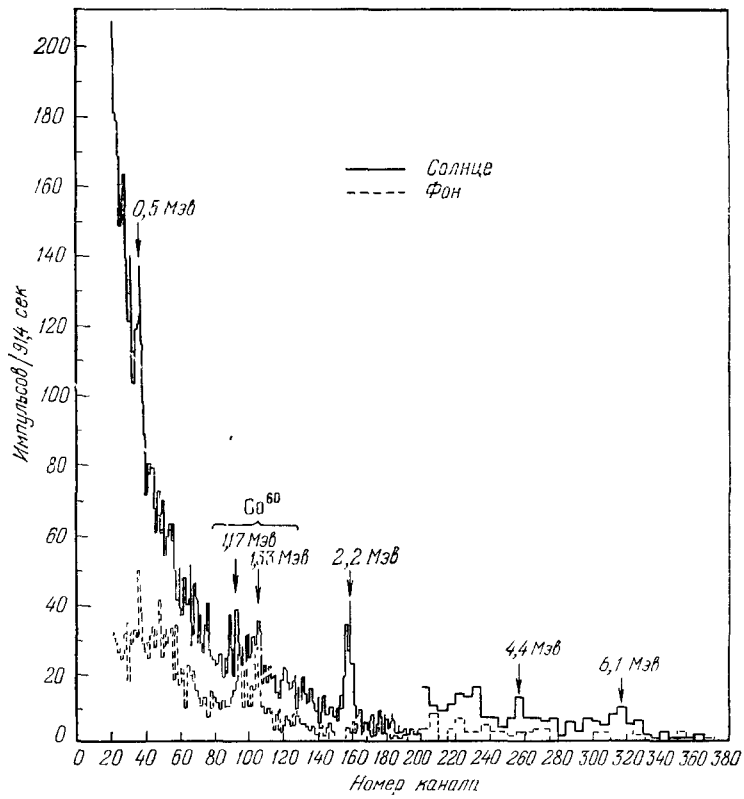

Рис. 9. Спектр импульсов, обнаруженный 4-го августа 1972 г. во время вспышки на Солнце (6^h26^m — 6^h35^m).

Интенсивное излучение γ-линий было обнаружено с помощью низкоапогейного спутника OSO-7 во время наиболее крупных вспышек на Солнце 2, 4 и 7 августа 1972 г. На рис. 9 показан спектр импульсов, измеренный во время вспышек на Солнце 4 августа 1972 г. [33]. Отчетливо видны пики от γ-линий с энергиями 0,5; 2,2; 4,4 и 6,1 *Мэв*, а также пики от калибровочного источника [25]. Внизу — спектр фона при одновременных измерениях в антисолнечном направлении.

Экспериментальные данные о γ-линиях, наблюдавшихся во время вспышек на Солнце в августе 1972 г., приведены в табл. II. В третьей и четвертой колонке таблицы — данные работы [24]. Здесь приведены средние потоки γ-квантов в отдельных γ-линиях (*фотонов/см²·сек*), измеренные 4 и 7 августа за 9 минут.

Временно́й ход нарастания и затухания γ-линии с энергией $E_\gamma = 2{,}2$ *Мэв* обсуждается в работе [34]. На рис. 10 представлены эти данные.

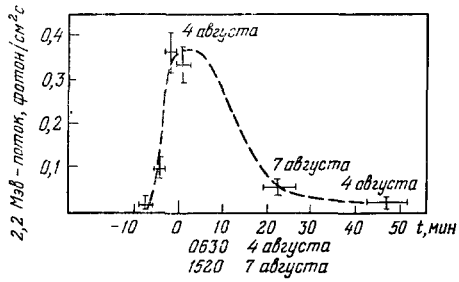

Рис. 10. Временно́й ход интенсивности γ-линии $E_\gamma = 2{,}2$ *Мэв* во время августовских 1972 г. вспышек на Солнце.

В работе [35] сообщалось об обнаружении γ-линий на спутнике «Прогноз-2» во время вспышки на Солнце 2 августа 1972 г. Детектирующий стильбеновый кристалл прибора не позволял выделить пики от γ-линий и не удовлетворял исходным требованиям для γ-спектроскопии (см. гл. 3). Однако по виду спектра γ-излучения во время вспышки был определен поток излучения в γ-линии с энергией $E_\gamma = 0{,}5$ *Мэв* и верхний предел для $E_\gamma = 2{,}2$ *Мэв* (2-й столбец табл. II).

Таблица II

Поток γ-квантов (*фот/см²сек*) в отдельных линиях у Земли во время вспышек на Солнце в августе 1972 г.

Энергия E_γ, *Мэв*	Время измерения (число, август 1972 г.)		
	2-го	4-го	7-го
	$20^h\ 46^m$	$06^h 26^m - 06^h 35^m$	$15^h 38^m - 15^h 47^m$
0,5	$0{,}6 \pm 0{,}5$	$(7 \pm 1{,}5) \cdot 10^{-2}$	$(3{,}7 + 0{,}9) \cdot 10^{-2}$
2,2	$< 0{,}33$	$(2{,}2 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-1}$	$(2{,}6 \pm 1) \cdot 10^{-2}$
4,4	—	$(3 \pm 1) \cdot 10^{-2}$	$< 2 \cdot 10^{-2}$
6,1	—	$(3 \pm 1) \cdot 10^{-2}$	$< 2 \cdot 10^{-2}$

Делались неоднократные попытки обнаружить γ-линии от спокойного Солнца [23]. Полученные верхние пределы на поток излучения γ-линий, например, по данным работы [30], примерно на два порядка превышают теоретические предсказания.

Впервые об обнаружении ядерной γ-линии космического происхождения сообщалось в работах [26, 37]. В этом эксперименте применялся спектрометр со следующими техническими данными: $S_{эфф} = 75$ *см²*, угол зрения $\varphi = 24°$. Прибор поднимали на баллоне в 1970 г. на высоту остаточной атмосферы $\sim 3{,}1 - 3{,}4$ *г/см²*. В момент прохождения области центра Галактики при совпадении оси прибора с галактическим X-источником GX3 + 1 наблюдался дополнительный счет импульсов. В спектре импульсов обнаружен пик от γ-линии с энергией $E = 476 \pm 24$ *кэв*. Данные об интенсивности γ-линии и форме непрерывного спектра источника, измеренного в рассматриваемый интервал времени, приведены во второй колонке табл. III.

Поиск γ-линий проводился также в баллонных экспериментах: 15 мая 1973 г. [38] и в ночь с 1 на 2 апреля 1974 г. [16]. На рис. 11 приведена карта неба в галактических координатах; точками показаны рентгеновские источники по каталогу «Uhuru». Кружками диаметром 15° отмечены наблю-

давшиеся в этом полете участки неба с центрами GX 1 + 4[16] и Cen A ($\alpha = 13^h\ 23^m$, $\delta = -42°53$)[39].

При наблюдении района галактического центра ось спектрометра совмещалась с направлением на рентгеновский источник GX 1 + 4. За

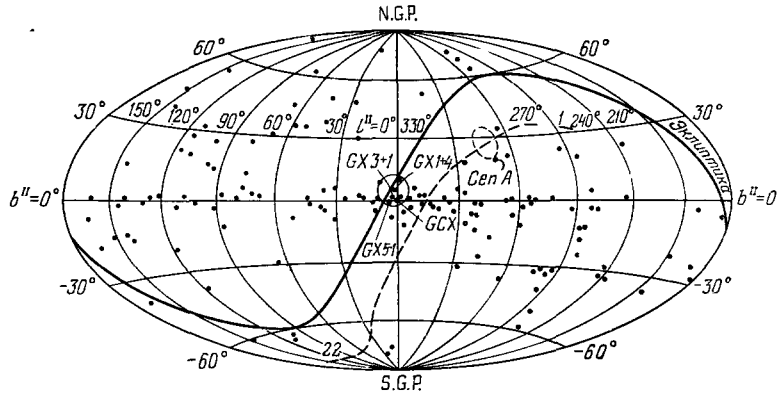

Рис. 11. Карта неба в галактических координатах.

этим районом неба следили около 4 часов. Эффект от источника за вычетом «фона» показан на рис. 12. Степенно́й закон непрерывного спектра излучения источника определялся по измерениям малых энергий $E_\gamma < 300$ *кэв*. Форма непрерывного спектра, найденная в работе[16], согласуется с измеренными интенсивностями в области $E_\gamma \geqslant 100$ *Мэв* по данным спутника SAS = 2. Спектр, являющийся избытком над непрерывным

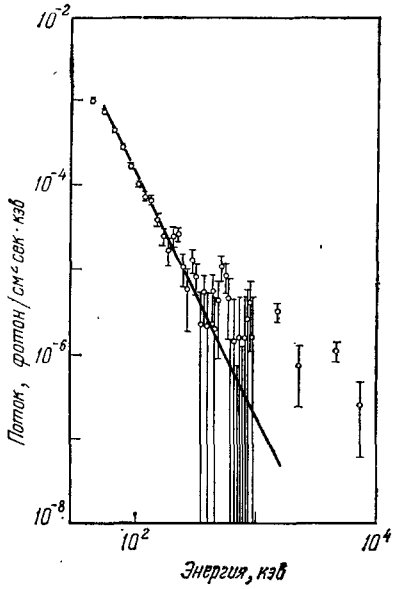

Рис. 12. Спектр γ-лучей, обнаруженный при наблюдении галактического центра.
Прямая линия—степенно́й закон $40{,}7E^{-2{,}78}$.

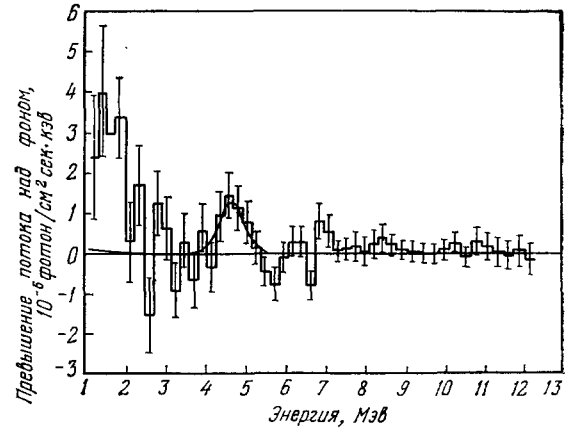

Рис. 13. Спектр избыточного излучения над непрерывным фоном при измерениях района галактического центра.

распределением, показан на рис. 13. Пики от γ-линий $E_\gamma = 530 \pm 10$ *кэв* и $4{,}6 \pm 0{,}1$ *Мэв* найдены с достоверностью 3,6 σ (по площади пиков). Интенсивности γ-линий приведены ниже, в табл. III. Участок спектра в интервале 1,2 — 2 *Мэв* разрешить на отдельные γ-линии не удалось. Пик с энергией $0{,}9 \pm 0{,}1$ *Мэв* выделяется плохо.

Естественно сравнить результаты изучения района галактического центра в 1970 г. [37] с измерениями 1974 г. [16] (см. табл. III). Существование γ-линии с энергией 476 *кэв* в повторных экспериментах не подтвердилось. Авторы работы [16] указывают на возможное объяснение различиями в углах зрения спектрометров, применявшихся в работах [36] ($\varphi = 24°$) и [16] ($\varphi = 15°$). Линия $E_\gamma = 476$ *кэв* может испускаться из района галактического диска с координатами $8° \leqslant l'' \leqslant 17°$, который в измерениях 1974 г. не обследовался. Работы [36] и [16] различаются также результатами измерения интенсивности непрерывного излучения от области Центра Галактики (см. табл. III).

При сравнении результатов измерения фона в разных участках неба (штриховые линии на рис. 11) в секторе 10, где пунктирная кривая пересекает галактический диск, обнаружен избыточный счет [40]. За 30 минут наблюдений найден вид непрерывного спектра $9{,}5E^{-2{,}4}$, степенной закон которого согласуется с данными, измеренными на спутнике SAS-2 для γ-квантов с $E_\gamma \geqslant 100$ *Мэв*. Результирующий спектр, точнее, избыток над непрерывным распределением, получен при наблюдении района Галактики в виде круга радиусом 6,5° с центром в координатах $l'' = 345°$, $b'' = +5°$. В гистограмме выделяется пик с энергией $1{,}15 \pm \pm 0{,}07$ *Мэв*, превышающий средний уровень счета на 2,6 σ. В работе [40] приводится также верхний предел на интенсивность γ-линии 0,5 *Мэв*.

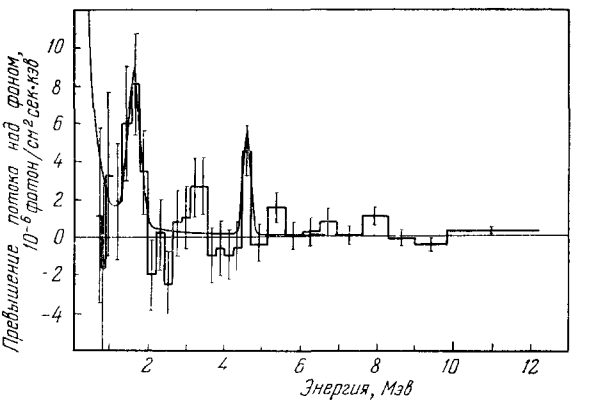

Рис. 14. Спектр γ-излучения, наблюдавшегося от Cen A.

На рис. 14 показан избыток над непрерывным распределением при наблюдении района Cen A (наблюдения проводились в течение 85 минут) [39]. Видны симметричные пики с энергиями 1,6 и 4,5 *Мэв*. При этом пик с энергией 1,6 *Мэв* уширен в три раза в сравнении с аппаратурной шириной пика. Естественная ширина этого пика равна $\Delta E = 350$ *кэв* (если принять его за одиночный). Однако нельзя исключить более реальное предположение о том, что пик имеет сложную структуру, т. е. состоит из нескольких γ-линий, неразрешенных спектрометром. Ширина пика от γ-линии 4,5 *Мэв* не превышает аппаратурную. В силу удаленности объекта ($R = 5$ *Мпс*) заметная интенсивность γ-линий у Земли (см. табл. III) указывает на значительную светимость Cen A в этих линиях.

Во время одного из баллонных экспериментов были выполнены наблюдения трех объектов: Крабовидной туманности, пульсара NP 0532 и скопления галактик Per [38]. При изучении Крабовидной туманности и скопления Per применялась методика с поворотом спектрометра для регистрации «фона». При выделении пульсара NP 0532 импульсы разделялись по времени на время всплеска пульсара (измерение эффекта от источника) и паузы (детектирование «фона»). Во всех трех случаях найдено излучение исследованных объектов в виде непрерывного распределения спектра без избытка от γ-линий .На уровне 2σ получены верхние пределы потока излучения γ-линий у Земли $I_\gamma < 10^{-3}$ *фотонов/см²сек* (см. табл. III).

В последнее время были получены интересные результаты [41] наблюдений с помощью Ge (Li)-спектрометра с коллиматором из NaI (Tl). Крабовидной туманности в баллонном эксперименте. Детектировалось излучение в интервале энергий 0,1 — 5 *Мэв* в апертурном угле прибора $\varphi = 11°$. Одна из 12 γ-линий ($E_\gamma = 400 \pm 1$ *кэв*), наблюдавшихся в спектре по разностному методу, отнесена к источнику в районе Крабовидной туманности. Уширение этой γ-линии $\lesssim 2 - 3$ *кэв*, поток излучения у Земли $I_\gamma \simeq 10^{-3}$ *фотонов/см²сек*. Однако возникают трудности при сравнении экспериментальных данных работ [41] и [39], поскольку в работе [39], как указывалось выше, γ-линий с $I_\gamma > 10^{-3}$ *фотонов/см²сек* не обнаружено.

Результаты 10-дневного сканирования неба Ge (Li)-спектрометром (см. рис. 8) приведены в работе [29]. Анализ энергетического спектра указы-

Таблица III

Направление оси прибора	Центр Галактики		$l^{II} = 345°$, $b^{II} = +35°$	Cen A	Крабовидная туманность	
	GX3+1	GX1+4				
Дата наблюдений / Энергия γ-линии, *Мэв*	25 ноября 1970 г.	1—2 апреля 1974 г.			15 мая 1973 г.	Май 1976 г.
1,400±0,001						(2,24±0,65)×$\times 10^{-3}$
0,476±0,024	(1,8±±0,5)·10^{-3}					
0,53±0,01		(8±±2,3)·10^{-4}	$< 5 \cdot 10^{-4}$			
0,9±0,1		(3,7±±3,1)·10^{-4}				
1,15±0,07			(3,4±±1,5)·10^{-3}		$< 10^{-3}$	
1,6				(3,4±±1,5)·10^{-3}		
1,2—2,0		(2,6±±0,6)·10^{-3}				
4,6±0,1		(9,5±±2,7)·10^{-4}		(9,9±±3)·10^{-4}		
Поток непрерывного излучения, *кв/см²сек кэв*	(10,5±2,2)×$\times E^{-2,37}$	(40,7±±12,5)×$\times E^{-(2,78\pm0,6)}$	(9,5±±2,6)×$\times E^{-(2,4\pm0,1)}$	(0,86±±0,17)×$\times E^{-(1,90\pm0,04)}$		
Расстояние до объекта, *кпс*	~ 10		~ 3	$5 \cdot 10^3$	1,7	
Светимость, *эрг/сек*	Непрерывное излучение	$1,3 \cdot 10^{38}$	$6,5 \cdot 10^{37}$	$4,7 \cdot 10^{43}$		
	γ-линии	10^{37}	$7 \cdot 10^{36}$ $7 \cdot 10^{37}$	$2,6 \cdot 10^{43}$ $2,2 \cdot 10^{43}$		$4 \cdot 10^{35}$

Приведенные в таблице значения потоков γ-квантов в линиях измеряются в *кв/см²сек*.

вает на излучение из области галактических широт 255 — 328° γ-линий с энергиями 1121 и 1369 *кэв*. Авторы эксперимента связывают эти γ-линии с процессами неупругого взаимодействия субкосмических лучей с ядрами Ti^{48} и Mg^{24} соответственно [42].

В сообщении [43] приводятся результаты баллонного эксперимента, проводившегося в 1974 г. с помощью Ge (Li)-спектрометра с апертурным углом 30°. При прохождении в поле зрения спектрометра транзиентного рентгеновского источника, вспыхнувшего на 15 минут, было зарегистрировано γ-излучение в линиях 1,8 и 6,1 *Мэв*. Ось прибора в момент наблюдения γ-линий имела небесные координаты $\alpha = 6^h\ 56^m$ и $\delta = 22°$. Поток излучения в γ-линиях, связанных, по-видимому, с возбужденными ядрами Si^{28} (1,8 *Мэв*) и O^{16} (6,1 *Мэв*), был порядка 10^{-6} *эрг/см²сек*.

Экспериментальные результаты, рассмотренные в настоящей главе, сведены в табл. III, где в верхних строках приводятся потоки γ-линий у Земли (*фотонов/см²сек*). Нижние строки таблицы содержат некоторые дополнительные данные об источниках, испускающих γ-линии: форма спектра непрерывного излучения, измеренная в момент регистрации γ-линий, расстояние до объекта R, светимость L_γ в непрерывном спектре и в γ-линиях. Расстояние $R = 3$ *кпс* для области $l'' = 345°$, $b'' = +5°$ (4-я колонка таблицы) получено в предположении, что регистрируется излучение Sc^{44} ($E_\gamma = 1{,}156$ *Мэв*), генетически связанного с распадом Ti^{44}. Радиоактивный изотоп Ti^{44} содержится в остатках взрыва сверхновых звезд.

5. АСТРОФИЗИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ

а) γ-линии от Солнца

Как уже отмечалось в гл. 4, во время солнечных вспышек были зарегистрированы γ-линии с энергией квантов 0,5; 2,2; 4,4 и 6,1 *Мэв*. Рассмотрим природу этого излучения.

Линия 2,2 *Мэв* излучается в процессе образования ядер дейтерия в результате захвата тепловых нейтронов протонами: $p + n \to d + \gamma$. Процессы, при которых образуются во время солнечных вспышек тепловые нейтроны, обсуждались в гл. 2. Анализ распространения нейтронов в солнечной атмосфере и генерации γ-линии 2,2 *Мэв* проведен в работах [44-46]. Предполагалось, что первоначально нейтроны распределены изотропно в хромосфере или в нижней короне, а затем распространяются независимо от магнитного поля Солнца и взаимодействуют с веществом его атмосферы. Основными процессами взаимодействия нейтронов с солнечной плазмой являются упругое рассеяние на протонах и захват нейтронов протонами и ядрами He (см. гл. 2). Роль других ядер в захвате нейтронов мала (например, вероятность реакции N^{14} (n, p) C^{14} составляет менее 10^{-5} от полной вероятности захвата нейтронов). γ-кванты образуются только при захвате нейтронов протонами. Захват же нейтрона ядром He^3 происходит без излучения γ-кванта.

Интенсивность γ-линии 2,2 *Мэв* очень сильно зависит от отношения концентраций водорода и гелия в области наиболее эффективного захвата нейтронов. Достаточно даже очень малого содержания гелия для подавления излучения в данной γ-линии. Действительно, сечения захвата нейтронов протонами и ядрами гелия равны соответственно $2{,}2 \cdot 10^{-30}\ \beta^{-1}$ *см²* и $3{,}7 \cdot 10^{-26} \beta^{-1}$ *см²*, где $\beta = v/c$, а v — скорость нейтрона относительно захватывающей его частицы. Отсюда видно, что скорости захвата нейтронов протонами и ядрами гелия равны, если отношение концентраций He^3 и H^1 составляет $\sim 6 \cdot 10^{-5}$. Таким образом, при концентрации He^3

не в области захвата нейтронов (подфотосферные слои с плотностью $\sim (1-3)\cdot 10^{17}$ *см*$^{-3}$) выше, чем $6\cdot 10^{-5}\,N_H$, захват нейтронов ядрами гелия будет преобладать, и, следовательно, интенсивность линии 2,2 *Мэв* будет подавлена.

Оценим поток излучения в линии 2,2 *Мэв*. Для этого воспользуемся следующей формулой для величины полного потока γ-лучей за всю вспышку на расстоянии r от Солнца (см. гл. 2 и [47]):

$$F_\gamma \simeq \frac{\varkappa}{4\pi r^2} \sum_{i=\mathrm{C,\,N,\,O}} \frac{n_i}{n_H} \int\limits_{E_{\text{порог}}} W_{pi} \frac{X}{\lambda} N_p(E)\, dE, \tag{33}$$

где $\varkappa$ — коэффициент, определяющий долю нейтронов, поглощаемых водородом с образованием дейтерия и излучением γ-кванта, n_i/n_H — относительная концентрация ядер в атмосфере Солнца, $\lambda(E)$ — пробег протона для ядерного взаимодействия с ядром i, $X(E)$ — толща вещества, проходимая ускоренными частицами, $N_p(E)$ — дифференциальный спектр полного числа протонов в области вспышки, W_{pi} — вероятность того, что в результате ядерной реакции протона с ядром i возникнет γ-квант.

Средняя толщина вещества X, которую проходят ускоренные частицы до выхода в межпланетную среду, не превышает, по-видимому, нескольких десятков миллиграмм [48], т. е. $\lambda/X \approx 2\cdot 10^3$. Того же порядка эта величина и в случае, когда ускоренные протоны движутся по направлению к Солнцу, поскольку основной вклад в рассматриваемый процесс дают малоэнергичные протоны [47].

Доля нейтронов, поглощаемых водородом в атмосфере Солнца, зависит от обилия He^3 и согласно [4] меняется от 0,1 до 0,4. Принимая для определенности $\varkappa = 0{,}2$, из (33) получим соотношение между полным числом протонов, «осевших» в атмосфере Солнца N'_p, и ожидаемой величиной полного потока γ-квантов за вспышку [47]:

$$F_\gamma \approx 2\cdot 10^{-34} N'_p \qquad (E \geqslant 2\ \textit{Мэв}). \tag{34}$$

Количество протонов, выброшенных во время вспышки в межпланетную среду, равно

$$N''_p = \int\limits_S F_p\, dS, \tag{35}$$

где F_p — полный поток протонов через площадку в 1 *см*^{2} за все время вспышки.

При вспышке 4 августа 1972 г. полный поток протонов с энергией 1 — 5 *Мэв* на орбите Земли был равен $\sim 2\cdot 10^9$ *частиц/см*^{2}. Отсюда

$$N''_p(E \geqslant 1\ \textit{Мэв}) \approx 10^{37} \frac{\Delta\Omega}{4\pi}\ (\text{частиц}), \tag{36}$$

где $\Delta\Omega$ — величина телесного угла, занимаемого выброшенными при вспышке протонами.

Принимая полные числа протонов, «осевших» в атмосфере Солнца N'_p и выброшенных из него N''_p, равными, из (34) и (36) имеем

$$F_\gamma \sim 10^3 \frac{\Delta\Omega}{4\pi}\ (\textit{квантов/см}^2). \tag{37}$$

Длительность генерации линейчатого γ-излучения на 2,2 *Мэв* при вспышке 4 августа 1972 г. составляла $\Delta t \sim 10^3$ *сек*. Отсюда средний поток γ-квантов с энергией 2,2 *Мэв* вблизи Земли должен быть $\sim F_\gamma/\Delta t \sim \sim \Delta\Omega/4\pi$ *кв/см*^{2}*сек*. Эта величина при $\Delta\Omega/4\pi \sim 0{,}1 - 1$ примерно равна

наблюдаемому потоку γ-лучей с энергией 2,2 *Мэв*, составляющему 0,28 *кв/см²сек* [49]. Следовательно, в рамках гипотезы о генерации γ-линии 2,2 *Мэв* при захвате тепловых нейтронов протонами можно объяснить наблюдаемую интенсивность данной γ-линии.

Линии 4,4 и 6,1 *Мэв* представляют собой излучение возбужденных ядер C^{12} и O^{16} (см. гл. 2). Возбуждение ядер C^{12} и O^{16} в области солнечных вспышек происходит в основном за счет их столкновений с протонами, имеющими энергию $\sim$ (10 — 100) *Мэв*. В γ-излучение линии 4,4 *Мэв* существенный вклад вносит также реакция расщепления кислорода: O^{16} $(p, \alpha p)$ $(C^{12}_{4,43})^*$. Оценки показывают, что для возбуждения ядер C^{12} и O^{16} необходимо полное число ускоренных протонов в области вспышки, аналогичное величине (36) [4].

Линии 0,5 *Мэв* образуется в результате аннигиляции позитронов с электронами фотосферы Солнца. Источником позитронов являются пионы и радиоактивные ядра [50].

Средняя энергия позитронов при распаде $\pi^+ \to \mu^+ \to e^+$ равна $\sim 70\ m_e c^2$ [51]. Рождающиеся ультрарелятивистские позитроны в области вспышки ($n_e \sim 10^{10} - 10^{12}$ *см*$^{-3}$, $H \sim 100 - 1000$ *гс*) сначала теряют свою энергию, в основном, за счет синхротронного излучения, а затем (после замедления до энергий ~ 1 *Мэв*) начинают преобладать ионизационные потери (подробнее см. гл. 2).

Позитроны, образующиеся в результате β-распада радиоактивных ядер C^{11}, N^{12}, N^{13}, O^{14}, O^{15} и др., имеют средние энергии от сотен *кэв* до нескольких *Мэв* и замедляются за счет ионизационных потерь.

Существует вероятность $\sim 10\%$ того, что позитрон проаннигилирует, имея релятивистскую скорость [44]. Однако вследствие допплеровского уширения эта аннигиляция не дает вклад в интенсивность линии 0,5 *Мэв* (см. гл. 2).

Замедленные до нерелятивистских скоростей позитроны аннигилируют с электронами фотосферы Солнца. При этом образуется γ-излучение с энергией 0,5 *Мэв*. Как и в случае γ-линий 4,4 и 6,1 *Мэв*, число протонов в области солнечной вспышки, необходимое для объяснения интенсивности линии 0,5 *Мэв*, по порядку величины близко к (36).

Линейчатое γ-излучение — еще один канал информации о солнечных вспышках. Наблюдения γ-линии с энергией квантов 0,5 *Мэв* позволяют оценить параметры плазмы в области образования данного линейчатого γ-излучения. А именно, из анализа временнóй зависимости интенсивности аннигиляционной линии, наблюдавшейся во время солнечной вспышки 4 августа 1972 г., следует, что плотность вещества и напряженность магнитного поля в области аннигиляции превосходят $\sim 10^{12}$ *см*$^{-3}$ и ~ 500 *гс* соответственно [44]. Отметим, что ширина линии 0,5 *Мэв* весьма чувствительна к температуре окружающей плазмы T (см. формулу (31)), и, измеряя ширину данной γ-линии, можно определить величину T. Имеющиеся сейчас измерения [52] позволяют лишь получить верхний предел на температуру плазмы в области аннигиляции, равный $\sim 10^7$ °K [4].

Однако уже существующими приборами (например, с помощью германиевых детекторов) можно измерять ширину линии 0,5 *Мэв* с точностью до ~ 1 *кэв*, а следовательно, определять температуру плазмы в области вспышки с точностью $\sim 10^4$ °K.

Как уже отмечалось, аннигиляция позитронов может протекать либо в свободном, либо в связанном состояниях (см. гл. 2 и рис. 6). Вероятность образования позитрония со спином 0 составляет 25%, а со спином 1 — 75% (см., например, [50]). Позитроний в синглетном состоянии имеет

среднее время жизни $1{,}2\cdot10^{-10}$ *сек* и распадается на два кванта с энергиями 0,51 *Мэв*. Позитроний в триплетном состоянии имеет среднее время жизни $1{,}4\cdot10^{-7}$ *сек* и распадается на 3 γ-кванта с энергией $\leqslant$ 0,51 *Мэв*. Если плотность окружающей среды больше, чем $\sim 10^{15}$ *см*$^{-3}$, то происходит диссоциация триплетного позитрония за счет электронных столкновений, и основную роль играет свободная аннигиляция. Последняя также доминирует и в случае разреженной плазмы, если ее температура превосходит 10^6 °K [4] (см. гл. 2). Согласно наблюдательным данным о жестком рентгеновском и мягком γ-излучении Солнца, доля позитронов, претерпевающих трехфотонную аннигиляцию, не превосходит $\sim$ 20% от полного числа аннигилирующих в солнечной атмосфере позитронов. Следовательно, в области аннигиляции позитронов либо $n_e \geqslant 10^{15}$ *см*$^{-3}$, либо $T \geqslant 10^6$ °K.

Наблюдения γ-линий позволяют судить о спектре ускоренных протонов и ядер с энергией $\sim$ 10 *Мэв/нуклон* непосредственно в области солнечной вспышки. Связано это с тем, что средние энергии ускоренных частиц, ответственных за генерацию различных γ-линий, отличны. Следовательно, по измеряемому отношению интенсивностей γ-линий можно определить отношение плотностей частиц с различными энергиями, т. е. найти спектр частиц. Рассмотрим, например, γ-линии 2,2 и 4,4 *Мэв*. Наблюдавшееся во время вспышки 4 августа 1972 г. отношение интенсивностей этих линий равно $\Phi_{4,4}/\Phi_{2,2} = 0{,}11 \pm 0{,}04$. Предполагая спектр ускоренных частиц в области вспышки степенным (12), можно определить величину показателя спектра (см. гл. 2). В табл. IV приведены значения показателя спектра протонов при различных предположениях об отношении концентраций He^3 и H в плазме и о характере взаимодействия протонов с ядрами [4].

Таблица IV

	Модель тонкого излучающего слоя	Модель толстого излучающего слоя
$He^3/H=0$	$2\pm0{,}2$	$3\pm0{,}3$
$He^3/H=5\cdot10^{-5}$	$1{,}8\pm0{,}2$	$2{,}7\pm0{,}2$

Отметим, что получающееся в модели тонкого слоя значение показателя энергетического спектра протонов $s \approx 2$ близко к показателю спектра протонов с энергией $\sim$ 10 — 100 *Мэв*, наблюдавшихся в день вспышки (4 августа 1972 г.) за пределами земной атмосферы.

Регистрация γ-излучения с энергией 2,2 *Мэв* при солнечной вспышке 4 августа 1972 г. показала, что значительная часть нейтронов не поглощается ядрами гелия. Следовательно, отношение концентраций гелия и водорода в подфотосферных слоях не превосходит существенно величины $\sim 5\cdot10^{-5}$, наблюдаемой у плазмы солнечного ветра.

В заключение данного раздела подчеркнем, что все эти результаты получены из наблюдений γ-линий лишь от одной большой солнечной вспышки. Очевидно, что дальнейшие наблюдения солнечных γ-линий совместно с одновременными наблюдениями непрерывного излучения в широком частотном диапазоне позволят существенно продвинуться в понимании физики солнечных вспышек.

б) Галактические γ-линии

Галактические γ-линии генерируются либо при аннигиляции позитронов с электронами, либо при излучении возбужденных ядер Li^7, C^{12}, Ne^{20}, Mg^{24}, Si^{28} и др. В отношении большинства наблюдавшихся γ-линий пока

нельзя окончательно сказать, образуются ли они в дискретных источниках (пульсарах и остатках Сверхновых) или в протяженных областях при взаимодействии субкосмических лучей с межзвездным газом.

Таблица V

Энергия наблюдавшихся γ-линий, *Мэв*	Природа γ-излучения	Излучающий объект
0,400±0,001	Излучение при аннигиляции позитронов и электронов	Пульсар NP 0532 в Крабовидной туманности
0,476±0,24	1. Излучение возбужденных ядер Li^7 со средней энергией квантов 0,478 *Мэв*	а) Межзвездная среда. Ядра лития, содержащиеся в космических лучах, возбуждаются при их столкновениях с частицами межзвездного газа [53] б) Пульсары. Возбужденные ядра лития образуются при столкновениях истекающих из молодых пульсаров ядер гелия с ядрами гелия, содержащимися в сброшенной при рождении пульсара газовой оболочке [54]
	2. Излучение при аннигиляции позитронов и электронов	Нейтронная звезда, аккрецирующая окружающий ее газ [55]. Отличие средней энергии регистрируемых γ-квантов от 0,511 *Мэв* обусловлено красным смещением энергии квантов в мощном гравитационном поле нейтронной звезды
0,53±0,01	Излучение при аннигиляции позитронов и электронов [16]	Межзвездная среда. Позитроны в межзвездной среде образуются в результате распада β-радиоактивных ядер, а также при распаде положительно заряженных пионов, рождающихся при столкновениях протонов космических лучей с частицами межзвездного газа
0,9±0,1	Излучение возбужденных ядер Fe^{56} со средней энергией квантов 0,847 *Мэв* [16]	Межзвездная среда
1,2—2	Несколько неразрешенных γ-линий [16]. Наиболее вероятно, что эти линии генерируются возбужденными ядрами Ne^{20}, Mg^{24} и Si^{28}	Межзвездная среда. Ядра Ne, Mg и Si, содержащиеся в космических лучах, возбуждаются при их столкновении с частицами межзвездного газа
1,15±0,07	Излучение возбужденных ядер Sc^{44} со средней энергией квантов 1,156 *Мэв* [44]	Остаток взрыва Сверхновой. Возбужденные ядра Sc^{44} образуются в результате распада Ti^{44}, образующегося при взрыве Сверхновой. Период полураспада Ti^{44} составляет $\sim 10^3$ лет
4,6±0,1	Излучение возбужденных ядер C^{12} со средней энергией квантов 4,43 *Мэв* [16]	Межзвездная среда. Ядра углерода, содержащиеся в космических лучах, возбуждаются при их столкновениях с частицами межзвездного газа

В табл. V приводятся наиболее вероятные отождествления наблюдавшихся галактических γ-линий. В случае всех этих отождествлений при соответствующем выборе параметров (плотности межзвездной среды, плотности субкосмических лучей, потока частиц из пульсара и т. д.), не противоречащих каким-либо другим наблюдательным данным, используя формулы гл. 2, можно объяснить наблюдаемые интенсивности галактических γ-линий. Сейчас мы подробнее обсудим лишь природу γ-линии 0,4 *Мэв* от Крабовидной туманности, являющейся остатком взрыва Сверх-

новой 1054 г. Наиболее вероятно, что это излучение образуется при e^+, e^--аннигиляции на поверхности пульсара NP 0532, расположенного внутри Крабовидной туманности. Отличие средней энергии регистрируемых γ-квантов от 0,511 *Мэв* естественно объяснить гравитационным красным смещением с $z = (0{,}511 - 0{,}400)/0{,}400 = 0{,}28$. Такая величина красного смещения должна быть при выходе квантов с поверхности нейтронной звезды с массой $\sim 1{,}4\ M_\odot$. Для объяснения светимости пульсара NP 0532 в данной γ-линии $L_\gamma \sim 4 \cdot 10^{35}$ *эрг/сек* необходимо предположить, что на его поверхности в 1 *сек* аннигилирует $L_\gamma/2m_ec^2 \sim 10^{41}$ позитронов. Интересно отметить, что примерно такое же количество электронов (и,возможно, позитронов) должно эжектироваться из пульсара NP 0532 в Крабовидную туманность для поддержания ее светимости на наблюдаемом уровне [56].

Существенную информацию об области генерации γ-линии 0,4 *Мэв* дают измерения ширины линии ΔE_γ: $\Delta E_\gamma \lesssim 3$ *кэв*. Отсюда следует, что радиальный размер области образования линии 0,5 *Мэв* на поверхности пульсара

$$\Delta R \lesssim \frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} R \sim 10^4\ см,$$

где $R \sim 10^6$ *см* — радиус нейтронной звезды. Природа возникновения столь большого числа позитронов вблизи поверхности пульсара NP 0532 окончательно не установлена. Можно лишь сказать, что эти позитроны не находятся в термодинамическом равновесии с окружающей их плазмой, так как в противном случае плазма должна иметь температуру выше $\sim 10^8$ °K, а это не согласуется с $\Delta E_\gamma \lesssim 3$ *кэв* (см. формулу (31)).

в) γ-линии от радиогалактики Cen A

Cen A — это ближайшая к нам радиогалактика, совпадающая с оптической галактикой NGC 5128. Расстояние до Cen A равно примерно 5 *Мпс*. По разные стороны от оптической галактики NGC 5128 наблюдаются два гигантских радиооблака. Излучение этих облаков генерируется релятивистскими электронами, движущимися в магнитном поле (синхротронное излучение). Эти радиоизлучающие облака образовались либо при взрыве ядра галактики NGC 5128, либо при квазистационарной эжекции из него релятивистских электронов. Мощные процессы в радиогалактике Cen A не только имели место в прошлом, но и продолжаются в настоящее время. На это указывают наблюдения от нее инфракрасного, рентгеновского и γ-излучения, имеющего, по-видимому, нетепловую природу. Поэтому весьма естественным является обнаружение от Cen A мощного γ-излучения в линиях 1,6 и 4,5 *Мэв*.

Наиболее вероятно, что широкая γ-линия со средней энергией квантов 1,6 *Мэв* представляет собой суммарное γ-излучение возбужденных ядер Ne^{20}, Mg^{24} и Si^{28}, энергии γ-линий которых весьма близки и пока неразрешены. Гамма-линия 4,5 *Мэв* испускается, по-видимому, возбужденными ядрами C^{12}. Оценим параметры Cen A, при которых можно понять, например, величину интенсивности наблюдаемой у нее γ-линии 4,5 *Мэв*. Для этого воспользуемся выражением для потока γ-излучения ядер C^{12} в линии 4,43 *Мэв* (см. работу [16]):

$$F_\gamma = \frac{V n_p \Phi_c P}{4\pi r^2}; \tag{38}$$

здесь V — объем области генерации γ-линии 4,43 *Мэв*, n_p — концентрация протонов межзвездной среды внутри Cen A, Φ_c — дифференциальный

поток ядер углерода в субкосмических лучах Cen A, P — дифференциальный выход ядерной реакции, равный $\sim 4{,}2\cdot 10^{-24}$ *см*^{2} *Мэв* [58]. Из (38) при $F_\gamma = 10^{-3}$ *кв/см*^{2}*сек* и $r = 5$ *Мпс* получим

$$V n_p \Phi_c \approx 0{,}6\cdot 10^{72}\ см^{-2} сек^{-1}\ (Мэв/нуклон)^{-1}. \qquad (39)$$

При $n_p \sim 1 - 10$ *см*$^{-3}$ и $V \sim 10^{67} - 10^{68}$ *см*^{3} имеем $\Phi_c \sim 10^3 - 10^5$ *ядер/см*^{2}*сек* (*Мэв/нуклон*). Эта величина потока ядер углерода в субкосмических лучах Cen A примерно в $10^2 - 10^4$ раз выше, чем в нашей Галактике. Столь высокая плотность космических лучей в Cen A весьма естественна, так как радиогалактики, к числу которых относится Cen A, являются одними из наиболее активных астрономических объектов во Вселенной.

6. ИТОГИ И ПЕРСПЕКТИВЫ

Космическая гамма-спектроскопия — молодая область исследований. Первые γ-линии, имеющие космическое происхождение *), были обнаружены лишь несколько лет назад при наблюдениях мощной солнечной вспышки в августе 1972 г. За последующие пять лет были зарегистрированы γ-линии от центра Галактики, пульсара NP 0532 в Крабовидной туманности и радиогалактики Cen A. Имеются также указания на существование линейчатого γ-излучения из других областей небесной сферы. Стоит отметить, что поток излучения в этих линиях находится на пределе чувствительности современных γ-спектрометров и не превышает существенно $(3 \div 4)$ стандартных отклонений. Возможно, что при последующих наблюдениях некоторые из опубликованных результатов об обнаружении космических γ-линий не подтвердятся. Однако надежность наблюдений большинства космических γ-линий не вызывает сомнений.

Несмотря на малочисленность объектов, от которых были зарегистрированы γ-линии, и небольшое число наблюдавшихся γ-линий, космическая γ-спектроскопия уже сейчас существенно углубила наши представления о некоторых астрофизических явлениях. Так, например, наблюдения γ-линий позволяют:

1) судить, правда пока еще очень грубо, о параметрах областей солнечных вспышек (напряженности магнитного поля, концентрации и температуре плазмы);

2) оценить показатель спектра ускоренных протонов непосредственно в области солнечной вспышки;

3) «взвесить» пульсар NP 0532, находящийся внутри Крабовидной туманности и генетически связанный с нею;

4) оценить плотность субкосмических лучей в нашей Галактике и радиогалактике Cen A.

К числу первоочередных задач космической γ-спектроскопии относятся:

1. Подтверждение существования наблюдавшихся γ-линий и поиск новых γ-линий от нестационарных астрономических объектов.

2. Проведение одновременных наблюдений большого числа γ-линий, так как только такие измерения позволят решить многие астрофизические проблемы (например, определить спектр и химический состав космических лучей в области генерации γ-линий, а также судить о параметрах тепловой плазмы в этой области).

---

*) Мы в данном обзоре не касаемся γ-линий планетарного происхождения (детальнее см. монографию [58]).

3. Измерение угловых размеров, а если возможно, и изучение структуры источника γ-линий путем увеличения углового разрешения γ-спектрометров. Это будет существенно способствовать идентификации источников γ-линий.

4. Детальное изучение формы γ-линий. Это возможно при использовании Ge (Li)-спектрометров. Уменьшив до минимума аппаратурную ширину линий, можно более надежно оценивать параметры излучающей области космических объектов (например, температуру плазмы).

Возможно, что в будущем большое значение для определения концентрации вещества во Вселенной будет иметь недавнее открытие бариония — связанного состояния нуклона и антинуклона [59, 60]. Такая система, названная по аналогии с позитронием, может иметь возбужденные уровни с энергией перехода $E_\gamma \sim 100 - 1000$ *Мэв*.

В заключение статьи хочется отметить, что у космической γ-спектроскопии, несомненно, большое будущее, так как наблюдения космических γ-линий, по-видимому, единственный канал информации о характеристиках ядерной компоненты субкосмических лучей внутри различных астрономических объектов.

Примечание при корректуре. 28—29 апреля 1978 г. в США проходил симпозиум, посвященный космической γ-спектроскопии. Краткий отчет о работе симпозиума представлен в статье Р. Рамати и др. (Nature, **1978**, v. 273, p. 591). Из отчета следует, что были подтверждены линии γ-излучения с E_γ, равной 0,511 и 4,4 *Мэв* от галактического центра. Полуширина γ-линии 0,511 *Мэв* оказалась очень малой ($\Delta E_\gamma \leqslant 3$ *кэв*). Имеются также указания на существование в спектре γ-излучения центра Галактики избытка, обусловленного трехфотонной аннигиляцией позитронов.

Институт космических исследований
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Гальпер А. М., Кириллов-Угрюмов В. Г., Лучков Б. И., Прилуцкий О. Ф.— УФН, **1971**, т. 105, с. 207.
2. Горячев Ю. М., Канавец В. П., Кирпичников И. В., Левинтов И. И., — ЯФ, **1973**, т. 17, с. 910.
3. Кужевский Б. М.— Астрон. ж., **1968**, т. 45, с. 747.
4. Ramaty R., Lingenfelter R. E.— В кн. Труды VI Ленинградского Международного семинара.— Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1974.
5. Kozlovsky B., Ramaty R.— Astrophys. J., **1974**, v. 191, p. L43.
6. Roughton N. A., Fritts M. Y. et al.—Ibid., v. 188, p. 595.
7. Roughton N. A., Fritts M. Y. et al.— Ibid., v. 193, p. 187.
8. Lingenfelder R.— In: Proc. of Intern. Symposium Structure Galaxy and Galactic γ-Rays—Greenbelt: 1976.— P. 264.
9. Truran Y. W.— Astrophys. and Space Sci., **1972**, v. 18, p. 306.
10. Розенталь И. Л.— УФН, **1977**, т. 121, с. 319.
11. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. Происхождение космических лучей.— М.: Изд-во АН СССР, 1963.
12. Leventhal M.— Astrophys. J. (Lett.), **1973**, v. 183, p. L147.
13. Stecker F. W. Cosmic Gamma Rays.— Washington: NASA, 1971.
14. Гайтлер В., Квантовая теория излучения.— М.: ИЛ, 1956.
15. Trombka J. L., Metzeger A. E. et al.— Astrophys. J., **1973**, v. 181, p. 737.
16. Haymes R. C., Walraven G. D. et al.— Ibid., **1975**, v. 201, p. 593.
17. Peterson L. S.—J. Geophys. Res., **1963**, v 68, p. 979.
18. Metzeger A. E., Anderson E. C. et al.— Nature, **1964**, v. 204, p. 766.
19. Константинов Б. П., Бредов М. М., Белявский А. И., Соколов И. А.— Косм. исслед., **1966**, т. 4, с. 66.
20. Chupp E. L., Lavakare P. J., Sarkady A. A.— Phys. Rev., **1968**, v. 166, p. 1297.
21. Мазец Е. П., Голенецкий С. В., Ильинский В. Н. Письма Астрон. ж., **1976**, т. 2, с. 563.
22. Эстулин И. В.— В кн. Исследование космических лучей.— М.: Наука, 1975.— С. 67.

23. Эстулин И. В., Иванов В. П.— Косм. исслед., 1973, т. 11, с. 956.
24. Chupp E. L., Forrest D. J. et al.— Nature, 1973, v. 241, p. 33.
25. Highie P. R., Chupp E. L., Forrest S. Y., Cleske I. U.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1972, v. NS-19, p. 606.
26. Walraven G. D., Hall R. D. et al.— Astrophys. J., 1975, v. 202, p. 502.
27. Nakano G. H., Imbrof W. L., Johnson R. G.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1974, v. NS-21, p. 159.
28. Imhof W. L., Nakano G. H., Reagan J. B.— J. Geophys. Res., 1976, v. 81, p. 2835.
29. Imhof W. L., Nakano G. H.— Astrophys. J., 1977, v. 214, p. 38.
30. Womack E. A., Overrbeck J. W.— J. Geophys. Res. and. Space Phys., 1970, v. 75, p. 1811.
31. Albernhe F., Vedrenne G.— J. Geophys. Res., 1976, v. 81, p. 2433.
32. Григоров Н. Л., Коврижных О. М., Кудрявцев М. И.— Солнечные данные, 1973, № 6, с. 95.
33. Suri A. N., Chupp E. L., Forrest D. J., Reppin C.— Solar Phys., 1975, v. 43, p. 415.
34. Kanback G., Reppin C., Forrest D. J., Chupp E. L.— In: Proc. of. 14th Intern. Cosmic Ray Conference.— München: 1975.— V. 5, p. 1944.
35. Talon R., Vedrenne G., Melioransky A. C., Pissarenko N. F., Shamolin V. N., Likin O. B.— In: International Astronomical Union Symposium No. 68.— Dordrecht, Holland; Boston, USA: D. Reidel.
36. Johnson W. H., Harnden F. R., Haymes R. C.— Astrophys. J. (Lett.), 1972, v. 172, p. L1.
37. Johnson W. H., Haymes B. C.— Ibid., 1973, v. 184, p. 103.
38. Walraven G. D., Hall R. D., Meegan C. A., Coleman P. L., Shelton D. H., Haymes R. C.— Astrophys. J., 1975, v. 202, p. 502.
39. Hall R. D., Meegan C. A., Walraven G. D., Ojuth F. T., Shelton D. H., Haymes R. C.— Ibid., 1976, v. 210, p. 631.
40. Walraven G. D., Hagnes R. C.— Nature, 1976, v. 264, p. 42.
41. Leventhul M., Hacllum C. J., Watts A. C.— Nature, 1977, v. 226, p. 696.
42. Longenfielter R. E., Ramaty R.— In: Internat. Gamma-Ray Symposium in Goddard Space Flight Center.— June 2—4, 1976.
43. Jecobson A. C., Willett J. B., Mahoney W. A., Ling J. C.— Bull. Am. Astron. Soc., 1976, v. 8, p. 528.
44. Wang H. T., Ramaty R., Astrophys. J., 1975, v. 202, p. 532.
45. Wang H. T., Ramaty R., Solar Phys., 1974, v. 36, p. 129.
46. Wang H. T., Ramaty R.— Цитир. в [34] сб.
47. Кужевский Б. М.— Письма Астрон. ж., 1976, т. 2, с. 581.
48. Блох Г. М., Кужевский Б. М.— Цитир. в [22] сб.
49. Suri A. H., Chupp E. L., Forrest D. J., Reppin C.— Solar Phys., 1975, v. 43, p. 415.
50. Ибрагимов И. А., Кочаров Г. Е. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, т. 41, с. 327.
51. Lingenfelter R. E., Ramaty R.— In: High Energy Reactions in Astrophysics/Ed. W. Shen.— N. Y.: W. Benjamin, 1967.
52. Chupp E. L. Invited paper presented at the IAU/COSPAR Symposium No. 68 on Solar *X* and EUV Radiations.— Buenos Aires: June 11—14, 1974.
53. Fishman G. J., Glayton D. D.— Astrophys. J., 1972, v. 178, p. 337.
54. Clayton D. D., Dwek E.— Ibid., 1976, v. 206, p. L62.
55. Ramaty R., Borner G., Cohen J.— Ibid., 1973, v. 181, p. 891.
56. Shklovsky I. S.— Ibid., 1970, v. 159, p. L77.
57. Rygg T. A., Fishman G. J.— In: Proc. of 13th Intern. Cosmic Ray Conference — Denver: 1973.— V. 1, p. 472.
58. Сурков Ю. А., *Гамма-спектроскопия в космических исследованиях.*— М.: Атомиздат, 1977.
59. Шапиро И. С.— УФН, 1974, т. 118, с. 741.
60. CERN Courier, 1977, v. 17, p. 71.