

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

523.854+539.122

ГАММА-ЛУЧИ И СТРУКТУРА ГАЛАКТИКИ**А. М. Гальпер, Б. И. Луцков, О. Ф. Прилуцкий****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение	313
2. Диффузное галактическое γ -излучение (ГГИ)	313
а) Эксперимент на SAS-2 (314). б) Эксперимент на COS-B (315). в) Результаты наблюдений. Пространственное распределение интенсивности ГГИ (316). г) Энергетический спектр ГГИ (319). д) Интерпретация диффузного ГГИ (321). 1) π^0 -мезонный механизм (321). 2) Тормозной механизм (323). е) Межзвездный газ (325). ж) Космические лучи в Галактике (326).	327
3. Дискретные источники γ -квантов	327
а) Крабовидная туманность и пульсар PSR 0531 + 21 (328). б) Туманность Парус-X и пульсар PSR 0833—45 (330). в) Гамма-пульсары (330). г) Дискретный источник CG 195 + 5 (333). д) Лебедь X-3 (334). е) Центр Галактики (335). ж) Неотождествленные дискретные источники γ -квантов (336).	339
4. Заключение	340
Цитированная литература	340

1. ВВЕДЕНИЕ

Современная астрономия стала всеволновой. Наблюдения сейчас проводятся во всех без исключения диапазонах электромагнитного спектра, от радиоволн до сверхжесткого γ -излучения ($E_\gamma \sim 10^{12}$ эв). Диапазоны, еще недавно бывшие «белыми пятнами», успешно осваиваются с помощью внеатмосферных средств наблюдения: высотных аэростатов, спутников, космических кораблей. Следствием такого всеволнового характера наблюдений явился комплексный подход в исследовании астрофизических объектов. Блестящим примером тому могут служить исследования Галактики, проведенные в последнее время с помощью оптического, радиоастрономического, инфракрасного и, что принесло наиболее свежие и интересные результаты, γ -астрономического методов наблюдений. Именно γ -излучение дало новую астрофизическую информацию о таких «старых» объектах, как Галактика в целом и отдельные ее «структурные» единицы: звезды, межзвездный газ, космические лучи. Наблюдательным данным о галактическом γ -излучении и их теоретической интерпретации, существенно дополняющим прежние представления о структуре и составе Галактики, и посвящается настоящий обзор.

2. ДИФУЗНОЕ ГАЛАКТИЧЕСКОЕ γ -ИЗЛУЧЕНИЕ (ГГИ)

Основные результаты по исследованию γ -излучения Галактики были получены в двух экспериментах, проведенных на борту специализированных (т. е. предназначенных для выполнения только одной задачи) спутников: SAS-2 (малый астрономический спутник № 2 Годдардовского цент-

ра США) и COS-B (вторая космическая лаборатория общеевропейской организации ESA). Приборы, работавшие на спутниках, по своим размерам и разрешающей способности являются типичными для γ -телескопов второго поколения, которые стали применяться с конца 60-х годов и в настоящее время уже «сходят с арены», уступая место более совершенным инструментам.

а) Эксперимент на SAS-2

SAS-2 — это небольшой по размерам и весу спутник со стабилизацией вращением и магнитной ориентацией^{1,2}. Ось прибора, совпадающая с осью закрутки спутника, могла быть ориентирована в любую точку неба с точностью $0,3^\circ$. Направление ориентации определялось по трем независимым датчикам: солнечному датчику, трехосному магнитометру и звездному фотометру.

Спутник был выведен на низкую орбиту с апогеем 610 км, перигеем 440 км, наклоном 2° и периодом обращения 95 мин. Орбита, почти круговая и почти экваториальная*), проходила под внутренним радиационным поясом в области, наименее доступной для космических лучей, отклоняемых земным магнитным полем. Благодаря этому в приборе наблюдался сравнительно малый уровень фона от заряженных частиц. Такая низкая орбита имела и свои недостатки, заключающиеся в том, что наблюдаемый участок неба периодически затенялся Землей. Телескоп регистрировал космическое γ -излучение в среднем 45% времени, а остальное время «ловил» γ -кванты земного альбедо.

Два магнитофона записывали информацию, поступающую с γ -телескопа, со скоростью 1 кбит/сек (2/3 записи составляли координаты треков в проволочной искровой камере). Передача информации по телеметрии на станцию слежения проводилась со скоростью 20 кбит/сек. В пределах видимости наземной станции осуществлялась также прямая передача данных с прибора, что позволяло экспериментаторам получать оперативную информацию, а кроме того осуществлять «привязку» бортовых часов к мировому времени с точностью до ± 1 мсек.

Наблюдения на SAS-2 проводились непрерывно в течение полугода (вместо запланированного года работы), с ноября 1972 г. по июнь 1973 г., когда в результате неисправности в системе питания они были прекращены. За это время телескоп «просмотрел» больше половины небесной сферы, в первую очередь области, расположенные вдоль Млечного Пути, с одной-двух экспозицией каждого участка неба.

Гамма-телескоп на SAS-2, физическая блок-схема которого приведена на рис. 1, регистрировал γ -кванты с энергиями $E_\gamma \geq 30$ Мэв (порог регистрации определялся количеством вещества в телескопе). Полный угол зрения на полувысоте приборной функции (FWHM), который можно считать апертурой прибора, составлял 35° . Эффективная площадь телескопа равнялась 640 см^2 .

Сердцем прибора была 32-слойная проволочная искровая камера с ферритовыми кольцами, верхняя часть которой (16 слоев) служила конвертором γ -квантов. Картина события в искровой камере позволяла практически однозначно трактовать его как γ -квантовое (характерная конверсионная «вилка», начинающаяся в одном из слоев камеры) и измерить угол, под которым влетел в прибор γ -квант. Зная пространственную ориентацию прибора, можно определить небесные координаты точки.

*) Для вывода на такую орбиту запуск был проведен с приэкваториального полигона Сан-Марко, Кения. С того же полигона в 1970 г. был запущен спутник SAS-1 («Ухуру»), составивший целую эпоху в рентгеновской астрономии.

откуда прилетел γ -квант. Многократное рассеяние компонент конверсионной пары «размывало» точку в кружок, зависящий от энергии γ -кванта и характеризующий угловое разрешение телескопа, которое, например, для энергии $E = 100 \text{ Мэв}$ составляло $\sim 4^\circ$. Величина эта кажется чрезвычайно большой по сравнению с современными оптическими и радиотелескопами, но, если вспомнить историю, сравнима с угловым разрешением радиотелескопов сороковых годов. При таком угловом разрешении и недельной длительности наблюдения предельно-измеримый поток от дискретного источника, который можно выделить на изотропном фоне, составлял $\sim 10^{-6} \text{ фотон/см}^2\text{сек}$.

Гамма-события выделялись из потока космических лучей, падавших на прибор, с помощью сцинтилляционных и черенковских счетчиков, включенных в схему совпадений — антисовпадений. «Антисовпадаемый» счетчик А, сделанный из сцинтиллирующей пластмассы в виде колпака, закрывающего прибор, устранял фон от заряженных частиц космических лучей. Его эффективность была чрезвычайно высока и составляла 0,99999, что вместе с малой интенсивностью космических лучей на выбранной орбите практически устраняло ложные запуски прибора.

Кроме γ -квантов, прибор регистрировал заряженные частицы как отдельными счетчиками, так и их комбинациями, что давало важный материал для анализа результатов.

Вес γ -телескопа и его среднее энергопотребление составляли 85 кг и 10 Вт.

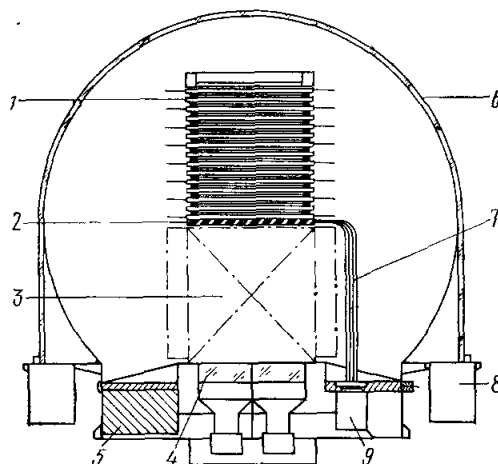


Рис. 1. Физическая блок-схема гамма-телескопа SAS-2²:

1 — верхняя нитяная искровая камера, 2 — сцинтилляционный счетчик, 3 — нижняя искровая камера, 4 — черенковские счетчики (4 шт.), 5 — блок электроники, 6 — антисовпадаемый счетчик, 7 — световод, 8 — ФЭУ антисовпадающего счетчика (8 шт.), 9 — ФЭУ совпадающего счетчика (4 шт.).

б) Эксперимент на COS-B

Спутник COS-B был запущен 9 августа 1975 г., а три дня спустя был включен и начал работать γ -телескоп на борту спутника^{3,4}. По первоначальному плану наблюдения должны были проводиться в течение двух лет, с августа 1975 по август 1977 г. По истечении этого срока было принято решение продолжить работу телескопа до конца 1978 г. К моменту написания статьи (февраль 1979 г.) эксперимент успешно продолжается, установив рекорд длительности работы искрового γ -телескопа на орбите ИСЗ.

Спутник представляет собой цилиндр диаметром 1,4 м, длиной 1,13 м, в котором вдоль оси расположен телескоп (рис. 2). COS-B выведен на сильно эксцентрическую орбиту с перигеем, изменяющимся от 300 до 3000 км, апогеем $\sim 100\,000 \text{ км}$ и периодом обращения 36 час 44 мин. 95% времени γ -телескоп проводит за пределами «опасных» участков магнитосферы, заполненных захваченной радиацией. В это время он

практически не затеняется Землей, что дает выигрыш в два раза в эффективности наблюдения по сравнению с SAS-2.

По размерам, весу спутника (~ 280 кг) и прибора (~ 120 кг), по точности ориентации и стабилизации, по многим приборным характеристикам (интервал энергий γ -квантов, эффективная площадь и др.) эксперимент, проводимый на COS-B, подобен эксперименту SAS-2. Он также «нацелен» в первую очередь на исследование галактического γ -излучения; так же используется многослойная проволоочная искровая камера с записью на ферритовые кольца. Однако предусмотрен ряд улучшений, которые позволяют COS-B получить более детальную информацию о γ -излучении Галактики:

1) Экспозиция каждого участка неба увеличена до месяца. С учетом углового разрешения ($\sim 5^\circ$ на 100 Мэв), фона и эффективности прибора это приводит к предельно-измеримому потоку $3 \cdot 10^{-7}$ фотон/см² сек *).

2) В прибор введен сцинтилляционный калориметр на основе кристалла CsI(Tl) толщиной $4,7$ радиационной длины. Это позволяет измерять энергетические спектры потоков γ -квантов вплоть до нескольких Гэв. Кроме того, за счет перехода к большим энергиям улучшена точность пространственного

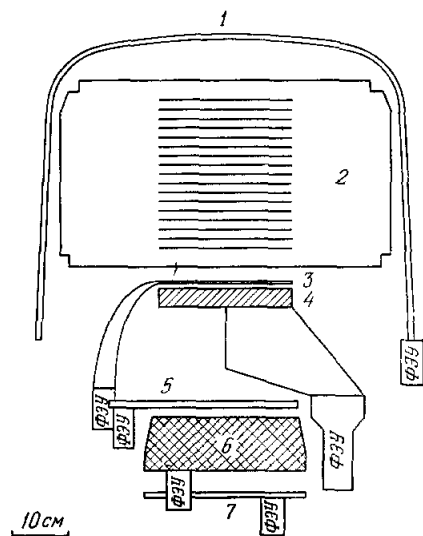


Рис. 2. Блок-схема гамма-телескопа COS-B ⁴.

1 — антисовпадатальный счетчик, 2 — искровая камера, 3—5 — управляющий телескоп счетчиков, 6 — калориметр, 7 — счетчик частиц высокой энергии.

разрешения направленных потоков γ -излучения.

3) Параллельно с γ -телескопом установлен пропорциональный счетчик с щелевым коллиматором, угловое разрешение которого составляет $1,1^\circ$, для измерения рентгеновского излучения с энергией 2 — 12 кэв. Он служит синхронизатором при поиске корреляций рентгеновского и γ -излучений, в частности при поиске γ -излучения от рентгеновских пульсаров. Время прихода рентгеновских и γ -квантов по бортовым часам измеряется с точностью $0,2$ мсек.

в) Результаты наблюдений. Пространственное распределение интенсивности ГГИ

Поток космических γ -квантов от полосы Млечного Пути впервые был обнаружен в 1967 г. спутником OSO-3 (Орбитальная Солнечная Обсерватория N 3) ⁵, а затем измерен в ряде наблюдений с высотных аэростатов ⁶⁻¹¹. Эксперименты SAS-2 и COS-B существенно расширили сведения о ГГИ, что позволило выявить его природу и использовать это излучение как инструмент исследования структуры Галактики.

Для энергий γ -квантов в десятки и сотни Мэв ГГИ доминирует над изотропным диффузным фоном. На рис. 3 показаны распределения интенсивности ГГИ по галактической широте в двух местах Млечного Пути:

*) При повторных просмотрах тех же участков неба, что стало возможным в результате продолжения работы телескопа, предельный поток уменьшается, в \sqrt{N} раз, где N — число просмотров.

в районе центра Галактики (интервал галактических долгот $-30^\circ \leq l^{\text{II}} \leq 30^\circ$) и в районе антицентра Галактики ($160^\circ \leq l^{\text{II}} \leq 200^\circ$). ГГИ превышает изотропный фон в 20 раз в районе центра и в 4 раза в районе антицентра. При трактовке широтных распределений надо учитывать собственное угловое разрешение телескопа, которое такого же порядка, как полуширины распределений. Анализ показывает, однако, что только

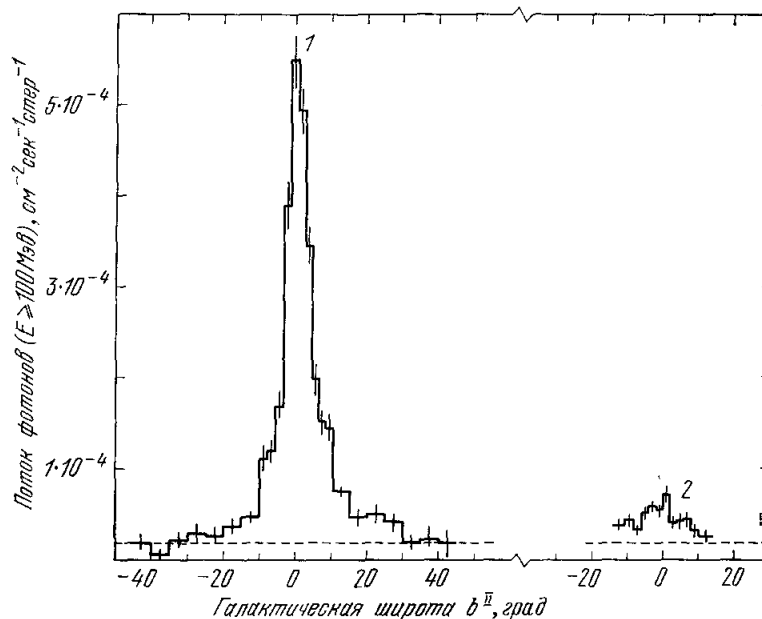


Рис. 3. Широтные распределения галактического гамма-излучения с энергией больше 100 Мэв от районов: 1) центра Галактики ($-30^\circ \leq l^{\text{II}} \leq 30^\circ$) и 2) антицентра ($160^\circ \leq l^{\text{II}} \leq 200^\circ$)^{2, 12}.

приборным уширением объяснить наблюдаемые ширины нельзя. Имеется и астрофизическая причина: некоторое число γ -квантов приходит от близких участков Галактики, удаленных от нас не далее чем на 3 *кпс*. Доля таких «локальных» γ -квантов оказалась $\sim 50\%$ в потоке, приходящем со стороны центра Галактики, и почти 100% — со стороны антицентра. Эти цифры, в частности, указывают на то, что тогда как на периферии Галактики нет больших масс газа и повышенных потоков космических лучей, в центральных частях Галактики эти компоненты, ответственные за γ -излучение, достаточно велики.

Долготное распределение интенсивности ГГИ показано на рис. 4. Здесь представлен поток γ -квантов с энергией больше 100 Мэв, просуммированный в полосе широт $-10^\circ \leq b^{\text{II}} \leq 10^\circ$ от разных участков Млечного Пути. Пунктирной линией показан изотропный фон.

Район вокруг галактического центра в интервале долгот от $310^\circ \leq l^{\text{II}} \leq 40^\circ$ выделяется по интенсивности γ -излучения над всеми остальными участками. Отчетливо наблюдаются 5 «пигов» (максимумы излучения на 315° , 330° , 345° , 0 и 35°), связанных, по-видимому, с крупномасштабными особенностями галактической структуры. Альтернативное объяснение «пигов» дискретными источниками γ -излучения менее вероятно по следующим причинам:

- а) Все «пики» лежат на галактическом экваторе ($b^{\text{II}} \approx 0^\circ$).

б) Известные сейчас дискретные источники γ -квантов (см. гл. 3) имеют заметно меньшую интенсивность, чем возможные источники, ответственные за «пики».

в) Концентрация газа и космических лучей должна быть значительно выше во внутренних частях Галактики, что естественно приводит к повышенным потокам γ -квантов.

Приведенные аргументы не являются достаточно сильными, чтобы полностью отвергнуть гипотезу о многочисленных интенсивных дискретных источниках γ -квантов в Галактике, суммарная интенсивность которых создает наблюдаемое γ -излучение. Существуют дополнительные аргументы, которые будут рассмотрены ниже, так что есть основание считать,

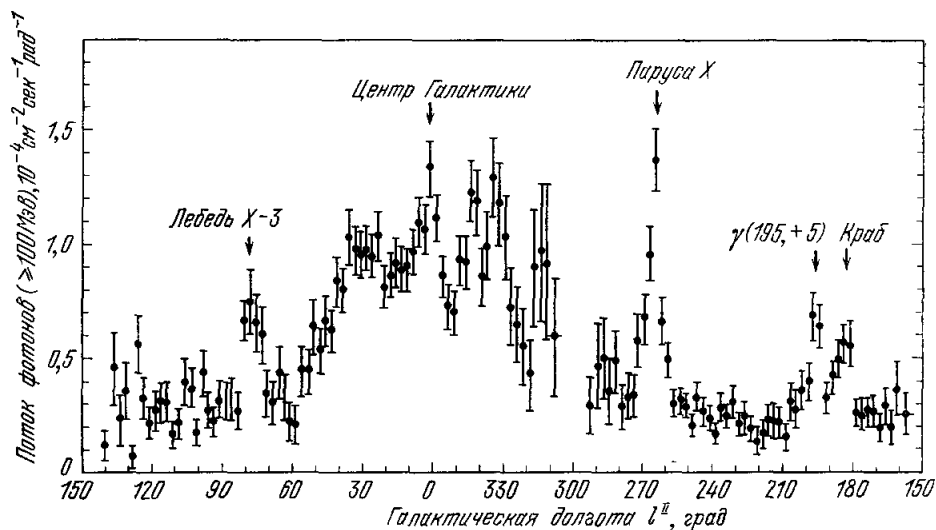


Рис. 4. Распределение галактического γ -излучения с энергией $E_\gamma \geq 100$ Мэв по долготе для полосы широт $|b_{II}| \leq 10^\circ$.

что главная часть потока γ -квантов возникает в диффузном веществе Галактики и особенности типа «пиков» являются проявлением крупномасштабных структур межзвездного газа, пыли и космических лучей, расположенных на расстоянии ≤ 7 кпс от Солнца. Альтернативная гипотеза, однако, также будет кратко обсуждена. «Пик» в центре Галактики ($l_{II} \approx 0$) приблизительно в два раза шире других «пиков». Естественно связать его с протяженным галактическим ядром.

Неравномерность долготного распределения в других местах Млечного Пути определенно связана с рядом дискретных источников: Крабовидной Туманностью, источником Парус-X и др. (см. гл. 3). Крупномасштабные особенности структуры Галактики в этих местах не выступают столь отчетливо, как в районе галактического центра.

Укажем еще на одну особенность ГГИ. Она следует из широтных распределений, которые оказываются несимметричными: для района центра Галактики наблюдается превышение правого крыла над левым (см. рис. 3, 1), т. е. имеется избыток γ -квантов в интервале $15^\circ \leq b_{II} \leq \leq 30^\circ$, для района антицентра — избыток в левом крыле, в интервале $15^\circ \leq b_{II} \leq -10^\circ$ (см. рис. 3, 2). Подобная асимметрия, наблюдаемая также в радиоизлучении, в распределении туманностей и концентрации пыли на луче зрения, привела к предложению о существовании локальной системы звезд, газа и пыли в виде тонкого диска радиусом 200—

300 μ s, наклоненного на 15° по отношению к плоскости Галактики, — так называемого Пояса Гоулда (Could's Belt) ¹³. Тот факт, что ГГИ обнаруживает такую же аномалию, служит еще одним свидетельством диффузной природы γ -излучения. Расчет ¹⁴ показывает, что наблюдаемый поток γ -квантов согласуется с предположением о постоянстве плотности космических лучей на протяжении всего Пояса Гоулда. Это — первое, пока еще достаточно качественное указание на то, что плотность космических лучей неизменна на расстоянии 200—300 μ s от Солнца.

Диффузное ГГИ сосредоточено в основном в области галактического экватора. Однако, как показывают наблюдения диффузного излучения на высоких галактических широтах, проведенные на SAS-2 ^{15, 16}, вклад галактического излучения остается существенным вплоть до полюсов Галактики.

В работах ^{15, 16} была определена зависимость интенсивности диффузного γ -излучения в зависимости от галактической широты b^{II} . Зависимость интенсивности от широты аппроксимировалась функцией

$$I(b^{\text{II}}) = C_1 + \frac{C_2}{|\sin b^{\text{II}}|^2}, \quad (1)$$

где постоянный член соответствовал вкладу метагалактической изотропной компоненты, а второй член представлял вклад локальных областей галактического диска. Результаты наблюдений показаны в табл. I.

Таблица I

Значение коэффициентов C_1 и C_2 (в фотон/см² сек·стер)

Области небесной сферы и интервалы энергий	C_1	C_2
1. $ b^{\text{II}} \geq 10^\circ$, $0^\circ \leq l^{\text{II}} \leq 360^\circ$, $E_\gamma \geq 100$ Мэв	$0,42 \cdot 10^{-5}$	$1,22 \cdot 10^{-5}$
2. $ b^{\text{II}} \geq 10^\circ$, $0^\circ \leq l^{\text{II}} \leq 360^\circ$, $35 \leq E_\gamma \leq 100$ Мэв	$0,43 \cdot 10^{-4}$	$0,34 \cdot 10^{-4}$
3. $ b^{\text{II}} \geq 10^\circ$, $60^\circ \leq l^{\text{II}} \leq 300^\circ$, $E_\gamma \geq 100$ Мэв	$0,52 \cdot 10^{-5}$	$1,05 \cdot 10^{-5}$
4. $ b^{\text{II}} \geq 10^\circ$, $60^\circ \leq l^{\text{II}} \leq 300^\circ$, $35 \leq E_\gamma \leq 100$ Мэв	$0,47 \cdot 10^{-7}$	$0,25 \cdot 10^{-4}$

Дополнительное подтверждение заметного вклада ГГИ в высокоширотное диффузное излучение было получено в работах ^{17, 18}, в которых проводился поиск корреляции между интенсивностью γ -излучения и количеством атомарного водорода, интенсивностью нетеплового радиоизлучения на частоте $\nu = 150$ МГц и расположением областей H II. В этих работах было показано, что вклад галактической компоненты в высокоширотное диффузное излучение заметно возрастает с увеличением энергии фотонов.

г) Энергетический спектр ГГИ

Спектральные измерения ГГИ очень важны для выявления его природы. Различные механизмы генерации γ -излучения дают разные энергетические спектры ^{19, 20}, в принципе отличные друг от друга. Однако проведенных измерений недостаточно, чтобы в настоящее время сделать такое разделение. Кроме небольшого числа наблюдений, их недостатком является то, что они проводились разными приборами, каждый раз в сравнительно узком интервале энергий (например, 35—200 Мэв на SAS-2). Часто ввиду малой статистики спектры представлялись в интегральном виде. Перевод их в дифференциальный спектр требует некоторых априорных предположений и в конечном счете приводит к большим ошибкам.

Дополнительная информация о спектрах в основном для энергий менее 30 Мэв была получена при наблюдениях на аэростатах ^{6-11, 21a}. На рис. 5, а приведены результаты измерений ГГИ в области центра Галактики. Для сравнения показаны расчетные спектры различных механизмов генерации γ -квантов. Сравнение экспериментальных результатов с расчетными спектрами позволяет сделать следующие качественные выводы:

1. При энергиях более 100 Мэв доминирует «пионный» поток γ -квантов, и, следовательно, основным механизмом генерации ГГИ может быть взаимодействие протонов и ядер космических лучей с межзвездным газом.

2. В интервале энергий от 10 до 100 Мэв проявляется дополнительный механизм генерации γ -квантов, связанный с тормозным излучением или обратным комптоновским рассеянием электронов космических лучей.

Спектрометрические измерения на COS-B дали более подробную информацию о дифференциальном энергетическом спектре ГГИ в диапазоне от 50 до 2000 Мэв ^{21b}. На рис. 5, б показаны спектры, измеренные в двух участках Млечного Пути.

Форма спектров соответствует расчетной для «пионного» механизма в интервале энергий от 200 до 2000 Мэв и систематически отклоняется от нее в интервале от 50 до 200 Мэв. Это в общем согласуется со сделанным ранее предположением о большом

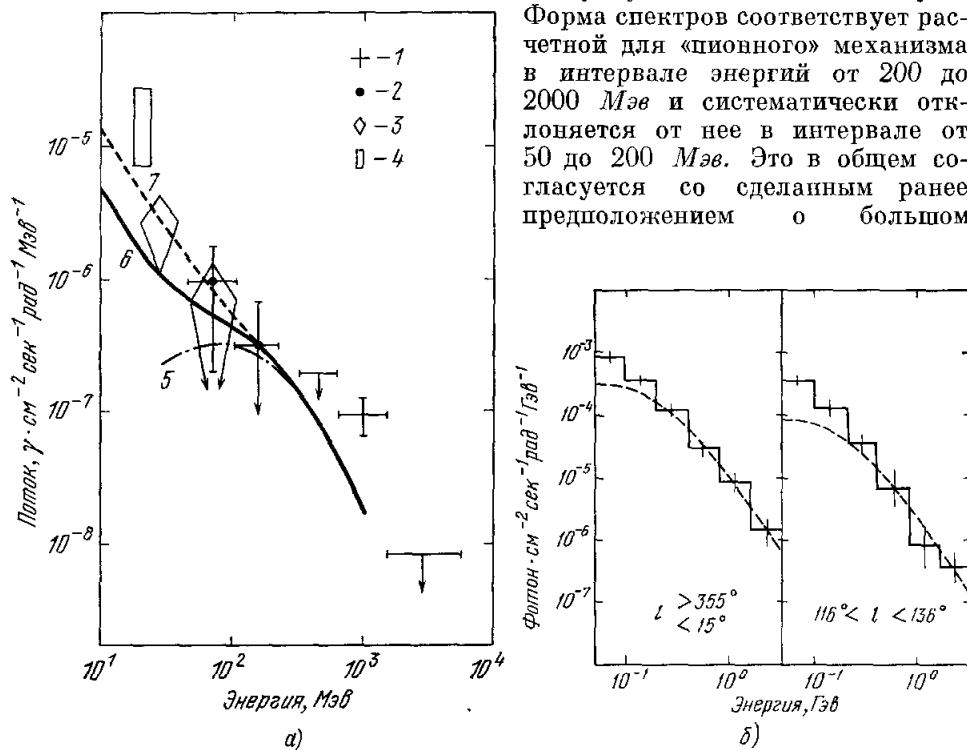


Рис. 5. а) Дифференциальный энергетический спектр γ -излучения, приходящего от района центра Галактики ²² ($|b^{II}| \leq 10^\circ$, $|l^{II}| \leq 30^\circ$; 1 — 11; 2 — 2, 12; 3 — 9, 17; 4 — 7. Расчетные спектры: 5 — «пионный» поток γ -квантов ²³; 6 — тормозное излучение электронов ²³; 7 — комптоновское рассеяние электронов ²⁴); б) Дифференциальный энергетический спектр γ -излучения, измеренный для двух районов Галактики (штриховая линия — спектр «пионного» потока γ -квантов ³³, нормированный при энергии 400 Мэв).

вкладе тормозного и комптоновского излучения при меньших энергиях.

Спектры, измерявшиеся в шести участках Млечного Пути, оказались тождественными по форме; это указывает на идентичность процессов генерации γ -квантов по всей Галактике и хорошо согласуется с диффузной природой ГГИ.

Следует отметить резкое различие в спектрах изотропной и галактической компонент диффузного γ -излучения. Согласно¹⁵ энергетический спектр изотропной компоненты высокоширотного излучения может быть аппроксимирован выражением

$$F(E_\gamma) = 0,7 \cdot 10^{-7} \left(\frac{E_\gamma}{100 \text{ Мэв}} \right)^{-3,4} (\text{фотон/см}^2 \text{ сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{Мэв}), \quad (2)$$

а спектр галактической компоненты — функцией

$$F(E_\gamma) = 1,1 \cdot 10^{-7} \left(\frac{E_\gamma}{100 \text{ Мэв}} \right)^{-1,6} |\sin b^{\text{II}}|^{-1} (\text{фотон/см}^2 \text{ сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{Мэв}). \quad (3)$$

Это указывает на быстрое уменьшение вклада изотропной внегалактической компоненты с ростом энергии фотонов.

Согласно новым данным о спектре изотропной и галактической компонент диффузного излучения, показатели спектров соответственно равны 2,7 (+0,4; -0,3) и $1,5 \pm 0,3$ ¹⁸⁶, что не изменяет общего вывода об уменьшении доли изотропной компоненты при возрастании энергии фотонов.

Сделанные выводы базируются на предположении о диффузном характере ГГИ. Численные совпадения измеренных и рассчитанных потоков подтверждают это предположение. Следовательно ГГИ может служить средством изучения концентрации, состава и пространственного распределения газа и космических лучей в Галактике.

д) Интерпретация диффузного ГГИ

Итак, предположим, что электромагнитное излучение в диапазоне γ -лучей является продуктом взаимодействия частиц высоких энергий с межзвездной средой. Фотоны, с энергией, превышающей $E_\gamma \sim 10 \text{ Мэв}$, могут возникать в таких процессах, как:

1) распад π^0 -мезонов, возникающих при взаимодействии ядерной компоненты космических лучей с межзвездным газом;

2) тормозное излучение электронов, сталкивающихся с частицами межзвездного газа;

3) обратное комптоновское рассеяние фотонов реликтового и звездного излучения на ультрарелятивистских электронах;

4) синхротронное излучение электронов очень высоких энергий ($E_\gamma \gtrsim 10^{15} \text{ эв}$). Светимость единицы объема межзвездной среды определяется характеристиками взаимодействия, интенсивностью и энергетическим спектром ядерной и электронной компонент космических лучей и параметрами межзвездной среды — концентрацией газа и энергетическим спектром фонового электромагнитного излучения.

Обсудим основные механизмы генерации γ -лучей в межзвездной среде.

1) π^0 -мезонный механизм. Распад π^0 -мезонов, возникающих в результате сильных взаимодействий космических лучей с межзвездным газом, является основным механизмом генерации γ -излучения с энергией $E_\gamma \gtrsim 50-100 \text{ Мэв}$ в межзвездной среде. Светимость единицы объема межзвездной среды в этом случае определяется выражением

$$q(E_\gamma) = K n_{\text{H}} \int_{E_\gamma + (m_\pi^2 c^4)/4 E_\gamma}^{\infty} dE' \frac{2E_\gamma}{\sqrt{E'^2 - m_\pi^2 c^4}} \int_{E_\pi^*}^{\infty} dE_p j(E_p) \frac{d\sigma(E_p, E')}{dE'}, \quad (4)$$

где $K = 1,64$ — коэффициент, учитывающий влияние химического состава межзвездного газа и космических лучей, n_{H} — концентрация ядер водорода в межзвездной среде, $j(E_p)$ — дифференциальный энергетический спектр протонной компоненты космических лучей, E_π^* — пороговая энергия рождения π^0 -мезонов, E_γ , E_p и E' — энергия фотонов, протонов и π^0 -мезонов, $d\sigma(E_p, E')/dE'$ — дифференциальное сечение рождения π^0 -мезонов.

Расчет функции $q(E_\gamma)$ проводился многими авторами (см., например, ²⁵⁻²⁹); расхождения в результатах расчетов достигали нескольких десятков процентов. Это объяс-

нялось в первую очередь неточной аппроксимацией дифференциального сечения рождения π^0 -мезонов. В области энергий протонов от 2 до 10 Гэв, наиболее важной для

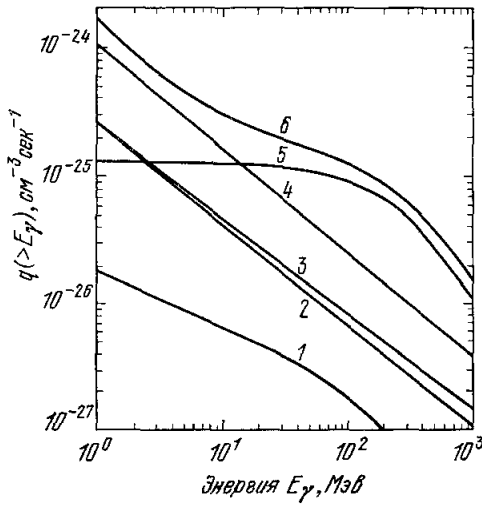


Рис. 6. Интегральная светимость единицы объема межзвездной среды в окрестностях Солнечной системы.

Концентрация межзвездного газа $n_H = 1 \text{ см}^{-3}$; плотность энергии фонового излучения звезд $w = 0,44 \text{ эв} \cdot \text{см}^{-3}$.

1 — комптон-эффект на световых фотонах, 2 — комптон-эффект на реликтовом излучении, 3 — весь комптон-эффект, 4 — тормозное излучение, 5 — распад π^0 -мезонов, 6 — сумма по всем процессам.

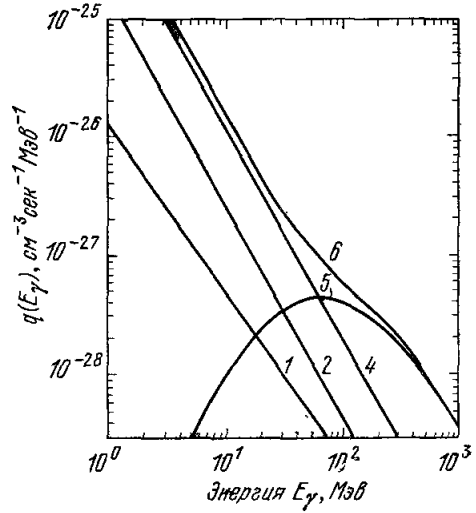


Рис. 7. Дифференциальная светимость единицы объема межзвездной среды.

Параметры среды и обозначения те же, что и на рис. 6.

образования фотонов с энергией $E_\gamma \gtrsim 100 \text{ Мэв}$, спектр космических лучей в окрестностях Солнечной системы известен сравнительно неплохо и может быть аппроксимирован выражением³⁰⁻³²:

$$j(E_p) = \begin{cases} 7 \cdot 10^3 E^{-2,5} (\text{м}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стер}^{-1} \text{Гэв}^{-1}) & (3 \leq E_p \leq 70 \text{ Гэв}), \\ 2,0 \cdot 10^{-4} E^{-2,75} (\text{м}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стер}^{-1} \text{Гэв}^{-1}) & (E \gtrsim 70 \text{ Гэв}). \end{cases} \quad (5)$$

Важный шаг в направлении уточнения расчетов функции $q(E_\gamma)$ был сделан в работе³³. Авторы этой работы использовали эмпирическое выражение для сечения

$$\frac{d\sigma(E_p, E')}{dE'} = 2\pi \int d\vartheta p_\perp E' \frac{d^3\sigma}{d^3p'}, \quad (6)$$

где инвариантное сечение $E' d^3\sigma/d^3p'$ аппроксимировалось функцией

$$E' \frac{d^3\sigma}{d^3p'} = \frac{A}{1,0 + (4m_p^2 c^4/s)} (1 - \tilde{x})^q \exp \left[-B p_\perp \left(1,0 + \frac{4m_p^2 c^4}{s} \right)^{-1} \right]; \quad (7)$$

здесь p_\perp — поперечный импульс мезона, ϑ — угол излучения мезона, s — квадрат полной энергии в системе центра масс,

$$\tilde{x}^2 = x_\parallel + \frac{4}{s} c^2 p_\perp^2 + m_\pi^2 c^4,$$

$$q = \frac{C_1 + C_2 p_\perp + C_3 p_\perp^2}{\sqrt{1,0 + (4m_p^2 c^4/s)}},$$

x_\parallel — отношение параллельной составляющей импульса мезона к максимально возможному импульсу в системе центра масс. Значения констант равны $A = 135 \text{ мбарн} \cdot \text{сек}^3/\text{Гэв}^2$, $B = 5,45 \text{ сек}/\text{Гэв}$, $C_1 = 6,18$, $C_2 = 4,0 \text{ сек}/\text{Гэв}$, $C_3 = 1,25 (\text{сек}/\text{Гэв})^2$. Выра-

жение (7) очень хорошо описывает результаты измерений дифференциальных сечений рождения пионов на ускорителях. Интегральный спектр показан на рис. 6, результаты численного расчета функции $q(E_\gamma)$ приведены на рис. 7.

Спектр γ -лучей пионного происхождения характеризуется широким максимумом в области энергий $E_\gamma \approx 70$ Мэв. В области высоких энергий спектр фотонов становится степенным:

$$\frac{q(E_\gamma)}{n_H} = 2,52 \cdot 10^{-27} E^{-2,75} \text{ (фотон/сек. стер. Гэв)} \quad (8)$$

при $E_\gamma \gtrsim 20$ Гэв.

2) Тормозной механизм. Светимость единицы объема межзвездной среды, соответствующая тормозному излучению релятивистских электронов, определяется выражением

$$q_B(E_\gamma) = K_1 n_H \int_{E_\gamma}^{\infty} dE_e j_e(E_e) d\sigma(E_e, E_\gamma) \frac{1}{dE_\gamma}, \quad (9)$$

где $d\sigma(E_e, E_\gamma)/dE_\gamma$ — дифференциальное сечение Бете — Гайтлера, а $K_1 = 1,3$ — коэффициент, учитывающий химический состав межзвездного газа. В отличие от пионного механизма, в данном случае основная неопределенность при расчете функции $q_B(E_\gamma)$ связана с величиной дифференциального спектра электронной компоненты в межзвездном пространстве $j_e(E_e)$; сечение процесса известно с высокой точностью. Подробный анализ функции генерации γ -квантов при тормозном излучении в межзвездной среде проводился в работе ³⁴, в которой было показано, что неопределенность функции $q_B(E_\gamma)$ в диапазоне энергий от 10 до 100 Мэв может превышать порядок величины. Результаты расчетов показаны на рис. 7 вместе с функцией $q(E_\gamma)$ для пионного механизма. Из рис. 7 видно, что тормозной механизм должен доминировать в области энергий $E_\gamma \lesssim 50$ Мэв; точная граница перехода от одного механизма к другому зависит от интенсивности электронной компоненты. Определение спектра ГГИ в диапазоне энергий $E_\gamma = 10-100$ Мэв в направлении антицентра позволит определить поток электронной компоненты малых энергий в окрестностях Солнечной системы.

В окрестностях Солнечной системы вклад обратного комптон-эффекта в светимость единицы объема межзвездной среды в диапазоне γ -лучей незначителен (менее 10%). Этот механизм генерации может стать основным в тех районах Галактики, где плотность энергии фонового излучения звезд намного выше, чем в окрестностях Солнечной системы (например, в галактическом центре). Тем не менее расчеты показывают, что вкладом обратного комптон-эффекта в наблюдаемую интенсивность диффузного ГГИ можно пренебречь даже в направлении центра Галактики ³⁵. Вклад синхротронного механизма на несколько порядков величины меньше, чем комптоновского.

Таким образом, формирование диффузного ГГИ определяется двумя основными механизмами — распадом π^0 мезонов и тормозным излучением электронов.

Общее представление о распределении источников ГГИ, вне зависимости от их природы, может быть получено из анализа распределения интенсивности ГГИ по галактической долготе (см. рис. 4). Связь между распределением светимости единицы объема в γ -лучах по Галактике $q(r)$ и распределением интенсивности ГГИ по долготе $I(l, \Pi)$ рассматривалась в нескольких работах ^{24, 36, 37}. Полученные результаты, хотя и несколько отличающиеся друг от друга, указывают на общую особенность — повышение объемной светимости в γ -лучах в кольцеобразной области, находящейся на расстоянии около 5 кпс от центра Галактики. На рис. 8 показана зависимость объемной светимости от расстояния до центра Галактики, рассчитанная Стеккером ³⁷.

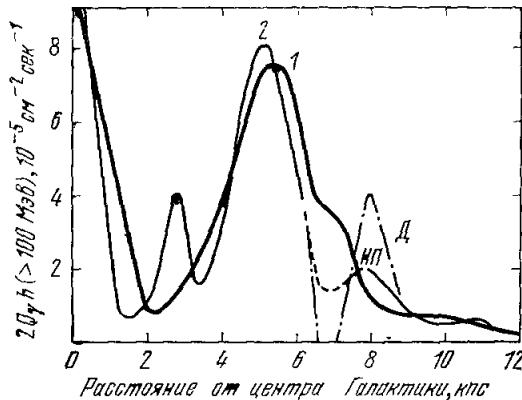


Рис. 8. Радиальное распределение объемной светимости ³⁷.

Кривая 1 соответствует области долгот $l^I \leq l^I \leq 180$ кривая 2 — области $180^\circ \leq l^I \leq 360^\circ$. Д — построено по средним значениям экспериментальных точек, НП — по нижним пределам.

Указанное обстоятельство нельзя назвать неожиданным. Подобными свойствами обладает не только распределение объемной светимости межзвездной среды в диапазоне γ -лучей, но и распределение объемной светимости в линиях $2,6 \text{ мкм}$ (переход $J=1 \rightarrow J=0$ молекулы CO) и $\text{H } 166\alpha$, а также распределение остатков сверхновых и гигантских областей H II (рис. 9)³⁸. Максимум в районе $4-8 \text{ кпс}$ наблюдается в распределении концентрации молекулярного водорода (рис. 10)³⁹.

Совпадающие максимумы в распределении разнообразных составляющих нашей Галактики обусловлены одной причиной — генерацией сильной ударной волны в межзвездном газе под влиянием гравитационной волны плотности^{40,41}. Сжатие газа за фронтом сильной ударной волны может послужить «спусковым механизмом» для гравитационного коллапса межзвездных облаков и ускорения процесса звездообразования, что приводит в свою очередь к увеличению числа астрофизических объектов, связанных со звездным населением II типа, гигантских областей H II , остатков сверхновых и пульсаров. Характер ударной

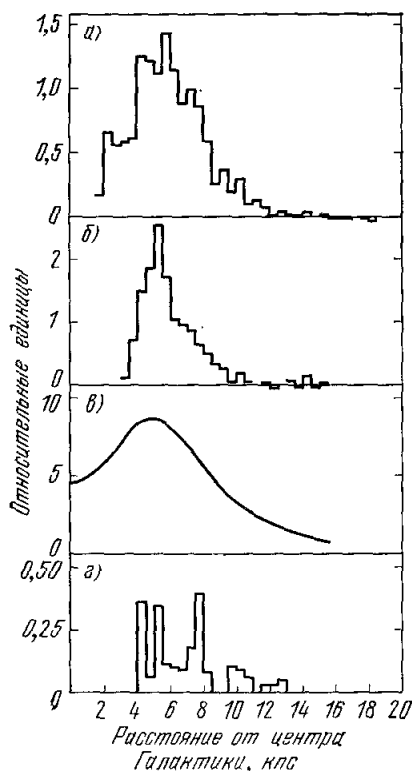


Рис. 9. Распределение галактических составляющих по диску Галактики: объемной светимости в линиях CO (а), $\text{H } 166\alpha$ (б), концентрации остатков сверхновых (в) и гигантских областей H II (г).

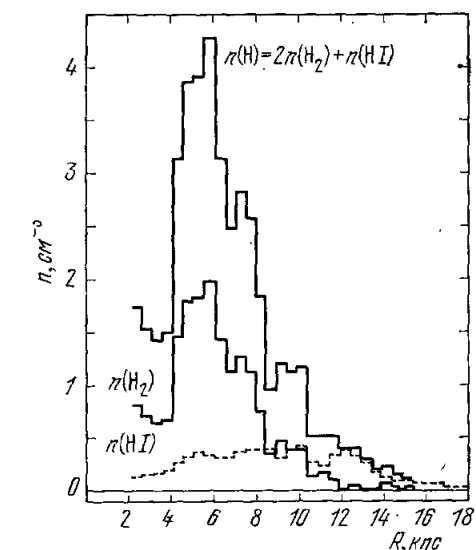


Рис. 10. Распределение концентрации атомарного и молекулярного водорода по диску Галактики.

волны в межзвездном газе, инициируемой гравитационной волной плотности, зависит от соотношения между скоростью звука a в межзвездном газе и компонентной скорости газа w_{\perp} , перпендикулярной к спиральному рукаву Галактики. Во внешней области Галактики на расстояниях от ее центра, больших $8-10 \text{ кпс}$, $w_{\perp} \ll a$ и ударная волна является слабой. Во внутренней области $w_{\perp} > a$, и в этом случае ударная волна обеспечивает достаточно сильное сжатие межзвездного газа, приводящее к ускорению звездообразования. Характеристики волн плотности в нашей Галактике приведены на рис. 11⁴¹.

Недостаточная статистическая обеспеченность данных наблюдений, невысокое угловое разрешение существующих гамма-телескопов и определенный произвол в методике анализа долготного распределения интенсивности диффузного ГГИ приводят к тому, что результаты расчетов распределения объемной светимости γ -излучения межзвездной среды пока не являются однозначными. Детальное исследование структуры Галактики методами гамма-астрономии требует применения более чувствительных телескопов с лучшим угловым разрешением и привлечение более надежных данных о распределении различных компонент межзвездной среды. Тем не менее интерпретация наблюдаемого диффузного ГГИ в рамках тех или иных моделей строения Галактики продолжает привлекать внимание астрофизиков. В последнее время появилось много

теоретических работ, более или менее удовлетворительно объясняющих распределение интенсивности диффузного ГГИ по галактической долготе, однако до сих пор окончательного выбора между различными моделями сделать нельзя.

Все предложенные модели основаны на едином предположении о природе диффузного ГГИ — гипотезе о генерации ГГИ при взаимодействии космических лучей

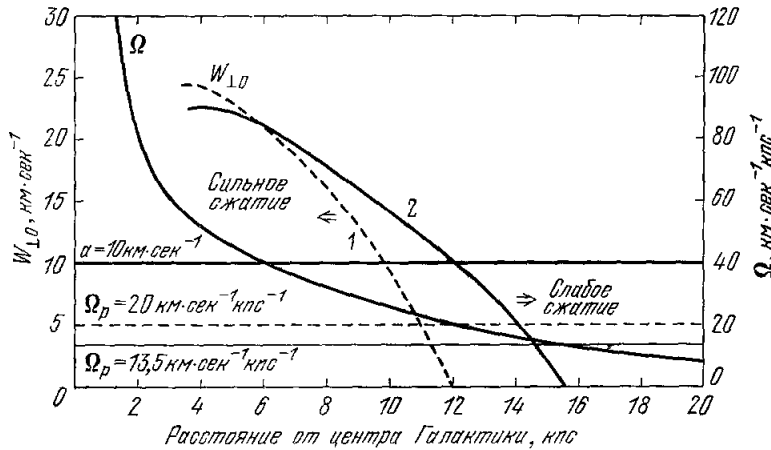


Рис. 11. Характеристики волн плотности в Галактике.

Кривые зависимости $W_{1,0}$ от расстояния до центра Галактики соответствуют двум значениям угловой скорости вращения волновой структуры Ω : $\Omega_p = 20$ км/сек·кпс (1), $\Omega_p = 13,5$ км/сек·кпс (2).

с межзвездным газом. В этом случае интенсивность диффузного ГГИ определяется соотношением

$$F_\gamma(E_\gamma, \Omega) = \frac{1}{4\pi} \int_{(L)} d\ln(r) q(E_\gamma) \frac{F_{\text{кл}}(r)}{F_{\text{кл}}(0)}, \quad (10)$$

где $n(r)$ — концентрация межзвездного газа, $q(E_\gamma)$ — дифференциальная (или интегральная) светимость в расчете на один атом водорода в окрестностях Солнечной системы, $F_{\text{кл}}(r)/F_{\text{кл}}(0)$ — отношение интенсивности космических лучей в точке генерации к интенсивности в окрестностях Солнечной системы.

е) Ме ж з в е з д н ы й г а з

Сведения о распределении концентрации межзвездного газа по Галактике могут быть получены из радиоастрономических наблюдений³⁸. Нейтральный атомарный водород до недавнего времени считавшийся основной составляющей межзвездного газа, обнаруживается по хорошо известной линии с длиной волны $\lambda = 21$ см, соответствующей переходу между уровнями сверхтонкой структуры. Радиоастрономические наблюдения позволяют получить квазитрехмерное изображение распределения интенсивности излучения в линии $\lambda = 21$ см в зависимости от координат на небесной сфере, а также от лучевой скорости излучающей области. Обработка результатов наблюдений позволяет определить действительное трехмерное распределение концентрации атомарного водорода по Галактике.

Несколько лет назад наблюдения межзвездного поглощения в УФ-диапазоне показали, что в межзвездном пространстве присутствует не только атомарный, но и молекулярный водород^{41, 42}. В открытом межзвездном пространстве концентрация молекулярного водорода невелика из-за разрушения молекул в процессе фотодиссоциации⁴³, но в плотных газопылевых облаках, внутренние области которых экранированы от разрушаю-

щего молекулы ультрафиолетового излучения, молекулярный водород становится основной составляющей межзвездной среды.

К сожалению, прямого метода определения концентрации молекулярного водорода в удаленных областях Галактики до сих пор не существует и его концентрацию приходится оценивать косвенным методом — по наблюдениям излучения CO в линии 2,6 мм. Интенсивность излучения в линии 2,6 мм зависит от концентрации H_2 , поскольку столкновения молекул CO с молекулами H_2 являются основным механизмом возбуждения вращательных уровней окиси углерода.

Распределение концентрации молекулярного водорода по Галактике рассчитывается по результатам наблюдений распределения интенсивности излучения в линии 2,6 мм по галактической широте и долготе, а также по лучевой скорости. При сравнении распределений атомарного и молекулярного водорода по Галактике (см. рис. 10) бросается в глаза резкое различие между ними: в то время как атомарный водород распределен более или менее равномерно, молекулярный водород концентрируется в кольцеобразной области на расстояниях 5—8 кпс от центра Галактики. Как отмечалось ранее, это является следствием прохождения сильной ударной волны, сжимающей межзвездные облака.

Распределение ионизованного водорода определяется по наблюдениям в рекомбинационных линиях ³⁸, ⁴⁴. Концентрация ионизованного водорода существенно меньше концентрации нейтрального водорода, и при расчетах генерации диффузного ГГИ вклад ионизованной составляющей можно не учитывать.

ж) Космические лучи в Галактике

В основное выражение (10) для интенсивности диффузного ГГИ входит еще один параметр, определение которого крайне важно для теории происхождения и распространения космических лучей в Галактике, — отношение концентрации космических лучей в удаленных областях Галактики к их концентрации в окрестности Солнечной системы. Гамма-астрономические наблюдения являются уникальным методом дистанционного измерения интенсивности космических лучей и они уже привели к интересным результатам.

В частности, сейчас можно считать, что распределение космических лучей по Галактике неоднородно. Во внешней части Галактики, на расстояниях больше 10 кпс от ее центра, интенсивность космических лучей должна быть заметно меньше, чем в окрестностях Солнечной системы (в противном случае интенсивность ГГИ в направлении антицентра была бы значительно больше наблюдаемой ⁴⁵, ⁴⁶). Это обстоятельство является серьезным аргументом против метагалактического происхождения космических лучей, при котором следовало бы ожидать однородного распределения их интенсивности по Галактике.

Интерпретация наблюдений диффузного ГГИ указывает, по-видимому, и на неоднородное распределение интенсивности космических лучей во внутренних областях Галактики. Можно предположить, как это показано на рис. 12 ²⁴, что распределение интенсивности космических лучей по Галактике соответствует распределению остатков сверхновых ⁴⁷. Расчеты, проведенные с данным распределением, хорошо согласуются с результатами наблюдений ГГИ. Тем не менее окончательных выводов о распределении космических лучей во внутренних областях Галактики сделать пока нельзя. Неполнота данных наблюдений и неопределенность в исходных предположениях интерпретации приводят к тому, что удовлетворительное согласие с наблюдениями достигается при различных моделях распре-

деления космических лучей во внутренней области Галактики — и при предположении о пропорциональности интенсивности космических лучей плотности межзвездного газа ⁴⁸⁻⁵⁰ и даже при постоянной интенсивности космических лучей во внутренней области Галактики ⁵¹. Окончательное решение проблемы распределения космических лучей во внутренней области Галактики может быть получено лишь при проведении более

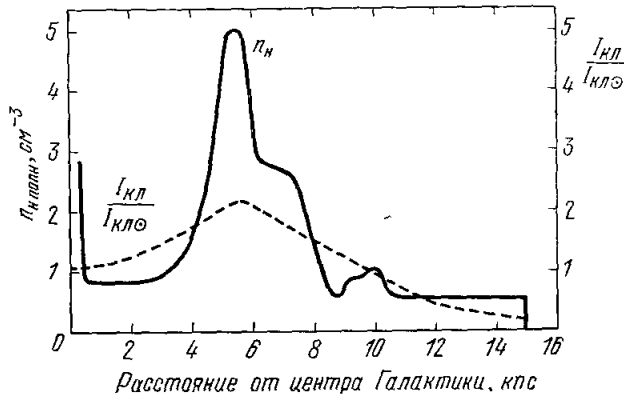


Рис. 12. Распределение интенсивности космических лучей и концентрации межзвездного водорода по Галактике.

качественных наблюдений ГГИ и их детальной интерпретации, учитывающей различные особенности структуры Галактики и процесса генерации ГГИ в межзвездной среде.

В частности, интерпретация ГГИ в области малых галактических долгот ($-60^\circ \leq l \leq 60^\circ$) может осложняться тем обстоятельством, что заметная часть наблюдаемого диффузного фона обусловлена вкладом неразрешенных дискретных источников (например, пульсаров ^{52, 53}). Во внешней области Галактики вклад дискретных источников может достигать 30% от полной интенсивности ⁴⁶.

Сжатие межзвездных облаков может сопровождаться усилением магнитного поля и понижением интенсивности космических лучей во внутренних областях плотных межзвездных облаков ⁵⁴. Это приводит к понижению эффективности генерации ГГИ в плотных облаках ^{46, 55}.

Наблюдения ГГИ позволяют получить информацию о распределении космических лучей не только в диске, где сосредоточена газовая составляющая межзвездной среды, но и вне его — в так называемом галактическом гало. Основные сведения о гало космических лучей были получены по наблюдениям синхротронного радиоизлучения электронной компоненты космических лучей. Анализ распространения электронов с учетом энергетических потерь показал, что поперечные размеры гало релятивистских электронов ограничены ⁵⁶, однако граничений на толщину гало ядерной компоненты до сих пор получено не было ^{57, 58}. Было показано ⁵⁹, что наблюдения широтного распределения интенсивности ГГИ накладывают ограничения на толщину гало ядерной компоненты космических лучей: $h \lesssim 3$ кпс.

3. ДИСКРЕТНЫЕ ИСТОЧНИКИ γ -КВАНТОВ

Дискретные источники (ДИ) γ -квантов в Галактике наблюдаются на фоне диффузного излучения. Там, где диффузный поток сравнительно мал, они выделяются достаточно отчетливо и дают ряд заметных пиков

(на рис. 4 обозначены стрелками). В областях повышенной интенсивности ГГИ они «тонут» в диффузном потоке. Кроме пространственного выделения ДИ, которое вследствие недостаточно высокого углового разрешения существующих γ -телескопов можно проводить лишь для интенсивных источников, их отождествляют также по энергетическим и временным характеристикам. Именно последние позволяют сейчас говорить с высокой степенью достоверности о дискретных источниках γ -квантов и связывать их с определенными астрофизическими объектами.

а) Крабовидная туманность и пульсар PSR 0531+21

Крабовидная туманность с пульсаром в ее центре — остаток Сверхновой 1054 г. — один из самых известных и наиболее изученных источников нетеплового излучения в Галактике. Излучение этого источника наблюдалось в широком интервале длин волн, в том числе и в диапазоне γ -излучения от мягкой ($E_\gamma = 0,1 - 1$ Мэв) до сверхжесткой ($E_\gamma = 10^{11} - 10^{13}$ эв) области. В диапазоне рентгеновского излучения энергетические спектры туманности и пульсара имеют степенной характер⁶⁰: $F(E_\gamma) = 21,8 E_\gamma^{-1,29}$ (кэв/см² сек · кэв) для полного потока и $F(E_\gamma) = 0,7 E_\gamma^{-0,9}$ (кэв/см² сек · кэв) для пульсирующего потока.

Спектр пульсара жестче, и поэтому доля пульсирующего излучения постоянно возрастает по мере увеличения энергии γ -квантов. Это подтверждается и результатами последних наблюдений на «SAS-2» и COS-B^{61, 62}. При наблюдениях на COS-B постоянная компонента вообще не была

Таблица II
Результаты наблюдений пульсаров
в Крабовидной туманности
и в Парусе-X на SAS-2 и COS-B *)

	PSR 0531+21	PSR 0833-45
SAS-2		
$E \geq 35$ Мэв	$8,2 \pm 1,5$	$29,5 \pm 2,4$
$E \geq 100$ Мэв	$2,9 \pm 0,5$	$12,0 \pm 1,2$
COS-B		
$E \geq 50$ Мэв	$5,9 \pm 0,8$	$15,6 \pm 0,8$
$E \geq 200$ Мэв	$1,3 \pm 0,3$	$5,3 \pm 0,4$
*) Интенсивность излучения выражена в 10^{-6} фотон/см ² сек.		

обнаружена; нижний предел доли пульсирующего излучения составлял в зависимости от энергии от 72 до 78% (на уровне 2σ). Наблюдения на SAS-2 указывают на присутствие постоянной компоненты в диапазоне энергий от 35 до 100 Мэв; в этом случае доля пульсирующей компоненты составляет около 50%.

Сводка результатов наблюдений пульсара PSR 0531 + 21 на SAS-2 и COS-B приведена в табл. II.

Импульс γ -излучения по форме практически не отличается от импульсов в радио-, оптическом и рентгеновском диапазонах (рис. 13), хотя и наблюдаются некоторые незначительные изменения (увеличение субим-

пульса, запаздывание γ -импульса относительно радиопульса на 1—2 мсек).

Вопрос о существовании гамма-излучения Крабовидной туманности в диапазоне энергий $E_\gamma \gtrsim 40\text{--}100\text{ Мэв}$ пока остается открытым. Если результаты SAS-2 подтвердятся, то это будет означать, что в Крабовидной туманности присутствуют электроны с энергией $E_e \gtrsim 10^{15}\text{ эв}$.

Не исключено, что γ -излучение пульсара PSR 0531 + 21 подвержено временным вариациям — в разных интервалах энергий наблюдались изменения интенсивности пульсирующего излучения^{63–65}. Возрастание интенсивности происходило после скачка периода пульсара^{63, 64}, который возникает в результате спонтанного изменения угловой скорости

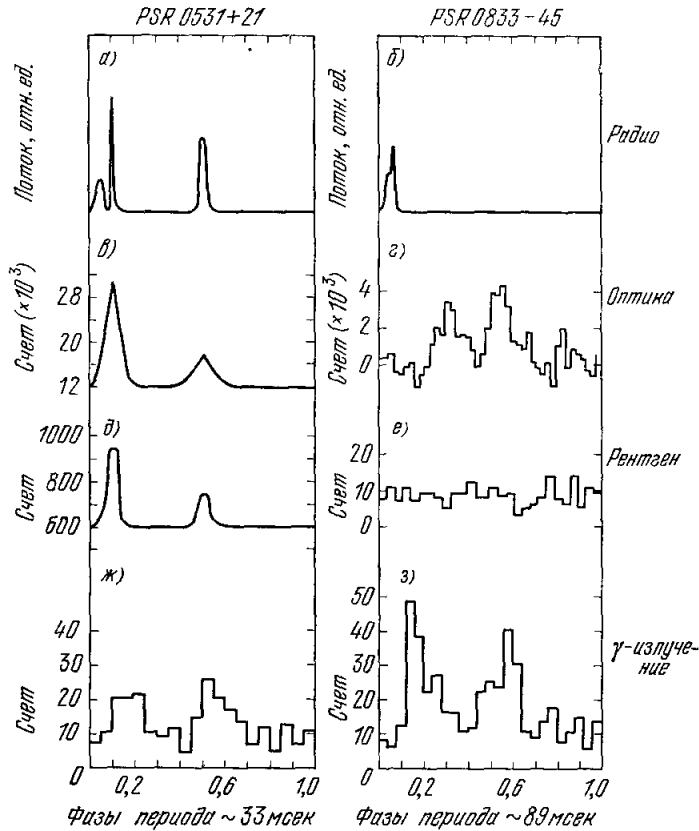


Рис. 13. Формы импульсов излучения от пульсаров Крабовидной туманности и Паруса-X в разных диапазонах.

Радио: а) 430 МГц^{129} б) $8,4\text{ Гц}^{120}$. Оптика: в) по 131 ; г) 132 . Рентген: в) $0,5\text{--}10\text{ кэв}^{133}$; г) $0,1\text{--}1,5\text{ кэв}^{134}$. γ -кванты: ж, з) $E_\gamma \gtrsim 35\text{ Мэв}^{64}$.

вращения нейтронной звезды при ее внутренней перестройке. Интересно отметить, что во всех случаях полные потери энергии нейтронной звездой, определяемые изменением скорости вращения пульсара, возрастали после скачка периода всего на 10—15%, в то время как интенсивность γ -излучения увеличивалась в 2—3 раза. В этом случае скачок периода служит, скорее всего, «спусковым крючком» для процессов генерации γ -излучения.

б) Туманность Парус-Х и пульсар PSR 0833-45

Этот источник также представляет собой остаток Сверхновой, однако возраст его несколько солиднее, чем у Крабовидной туманности — около 10^4 лет. Предварительные результаты наблюдений на SAS-2, показывавшие на наличие постоянной компоненты⁶⁶, не подтвердились; последние данные SAS-2 и COS-B, приведенные в табл. II, указывают на то, что практически все излучение источника пульсирует с периодом 89 мсек, совпадающим с периодом радиопульсара PSR 0833-45⁶¹.

В данном случае, в отличие от пульсара в Крабовидной туманности, форма γ -импульса существенно отличается от формы импульса в радио- и оптическом диапазонах (см. рис. 13). Если сравнивать между собой пульсары PSR 0531 + 21 и PSR 0833-45, то бросается в глаза разительное несходство во всех диапазонах, за исключением диапазона γ -лучей. В обоих случаях форма импульса двойная, главный импульс узкий, промежуточный несколько шире, временной интервал между импульсами составляет примерно 0,4 периода. Такое сходство, несомненно, не случайно. Оно указывает на то, что феномен пульсара в первую очередь определяют высокоэнергичные процессы, связанные с генерацией γ -излучения, а не вторичные процессы, приводящие к генерации радио-, оптического и даже рентгеновского излучения. На это, впрочем, указывает и энергетика пульсаров: светимости пульсаров в диапазоне γ -лучей на несколько порядков величины превосходят их светимости в других диапазонах длин волн.

Наряду с очевидным сходством в свойствах γ -излучения пульсаров PSR 0833-45 и PSR 0531 + 21 наблюдаются некоторые различия. Так, если спектр пульсара в Крабовидной туманности является строго степенным, то спектр пульсара PSR 0833-45 имеет более сложную форму⁶¹. Причина этого различия пока остается неясной.

Светимость пульсара PSR 0833-45 в диапазоне γ -лучей несколько меньше, чем у пульсара PSR 0531 + 21, что, несомненно, объясняется различием возраста пульсаров (10^4 и 10^3 лет соответственно). Тем не менее поток γ -квантов убывает с возрастом гораздо медленнее, чем потоки в других диапазонах, так что доля энерговыделения пульсара, переходящая к γ -излучению, по-видимому, увеличивается с течением времени. Этот вывод послужил отправной точкой поиска γ -излучения от других, в том числе и «немолодых», пульсаров.

в) Гамма-пульсары

Широкий поиск γ -излучения пульсаров впервые проводился по данным SAS-2⁶⁷. Среди 73 пульсаров, для которых имелись коррелированные результаты наблюдений в диапазонах радио- и γ -излучения, было обнаружено еще два гамма-пульсара — PSR 1747-46 и PSR 1818-04. Их параметры приведены в табл. III. Следует отметить, что результаты поиска затрудняются тем обстоятельством, что недостаточная точность измерения производных периода радиопульсаров и возможность скачков периодов затрудняют точный прогноз фазы пульсаров, необходимый для проведения корреляционной обработки данных наблюдений в диапазоне γ -лучей. Поэтому результат работы⁶⁷ следует рассматривать скорее как нижний предел числа γ -пульсаров среди радиопульсаров.

Поиск γ -пульсаров проводился и по результатам, полученным на COS-B⁶⁸. В этом случае коррелированные данные наблюдений в радио- и γ -диапазонах имелись для 88 пульсаров, которые, в зависимости от точности прогноза фазы пульсаров, были разделены на две группы. В первую

Дискретные источники космического γ -излучения

Источник	Тип	Расстояние, кпс	Период P , сек	Возраст $\tau = \frac{P}{2\pi}$, лет	γ -излучение			Отношение $\frac{F_{\text{рад}} (400 \text{ Мэв})}{F_{\gamma} \geq (100 \text{ Мэв})}$
					Энергия E_{γ} , Мэв	Поток $F_{\gamma} (> E_{\gamma})$, см $^{-2}$ ·сек $^{-1}$	Светимость $^*)$ $L_{\gamma} (> E_{\gamma})$, эрг/сек	
Крабовидная туманность	Оболочка	2,0		10^3	35	$(6 \pm 3) \cdot 10^{-6}$	$2,5 \cdot 10^{35}$	
PSR 0531+21	Пульсар	2,0	0,033	10^3	35	$(8 \pm 1,5) \cdot 10^{-6}$	$3,5 \cdot 10^{34}$	$10^{8,4}$
Парус-X	Оболочка	0,5	—	10^4	35	$(4,5 \pm 2,1) \cdot 10^{-6}$	10^{34}	
PSR 0833-45	Пульсар	0,5	0,089	10^4	35	$(29,5 \pm 2,4) \cdot 10^{-6}$	$7,5 \cdot 10^{33}$	$10^{8,8}$
PSR 1818-04	»	3,2	0,598	$1,5 \cdot 10^6$	35	$(2,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{34}$	$10^{8,1}$
PSR 1747-46	»	0,74	0,742	$1,7 \cdot 10^5$	35	$(2,4 \pm 0,7) \cdot 10^{-6}$	$1,5 \cdot 10^{33}$	$10^{8,0}$
(195+5)	» (?)		59,0074	?	100	$(4,3 \pm 0,9) \cdot 10^{-6}$		$< 10^{9,5}$
Лебедь X-3	Пульсар в двойной системе (?)	10	$1,728 \cdot 10^4$?	40 10^6	$(6,5 \pm 1,7) \cdot 10^{-5}$ $3 \cdot 10^{-11}$	$7,5 \cdot 10^{36}$ $1,0 \cdot 10^{35}$	
Центр Галактики	Ядро Галактики	10			100	$5 \cdot 10^{-6}$	$2,4 \cdot 10^{37}$	
PSR 1742-30	Пульсар	2,9	0,367	$5 \cdot 10^5$				
PSR 1822-09	»	0,65	0,769	$2 \cdot 10^5$				

*) Для пульсаров угол излучения принят равным 1 стер.

группу входили 55 пульсаров, у которых точность прогноза фазы была достаточна для проведения прямого корреляционного анализа временного распределения γ -излучения. Ни у одного из пульсаров этой группы, в том числе и у предполагаемого γ -пульсара PSR 1818-04, γ -излучения обнаружено не было. Точность прогноза фазы пульсаров второй группы была недостаточной для прямой корреляции, и анализ данных наблюдений проводился в режиме поиска в узкой области значений периода P и его производной \dot{P} . В этой группе было найдено два кандидата в γ -пульсары: PSR 1742-30 и PSR 1822-09. Их параметры также приведены в табл. III.

Можно увидеть некоторые совпадающие черты в формах импульсов этих и ранее рассмотренных пульсаров, но в целом они существенно разные. Наиболее общей характеристикой, объединяющей всю четверку γ -пульсаров, является отношение потоков радио- и γ -излучений. Эта величина, как видно из таблицы, изменяется в пределах $10^{8,6} - 10^{8,8}$ и может служить критерием при поиске новых γ -пульсаров, а также при поиске радиопульсаров от областей избыточного γ -излучения.

Регистрация γ -излучения пульсаров PSR 0531 + 21, PSR 0833-45, PSR 1747-46 и PSR 1818-04 инициировала новое направление в исследовании динамики магнитосфер пульсаров. Если открытие гамма-излучения двух пульсаров, обладающих высокой скоростью вращения, не было неожиданным, то обнаружение гамма-излучения медленно вращающихся пульсаров поставило астрофизиков в затруднительное положение. Эти пульсары излучают в диапазоне γ -лучей значительную часть высвобождаемой при торможении пульсара вращательной энергии.

Для объяснения мощного γ -излучения пульсаров были привлечены идеи Старрока⁶⁹ об излучении релятивистских частиц, движущихся по искривленным силовым линиям, поглощении фотонов в сильном магнитном поле с образованием электронно-позитронных пар и развитии электрон-позитронной лавины. Эти идеи использовались для интерпретации жесткого излучения пульсаров в работах⁷⁰⁻⁷⁴. Наиболее подробный анализ моделей генерации γ -излучения пульсаров проведен Озерным и Усовым⁷². Они получили удовлетворительное согласие результатов теоретических расчетов и наблюдаемых характеристик гамма-пульсаров. Гамма-излучение пульсаров генерируется на расстоянии 5–10 радиусов нейтронной звезды от ее поверхности; из более глубоких областей магнитосферы γ -излучение не выходит, поглощаясь в магнитном поле с образованием электрон-позитронных пар. Отсутствие наблюдаемого γ -излучения у ряда радиопульсаров авторы работы⁷² объясняют различной ориентацией диаграмм направленности пульсаров в радио- и γ -диапазонах.

Авторы работы^{74б}, используя модель полярных шапок пульсара Рудермана и Сазерленда^{74в}, получили эмпирические выражения для эффективности η_γ преобразования энергии \dot{E} , выделяющейся при торможении вращения нейтронной звезды, в энергию γ -излучения, и для потока γ -излучения пульсаров F :

$$\eta_\gamma \propto \frac{P}{\dot{P}} \approx \tau, \quad (11)$$

$$\frac{F}{F_{\text{Кр}}} = \eta_\gamma \frac{4\pi I \dot{P}}{P^3 D^2} \left(\frac{D^2}{L_\gamma} \right)_{\text{Кр}}, \quad (12)$$

где $\dot{E} = 4\pi I \dot{P} / P^3$, I — момент инерции нейтронной звезды, P и \dot{P} — период пульсара и его производная по времени, τ — возраст пульсара, D — расстояние до пульсара; индексом Кр отмечены величины, относящиеся к пульсару PSR 0531 + 21 в Крабовидной туманности.

В табл. IV приведены результаты оценок потоков от 15 наиболее перспективных пульсаров с потоком, превышающим 5% потока пульсара PSR 0531 + 21. Рассчитанные потоки хорошо согласуются с измеренными

Таблица IV
Ожидаемые и наблюдаемые потоки γ -лучей
от 15 радиопулсаров

PSR	P, сек	τ , лет	$F/F_{\text{Кр}}$	
			оценка	наблюдения
0833—45	0,089236	$1,13 \cdot 10^4$	3,3	3,3
0531+21	0,033098	$1,24 \cdot 10^3$	1,0	1,0
0950+0,8	0,253065	$1,73 \cdot 10^7$	$< 1,0$	
1929+10	0,226517	$3,0 \cdot 10^6$	$< 0,8$	
1642—03	0,387689	$3,45 \cdot 10^6$	$< 0,8$	
1706—16	0,653050	$1,62 \cdot 10^6$	$< 0,7$	
0355+54	0,156380	$5,64 \cdot 10^5$	0,4	
1747—46	0,742352	$1,68 \cdot 10^5$	0,3	0,3
0740—28	0,166752	$1,57 \cdot 10^5$	0,3	
1822—09	0,768950	$2,35 \cdot 10^5$	0,2	0,3
0611+22	0,334919	$8,88 \cdot 10^4$	0,15	
1915+13	0,194626	$4,28 \cdot 10^5$	0,06	
1133+16	1,187911	$5,04 \cdot 10^6$	0,05	
1451—68	0,263377	$4,35 \cdot 10^7$	0,05	
2223+65	0,682533	$1,14 \cdot 10^6$	0,05	

потоками для пульсаров PSR 0833, PSR 1747, PSR 0822 и недавно обнаруженного на COS-B пульсара PSR 0740²¹⁶. С другой стороны, ожидаемые потоки γ -квантов от пульсаров PSR 1818 и PSR 1742 намного меньше наблюдаемых (заметим, что γ -излучение PSR 1818, обнаруженное SAS-2, не подтверждено на COS-B).

г) Дискретный источник CG (195 + 5)

Избыточные потоки γ -квантов с угловой шириной, соответствующей излучению ДИ, были зарегистрированы SAS-2^{2,14} и COS-B⁴ от области, ограниченной галактическими координатами $b_{\text{Г}} = +4,9 \pm 0,2^\circ$, $l_{\text{Г}} = 195 \pm 2,2^\circ$. Хотя поток квантов от источника не уступает потоку от Крабовидной туманности, он до сих пор не отождествлен с каким-либо астрофизическим объектом. Попытки отождествления с остатками сверхновых¹⁴, а также с карликовой галактикой-спутником⁷⁵ не оправдались после уточнения местоположения источника. В последнем случае требовалось допустить чрезвычайно большой, в 10^2 — 10^3 раз больший, чем в окрестностях Солнца, поток космических лучей в галактике-спутнике.

Интересной особенностью источника CG (195 + 5) является 59-секундная периодичность, обнаруженная и на SAS-2⁷⁶ и на COS-B⁷⁷. Численные значения периода P и его производной \dot{P} равны (в момент $t = 1975$ г.)

$$P = 59,19687 \text{ сек}, \quad \dot{P} = 1,39 \cdot 10^{-9} \text{ сек/сек.}$$

Доля пульсирующего γ -излучения равна $75 \pm 2\%$ (оценено по данным SAS-2 и COS-B) и его производной совершенно необычны для типичных пульсаров.

д) Лебедь X-3

Рентгеновский источник Лебедь X-3, обнаруженный в 1966 г.⁷⁸ и не привлекавший особенного внимания до осени 1972 г., стал в настоящее время одним из наиболее известных астрофизических объектов. 2 сентября 1972 г. канадские радиоастрономы неожиданно обнаружили очень мощный всплеск радиоизлучения, связанный с Лебедем X-3⁷⁹. Это открытие привело к развертыванию широкой международной программы исследований Лебеда X-3 в широком диапазоне (от радиоволн до γ -лучей),

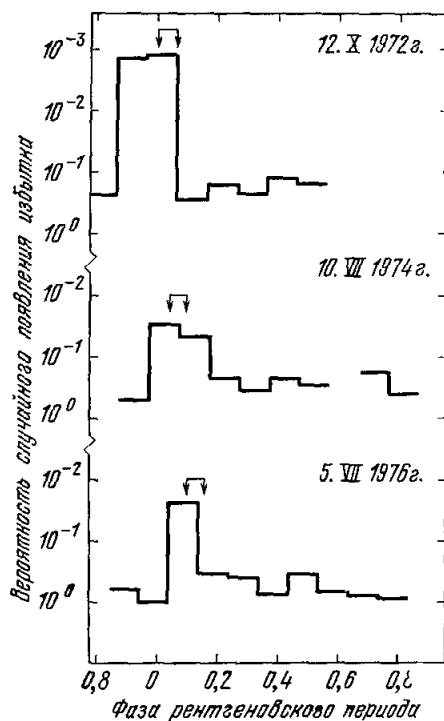


Рис. 14. Распределение γ -излучения источника Лебедь X-3 по фазам периода 4,8 час для $E_\gamma \geq 4 \cdot 10^7$ эв¹³⁵.

Стрелками показаны положения импульсов излучения с $E_\gamma \geq 10^{12}$ эв¹³⁶.

которая дала ряд удивительных результатов. Во-первых, рентгеновское излучение Лебеда X-3 оказалось непериодическим, а значение периода ($P = 4,8$ часа) — весьма необычным для рентгеновских источников: слишком малым для орбитального движения и слишком большим для вращения компактного объекта^{80, 81}. Во-вторых, Лебедь X-3 был отождествлен с источником инфракрасного излучения, интенсивность которого изменялась с тем же периодом⁸². И, наконец, было обнаружено γ -излучение Лебеда X-3 в диапазоне $E_\gamma \geq 40$ Мэв⁸³⁻⁸⁵ и $E_\gamma \sim 10^{12}$ эв^{86, 87}. Результаты наблюдений в диапазоне γ -лучей также указывают на периодические вариации интенсивности с периодом 4,8 часа.

На рис. 14 показано распределение за период потоков γ -квантов в двух энергетических интервалах $E_\gamma \geq 4 \cdot 10^7$ эв и $E_\gamma \geq 10^{12}$ эв. Основная часть потока сосредоточена в узком, менее часа, импульсе излучения. Возможно, такой характер излучения оказался причиной того, что γ -излучение Лебеда X-3 не было обнаружено в ряде наблюдений^{88, 89}.

Поток γ -квантов из источника очень велик — он приблизительно

в 5 раз превышает поток от Крабовидной туманности. Светимость Лебеда X-3, расстояние до которого не меньше 10 кпс⁹⁰, оказывается столь огромной, что составляет 1/50 от γ -светимости всей Галактики. Это самый далекий и самый мощный из известных сейчас ДИ. Обнаружение этого источника заставляет более осторожно относиться к гипотезе диффузной природы ГГИ, казавшейся до сих пор столь привлекательной и почти очевидной — всего лишь несколькими источниками, подобными Лебедею X-3, можно было бы объяснить пики излучения, наблюдаемые в центральном районе Галактики. Гипотеза множества ДИ, суммарный поток которых создает наблюдаемые профили ГГИ, вновь выходит на сцену.

Наблюдаемые особенности Лебеда X-3 показывают, что этот источник резко отличается как от дискретных источников γ -излучения, обсуждавшихся в предыдущих разделах, так и от типичных рентгеновских источников в тесных двойных системах. 4,8-часовой период вариаций интен-

ности Лебеда X-3 связан скорее всего с орбитальным движением в очень тесной двойной системе (альтернативная интерпретация⁹¹ сталкивается, по-видимому, с определенными трудностями⁹²). С другой стороны, мощное радио- и γ -излучение указывают на определяющую роль частиц высоких энергий, что необычно для рентгеновских источников в тесных двойных системах с аккрецией вещества на компактные объекты (нейтронные звезды и «черные дыры»).

Необычность характеристик Лебеда X-3 привела многих астрофизиков к предположению, что Лебедь X-3 является молодым пульсаром (быстро вращающейся нейтронной магнитной звездой), расположенным в тесной двойной системе *)⁹⁴⁻⁹⁷.

Источником энергии молодого пульсара является кинетическая энергия вращения нейтронной звезды, преобразующаяся при вращении магнитосферы пульсара либо в энергию магнитодипольного излучения, либо в энергию релятивистского звездного ветра. В случае одиночной нейтронной звезды, например, пульсара PSR 0531 в Крабовидной туманности, энергия магнитодипольного излучения или релятивистского звездного ветра переносится на большие расстояния (~ 1 пс) и обеспечивает генерацию электромагнитного излучения по всему остатку Сверхновой. Если же нейтронная звезда расположена в тесной двойной системе рядом с обычной звездой, то диссипация энергии будет происходить на значительно меньших расстояниях от пульсара ($\sim 10^{11} - 10^{12}$ см) при взаимодействии с атмосферой звезды, звездным ветром или электромагнитным излучением.

Предположение о существовании молодого пульсара, обращающегося по орбите вокруг обычной звезды, позволяет качественно объяснить основные наблюдаемые особенности Лебеда X-3. Истекающий из пульсара релятивистский ветер, сталкиваясь с атмосферой звезды, нагревает ее до температур $T \sim 10^7$ °K и инициирует истечение вещества с поверхности звезды. Нагретая плазма может обеспечить генерацию рентгеновского излучения Лебеда X-3, а удаленные с поверхности звезды на расстояние порядка 10^{12} см области звездного ветра могут быть источниками инфракрасного излучения⁹⁸. Гамма-излучение Лебеда X-3 должно возникать в результате взаимодействия частиц высоких энергий с веществом звездного ветра или с электромагнитным излучением обычной звезды. И, наконец, генерация радиоизлучения Лебеда X-3 должна происходить во внешних участках звездного ветра на расстояниях $\sim 10^{14} - 10^{15}$ см от тесной двойной системы. Наиболее вероятный механизм генерации радиоизлучения Лебеда X-3 — это синхротронное излучение релятивистских электронов⁹⁹.

Гипотеза о молодом пульсаре в составе тесной двойной системы позволяет построить грубую качественную модель Лебеда X-3. Детальная модель этого источника должна объяснить такие явления, как переменности γ -излучения Лебеда X-3¹⁰⁰, механизм мощных всплесков радиоизлучения, характер вариаций интенсивности рентгеновского и инфракрасного излучения¹⁰¹.

е) Центр Галактики

Галактическое ядро — центральная область Галактики — обладает уникальными свойствами и ее исследование представляет огромный интерес. До сих пор изучение галактического ядра сталкивалось с серьезными

*) Предположение о том, что рентгеновское излучение Лебеда X-3 является отраженным от поверхности главного компонента двойной системы излучением пульсара, диаграмма направленности которого не совпадает с направлением на Землю, высказывалось ранее в работе⁹³.

трудностями из-за того, что видимое излучение центра Галактики скрыто от земного наблюдателя толстым слоем межзвездной пыли (экстинкция видимого излучения достигает 27 звездных величин, иначе говоря, оно ослабляется в 60 миллиардов раз!). Наблюдения центра Галактики в ближнем инфракрасном диапазоне ¹⁰² показали, что концентрация звезд в центральной области размерами ~ 1 пс в 10^7 выше, чем в окрестностях Солнечной системы. В работах ^{103, 104} было показано, что область галактического ядра диаметром ~ 100 пс является мощным источником длинноволнового ИК излучения; его светимость равна $10^{41} - 10^{42}$ эрг/сек.

Исследования ядра нашей Галактики, в тысячи раз более близкого к нам, чем ядра других галактик, могут пролить свет на одну из наиболее острых проблем современной астрофизики — проблему природы ядер активных галактик и квазаров.

Гамма-астрономические наблюдения центра Галактики позволят раскрыть важную сторону динамики галактических ядер — роль частиц высоких энергий и их взаимодействия с межзвездной средой.

Данные, полученные со спутников SAS-2 и COS-B, не позволяют пока получить определенного представления о γ -излучении центра Галактики. В долготном распределении ГГИ наблюдается заметный пик (см. рис. 4), ширина которого ($\sim 4^\circ$) согласуется с размерами центрального облака молекулярного водорода ($3^\circ \times 0,5^\circ$). Это не противоречит существованию связанного с центральным облаком источника γ -излучения, поток которого составляет $(1-5) \cdot 10^{-6}$ см⁻² сек⁻¹. Такой поток мог бы быть обеспечен взаимодействием космических лучей с газом, если бы их интенсивность в 5—10 раз превышала интенсивность космических лучей в окрестностях Солнечной системы ^{105, 106}.

Ценность гамма-астрономических наблюдений центра Галактики должна резко возрасти при повышении углового разрешения γ -телескопов.

ж) Не отождествленные дискретные источники γ -квантов

Источник CG 195 + 5 не является единственным ДИ, не отождествленным с известными астрофизическими объектами. На спутнике COS-B в результате первой, далеко не полной обработки экспериментального материала было обнаружено 13 источников γ -излучения в диапазоне энергий $E_\gamma \geq 100$ Мэв ¹⁰⁷. В этой работе были использованы результаты наблюдений области, покрывающей около 40% галактического экватора. За основу метода выделения ДИ на фоне диффузного излучения была взята функция углового распределения излучения ДИ («стандартный профиль»), определенная по наблюдениям наиболее интенсивного источника CG 263-2 = PSR 0833-45, местоположение которого известно с высокой степенью точности. «Стандартный профиль» источника хорошо описывается гауссовской функцией с шириной (FWHM), равной $2,5^\circ$ для $E_\gamma = 100$ Мэв. Используя «стандартный профиль», авторы работы ¹⁰⁷ искали на γ -карте неба избытки γ -квантов и по обычной процедуре, принятой в работах по поиску ДИ ¹⁰⁸, определяли пуассоновскую вероятность избытка, уровень достоверности источника S и поток γ -излучения F . В табл. IV приведены сведения об источниках, для которых значение уровня достоверности S превышало 0,95 с учетом всех ячеек разбиения на γ -карте. Помимо достоверных ДИ, при поиске было обнаружено также большое число «горячих точек», избытков с $S < 0,95$, которые могли быть как статистическими флуктуациями фона, так и источниками меньшей интенсивности, достоверно не выделяемыми в данном наблюдении.

Число дискретных источников γ -квантов, открытых спутником COS-B, доведено сейчас до 24 ^{109б}. Все они внесены в табл. V. Источники разбиты на три спектральных класса: мягкий S , средний M и жесткий H в зависимости от их спектра, который характеризуется величиной $\kappa = F_1/F_2$, где $F_{1,2}$ — потоки в интервалах энергий от 50 до 150 Мэв и более 150 Мэв. Различие между спектральными классами весьма значительно: величина κ меняется в 5 раз при переходе от класса S к классу H . Таким образом, в отличие от диффузного потока ГГИ, обладающего одинаковым спектром по всем направлениям в Галактике, потоки от разных ДИ сильно различаются по энергетическим спектрам, что, по-видимому, указывает на разнообразие их типов и механизмов генерации.

За исключением пульсара в Парусе, поток γ -квантов от которого в 3,3 раза превышает поток от пульсара в Крабовидной туманности $F_{\text{Кр}}$, потоки всех остальных ДИ заключены в интервале $0,2-1,0 F_{\text{Кр}}$; $F_{\text{Кр}} = (2,8 \pm 0,5) \cdot 10^{-6}$ фотон/см²сек.

ДИ располагаются вблизи от галактического экватора. Исключение составляет источник CG 291 + 65, расположенный в высоких галактических широтах и отождествленный с квазаром 3C 273. Остальные источники, по-видимому, находятся в пределах Галактики. Их средняя широта равна $\Delta b_{\text{II}} \approx 2^\circ$, из чего следует, что среднее расстояние до них составляет около 2 кпс (при толщине галактического диска 70 пс), а средняя светимость при изотропном излучении равняется 10^{35} эрг/сек.

Интересен вопрос о вкладе дискретных источников в наблюдаемое галактическое излучение и о их полном числе в Галактике. Светимость Галактики в γ -лучах с энергией более 35 Мэв составляет $4 \cdot 10^{38}$ эрг/сек. Обнаруженные до сих пор ДИ пока составляют незначительную часть полного излучения. Но их число постоянно растет: по предварительным данным COS-B ^{109б} только в центральной области Галактики $|l^{\text{II}}| \leq 60^\circ$ находится еще 15 новых источников, не вошедших в табл. V. В работе ^{109в}, исходя из предполагаемого отождествления открытых ДИ с остатками Сверхновых, полное число дискретных источников в Галактике оценивается в 150. Даже при светимости каждого источника в 10^{35} эрг/сек их вклад в галактическое излучение становится значительным. К тому же, как показывают наблюдения, существуют источники с гораздо большей светимостью, например Лебедь X-3, учет которых может оказаться определяю-

Таблица V

Каталог ДИ γ -квантов COS-B ^{109б}

N	Галактические координаты (l^{II} , b^{II})	Число наблюдений	Спектральный класс	$F/F_{\text{Кр}}$	Отождествление
1	65,5—0,0	3	H	0,3	{ Возможно, один протяженный источник
2	75,0+0,0	1		0,45	
3	78,5+1,5	1		1,0	
4	121,0+3,5	1	H	0,2	
5	135,5+1,5	2	M	0,3	
6	176,0—7,0	1	S	0,5	PSR 0531+21 Протяженный? γ 195+5 (SAS-2) PSR 0833—45
7	184,5—5,5	2	M	1,00	
8	189,0+1,0	1		0,4	
9	195,5+4,5	2	H	0,9	
10	263,5—2,5	5	H	3,3	
11	312,0—1,5	1		0,45	PSR 1822—09
12	327,5—0,5	1		0,35	
13	335,5+0,0	1		0,7	
14	21,0+1,0	1	S		
15	95,5+4,5	1	H		
16	106,0+1,5	1			PSR 0740+28
17	219,0—0,5	1	M		
18	243,0—2,5	1	H		
19	270,0—1,0	2	S		
20	284,0—1,0	1	H		
21	288,5—0,5	1	M	0,1	3C 273
22	291,0+65	1	M		p Змееносца
23	295,5+0,5	1	M		
24	353,0+16,0	1	H		

щим в решении вопроса о том, какое излучение доминирует в Галактике — диффузная компонента или ДИ. Возможные распределения ДИ по их светимости рассматривались в работе ^{109г} в предположении о доминировании дискретной компоненты при различных распределениях ДИ по диску Галактики. В целом вклад неотожествленных источников может составить заметную часть от полной светимости Галактики в диапазоне γ -лучей.

Это обстоятельство, наряду с доминированием жесткого γ -излучения над рентгеновским, придает исследованию неотожествленных ДИ значительный астрофизический интерес. В работе ^{109а} была сделана попытка отождествления обнаруженных на спутнике COS-B ДИ с источниками рентгеновского излучения, наблюдавшимися на спутниках SAS-1, OSO-7, Ариэль-5 и SAS-3. В трех случаях было обнаружено совпадение между рентгеновскими и γ -источниками (CG 135 + 1 = 4U 0241 + 61, CG

312 — 1 = 4 U 1416 — 62 и CG 327 — 0 = 2A 1553 — 542), однако из-за малой точности определения координат γ -источников статистическая достоверность отождествленных источников невелика.

Владимирский¹⁰⁹ показал, что некоторые ДИ совпадают с остатками сверхновых с относительно низкими спектральными индексами $\alpha \lesssim 0,3$, которые могут быть связаны с пульсарами с относительно большими магнитными полями.

Стронг¹¹⁰ отметил, что два из новых источников могут быть отождествлены с гигантскими областями H II: CG 135 + 1 — с областью W 3, а CG 189 + 1 — с областью NGC 2175.

Природа неотожествленных ДИ пока остается неясной, однако, они могут быть связаны с гипотетическими источниками γ -излучения, обсуждавшимися ранее в теоретических работах. Так, например, в работах¹¹¹⁻¹¹⁴ обсуждалась генерация γ -излучения при аккреции на черную дыру. В том случае, когда аккреция газа не сопровождается образованием диска, температура вещества в окрестностях черной дыры может превышать 10^{12} °К. Ядерные столкновения в столь горячем газе могут сопровождаться рождением μ^0 -мезонов и генерацией γ -излучения. Светимость черных дыр в диапазоне γ -лучей может превышать 10^{34} — 10^{35} эрг/сек, а потоки γ -излучения должны составлять 10^{-6} — 10^{-7} фотон/см²·сек.

Дискретные источники γ -излучения должны быть связаны и с плотными межзвездными облаками, пронизываемыми космическими лучами¹¹⁵. Поток γ -лучей от облака с массой M , находящегося на расстоянии D , равен

$$F = 1,3 \cdot 10^{-6} \frac{M}{10^6 M_{\odot}} \left(\frac{D}{1 \text{ кпс}} \right)^{-2}. \quad (13)$$

Для ближайших к нам темных газо-пылевых облаков ожидаемые потоки должны составлять около 10^{-7} фотон/см²·сек.

Чтобы получить наблюдаемую интенсивность γ -излучения около 10^{-6} фотон/см²·сек, масса газового облака, расположенного на расстоянии 2 кпс, должна составлять $10^6 M_{\odot}$. Единственным источником такого типа в каталоге табл. V может быть CG 353 + 16, совпадающий с комплексом газо-пылевых облаков р Змееносца. Большинство наблюдаемых ДИ не может быть отождествлено с подобными объектами из-за наблюдаемой переменности γ -излучения и разнообразия энергетических спектров.

Источниками γ -лучей, возникающих при взаимодействии космических лучей с межзвездным газом, должны быть и остатки Сверхновых¹¹⁶. Однако из-за малой концентрации газа ожидаемый поток «пионного» излучения известных остатков Сверхновых — Крабовидной туманности, остатка Сверхновой в Парусе и других — невелик.

Событием огромного значения в астрономии должно стать наблюдение вспышки Сверхновой в нашей Галактике. Последняя наблюдавшаяся на Земле вспышка Сверхновой произошла в 1604 г. — за несколько лет до изобретения телескопа. Теперь же на наблюдение галактической Сверхновой мог бы быть брошен весь мощный арсенал средств современной астрономии — от крупнейших радиотелескопов до гигантских подземных (а может быть, и подводных¹¹⁷) установок для регистрации нейтрино. Вне всякого сомнения цикл наблюдений следующей галактической Сверхновой окажет огромное влияние на развитие современной астрофизики.

Важную роль в наблюдениях вспышки галактической Сверхновой должна сыграть и γ -астрономия. В частности, γ -астрономические наблюдения позволят исследовать вопрос о генерации космических лучей быстровращающимся молодым пульсаром, скрытым плотной оболочкой Сверхновой. Генерация гамма-, нейтринного и нейтронного излучения в окружающей молодой пульсар плотной оболочке Сверхновой рассматривалась в работах¹¹⁸⁻¹²³. В этих работах показано, что молодой остаток Сверхновой, вспыхнувший на расстоянии около 10 кпс от Солнечной системы, в течение нескольких месяцев может быть очень мощным источником γ -излучения с интенсивностью, на несколько порядков величины большей, чем наиболее мощные из наблюдаемых ныне дискретных источников γ -излучения. Гамма-излучение молодого остатка Сверхновой образуется при взаимодействии ускоренных молодым пульсаром космических лучей с веществом оболочки или полем электромагнитного излучения Сверхновой. Исследование γ -излучения молодого остатка Сверхновой позволит изучить механизм ускорения космических лучей молодым пульсаром и определить значение этого процесса в общей картине генерации космических лучей в Галактике. Подобные источники могут в принципе наблюдаться и при вспышках сверхновых звезд в соседних галактиках; в этом случае их интенсивность будет находиться на пороге чувствительности современных γ -телескопов.

Теоретическое предсказание Хоукинга¹²⁴ о возможности квантовомеханического испарения черных дыр малой массы, образующихся на ранней стадии развития Вселенной, привлекло широкий интерес астрофизиков. В работах¹²⁵⁻¹²⁷ было показано, что наиболее перспективным способом обнаружения черных дыр малой массы является поиск всплесков γ -излучения, сопровождающих конечную взрывную фазу эволюции

черной дыры. Первые наблюдения 128 коротких всплесков γ -излучения проводились на наземных установках для регистрации ШАЛ. Всплесков обнаружено не было; верхний предел на энергию всплесков длительностью 0,1—1 μ сек составляет 10^{-9} — 10^{-10} эрг/см²сек.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, первым объектом исследования во вновь осваиваемом диапазоне гамма-лучей стала Галактика. Как и ожидалось, новый метод наблюдений принес и новые результаты, которые значительно дополняют существующие представления о структуре и составе Галактики. Это, во-первых, выявление важной динамической особенности галактической структуры — пояса «повышенной активности» на расстоянии 4—8 kpc от центра Галактики — и обнаружение нового типа галактического населения — молекулярного водорода. Отметим, что речь идет не об уточнении состава «во втором приближении», а об открытии компоненты, которая доминирует в целом по Галактике, превышая по концентрации в несколько раз давно известный атомарный водород. Важно подчеркнуть также, что эти открытия оказались возможными лишь в результате сопоставления данных наблюдений в радио, инфракрасном, оптическом и гамма-диапазонах, т. е. в результате всеволнового характера современной наблюдательной астрофизики.

Другим существенным достижением гамма-астрономии в плане исследования Галактики следует считать открытие дискретных источников гамма-квантов и неравномерности распределения космических лучей по диску Галактики.

Не обошлось и без некоторых «сюрпризов», которыми, как правило, сопровождается освоение новых диапазонов. Применительно к Галактике таковыми можно считать незапланированные открытия гамма-пульсаров, а также кратковременных всплесков мягкого гамма-излучения (последние не рассматривались в настоящей статье по той причине, что им в УФН уже был посвящен отдельный обзор ¹³⁷). Природа гамма-всплесков до настоящего времени еще не выявлена, но есть основания считать, что они галактического происхождения и, следовательно, могут дать дополнительные сведения о составе и структуре нашей звездной системы.

Перечисленные достижения гамма-астрономии достаточно впечатляющи. Они, в частности, указывают, что гамма-астрономия из разряда «потенциально важных» перешла в разряд активно работающих астрофизических направлений. Однако следует признать, что «потенциальные возможности» гамма-астрономии еще только начинают раскрываться. Хотя некоторые из астрофизических проблем, надежды на решение которых связываются с гамма-астрономией, и кажутся сейчас близкими к завершению (например, проблема происхождения космических лучей), все-таки ни одна из них еще не решена. Это относится и к вопросу об источниках космических лучей, и о спиральных рукавах Галактики, и о возможности нахождения в Галактике антивещества. В то же время в большей части названных исследований достигнут заметный прогресс и в скором будущем можно ожидать успехов в решении и этих вопросов.

В ближайшие годы гамма-астрономические исследования будут развиваться еще успешнее и принесут много новых важных результатов. Предвестниками будущих достижений в этой области исследований звучат сейчас сообщения о продолжающейся уже четвертый год успешной работе гамма-спутника COS-B, о запуске астрономической обсерватории высоких энергий HEAO-1, на борту которой установлен телескоп мягких гамма-квантов, о проектах новых экспериментов, планируемых на космических

кораблях и орбитальных станциях с приборами, намного превосходящими по чувствительности, угловому и энергетическому разрешению работавшие гамма-телескопы.

Московский инженерно-физический институт
Институт космических исследований
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Derdeyn S. M., Ehrmann C. H., Fichtel C. E. et al.— Nucl. Instr. and Meth., 1972, v. 98, p. 557.
2. Fichtel C. E., Hartman R. C., Kniffen D. A. et al.— Astrophys. J., 1975, v. 198, p. 163.
3. Bignami G. F., Boella G., Burger J. et al.— Space Sci. Instr., 1975, v. 1, p. 245.
4. Scarsi L., Bennett K., Bignami G. F. et al.— In: Recent Advances in Gamma-Ray Astronomy: Proc. of 12th ESLAB Symposium.— 1977.— P. 3.
5. Kraushaar W. L., Clark G. W., Garmire C. P. et al.— Astrophys. J., 1972, v. 177, p. 341.
6. Fichtel C. E., Hartman R. C., Kniffen D. A., Sommer M.— Ibid., 1972, v. 171, p. 31.
7. Helmken H. F., Hoffman J. A.— Nature, 1973, v. 243, p. 6.
8. Dahlbacka G. H., Freier P. S., Waddington C. J.— Astrophys. J., 1973, v. 180, p. 371.
9. Share G. H., Kinzer R. L., Seeman N.— Ibid., 1974, v. 187, p. 45.
10. Frye G. M., Albats P., Thompson G. B. et al.— In: The Context and Status of Gamma-Ray Astronomy; Proc. of the 9th ESLAB Symposium.— 1974.— P. 135.
11. Sood R. K., Bennett K., Clayton P. G., Rochester G. K.— In: Proc. of 14th Intern. Conference on Cosmic Rays.— München, 1975.— V. 1, p. 35.
12. Thompson D. J., Fichtel C. E., Hartman R. C. et al.— In: The Structure and Content of the Galaxy and Galactic Gamma Rays.— 1976.— P. 1.
13. Lynds B. T.— Astrophys. J. Suppl., 1962, v. 1, p. 1.
14. Thompson D. J., Fichtel C. E., Hartman R. C. et al.— Astrophys. J., 1977, v. 213, p. 252.
15. Fichtel C. E., Kniffen D. A., Hartman R. C. et al.— Цитир. в ⁴ сб.— P. 191.
16. Fichtel C. E., Kniffen D. A., Hartman R. C. et al.— Astrophys. J. Lett., 1977, v. 217, p. L9.
17. Ozel M. E., Ogelman H., Tumer T. et al.— In: Proc. 15th Intern. Conference on Cosmic Rays.— Plovdiv, 1977.— V. 1, p. 30.
18. а) Schlickeiser R., Thielheim K. O.— Nature, 1976, v. 261, p. 478.
б) Fichtel C. E., Simpson G. A., Thompson D. J.— Astrophys. J., 1978, v. 222, p. 833.
19. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И.— УФН, 1964, т. 84, с. 201.
20. Гальпер А. М., Кириллов-Угрюмов В. Г., Лучков Б. И., Прилуцкий О. Ф.— УФН, 1971, т. 105, с. 209.
21. а) Massaro E., Robba N. R., Scarsi L., Sironi G.— Цитир. в ¹⁰ сб.— P. 125.
б) Swanenburg B. N., Bennett K., Bignami G. F. et al.— Nature (in press).
22. Share G. H.— Цитир. в ¹² сб.— P. 65.
23. Kniffen D. A., Fichtel C. E., Thompson D. J.— Ibid.— P. 341.
24. Cowarik R., Voges W.— Цитир. в ¹¹ сб.— V. 1, p. 74.
25. Stecker F. W.— Cosmic Gamma Rays — Baltimore: Mono Book Co., 1971.
26. Stecker F. W.— Astrophys. and Space Sci., 1970, v. 6, p. 377.
27. Cavallo G., Gould R. J.— Nuovo Cimento, Ser. B, 1971, v. 2, p. 77.
28. Levy D. J., Goldsmith D. W.— Astrophys. J., 1972, v. 177, p. 643.
29. Stecker F. W.— Ibid., 1973, v. 185, p. 499.
30. Ryan M. J., Ormes J. F., Balasubrahmanyam V. K.— Phys. Rev. Lett., 1972, v. 28, p. 985.
31. Smith L. H., Buffington A., Smoot G. F., Alvarez L. W.— Astrophys. J., 1973, v. 180, p. 987.
32. Simpson J. A.— Proc. of the 12th Intern. Cosmic Ray Conference.— 1971.— Invited papers, p. 324.

33. Badwar G. D., Stephens S. A.— Цитир. в ¹⁷ сб.— V. 1, p. 198.
34. Shukla P. G., Cesarsky C. Y.— Ibid., p. 77.
35. Shukla P. G., Paul J.— Astrophys. J., 1976, v. 208, p. 893.
36. Strong A. W.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 8, p. 617.
37. Stecker F. W.— Astrophys. J., 1977, v. 212, p. 60.
38. Burton W. B.— Цитир. в ¹² сб.— P. 177.
39. Gordon M. A., Burton W. B.— Astrophys. J., 1976, v. 208, p. 346.
40. Roberts W. W.— Ibid., 1969, v. 158, p. 123.
41. Roberts W. W.— Цитир. в ¹² сб.— P. 128.
42. Carruthers G. R.— Astrophys. J. Lett., 1970, v. 161, p. L81.
43. Stecher T. P., Williams D. A.— Ibid., 1967, v. 149, p. L29.
44. Lockman F. J.— Astrophys. J., 1976, v. 209, p. 429.
45. Dodds D., Strong A. W., Woifendale A. W., Wdowczyk J.— J. Phys. Ser. A, 1975, v. 8, p. 624.
46. Cesarsky C. J., Casse M., Paul J. A.— Astron. and Astrophys., 1977, v. 60, p. 139.
47. Kodaira K.— Publ. Astron. Soc. Japan, 1974, v. 26, p. 255.
48. Bignami G. F., Fichtel C. E.— Astrophys. J. Lett., 1974, v. 189, p. L65.
49. Paul J., Casse M., Cesarsky C. J.— Astrophys. J., 1976, v. 207, p. 62.
50. Fichtel C. E., Knoffen D. A., Thompson D. J. et al.— Ibid., 1976, v. 208, p. 211.
51. Fuchs B., Schlickeiser R., Thielheim K. O.— Ibid., 1976, v. 206, p. 589.
52. Higdon J. C., Lingenfelter R. E.— Astrophys. J. Lett., 1976, v. 208, p. L107.
53. Stepanian A. A.— Цитир. в ¹⁷ сб.— V. 1, p. 127.
54. Cesarsky C. J., Volk H.— Ibid., p. 61.
55. Strong A. W., Skilling J.— Ibid.— P. 55.
56. Bulanov S. V., Syrovatsky S. I., Dogel V. A.— Astrophys. and Space Sci., 1976, v. 44, p. 255.
57. Гинзбург В. Л., Птускин В. С.— УФН, 1975, т. 117, с. 585.
58. Ginzburg V. L., Ptuskin V. S.— Rev. Mod. Phys., 1976, v. 48, p. 161.
59. Stecker F. W., Jones F. C.— Astrophys. J., 1977, v. 217, p. 843.
60. Laros J. D., Mattenson J. L., Pelling R. M.— Nature Phys. Sci., 1973, v. 246, p. 109.
61. Kniffen D. A., Fichtel C. E., Hartman R. C. et al.— Цитир. в ⁴ сб.— P. 45.
62. Kanbach G., Bennett K., Bignami G. F. et al.— Ibid.— P. 21.
63. Kinzer R. L., Share G. H., Seeman N.— Astrophys. J., 1973, v. 180, p. 547.
64. Grindlay J. E.— Astrophys. J. Lett., 1972, v. 174, p. L9.
65. Ogelman H. B., Fichtel C. E., Kniffen D. A., Thompson D. J.— Astrophys. J., 1976, v. 209, p. 584.
66. Thompson D. J., Fichtel C. E., Kniffen D. A., Ogelman H.— Astrophys. J. Lett., 1975, v. 200, p. L79.
67. Thompson D. J., Fichtel C. E., Kniffen D. A., Ogelman H.— Ibid., 1977, v. 214, p. L17.
68. Kanbach G., Benntt K., Bignami G. F. et al.— Цитир. в сб. ⁴, p. 21.
69. Sturrock P. A.— Astrophys. J., 1971, v. 164, p. 529.
70. Ogelman H., Ayasli S., Hacinliyan A.— Цитир. в ¹² сб.— P. 118.
71. Roberts D. H., Sturrock P. A., Turk J. S.— Ann. N. Y. Acad. Sci., 1973, v. 224, p. 206.
72. Озерной Л. М., Усов В. В.— Астрон. ж. 1977., т. 54, с. 753.
73. Massaro E., Salvati M.— Цитир. в ⁴ сб.— P. 75.
74. а) Hardee P. E.— Astrophys. J., 1977, v. 216, p. 873.
 б) Bucccheri R., D'Amico N., Massaro E., Scarsi L.— Nature, 1978, v. 274, p. 572.
 в) Ruderman M. A., Sutherland P. G.— Astrophys. L., 1975, v. 196, p. 51.
75. Bignami G. F., Gavazzi G., Harten R.— Astron. and Astrophys., 1977, v. 54, p. 951.
76. Bignami G. F., Maccacaro T., Paizis C.— Ibid., 1976, v. 51, p. 319.
77. Mansou J. L., Bennett K., Bignami G. F. et al.— Цитир. в ⁴ сб.— P. 33.
78. Giacconi R., Gorenstein P., Gursky H., Walers J. R.— Astrophys. J., 1967, v. 148, p. 119.

79. Gregory P. C., Kronberg P. P., Seaquist E. R. et al.— *Nature*, 1972, v. 239, p. 440.
80. Parsignault D. R., Gursky H., Kellogg E. M. et al.— *Nature Phys. Sci.*, 1972, v. 239, p. 135.
81. Sanford D. R., Hawkins F. J.— *Ibid.*, p. 135.
82. Becklin E. E., Neugebauer G., Hawkins F. J. et al.— *Nature*, 1973, v. 245, p. 302.
83. Галпер А. М., Кириллов-Угрюмов В. Г., Курочкин А. В. et al.— *Цитир. в¹¹ сб.*— V. 1, p. 95.
84. Гальпер А. М., Кириллов-Угрюмов В. Г., Курочкин А. В. и др.— *Письма ЖЭТФ*, 1973, т. 18, с. 21.
85. Lamb R. C., Fichtel C. E., Hartman R. C. et al.— *Astrophys. J.*, 1977, v. 212, p. L63.
86. Stepanian A. A., Vladimirovsky B. M., Neshpor Yu. I., Fomin V. P.— *Astrophys. and Space Sci.*, 1975, v. 38, p. 267.
87. Vladimirovsky B. M., Stepanian A. A., Fomin V. P.— In: *Proc. of the 13th Intern. Cosmic Ray Conference.*— Denver, 1973.— V. 1, p. 463.
88. Bennet K., Bignami G. F., Hermesen W. et al.— *Astron. and Astrophys.*, 1977, v. 59, p. 273.
89. Campbell M., Alexander J., Bell S. E. et al.— *Astrophys. J.*, 1975, v. 196, p. 593.
90. Lauque R., Lequeux J., Rieu N. Q.— *Nature Phys. Sci.*, 1973, v. 239, p. 119.
91. Сюняев Р. А.— *Письма в Астрон. ж.*, 1976, т. 2, с. 334.
92. Holt S. S., Boldt E. A., Serlemitsos P. et al.— In: *X-Ray Binaries: NASA-SP-389.*— 1976.— P. 245.
93. Баско М. М., Суняев Р. А., Титарчук И. Г.— *Astron. and Astrophys.*, 1974, v. 31, p. 249.
94. Владимирский Б. М.— *Изв. КРАО*, 1978, т. 60, с. 105.
95. Fabian A. C., Blandford R. D., Hatchett S. P.— *Nature*, 1977, v. 266, p. 512.
96. Bignami G. F., Maraschi L., Treves A.— *Astron. and Astrophys.*, 1977, v. 55, p. 155.
97. Аппарао К. М. В.— *Цитир. в¹⁷ сб.*— V. 1, p. 141.
98. Davidaeen A., Ostriker J. P.— *Astrophys. J.*, 1974, v. 189, p. 331.
99. Seaquist E. R.— *Ibid.*, 1976, v. 207, p. 88.
100. Галпер А. М., Кириллов-Угрюмов В. Г., Курочкин А. В. et al.— *Цитир. в¹⁷ сб.*— V. 1, p. 131.
101. Mason K. O., Becklin E. E., Neugebauer G. et al.— *Astrophys. J.*, 1976, v. 207, p. 78.
102. Becklin E. E., Neugebauer G.— *Ibid.*, 1968, v. 151, p. 145.
103. Hoffmann W. F., Frederick C. L.— *Astrophys. J. Lett.*, 1969, v. 155, p. L9.
104. Hoffmann W. F., Frederick C. L., Emery R. J.— *Ibid.*, 1971, v. 164, p. L23.
105. Fazio G. G.— *Цитир. в¹² сб.*— P. 222.
106. Wolfendale A. W., Worrel D. M.— *Astron. and Astrophys.*, 1977, v. 60, p. 165.
107. Hermesen W., Bennett K., Bignami G. F. et al.— *Nature*, 1977, v. 269, p. 494.
108. Hermesen W., Bennett K., Bignami G. F. et al.— *Цитир. в⁴ сб.*— P. 13.
109. а) Maraschi L., Markert T., Helmken H. et al.— *Nature*, 1978, v. 272, p. 679.
б) Swanenburg B. N. Report at 4th European Astron. Meeting. Upsala, 1978.
в) Владимирский Б. М.— *Изв. КРАО*, 1979, т. 61, с. 34.
г) Bignami G. F., Paul J. et al.— *Astron. and Astrophys.*, 1978, v. 67, p. 149.
110. Strong A. W.— *Ibid.*, 1977, v. 269, p. 394.
111. Dahlbacka G. H., Chapline G. F., Weaver T. A.— *Ibid.*, 1974, v. 250, p. 36.
112. Illarionov A. F., Sunyaev R. A.— *Astron. and Astrophys.*, 1975, v. 39, p. 185.
113. Maraschi L., Treves A.— *Astrophys. J. Lett.*, 1977, v. 218, p. L113.
114. Колыханов П. И., Сюняев Р. А.— *Препринт ИКИ АН СССР*, № 374. Москва: 1977.
115. Black J. H., Fazio G. G.— *Astrophys. J. Lett.*, 1973, v. 185, p. L7.

116. Pinkau K.— *Phys. Rev. Lett.*, 1970, v. 25, p. 603.
117. Березинский В. С., Зацепин Г. Т.— *УФН*, 1977, т. 122, с. 3.
118. Berezhinsky V. S., Prilutsky O. F.— In: *Proc of Intern. Conference «Neutrino-76»*.— Aachen: 1976.
119. Berezhinsky V. S., Prilutsky O. F.— *Цитир. в¹⁷ сб.*— V. I, p. 122.
120. Berezhinsky V. S., Prilutsky O. F.— *Astron. and Astrophys.*, 1978, v. 66, p. 325.
121. Березинский В. С., Прилуцкий О. Ф.— *Письма Астрон. ж.*, 1977, т. 3, с. 152.
122. Березинский В. С., Прилуцкий О. Ф.— *Ibid.*, с. 267.
123. Shapiro M. M., Silberberg R.— *Цитир. в¹⁷ сб.*— V. 2., p. 20.
124. Hawking S. W.— *Nature*, 1974, v. 248, p. 30.
125. Carr B. J.— *Astrophys. J.*, 1976, v. 206, p. 8.
126. Page D. N., Hawking S. W.— *Ibid.*, v. 206, p. 1.
127. Carter B., Gibbons G. W., Lin D. N., Perry M. J.— *Astron. and Astrophys.*, 1976, v. 52, p. 427.
128. Porter N. A., Weekes T. S.— *Astrophys. J.*, 1977, v. 212, p. 224.
129. Rankin J. M. et al.— *Ibid.*, 1970, v. 162, p. 707.
130. Downs G. S., Reichley P. E., Morris G. A.— *Astrophys. J. Lett.*, 1973, v. 181, p. L143.
131. Papaliolios C., Carelton N. P.— In: *The Crab Nebula, 1970*/Ed. R. D. Davis, E. G. Smith — D. Reidel, Dordrecht, p. 142.
132. Wallace P. T. et al.— *Nature*, 1977, v. 266, p. 692.
133. Fritz G., Meekins J. F. et al.— *Astrophys. J. Lett.*, 1977, v. 164, p. L55.
134. Moore W. E., Agrawal P. C., Garmire G.— *Ibid.* 1974, v. 189, p. L117.
135. Гальпер А. М., Кириллов-Угрюмов В. Г., Курочкин А. В. и др.— *Письма ЖЭТФ*, 1977, т. 26, с. 381.
136. Степанян А. А., Владимирский Б. М., Нешпор Ю. И., Фомин В. П.— *Изв. КраО*, 1976, т. 55, с. 157.
137. Прилуцкий О. Ф., Розенталь И. Л., Усов В. В.— *УФН*, 1975, т. 116, с. 517.