

Нижегородский научно-исследовательский радиофизический институт
Министерства науки, высшей школы и технической политики
Российской Федерации

П р е п р и н т № 339

ЭНЕРГЕТИКА ИЗЛУЧЕНИЙ КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ

К.С.Станкевич
В.П.Иванов
С.П.Столяров

Нижегород, 1992

Станкевич К.С., Иванов В.П., Столяров С.П.

ЭНЕРГЕТИКА ИЗЛУЧЕНИЙ КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ//Препринт № 399. -
- Нижний Новгород: НИРФИ, 1992. - 57 с.

Проведены обзор и обсуждение результатов экспериментальных и теоретических исследований излучения Крабовидной туманности с целью получения полной картины распределения интенсивности во всем диапазоне электромагнитных волн от радио до гамма, а также нестационарности эмиссии туманности, проявляющейся в различных спектральных интервалах, и возможной корреляции этих явлений.

В в е д е н и е

Крабовидная туманность, остаток сверхновой 1054 г., интенсивно исследуется во всем спектре электромагнитного излучения: от радио до ультравысоких энергий гамма лучей. Механизм эмиссии установлен и представляет собой синхротронное излучение релятивистских электронов высоких энергий в магнитном поле туманности, что достаточно хорошо объясняет наблюдаемый спектр. Открытый в центре туманности пульсар PSP 0531+21 является источником энергии, необходимой для поддержания мощной эмиссии туманности. В настоящее время накоплены новые экспериментальные данные, которые нуждаются в обобщении. Особое внимание уделено нестационарности эмиссии туманности и пульсара, проявляющейся в различных спектральных интервалах, и возможной корреляции этих событий. Так анализ экспериментальных данных о радиоизлучении Крабовидной туманности, полученных в течение длительного интервала: с 1955 по 1990 гг., показал, что наряду с вековым уменьшением плотности потока обнаруживается значительная нерегулярная изменчивость, имеющая длительность порядка нескольких лет (Барабанов, Иванов и др., 1987). По-видимому, нестационарность эмиссии наблюдается в оптике (Давидсон, 1987) и рентгене (Джунг, 1989). Сложные явления отмечаются в излучении пульсара. Так радиоастрономы из Аресибо зафиксировали катастрофическое падение плотности потока в течение одного года (Рэнкин и др., 1974), возможно, что при ультравысоких энергиях γ -фотонов (10^{11} - 10^{15} эВ) излучение вообще является спорадическим (Бине и др., 1984).

Ниже проведен обзор и обсуждение результатов экспериментальных и теоретических исследований излучения Крабовидной туманности и пульсара в радио, оптическом, рентгеновском и гамма диапазонах с целью получения полной картины спектра электромагнитной эмиссии и ее энергетики.

I. Вековое и спорадическое изменение интегрального излучения туманности

Простейшая модель остатка сверхновой, предложенная Шкловским в 1960 г., представляет собой расширяющуюся оболочку, в которой сохраняется магнитный поток, а релятивистские электроны теряют энергию адиабатически. Вековое уменьшение потока тогда равно $\dot{S}_\nu / S_\nu = -(4\alpha + 2) \frac{R}{R} = -\frac{4\alpha + 2}{T}$, где R - и T - радиус и возраст остатка, α - спектральный индекс радиоизлучения. Для Крабовидной туманности $T = 945$ лет на эпоху 1969 года, $\alpha = 0,33$ и следовало бы ожидать годовое уменьшение потока 0,35%. Однако эта модель уже не соответствовала действительности, хотя бы потому, что оказалось: туманность расширяется с ускорением $\dot{R} = 789 + 0,361t$ км/с, а главное в туманности должна действовать инжекция релятивистских электронов, чтобы поддерживать ее свечение в оптическом, рентгеновском и гамма диапазонах. Если инжекция происходит с постоянной скоростью в течение всего времени T , то вековое уменьшение потока ожидается $\dot{S}_\nu / S_\nu = -0,15\%$ в год (Шкловский, 1976). Пачани и Салватти (1973) построили модель плериона, содержащего пульсар, который инжектирует магнитное поле и релятивистские частицы в однородную фазу внутри расширяющихся выбросов звездного остатка. При этом пульсар передает туманности за время τ 50% энергии. В зависимости от энергетики, определяемой отношением t/τ различают фазы эволюции: вторую ($t < \tau$) $L(t) \approx L_0$ и третью ($t > \tau$) $L(t) = L_0(t/\tau)^{-p}$. В дальнейшем вычислялся спектр излучения с учетом инжекции и изменения энергии релятивистских электронов из-за адиабатических и радиационных потерь. В этой модели вековое уменьшение потока плериона ожидается $\frac{1}{S} \frac{dS}{dt} = -0,1\%$ в фазе 2 и $\frac{1}{S} \frac{dS}{dt} = -0,6\%$ в фазе 3. Однако Крабовидная туманность находится, по-видимому, в переходном состоянии между 2 и 3 фазами и более

вероятно промежуточное значение скорости падения потока порядка 0,3% в год. Источником инжектируемой энергии является нейтронная звезда, теряющая энергию вращения из-за токовых потерь или магнитодипольного излучения. Пульсар инжектирует энергию в виде релятивистских частиц и магнитных полей. Временная зависимость выхода пульсарной энергии дается как

$$L(t) = \frac{L_0}{(1+t/\tau)^p}, \quad (I.1)$$

где t - время жизни пульсара, τ - характеристическое время замедления вращения и $p = \frac{n+1}{n-1}$ при $n = \frac{\Omega \dot{\Omega}}{\dot{\Omega}^2}$ - показатель торможения. Согласно уточненным данным измерений $\dot{\Omega}$ и $\ddot{\Omega}$ определено $n = 2,509 \pm 0,001$ (Лина и др., 1988) и $p = 2,325$, что близко принявшейся ранее величине $p = 2,3$ (Грот, 1975). Для пульсара в Крабовидной туманности $t = 930$ лет и из различных оценок получено $\tau = 300-700$ лет.

Рейнольдс и Шевалье (1984) в дополнение к предыдущей модели включили ускорение релятивистских электронов на фронте обратной ударной волны и в зоне пульсарного ветра. Вековое уменьшение потока в значительной степени также зависит от τ , и при изменении и его в возможных пределах: от 300 до 700 лет для Краба на радиочастотах получили $-\dot{S}_\nu / S_\nu = 0,17-0,4\%$ в год.

Наиболее вероятными параметрами эволюции туманности считается $\tau = 744$ лет и при $p = 2,3$ $-\dot{S}_\nu / S_\nu = 0,26\%$ в год. Бандиера и др. (1984) рассчитывали эволюцию спектра излучения крабоводобных пларионов. В их модели Крабовидная туманность относится к SS-классу, для которого форма спектра на радиочастотах не изменяется со временем, если возраст плариона более 100 лет. Иными словами не должна наблюдаться частотная зависимость скорости падения потока и ее величина $-\dot{S}_\nu / S_\nu > 0,1\%$ в год при $t = 1000$ лет.

Итогом проведенного обзора является то, что во всех моделях от простейших до сложных ожидается незначительное уменьшение радиопотока Крабовидной туманности, составляющее 0,15-0,3% в год. Уменьшение потока носит эволюционный характер и поэтому зависит от возраста источника и характеристического времени пульсара τ .

Экспериментальные исследования изменений радиопотока Крабовидной туманности немногочисленны. В первой публикации (Станкевич и др., 1973) сообщалось, что возможное уменьшение потока источника на длине волны $\lambda = 31,5$ см за 8 лет между эпохами 1964.3 и 1972.2 не превосходило ошибки измерения 1,5%. При равномерном убывании $-\dot{S}_\nu / S_\nu < 0,2\%$ в год. Несмотря на то, что дана только верхняя граница, она чрезвычайно важна, так как относится, как будет показано ниже, к периоду невозмущенного спектра. Из ее величины следует, что период находится ближе ко второй стадии эволюции и характерное время замедления вращения должно быть порядка $\tau = 700-800$ лет.

В 1977 году Виняйкин и Разин (1979) повторили относительные измерения радиопотока на частоте 927 МГц, выполненные в эпоху 1962.9, и обнаружили его уменьшение на $(2,7 \pm 0,1)\%$, что соответствовало годичной величине $-\dot{S}_\nu / S_\nu = (0,18 \pm 0,01)\%$. Измерения 1981.2 г. на длине волны 31,5 см (Иванов и др., 1982) показали уменьшение потока Краба на $(3,5 \pm 1,0)\%$ по сравнению с 1972 годом. Если говорить о средней скорости убывания потока с 1964 по 1981 гг, то она составила бы $-\dot{S}_\nu / S_\nu = (0,2 \pm 0,06)\%$ в год. Однако авторы считали более вероятным скачок между 1972 и 1977 гг. В следующей работе (Иванов и др., 1982) было установлено, что в диапазоне частот от 0,6 до 10 ГГц интенсивность радиоизлучения источника уменьшилось в среднем на 3,5% относительно спектра 1971 и 1973 гг. Было показано, что поток изменялся неравномерно, быстрое падение его началось в интервале между октябрём 1975 г. и октябрём 1977 г. Предполагалось, что эффект может быть объяснен выходом релятивистских электронов из оболочки туманности.

Аллар и Рейнольдс (1985) сообщили об отношении потоков туманностей Краба и Ориона на частоте 8 ГГц в период с 1968 по 1984 гг. Свои наблюдения они интерпретировали как вековое уменьшение потока со скоростью $-\dot{S}_\nu / S_\nu = 0,167 \pm 0,015\%$ в год. На приведенном ими графике выделяются две группы точек: за 1968-1975 гг, и 1981-1984 гг., которые иллюстрируют внезапное изменение потока после 1975 года (или 1979 г).

Дальнейшие исследования в период 1980-1984 гг (Иванов, Станкевич, 1987) показали, что изменился также спектр источника: спектральный индекс уменьшился на величину $\Delta\alpha = 0,044$, т.е. на 14% от

величины α на эпоху 1974 г. Вследствие этого, в диапазоне частот 500-9770 МГц, на которых велись многолетние наблюдения, обнаружено уменьшение на 3% светимости источника.

В целом, из приведенных результатов следует, что наблюдаемый процесс изменения интенсивности и спектра Крабовидной туманности является следствием не только векового уменьшения потока.

Длительные многочастотные измерения позволили выделить эволюционную зависимость потока и светимости. Как было показано, для светимости имеется следующая зависимость для годовых изменений:

$$-\frac{I}{L} \frac{dL}{dt} = (0,148 \pm 0,024)\% \quad (I.2)$$

В пределах ошибок с ней совпадают скорости уменьшения потока на отдельных частотах:

$$-\frac{I}{S} \frac{dS}{dt} = (0,18 \pm 0,024)\% \text{ на } 1957 \text{ МГц} \quad (I.3)$$

$$-\frac{I}{S} \frac{dS}{dt} = (0,156 \pm 0,046)\% \text{ на } 8000 \text{ МГц.}$$

Верон-Сетти и Вольтер (1988) исследовали оптическое изменение потока туманности на длине волны 5354 Å между эпохами 1956 и 1988 гг. Они привели к единой шкале имевшиеся наблюдения. Полученные потоки приведены в таблице, потоки даны в единицах $\mathcal{Q} = 10^{-12} \text{ эрг/см}^2 \times \text{х с} \cdot \text{Å}$, чему соответствует $\tilde{\mathcal{Q}} = 0,946^{-26} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{Гц}$.

Таблица потоков на 5354 Å

Год	:	Поток	:	Источник
1956	:	1,25	:	Вольтер(1957)
1960	:	1,13	:	О'Делл (1962)
1968	:	1,01	:	Киршнер (1974)
1974	:	1,01	:	Киршнер (1974)
1985	:	0,77	:	Давидсон (1987)
1986 _*	:	1,027	:	Верон-Сетти (1988)
1986	:	1,054	:	--
1988 _*	:	1,034	:	--
1988	:	1,050	:	--

В статье Верон-Сетти и Вольтер (1988) приведены данные измерений яркости, относящиеся к двум различным участкам туманности. Была выбрана наиболее яркая часть туманности, ограниченная линиями $53^{\circ}.1W$, $30^{\circ}.6E$ и $81^{\circ}.0N$, $47^{\circ}.4S$, расстояния даны относительно пульсара. Вторая площадка была взята вокруг пульсара: NE-квадрант меньших размеров, чем первая (в таблице данные, относящиеся к этой площадке, помечены звездочкой). Измеренные на этих площадках потоки пересчитаны на поток всей туманности с помощью карты Вольтера (1957). Среднеквадратичная аппроксимация данных таблицы дает величину

$$-\frac{I}{S_0} \frac{dS_0}{dt} = 0,27\% \text{ в год.} \quad (I.4)$$

Скорость падения потока в оптике в 1,82 раза больше, чем на радиоволнах. В оптике спектральный индекс излучения туманности равен $\alpha_o = 0,85$, большей величины, чем в радио $\alpha_r = 0,32$. Поэтому, как следует из элементарной теории адиабатического расширения, скорость падения потока должна быть больше при большем спектральном индексе

$$\frac{4\alpha_o + 2}{4\alpha_r + 2} = 1,58.$$

Сравнение показывает, что в оптике скорость падения потока на 13% больше, чем это следовало бы при расширении туманности со скоростью \dot{R}/R . Это означает, что скорость инжекции релятивистских частиц пульсаром зависит от энергии, несколько уменьшаясь с ее ростом. В целом адиабатические потери наполовину компенсируются инжекцией. Интересный эффект был обнаружен Давидсоном (1987): увеличение со временем эквивалентной ширины линии ионизированного кислорода в линиях [OIII] $\lambda\lambda$ 4959, 5007, которое он объясняет медленным уменьшением потока непрерывного излучения туманности. В измерениях с высоким разрешением (Мак Алдине и др., 1989) найдена эквивалентная ширина этих линий $\sim 280 \text{ \AA}$, она также оказалась значительно большей, чем по измерениям 26 лет тому назад.

Выше была рассмотрена эволюция среднего спектра Крабовидной туманности. Вместе с тем обнаружены быстрые изменения радиопотока на волнах дециметрового и метрового диапазонов. На рис. I.1 показана

ны относительные изменения потоков в радио ($\lambda = 54,5$ см) и оптике ($\lambda = 5354 \text{ \AA}$) за более, чем тридцатилетний период с 1955 по 1989 гг. На радиоволнах в последнее десятилетие наблюдалось 10% плавное понижение потока с последующим ростом. Быстрые изменения потока наблюдались на всех частотах дециметрового и сантиметрового диапазонов, на частотах, меньших 10 ГГц, спектральный индекс уменьшился на 14% в годы минимума.

Общая светимость источника в интервале 0,5–15 Гц при этом выросла на несколько процентов за счет увеличения потоков на сантиметровых волнах. Интересно сравнение интенсивностей туманности в радио и оптике. На рис. I.I нанесены данные потоков на $\lambda = 5354 \text{ \AA}$, представленные в таблице.

Абсолютные измерения Давидсона (1987) показали, что поток Крабовидной туманности уменьшился на 20% по сравнению с измерениями Киршнера в 1968 г. и 1974 г. Верон-Сетти и Вольтер (1988) сообщили, что по их измерениям 1986 и 1988 гг. поток от Краба не изменился по сравнению с данными 1974 г. и считают свой результат предпочтительным. Однако в 1985 г. наблюдалось сильное падение плотности потока на радиоволнах, и на рис. I.I видна четкая корреляция событий в радио и оптике. Поэтому в наблюдениях Давидсона обнаружено быстрое нестационарное изменение свечения Крабовидной туманности в оптике.

Свечение Крабовидной туманности состоит из трех компонент: излучения спектральных линий в волокнистой структуре, непрерывного синхротронного излучения, заполняющего туманность, и ярких светящихся узлов – виспов вблизи пульсара. Ван ден Берг и Причет (1986) установили, что волокна в линиях H_{α} распадаются на отдельные квазизвездные узлы с диаметром около 1 с дуги. При расстоянии до туманности 2 кпс линейный размер узла меньше 0,01 пс. Всего насчитывается несколько сотен узлов; излучающий объем всех узлов порядка 10^{-4} пс^3 .

Вольтер и Верон-Сетти (1987) наблюдали Крабовидную туманность в январе 1986 г. На скане при постоянном прямом восхождении был обнаружен очень протяженный ($\sim 20''$) сильный филамент в $40''$ восточнее пульсара. Он виден в линии $[\text{OIII}]\lambda 5007 \text{ \AA}$ в излучении в виде двух узких пиков. Континуум поглощается в филаменте на $0^m, 15$, но не ис-

ключено и более сильное ослабление. В ультрафиолете на λ 2200 Å поглощение оказалось примерно в 3 раза больше. Этому поглощению соответствует $6 \cdot 10^{-4}$ г·см⁻² газово-пылевого вещества, что только в 7 раз меньше содержания межзвездного вещества на луче зрения в направлении Краба.

В октябре 1988 г. Ван ден Берг и Причет (1989) получили карту синхротронной эмиссии туманности с разрешением 0",5 в полосе 7350-8700 Å (ближний ИК). Эти наблюдения показали наличие волокнистых структур в синхротронном свечении: волокна (fiber) вытянуты вдоль магнитного поля, в центральной части искривлены с радиусом $\sim 10''$ (0,1 пс), в других частях туманности волокна проявляются как структуры с размером до 100'' (1 пс).

Вблизи центра найдено около 10 виспов. Виспы также синхротронно излучающие волокна, связанные с пульсаром. Со временем они становятся ярче, как результат инжекции энергии пульсара. Виспы смещаются от пульсара на несколько секунд дуги, возможно под давлением пучков частиц или гидромагнитных волн, генерируемых пульсаром.

Верон-Сетти и Вольтер (1988) считают, что локальные флуктуации яркости могут быть значительными (до 15%), но усредненный по туманности эффект должен быть мал. Наибольшие вариации яркости в центре создают виспы, но их вклад в полный оптический поток менее 0,1%.

Таким образом, интегральный поток Крабовидной туманности в радио и оптике мог измениться спорадически только за счет вариаций основной компоненты — синхротронного непрерывного излучения туманности, главным образом в центральной ее части, в пределах внутренней оболочки.

Заметим, что результат Давидсона (1987), по-видимому, завышен, поскольку он обнаружил падение потока на отдельной площадке и пересчитал его ко всей туманности, не проводя фотометрию всей туманности на эпоху своих измерений.

2. Структура и эмиссия туманности в рентгене и гамма диапазонах

При наблюдении Крабовидной туманности во время лунных покрытий были получены данные об угловых размерах источника в рентгене.

В ноябре 1974 г. Вольфф и др. (1975) провели наблюдения покрытия в интервале энергий 1,5–17,5 кэВ. Центр пульсирующего излучения расположен в $20''$ западнее пульсара вдоль направления скана на 255° и совпадает с областью наибольшей оптической активности. Хорошо измерена протяженность западного края области рентгеновского излучения. Она равна $48'' \pm 2''$ для энергий 1,5–4,7 кэВ, $45'' \pm 2''$ для 4,7–10,2 кэВ и $38'' \pm 2''$ для 10,2–17,5 кэВ, видна зависимость размеров от энергии.

В декабре 1974 г. Кестенбаум и др. (1975) также наблюдали покрытие туманности в интервале энергий 0,6–23 кэВ. Непульсирующая компонента рентгеновского излучения имела среднюю величину протяженности $60'' \pm 1'' \pm 5$ и среднее положение центра $12'' \pm 0'' \pm 3$ западнее пульсара вдоль 300° позиционного угла. Также получена зависимость протяженности излучающей области от энергии: при средней энергии фотонов $E_x = 1,4$ кэВ полная ширина на уровне половины максимума ($FWHM$) $51'' \pm 1'' \pm 2$, а при $E_x = 16,8$ кэВ она равна $37'' \pm 2'' \pm 3$.

В итоге в результате покрытий 1964 и 1974 гг. были измерены размеры излучающей области в окрестности пульсара в интервале энергий от 1 до 50 кэВ (50 кэВ данные Риккера (1975) и Фукада (1975)). Обобщение этих измерений сделано в работе Ку и др. (1976), были также привлечены данные Волтзера (1975) в оптике. Было обнаружено: полная ширина на уровне половины максимума ($FWHM$ в сек. дуги) в диапазоне энергий от 2 эВ (оптика) до 50 кэВ является степенной функцией энергии фотона $h\nu$ (кэВ),

$$F(h\nu) = K(h\nu)^\gamma, \quad (2.1)$$

где $K = 53,8 \pm 1,8$ и $\gamma = -0,148 \pm 0,012$. При каждой энергии F определена как эквивалентная $FWHM$ для гауссова распределения. Для распределения только в рентгеновском диапазоне (1–50 кэВ) лучшее приближение получается при $K = 52,5 \pm 3,3$ и $\gamma = -0,13 \pm 0,04$.

Частотная зависимость протяженности центрального источника, ло-

кализированного вокруг пульсара, понятна при рассмотрении потерь энергии релятивистских электронов на синхротронное излучение. Электроны высоких энергий, ответственные за генерацию фотонов высоких энергий, должны терять свою энергию в более компактном объеме.

Рентгеновское изображение Крабовидной туманности с высоким разрешением получено обсерваторией Эйнштейна (Брикман и др. 1985). Наилучшее изображение с разрешением около $4''$ получено в интервале энергий $0,1-4,5$ кэВ эйнштейновской обсерваторией (HEAO-2) в марте и сентябре 1979 г. (Харнден, Севард, 1984). В этом диапазоне пульсар излучает $3,9 \pm 0,2\%$ от полной энергии туманности, и поэтому изображение строилось для "выключенной" фазы пульсара. Наиболее яркая часть имеет протяженность $1,5 \times 1,75$. Пространственное распределение рентгеновской эмиссии вблизи пульсара аналогично оптическому в континууме. Поскольку пульсарный поток уменьшается до нуля в течение $1/8$ цикла, то в эти промежутки были сделаны попытки измерить чернотельную температуру поверхности нейтронной звезды, получен верхний предел $2,5 \cdot 10^6$ К, предполагая ее радиус 10 км.

Весьма интересен вопрос о существовании протяженного рентгеновского излучения Крабовидной туманности за пределами центрального источника.

Тур и др. (1976) на основании данных лунного покрытия пришли к выводам о существовании мягкого слабого рентгеновского излучения вблизи или внутри туманности. Они измерили спектр эмиссии из области за пределами $80''$ восточнее пульсара и получили, что около 4% потока фотонов в интервале $0,2-3$ кэВ исходит из этой непокрываемой области, имевшей около $7'$ в диаметре. Ку и др. (1976) в аналогичном эксперименте определили, что область за пределами $60''$ западнее пульсара излучает 5% потока энергии в полосе $1-3$ кэВ с избытком мягкого рентгена. Чарлес и Кулхане (1977) при измерениях со спутника Коперник нашли, что в полосе $0,5-1,5$ кэВ около 8% потока фотонов излучаются из протяженной области также с избытком мягкого рентгена. Эта эмиссия концентрируется в отдельные пятна вокруг туманности, формируя уярченную оболочку, диаметром $7'$.

Эмиссия мягкого рентгена могла генерироваться двумя вероятными механизмами: излучением тепловой плазмы с температурой $6 \cdot 10^6$ К в оболочке остатка сверхновой диаметром $7'$ или рассеянием рентгенов-

ского излучения центрального источника межзвездной пыли внутри гало с этим же диаметром.

Решающим критерием в пользу первого механизма могло бы оказаться обнаружение рентгеновских эмиссионных линий высокоионизированных элементов NVI (0,43 кэВ), OVIII (0,65 кэВ), FeXVII (0,83 кэВ) и др. Такой эксперимент по поиску 9 линий в диапазоне 0,2-3кэВ был поставлен на обсерватории Эйнштейна в марте и сентябре 1979 г. (Шаттенбург и др., 1980). Линии не были обнаружены, а был получен верхний предел меры эмиссии тепловой плазмы в Крабовидной туманности, который отвергает существование 10% тепловой компоненты излучения плазмы, имеющей температуру от 10^6 до 10^8 К и содержащейся в оболочке диаметром $7'$. Этот результат утверждает, что большая часть рентгеновского потока протяженного источника, о котором сообщалось ранее, формируется при рассеянии X-лучей из центрального источника на межзвездной пыли, формируя гало, диаметром $7'$. Эффект рассеяния рассматривался Ку и др. (1976), вычислялся процент рассеянной энергии за пределами $60''$ области излучения центрального источника. Спектр рассеянного излучения описывается функцией вида

$$P(h\nu) = A \exp(-\beta \lambda^2) (h\nu/10^5)^{\alpha-\xi}, \quad (2.2)$$

где A , ξ , β - свободные параметры, они определены из эксперимента $A = 11,0 \pm 1,3$, $\xi = 0,6 \pm 0,1$, $\beta = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^{-2}$ и $\alpha = 1$ - спектральный индекс излучения туманности.

В заключение этого раздела отметим, что мягкое рентгеновое излучение наблюдается вокруг большинства остатков сверхновых и представляет собой тепловое излучение плазмы при температуре $10^6 - 10^8$ К.

Согласно теории, плазма нагревается ударной волной, образовавшейся при взрыве сверхновой (Швалье, 1977). В этой связи установленный верхний предел на тепловое излучение Краба предполагает, что SN 1054 произвела очень слабую ударную волну.

Многочисленные спектроскопические исследования волонтистических структур туманности проведены в обсерватории. Вопрос о массе туманности подробно исследовался Генри и Мак Аллине (1982) по излучению комбинационных линий водорода и гелия. Получилось, что масса гелия-

ево́й фракции необычайно высока и неоднородна в пространстве. Полученное обилие углерода, азота, кислорода и неона приводит к выводу, что масса предсверхновой была 9–10 M_{\odot} (Иомото, 1985). Масса газа в волокнах туманности равна 1,5 M_{\odot} . Предполагая, что 1,5–2 M_{\odot} содержит нейтронная звезда, получается, что грубо около 6 M_{\odot} предсверхновой невидимы. Поэтому возникла идея существования оболочки, окружающей туманность. Ее безуспешно искали в радио (Вилсон и Бейлер, 1982), оптике Мардин и Кларк (1981) и рентгене Шаттенбург и др. (1980).

В феврале 1988 г. были предприняты новые спектрометрические наблюдения Крабовидной туманности с высоким спектральным разрешением около 100 Å (Гордон и др., 1989). Авторы пришли к выводу о том, что полная масса излучающего газа, преимущественно гелия, в несколько раз больше, чем установлено ранее, и составляет 7 M_{\odot} или более.

Предполагается, что волокнистая структура окружена высокоионизированной средой и, таким образом, большие массы гелия дают вклад в массу волокон. Если предсверхновая имела 9–10 M_{\odot} , то почти вся масса видима, как газ в туманности и нейтронная звезда, т.е. проблема невидимой массы решена. Однако столь большое гелиевое ядро 6–9 M может служить индикатором того, что предсверхновая имела на главной последовательности начальную массу 20–30 M_{\odot} .

Таким образом, в рентгене излучение с тепловым спектром может, в принципе, генерировать гелиевая плазма, имеющаяся в изобилии и внутри туманности, особенно в ее центральной части.

Спектр Крабовидной туманности с высоким разрешением измерен в полосе 0,5–3 кэВ, используя кристаллический спектрометр в фокальной плоскости (FPCS) обсерватории Эйнштейна (Шаттенбург, 1986). В этой полосе мягкого рентгена имеет место сильное межзвездное рассеяние и поглощение. В принципе, мягкий рентген поглощается в межзвездной среде следующими элементами: H, O, Ne, Fe и с меньшим вкладом N, C, N, Mg, Si, S. Стандартная модель для описания спектра имеет вид

$$I(E) = AE^{-2,1} \exp[-N_H \sigma_{ISM}(E)] \frac{\text{фотон}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{кэВ}}, \quad (2.3)$$

где $A = 10,9 \pm 1,4$ фотон/см²·с·кэВ, $\sigma_{ISM}(E)$ – эффективное сечение межзвездной среды, отнесенное к атому водорода. Оно определено как

$$\sigma_{ISM}(E) = \sum_i \frac{N_i}{N_H} \sigma_i(E) \text{ см}^2, \quad (2.4)$$

где N_H – плотность водорода в столбе в направлении Краба, N_i и $\sigma_i(E)$ – плотность в столбе и эффективное сечение поглощающего элемента. При энергиях, больших 0,5 кэВ, водород вносит незначительное поглощение, менее 15%, его плотность в столбе равна

$$N_H = 3,45 + 0,42 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}. \quad (2.5)$$

Наибольшее поглощение создает кислород. Оно измеряется непосредственно и дает плотность кислорода в столбе

$$N_O = 2,78 \pm 0,55 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}. \quad (2.6)$$

Полосы поглощения соответствуют К – краю спектра кислорода и представляют собой резонансную линию для $1s - 2p$ – перехода и полосы $OIK_{\alpha\beta}$ 533 эВ и $OIIK_{\alpha\beta}$ 555 эВ.

К настоящему времени проведено много измерений интегрально го спектра туманности, которые в целом охватывают интервал фотонных энергий от 1 кэВ до 500 МэВ (диапазон частот от $2,4 \cdot 10^{17}$ Гц до 10^{23} Гц). Ниже будет проведен обзор основных исследований в этом диапазоне.

Спектр рентгеновского излучения Крабовидной туманности и пульсара в диапазоне энергий фотонов от 2 до 50 кэВ измерялся на спутнике OSO8 в марте 1978 г. Эмиссия туманности измерялась в течение части фазового интервала, свободного от излучения пульсара. Полученный спектр представляется степенным законом

$$\frac{dN}{dE_x} = (6,87 \pm 0,15) E_x^{-2,10 \pm 0,01} \frac{\text{фотон}}{\text{см}^2 \text{ с кэВ}}. \quad (2.7)$$

Были также получены верхние границы на излучение линий железа 6,4 и 6,7 кэВ, из которых следует, что при обычном распределении элементов в интервале энергий фотонов от 4 до 50 кэВ энергия теплового излучения плазмы при температуре $kT = 5$ кэВ не превосходит

2% от интенсивности синхротронного излучения туманности. Однако при высоком обилии гелия ожидаемые эквивалентные ширины уменьшаются, и тогда доля излучения плазмы может возрасти до 50%.

Измерения энергии фотонов в диапазоне жестких рентгенов γ и x лучей были проведены еще в 70-х годах. Тур и Севард (1974) получили спектр в диапазоне от 2 до 100 кэВ:

$$\frac{dN}{dE} = (9,5 \pm 1,0) \left(\frac{E_x}{1 \text{ кэВ}} \right)^{-2,08 \pm 0,05} \frac{\text{фотон}}{\text{см}^2 \text{ с кэВ}}. \quad (2.8)$$

В марте 1976 г. с борта спутника OSO8 измерялся спектр фотонов в большом интервале энергий: от 23 до 513 кэВ (Долан и др., 1977), но данные с малыми ошибками относятся к участку спектра с энергиями меньше 200 кэВ:

$$\frac{dN}{dE} = (4,19 \pm 0,14) 10^{-3} \left(\frac{E_x}{39,1 \text{ кэВ}} \right)^{-2,00 \pm 0,06} \frac{\text{фотон}}{\text{см}^2 \text{ с кэВ}} \quad (2.9)$$

Эти спектры включают также и среднюю интенсивность излучения пульсара. Однако его вклад при этих энергиях достаточно мал, поэтому полученные потоки представляют эмиссию туманности.

В измерениях Стрикмана и др. (1979) в диапазоне энергий 20-250 кэВ при запуске баллона с ракеты в марте 1976 г. было произведено разделение излучений туманности и пульсара PSR 0531+21. В спектре туманности обнаружен излом степенного спектра при энергии $E_B = 79 \pm 10$ кэВ. При аппроксимации спектра одним степенным законом спектр представлен в виде

$$\frac{dN(E)}{dE} = (4,1 \pm 0,1) 10^{-3} \left(\frac{E_x}{38,2 \text{ кэВ}} \right)^{-2,18 \pm 0,02} \frac{\text{фотон}}{\text{см}^2 \text{ с кэВ}}. \quad (2.10)$$

Спектральные индексы для двухстепенного распределения получились следующие:

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 1,99 \begin{matrix} +0,06 \\ -0,07 \end{matrix} & \text{при} & E_x < E_B = 80 \text{ кэВ}, \\ \alpha_2 &= 2,42 \begin{matrix} +0,09 \\ -0,07 \end{matrix} & \text{при} & E_x > E_B = 80 \text{ кэВ}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Хазингер (1984) также обнаружил излом при энергиях $E_B = 82 \pm 8$ кэВ.

В статье Лароса и др. (1973) уже отмечалась возможность излома спектра, но при энергиях фотонов существенно больших $E_{\gamma} = 150$ кэВ. При запуске детекторов на баллоне в сентябре 1970 г. они получили, что в интервале энергий 25–150 кэВ $\alpha_1 = 2,29 \pm 0,06$, а для больших энергий: 60–300 кэВ $\alpha_2 = 2,46 \pm 0,11$.

Положение излома в спектре при энергиях $E_{\gamma} \approx 60$ кэВ противоречит измерениям Долана и др., которые считают, что различия происходят из-за того, что измерения проводились на разных носителях: баллоне и спутнике. Спутниковые данные не зависят от коррекции поглощения в вышележащих слоях атмосферы.

Спектр излучения Крабовидной туманности в жестком рентгене, в интервале фотонных энергий 20–120 кэВ вновь исследовался в сентябре 1980 г. во время полета баллона Хамюри и др. (1983). В результате получена форма распределения энергии фотонов, соответствующая простому степенному закону

$$\frac{dN_c}{dE} = (2,02 \pm 0,26) \cdot 10^{-2} \left(\frac{E_{\gamma} \text{ (кэВ)}}{20} \right)^{-2,09 \pm 0,08} \frac{\text{фотон}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{кэВ}}, \quad (2.12)$$

совпавшая с предшествующими измерениями Стрикмана и др. (1979).

В близком интервале энергий 35–190 кэВ наблюдался спектр Краба в мае 1980 г. с помощью MISO-телескопа Перотти и др. (1986). Аппроксимация 9 экспериментальных точек описывает также простой степенной закон

$$\frac{dN_c}{dE} = (13,5 \pm 1,5) E_{\gamma}^{-2,21 \pm 0,06} \frac{\text{фотон}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{кэВ}}. \quad (2.13)$$

Жесткие рентгеновские и гамма лучи низких энергий в интервале от 10 кэВ до 5 МэВ от Крабовидной туманности исследовались на борту HEAO "A-4" в сентябре 1977 г. и марте и сентябре 1978 г. Джунгом (1989). Общий спектр туманности, включающий излучение пульсара и непрерывное излучение в интервале энергий 17–2300 кэВ, содержит излом при энергиях около 130 кэВ и представляется двумя степенными законами:

$$\frac{dN_c}{dE} = (3,25 \pm 0,011) \cdot 10^{-3} \left(\frac{E_{\gamma} \text{ (кэВ)}}{45} \right)^{-2,075 \pm 0,005} \frac{\text{фотон}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{кэВ}} \quad (2.14)$$

при $E_{\gamma} < 120$ кэВ, и

$$\frac{dN_c}{dE} = (3,25 \pm 0,011) \cdot 10^{-3} \left(\frac{E_\gamma \text{ (кэВ)}}{45} \right)^{-2,48 \pm 0,03} \frac{\text{фотон}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{кэВ}} \quad (2.15)$$

при $E_\gamma > 120 \text{ кэВ}$.

Спектр непulsирующей эмиссии Краба получен вычитанием из полного потока импульсной компоненты. При этом спектр непulsирующей компоненты, относящейся к излучению туманности, также содержит излом при энергиях $150 \pm 10 \text{ кэВ}$ и представляется двумя степенными законами:

$$\frac{dN}{dE} = (2,78 \pm 0,01) \cdot 10^{-3} \left(\frac{E_\gamma \text{ (кэВ)}}{45} \right)^{-2,13 \pm 0,05} \quad \text{при } E_\gamma < 150 \text{ кэВ} \quad (2.16)$$

$$\frac{dN}{dE} = (2,78 \pm 0,01) \cdot 10^{-3} \left(\frac{E_\gamma \text{ (кэВ)}}{45} \right)^{-2,54 \pm 0,08} \quad \text{при } E_\gamma > 150 \text{ кэВ}.$$

Детальный анализ эмиссии гамма-лучей высоких энергий от 50 МэВ до 3000 МэВ от Крабовидной туманности и пульсара проведен в течение 6 наблюдений за период 6, 7 лет с 1975 по 1982 гг. по данным спутника COS-B Кларком и др. (1987). В целом излучение Краба в диапазоне 50–500 МэВ состоит в отношении к полному потоку из $53 \pm 15\%$ неимпульсной компоненты и $47 \pm 12\%$ импульсной.

Неимпульсное γ -излучение туманности было измерено в течение фазового интервала, когда пульсар был полностью выключен. Спектр этого излучения также описывается степенным спектром вида

$$\frac{dN}{dE} = (0,63 \pm 0,25) \cdot 10^{-7} E_\gamma^{-2,7 \pm 0,3} \frac{\text{фотон}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ГэВ}} \quad (2.17)$$

Спектр является продолжением спектра в область энергий фотонов до 500 МэВ.

В эксперименте Мак Коннелла и др. (1987) измерялся полный спектр эмиссии Краба в гамма-лучах в диапазоне энергий 160 кэВ – 9,3 кэВ при запуске баллона в октябре 1984 г. Данные представлены степенной формой

$$\frac{dN(E)}{dE} = (5,1 \pm_{-1,6}^{+2,4}) \cdot 10^{-3} \left(\frac{E_\gamma}{1 \text{ МэВ}} \right)^{-1,88 \pm 0,23} \frac{\text{фотон}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{МэВ}} \quad (2.18)$$

Авторы утверждают, что фотонный спектр Краба представляется ств-

пенным законом вплоть до энергий 9 МэВ и не обнаружено никаких отклонений от этого закона при энергиях, больших 1 МэВ.

Предполагается, что на результаты предыдущих измерений могло оказывать влияние излучение от источника – двойной системы A0535+26, которое исключалось в измерениях Мак Коннелла.

Поле зрения рентгеновских телескопов обычно охватывает десятки квадратных градусов. Возможной причиной измеряемых вариаций спектра Краба может быть присутствие в 4,4 от него пульсирующего рентгеновского источника A0535+26, имеющего период $103,79 \pm 0,01$ с. Спектр этого источника в диапазоне 20–800 кэВ представляется степенным с крутым спектральным индексом $\alpha = 3,42 \pm 0,12$, его интенсивность при энергии фотонов 20 кэВ в 5 раз превосходит Крабовидную туманность (Хамфри, 1983).

В приведенном обзоре энергии фотонов охватывает широкий диапазон: от 1 кэВ до 500 МэВ. Измерения в интервале от 2 до 200 кэВ описываются степенными спектрами с показателями, отличающимися на 10% от $1,99 \pm 0,06$ (Стрикман) и $2,00 \pm 0,06$ (Долан) до $2,29 \pm 0,06$ (Ларос) и $2,21 \pm 0,06$ (Перотти).

По-видимому, в интервале энергий от 2 до 150 кэВ средняя величина спектрального индекса составляет $\alpha_1 = 2,11 \pm 0,06$. При больших энергиях (до 500 МэВ) спектр становится более крутым и средняя величина $\alpha_2 = 2,56$ близка к данным Джунга.

Вариации спектральных индексов, в принципе, могли бы быть следствием погрешностей спектральных калибровок детекторов. Но обнаруживаются вариации, в том числе и энергии излома и при измерениях с одним детектором в различные эпохи наблюдений. Так в наблюдениях Джунга (1989) в сентябре 1977 г. и марте и сентябре 1978 г. получены данные, представленные в таблице

Параметр	:1977 г. сентябрь:	1978 г. март	: 1978 г. сентябрь
α_1	$2,070 \pm 0,01$	$2,097 \pm 0,007$	$2,053 \pm 0,009$
E_B , кэВ	130 ± 9	139 ± 7	118 ± 5
α_2	$2,46 \pm 0,06$	$2,59 \pm 0,06$	$2,42 \pm 0,04$

Джунг считает, что в эмиссии Крабовидной туманности обнаруживается возможная 6 месячная переменность. Вариации потока для фотонов с

энергиями 15–180 кэВ и 90 кэВ – 2,8 МэВ не превосходили 7%, в то же время при больших энергиях: 135 кэВ – 2,8 МэВ возможен более широкий интервал вариаций, около 25%.

Таким образом, вариации наблюдаемого наклона дифференциального спектра эмиссии Крабовидной туманности и энергии излома спектра довольно заметны. Но нет полной уверенности, что их можно отнести только к самой туманности, поскольку на некоторые результаты могло оказывать влияние излучение пульсирующего рентгеновского источника А0535+26.

Интересен также следующий факт. В спектре Крабовидной туманности наблюдается несколько изломов, в том числе при энергиях фотонных, больших 10 кэВ. Естественно, что они могут быть следствием распределения излучающих релятивистских электронов по энергиям. В стандартной упрощенной модели туманности с однородным магнитным полем силой $5 \cdot 10^{-4}$ Гаусс электроны, излучающие энергии выше 100 кэВ, имеют время жизни около 1/3 года, и для обеспечения стационарной эмиссии туманности требуется непрерывная инжекция в область, где она генерируется (размером 25"). Если инжектируемый энергетический спектр степенной, то наблюдаемая форма спектра эмиссии могла бы быть следствием не непрерывной инжекции высокоэнергичных частиц в синхротронную туманности. Для создания излома при 100 кэВ в поле $H = 5 \cdot 10^{-4}$ Гс требуется рекуррентная инжекция с временной шкалой около 70 дней.

Непрерывная инжекция частиц со степенным распределением ведет к излому спектра от α до $\alpha + \frac{1}{2}$ при влиянии синхротронных потерь. При рекуррентной инжекции спектр меняется от α до $\frac{3}{4}\alpha + 1$ на частоте излома ν (Гц) $\approx 3 \cdot 10^8 H^{-3} T^{-2}$, где H и T – время после включения инжекции в годах. При низких энергиях релятивистских электронов их время жизни больше рекуррентного времени, и дискретность инжекции на спектр не окажет влияния.

Приведенное рассмотрение показывает, что в туманности могут возникать нестационарности эмиссии, связанные с инжекцией.

Неожиданным оказался результат наблюдений ТаВ гамма лучей от Крабовидной туманности, полученный с атмосферной черенковской техникой изображений группой Уинеса (1989) с помощью 10 метрового рефлектора обсерватории Уиппла (Whipple). Наблюдения проводились в

течение 1986–88 гг. На уровне 9σ обнаружен поток $1,8 \cdot 10^{-11}$ фотон/ $\text{см}^2\text{с}$ с энергиями $0,7 \text{ ТэВ} = 7 \cdot 10^{11}$ эВ с фактором неопределенности и по потоку и энергии 1,5. Не было обнаружено вариаций этого потока в шкале времени от месяца до года. Ранее регистрировалось излучение туманности при таких энергиях фотонов как спорадическое и считалось, что оно генерируется пульсаром. В этом эксперименте было показано, что менее 25% наблюдаемого потока пульсирует с периодом PSR 0531. Не отвергая возможность непрерывной эмиссии пульсаром, авторы отдали предпочтение генерации жесткого синхротронного спектра внутри туманности за счет обратного комптоновского эффекта, возникающего при соударении релятивистских электронов с фотонами, излученными этими электронами в результате синхротронного механизма.

3. Пульсар PSR 0531+21: спектр излучения и нестационарные явления

Пульсар PSR 0531+21 в Крабовидной туманности был открыт в 1968 году. Он наблюдается в широком диапазоне длин волн: от радио до гамма, имеет период 33 мс и весьма похожую структуру импульса: главный импульс и сравнимый по амплитуде интеримпульс, разделенные по времени на $13,37 \pm 0,03$ мс или на 40,4% периода: 1/8 периода не наблюдается пульсирующей компоненты. На частотах ниже 700 МГц виден предимпульс, предшествующий главному. Импульсное излучение линейно поляризовано. Согласно данным на частоте 408 МГц (Грахам и др., 1970) степень линейной поляризации достигает 70%. Нейтронная звезда излучает в конусе с центром на магнитной оси. Из поляризационных данных следует, что магнитная ось и луч света от земного наблюдателя совпадают в некоторые мгновения по мере вращения нейтронной звезды. Тогда главный импульс ассоциируется с магнитным полюсом, а интеримпульс с противоположным магнитным полюсом. Магнитная ось почти перпендикулярна к оси вращения, лежащей в картинной плоскости туманности. Обзор радиоданных о пульсаре 0531+21 сделан в книге Манчестера и Тейлора (1980).

У всех пульсаров существуют монотонные вековые увеличения периодов, для PSR 0531+21 оно составляет $P = 4,2 \cdot 10^{-13}$ с/с. Но за два десятилетия наблюдений были зафиксированы большие скачки периода

(период уменьшается) или скорости вращения пульсара. При этом, как показали детальные измерения Лине и Притчарда (1987), после д н и й скачок 22 августа 1986 года произошел в течение часа:

$$\frac{\Delta P}{P} = -9,2 \pm 1 \cdot 10^{-9}.$$

Кривая релаксации периода описывается комбинацией двух экспоненциальных функций: с временными шкалами 2,5 дней в течение первых четырех дней и 5,5 дней за 60-дневный интервал. Скачок по величине аналогичен тому, что имел место в сентябре 1969:

$$\frac{\Delta P}{P} = -10^{-8} \text{ (Бойнтон и др., 1972).}$$

Скачки меньшей амплитуды зарегистрированы в 1971 г. в августе $\frac{\Delta P}{P} = -4 \cdot 10^{-9}$ (Нельсон, 1972) и октябре $\frac{\Delta P}{P} = -3,1 \cdot 10^{-9}$ (Папаллиос, 1972).

Наибольшая величина скачка $\frac{\Delta P}{P} = -4 \cdot 10^{-8}$ отмечена в феврале 1975 г. (Лозен, 1975 и Домински, 1983). К сожалению, начальный момент события не был зафиксирован в наблюдениях.

Недавно был обнаружен еще один вид переменности периода пульсара - синусоидальная модуляция с периодом 20 месяцев (Лине и др., 1988).

Со скачками периода пульсара коррелируют некоторые события. Так Скарги и Хариан (1970) наблюдали повышение яркости виспа, длившееся в течение 60-120 дней, после большого скачка в сентябре 1969 г. Энергия уярчения виспа оценена порядка 10^{41} - 10^{45} эрг. Однако активность не повторилась после скачков 1971 г.

Радиочастотный спектр пульсара 0531+21 на частотах, больших 100 МГц, имеет вид

$$S_p = S_0 \left(\frac{\nu}{100 \text{ МГц}} \right)^{-3,5} \quad \text{и} \quad S_0 = 10^{-25} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{Гц}} \quad (3.1)$$

Ниже 100 МГц наблюдается завал мощности импульсного излучения, который обычно объясняют рассеянием на межзвездной среде. Светимость пульсара составляет $3 \cdot 10^{30}$ эрг/с, если телесный угол, в котором сосредоточено излучение, равен 0,5 эрг. Среди импульсов хаотически случаются гигантские импульсы - приблизительно 1 на 10^4 импульсов.

Так на частоте 430 МГц гигантский импульс в 1600 раз больше среднего обычного импульса (Хейлес и др., 1970), их яркостная температура $T_B > 10^{31}$ К. В целом они вносят около 10% от полной средней энергии. Корреляции между сильным главным импульсом и сильным вторичным импульсом (или предимпульсом) не обнаружено.

Пульсар PSR 0531+21 в Крабовидной туманности систематически контролируется несколькими группами наблюдателей. Поскольку спектр очень крутой, мониторинг проводится на относительно низких частотах. Середина 1974 г. оказалась самым драматическим периодом в истории наблюдений этого объекта. Радиоастрономы из Аресибо Рэнкин, Пейн и Кэмпбелл (1974) обнаружили, что поток пульсара на 430 МГц начал стремительно падать и к концу 1974 г. едва превосходил нулевую величину. За один год его поток уменьшился, примерно, в 10 раз, и уже прогнозировали неминуемую кончину пульсара. При дальнейших наблюдениях оказалось, что в 1975 году поток возрос, в период до 1977 года его величина оставалась, в среднем, постоянной, но меньшей в два раза, чем до событий 1974 года (Рэнкин и др., 1988).

Армстронг и Колес (1978) сообщили о линейном уменьшении плотности потока пульсара, начавшемся в 1971 г., которое достигло 45% к 1975 году.

Ряд наблюдателей отмечает квазипериодическую переменность интенсивности излучения пульсара.

В ранних измерениях 1971-1973 гг. Рэнкин, Пейн и Кэмпбелл (1974) обнаружили, что на частоте 430 МГц интенсивность пульсара меняется почти в 3 раза с характерным временем флуктуаций около 30 суток. На меньших частотах (196 МГц) характерное время - 77 суток, и вариации не коррелированы с высокочастотными. Эта некоррелированность может быть объяснена, только предполагая вариации спектрального индекса.

В Крабовидной туманности известен низкочастотный компактный источник, совпадающий по положению с пульсаром. Его излучение заметно лишь на низких частотах, меньших 100 МГц, поскольку спектр довольно крутой. Многие исследователи считают, что пульсар и компактный источник - это одно и то же. Из-за рассеяния и дисперсии радиоволн в межзвездной среде пульсар становится неппульсирующим источником. Но возможна и другая точка зрения, что излучения пульсара и компактного источника совершенно различны по природе.

Экспериментально источник изучается разными методами: мерцаний на межпланетной плазме (М), при покрытии Луной (Л) и длинноволновой интерферометрии (И).

Детальные исследования радиоизлучения выполняли Боввун и Дук (1981) на частотах декаметрового диапазона, и получили спектральный индекс $\alpha = 2,09 \pm 0,04$.

В табл.3.1 приведены угловые размеры компактного источника и отношение его потока к полному потоку всей туманности, приведенные в этой работе.

Таблица 3.1

Частота, МГц	:	Отношение потоков	:	Угловой размер, сек. дуги	:	Метод
12,6		$0,7 \pm 0,2$		$3,3 \pm 2,3$		М
16,7		$0,48 \pm 0,09$		$2,5 \pm 1,7$		М
20		$0,40 \pm 0,06$		$2 \pm 1,3$		М
25		$0,33 \pm 0,04$		$1,5 \pm 1$		М

Интерферометрические измерения Мутеля и др. (1974) определили его размер равным $1'',3^{+0,23}_{-0,13}$ на частоте 26,3 МГц. С уменьшением частоты он увеличивается в соответствии с квадратичным законом, что может являться следствием рассеяния на неоднородностях межзвездной среды. Однако на самой низкой частоте 12,6 МГц возможно имеет место насыщение.

Абсолютную величину потока компактного источника можно получить, предполагая, что поток туманности на частоте 25 МГц может быть вычислен при экстраполяции хорошо известного высокочастотного спектра: $S_{25} (25 \text{ МГц}) = 3225 \text{ е.п.}$ и поток компактного источника равен $S_{\tau} (25 \text{ МГц}) = 1064 \text{ е.п.}$ Тогда спектр примет вид

$$S_{\tau} = 1064 \left(\frac{\nu}{25 \text{ МГц}} \right)^{-2,9 \pm 0,04} \text{ е.п.} \quad (3.2)$$

Существует достаточное количество данных, чтобы проанализировать его излучение в разные эпохи. Рикетт и Сейрадакис (1982) из-

меряли на частоте 74 МГц отношение потоков пульсара и туманности в период с 1971 по 1981 гг., используя метод мерцаний. Поток компактного источника линейно уменьшился с 1971 по 1975 гг. Измерения между 1977 и 1981 гг. показали, что поток оставался стационарным на уровне, достигнутом в 1975 г. и равным 85 Ян, что составляет 4,3% от потока туманности. Таким образом, современное значение потока компактного источника в 1,5–2 раза меньше, чем в 1971 году. Наблюдатели отметили, что изменение потока не может быть следствием влияния среды на распространение радиовол, так как микротурбулентность солнечного ветра не изменилась, более чем на $\pm 20\%$ за 10 лет солнечного цикла.

В табл.3.2 приведены отношения потоков компактного источника и всей туманности на близких частотах: 25 и 26,3 МГц, выполненные в период с 1969 по 1982 гг. Сравнение данных показывает, что в отличие от более высоких частот потоки на декаметрах практически постоянны и возможные изменения не превосходят 10% ошибку измерений.

Таблица 3.2

Частота, МГц	S_H / S_K	Эпоха измерений	Метод	Литература
26,3	$0,26 \pm 0,11$	1969	М	Кронин (1970)
25	$0,33 \pm 0,07$	1974	Л	Бовкун (1979)
25	$0,31 \pm 0,03$	1977	И	Бобейко (1979)
25	$0,33 \pm 0,04$	1977 и 1980	М	Бовкун (1981)
26,3	$0,25 \pm 0,06$	1982	Л	Вейсанбергер (1987)

Таким образом, если интерпретировать компактный низкочастотный источник как пульсар, то получается, что в 70-х годах его излучение не менялось в декаметровом диапазоне и резко уменьшилось на частотах, по крайней мере, меньших 74 МГц. Весьма вероятно, что все-таки нельзя отождествлять природу компактного источника с пульсаром.

Острайкер и Ганн (1969) торможение пульсара связывали с потерями энергии на излучение вращающегося в вакууме магнитного диполя

$$W_d \approx \frac{1}{6} \frac{B_0^2 \Omega^4 R^6}{c^3} \sin^2 \chi, \quad (3.3)$$

В теории Бескина, Гуревича, Истомина (1989) торможение звезды объясняется действием тока, протекающего по ее поверхности. Потери энергии складывались из двух частей: энергии, переносимой потоком частиц, и энергии электромагнитного поля

$$W \approx 0,4 \frac{B_0^2 \Omega^4 R^6}{c^3} i_0 \cos \chi, \quad (3.4)$$

где i_0 — величина тока на поверхности звезды, $i = 2 \cos \chi \frac{j''}{j_c}$, причем поток энергии электромагнитного поля полностью передается околопульсарной плазме. Таким образом, в этом случае низкочастотного излучения на частоте Ω в дипольном приближении нет.

В случае ортогональных осей $\chi = 90^\circ$ магнитодипольные потери максимальны, а токовые равны нулю. В Крабе мы имеем случай почти ортогональных осей, и поскольку имеет место торможение пульсара, то потери энергии должны расходоваться на излучение на частоте Ω . Для пульсара в Крабе они равны $W_d = L_\Omega = 5 \cdot 10^{38}$ эрг/с. В результате пространство вокруг пульсара заполнено фотонами, имеющими частоту Ω , и релятивистские электроны, инжектируемые пульсаром, в этом поле теряют энергию на обратный комптоновский эффект. При этом фотоны приобретают энергию и их частота в максимуме спектра равна

$$\nu = 2 \Omega \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2. \quad (3.5)$$

Это рассеянное поле и представляет собой излучение наблюдаемого компактного источника. Этим механизмом можно объяснить все наблюдаемые характеристики: спектр, интенсивность и угловые размеры.

Спектр пульсара. Выше приведены формулы (3.1) и (3.2), априори симирующие спектры пульсара PSR 0531+21 и компактного источника в Крабовидной туманности на радиоволнах.

Из экспериментальных данных следует, что спектр компактного источника является продолжением спектра пульсара на частотах, меньших максимума, т.е. меньших 100 МГц. На частотах около 1 ГГц плотность потока пульсара порядка 10^{-3} е.п., в интервале от 10^9 до 10^{13} Гц эк-

экспериментальные данные отсутствуют. В инфракрасной и оптической областях спектра потоки пульсара измерили Беклин и др. (1973). В этих диапазонах спектр достигает локального максимума и его спектральный индекс составляет около 0,3. Большое число измерений эмиссии пульсара выполнены в последние годы, включая область ультравысоких энергий фотонов, до 10^{16} эВ при 10^{30} Гц. Обзор этих данных будет приведен ниже.

Рентгеновское излучение пульсара PSR 0531+21 измерялось в диапазоне фотонных энергий от 2 до 50 кэВ в марте 1978 г. на спутнике OSO8 (Правдо и Серлемитсос, 1981). Излучение в этом диапазоне также сосредоточено в импульсе и интеримпульсе, весьма охладным по форме с оптическими, но в рентгене интеримпульс более интенсивный. Если в оптике отношение энергий импульса и интеримпульса составляет 0,6, то в рентгене оно более 1,1. Спектр, усредненный по фазе в течение периода, описывается простым степенным законом вида

$$\frac{dN}{dE} = (0,35 \pm 0,04) \cdot E_X^{-1,73 \pm 0,06} \frac{\text{фотон}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{кэВ}}. \quad (3.6)$$

Спектр в интервале энергий 20–250 кэВ получен Стрикманом и др. (1979):

$$\frac{dN(E_\gamma)}{dE} = (7,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-4} \left(\frac{E_\gamma}{38,2 \text{ кэВ}} \right)^{-1,96 \pm 0,05} \frac{\text{фотон}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{кэВ}}. \quad (3.7)$$

В измерениях Хамори и др. (1983) в диапазоне 20–200 кэВ форма спектра PSR 0531+21 имеет вид также степенного закона

$$\frac{dN(E_\gamma)}{dE} = (2,96 \pm 0,52) \cdot 10^{-3} \left(\frac{E_\gamma}{20 \text{ кэВ}} \right)^{-2,00 \pm 0,08} \frac{\text{фотон}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{кэВ}}. \quad (3.8)$$

Пульсирующие гамма-лучи от пульсара PSR 0531+21 измерялись в широком диапазоне энергий 0,3–30 МэВ. Наблюдения были произведены на USSR-телескопе, установленном на баллоне, в течение 30 сентября и 1 октября 1978 года (Уайт и др., 1985). Получены величины длительностей импульсов внутри периода. Абсолютное положение и разделение двух максимумов $12,9 \pm 0,3$ мс или $0,39 \pm 0,02$ по фазе, что совпадает с разделением первого и второго импульсов в оптике, ра-

дио и мягком рентгене. Ширина первого импульса составляет $2,2 \pm 0,5$ мс или $0,07$ по фазе и ширина второго – $3,3 \pm 0,5$ мс ($0,1$ по фазе). Отношение интенсивностей второго и первого импульсов определено $0,64 \pm 0,33$, интенсивность между ними составляет $0,17 \pm 0,30$ суммы интенсивностей первого и второго импульсов. Эти параметры соответствуют измеренным на спутнике COS-B. Распределение энергии в диапазоне $0,3-30$ МэВ описывается степенным законом

$$\frac{dN}{dE_{\gamma}} = 6,17 \cdot 10^{-4} E^{-2,2} \frac{\text{фотон}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{МэВ}} \quad (3.9)$$

и согласуется с данными Гразера и Шенфельда (1982) в сторону высоких энергий и Вальравена (1975) и Фисмана (1969) – в сторону низких γ -энергий. Следовательно, этот спектр может описывать распределение эмиссии в интервал энергий от $4 \cdot 10^{-2}$ до $2 \cdot 10^3$ МэВ.

Детальный анализ высоких энергий пульсирующих гамма-лучей PSR 0531+21 проведен в области энергий 50 МэВ – 3000 МэВ в течение периода 6,7 лет с 1975 по 1982 гг. (Клир и др., 1987). Наблюдения проводились со спутника COS-B. В интервале энергий 50–500 МэВ усредненная по всем наблюдениям интенсивность импульсного излучения приходится:

- 50 \pm 9% на первый импульс;
- 34 \pm 8% на второй импульс;
- 16 \pm 5% на область между первым и вторым импульсами.

Пульсирующее излучение в диапазоне энергий фотонов 50 МэВ – 3000 МэВ имеет степенное распределение

$$\frac{dN(E)}{dE} = (2,86 \pm 0,50) \cdot 10^{-7} \cdot E^{-2,00 \pm 0,10} \frac{\text{фотон}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ГэВ}} \quad (3.10)$$

Спектральные индексы отличаются для каждой характерной детали структуры:

- $\alpha = 2,08 \pm 0,13$ для первого импульса;
- $\alpha = 1,99 \pm 0,17$ для второго импульса
- $\alpha = 1,98 \pm 0,32$ для межимпульсного излучения.

Ранее Мак Брин и др. (1973) сообщали об усредненном интеграль-

ном спектре пульсара при энергиях фотонов от 1,5 кэВ до 2 ГэВ:

$$N(> E_{\gamma}) = 0,95 \cdot E_{\gamma}^{-1,08} \frac{\text{фотон}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}} \quad (3.12)$$

Фацио и др. (1972) сообщали об индикации γ -лучей с энергиями фотонов в интервале от $2,5 \cdot 10^{11}$ до $1,6 \cdot 10^{12}$ эВ в период между октябрём 1971 г. и февралём 1972 г. Средний поток γ -лучей при $E_{\gamma} = 2,5 \cdot 10^{11}$ эВ составляет $4,4 \pm 1,4 \cdot 10^{-11}$ фотон/см² с и соответствует степенному спектру со спектральным индексом $\alpha = 1,2 \pm 0,8$. Отмечены изменения потока γ -лучей, коррелирующие со скачками периода пульсара, при этом наибольшие потоки ($1,2 \pm 0,24 \cdot 10^{-10}$ фотон/см² с) длются в течение 60–120 дней. Начало периода максимальных потоков происходит через 60 дней (время задержки) после скачка. Анализ данных за 3-летний период не установил периодичности в изменениях потока γ -лучей при очень высоких энергиях фотонов до 10^{12} эВ.

Весьма необычны результаты измерений ультравысоких γ -излучений пульсара. Измерения Гибсона и др. (1982) в октябре 1981 г. излучений с энергиями $3 \cdot 10^{12}$ эВ обнаружили сильную и быструю переменность. Так поток, зарегистрированный в течение 15 минут, составлял $2,0 \pm 0,3 \cdot 10^{-10}$ фотон/см² с, а усредненный за 34 часа наблюдательного времени поток оказался порядка 10^{-11} фотон/см с.

В течение 1968–1971 и 1975–1979 гг. был измерен поток $S = 3 \pm 2 \cdot 10^{-13}$ фотон/см² с при экстремальных энергиях фотонов $E_{\gamma} \approx 10^{16}$ эВ. Дзиковским и др. (1981). В экспериментах Хаяшида и др. (1981), проведенных в 1978 и 1981 гг. в диапазоне энергий 10^{15} – 10^{16} эВ, излучения не были зарегистрированы, а достигнутый ими верхний предел потока был на порядок меньше приведенной выше величины. Не удалось зарегистрировать излучений в диапазоне энергий 10^{16} – 10^{17} эВ Крайту и др. (1981).

Исследования γ -излучений пульсара в Крабе в интервале энергий 10^{14} – 10^{16} эВ выполнены в декабре 1980 г. и феврале 1981 г. с помощью установки "летающий глаз", способной измерять энергии фотонов до 10^{20} эВ (Бине и др., 1984). При 4-х энергиях внутри этого интервала определены верхние пределы интенсивности, и только 9 декабря 1980 г. удалось зарегистрировать излучение в интервале $2 \cdot 10^{14}$

$-2 \cdot 10^{15}$ эВ с потоком $2 \cdot 10^{-12}$ фотон/см² с при $E = 10^{15}$ эВ.

Таким образом, Бине и его соавторы окончательно установили, что излучение пульсара при ультравысоких энергиях γ -фотонов является спорадическим и имеет, по-видимому, относительно пологий спектр ($\alpha < 1$) в диапазоне энергий 10^{11} – 10^{15} эВ. В связи с этим представляет особый интерес результат наблюдений ТэВ гамма-лучей группой Уикеса (1989), которые обнаружили импульсное излучение с периодом, соответствующим пульсару PSR 0531, со средним потоком порядка $4 \cdot 10^{-12}$ фотон/см² с при энергиях фотонов 0,7 ТэВ. Весьма вероятно, что источником непрерывной эмиссии туманности в этом диапазоне также является пульсар, хотя авторы отдают предпочтение генерации этого излучения внутри туманности за счет обратного комптоновского рассеяния. Не было обнаружено переменности излучения в течение периода наблюдений 1986–1988 гг. Предыдущие наблюдатели отмечали переменность, возможно, связанную со скачками периода пульсара (но с задержкой на 6 недель – Фаццо, 1972). В интервале наблюдений Уикеса, начавшегося в декабре 1986 г., не наблюдалось скачков периода пульсара. Последний скачок был в августе 1986 г. и, по-видимому, не оказал влияния на позднее наблюдавшийся поток. Поэтому становится проблематичной предполагавшаяся связь ТэВ гамма-эмиссии со скачками в периоде пульсара.

В заключение на основании данных обзора попытаемся представить спектр излучения пульсара в рентгене и гамма-диапазонах.

В табл. 3.3 приведены плотности фотонов с энергиями 1 кэВ и 1 МэВ, вычисленные по дифференциальным спектрам, содержащимся в обзоре.

Таблица 3.3

Интервал энергий	$A, \frac{\text{кэВ}}{\text{кэВ} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с}}$	$A, \frac{\text{МэВ}}{\text{МэВ} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с}}$	γ	Ссылка
2–50 кэВ	0,35	$2,6 \cdot 10^{-3}$	$1,73 \pm 0,06$	Правдо (1981)
20–250 кэВ	0,9	$1,17 \cdot 10^{-3}$	$1,96 \pm 0,05$	Стригман (1979)
20–200 кэВ	1,18	$1,18 \cdot 10^{-3}$	$2 \pm 0,08$	Хамори (1983)
0,3–30 МэВ	2,45	$0,62 \cdot 10^{-3}$	2,2	Уайт (1985)
50–3000 МэВ	0,286	$0,29 \cdot 10^{-3}$	$2,00 \pm 0,1$	Клир (1987)

По всем данным наклон спектра имеет почти одинаковую величину и среднее значение $\gamma = 2$. Существенен разброс нормированных множителем в степенном распределении, изменяющихся на порядки. Среднее дифференциальное распределение по этим данным,

$$\frac{dN}{dE} = 0,68 E^{-2} \frac{\text{фотон}}{\text{см}^2 \text{ с кэВ}}, \quad (3.13)$$

удовлетворительно описывает экспериментальные данные до энергий 1 МэВ, возможно, несколько завышая аппроксимацию при больших энергиях.

Плотность потока эмиссии пульсара равна

$$S_{\text{PSR}} = 0,45 \cdot 10^{-3} (E \text{ кэВ})^{-1} \text{ янских} \quad (3.14)$$

или в частотной шкале

$$S_{\text{PSR}} = 1,08 \cdot 10^{-6} \left(\frac{\nu}{10^{20}} \right)^{-1} \text{ янских}. \quad (3.15)$$

Этот спектр простирается от энергий фотонов порядка 1 кэВ до нескольких ГэВ, как это следует из данных Клира и др. (1987). При энергиях фотонов, больших 10^{11} эВ до 10^{15} эВ, возможно спорадическое излучение с пологим спектром ($\alpha < 1$). В области низких частот спектр должен сшиваться с данными оптических измерений.

4. Глобальный спектр излучения Крабовидной туманности

Спектр излучения Крабовидной туманности нетепловой, его интерпретация возможна на основе синхротронного механизма генерации излучения релятивистскими электронами в магнитном поле. Распределенное в туманности магнитное поле неоднородно, но его средняя напряженность, по-видимому, не превосходит $H = 5 \cdot 10^{-4}$ Гс. Экспериментальные данные о радиоспектре на частотах от 10^7 до 10^{11} Гц аппроксимируются выражением

$$S_r = 990,7 \left(\frac{\nu}{10^9} \right)^{-0,323} \text{ Ян}. \quad (4.1)$$

В субмиллиметровом диапазоне абсолютные измерения потока сделаны на ряде длин волн в интервале от 1,3 до 0,3 мм. В целом они хорошо совпадают с продолжением вышеприведенного радиоспектра. В качестве калибровочных стандартов использовались планеты Юпитер и Сатурн. Вraith (1979) калибровал антенну также по источнику с тепловым спектром W5I, в этой же работе он ввел поправку на поток, измеренный Вернером (1977), из-за неточности учета излучения периферии туманности.

В табл. 4.1 приведены потоки Краба в субмиллиметровом диапазоне, результат Вернера дан с учетом упомянутой поправки.

Таблица 4.1

λ , мм:	$l_{q\gamma}$:	S, Ян:	l_{qS} :	Эпоха:	Авторы
1,3	II,36	$194 \pm 20\%$	-23,71	1982.2	Чини и др. (1984)
1,2	II,40	$204 \pm 16\%$	-23,69	1984.4	Мещер и др. (1986)
1,0	II,48	$210 \pm 27\%$	-23,68	1975.II 1976.2	Вернер и др. (1977)
1,0	II,48	$131 \pm 32\%$	-23,88	1977.9	Вraith и др. (1979)
0,4	II,88	$158 \pm 40\%$	-23,80	1978.9	Вraith и др. (1979)
0,3	12,0	$135 \pm 30\%$	-23,87	1978.9	Вraith и др. (1979)

В дальнем ИК от 12 до 100 мкм детальные измерения проведены на Марсдене (1984) на спутнике IRAS. В этом интервале длин волн в спектре Краба четко выделен "горб", который авторы интерпретировали как тепловое излучение пыли внутри туманности с массой $5-30 \times 10^{-5} M_{\odot}$, нагретой до 70-80 К. Соответствующая избыточная светимость приблизительно равна $10^3 L_{\odot} = 3,86 \cdot 10^{36}$ эрг/с. Абсолютная калибровка проводилась по звездам ($0^m = 1,23 \cdot 10^{-23}$ Вт/м²Гц = 1230 Ян), результаты приведены в табл. 4.2.

В диапазоне "ближнего" ИК 4,75-1,25 мкм измерения проведены рядом авторов, результаты приведены в табл. 4.2. В этом диапазоне важно учитывать межзвездное поглощение, в работе Грасдалена (1979) принималось $A_{\nu} = 1,8$.

Абсолютные измерения интегрального потока Крабовидной туман -

ности в оптике проводились в ряде работ О'Делл (1962), Оке (1969), Снарги (1969) и Киршнер (1974). Результаты всех измерений хорошо описываются одним спектром с наклоном $-2,3$. Киршнер (1974) учел межзвездное поглощение, приняв $A_{\nu} = 1,6$ в соответствии с работой Миллера (1973), тогда наклон спектра изменился и показатель спектра найден равным $0,41$. Он показал, что изменение ослабления от $A_{\nu} = 1,8$ до $A_{\nu} = 1,4$ приводит к изменению наклона в видимом диапазоне от $0,17$ до $0,5$.

Таблица 4.2

λ , мкм:	$\lg \nu$	S	, Ян	$\lg s$:Эпоха:	Авторы
100	12,48	216 \pm 6%		-23,67	1983.3	Марсен и др. (1984)
60	12,70	210 \pm 1,6%		-23,68	1983.3	Марсен и др. (1984)
25	13,08	98,1 \pm 2,2%		-24,01	1983.3	Марсен и др. (1984)
12	13,40	44,1 \pm 5,9%		-24,36	1983.3	Марсен и др. (1984)
4,75	13,80	24 \pm 33%		-24,62	1965.8 1966.8	Беклин, Клейнманн (1968)
3,5	13,93	13 \pm 12%		-24,89	1967.12 1968.1-2	Ней, Стейн (1968)
2,2	14,14	7,7 \pm 6%		-25,11	1967.1 1967.3 1967.10	Беклин, Клейнманн (1968)
2,2	14,14	6,4 \pm 8%		-25,19	1967.12 1968.1-2	Ней, Стейн (1968)
2,2	14,14	10,5 \pm 5%		-24,98		Грасдален (1979)
1,65	14,26	6,0 \pm 8%		-25,22	1965.8 1966.8	Беклин, Клейнманн (1968)
1,6	14,27	9,6 \pm 5%		-25,02		Грасдален (1979)
1,55	14,29	5,1 \pm 12%		-25,29	1967.1 1967.3-10	Беклин, Клейнманн (1968)
1,25	14,38	9,2 \pm 5%		-25,04		Грасдален (1979)
0,58	14,72	1,2 \pm 8%		-25,92	1967.12 1968.1-2	Ней, Стейн (1968)

В ультрафиолете детальные исследования провел Бу (1981). Измененное им поглощение имеет величину $A_{\nu} = 1,55 \pm 0,09$ и его максимум приходится на область длин волн вокруг 2200 \AA . Бувел поглощение в

результаты оптических измерений Скаргла (1969) и измерений в ближнем ИК диапазоне Беклина, Ней (1968) и Грасдалена (1979). Ниже в табл. 4.3 приведены данные Ву (1981) и исправленные данные вышеперечисленных авторов.

Таблица 4.3

λ , мкм:	$\lg \rho$	S, Ян	$\pm \Delta S\%$	$\lg S$	Эпоха	Авторы
4,7	13,80	24,5	33	-24,61	1965.8	Беклин, Клейнманн (1968)
2,2	14,14	9,1	6	-25,04	1967.1, 3,10	Беклин, Клейнманн (1968)
1,65	14,26	7,9	8	-25,10	1965.8 1966.8	Беклин, Клейнманн (1968)
1,55	14,29	6,9	12	-25,16	1967.1, 3,10	- x -
3,5	13,93	14,1	12	-24,85	1967.12 1968.1-2	Ней, Стейн (1968)
2,2	14,14	7,6	8	-25,12	1967.12 1968.1, 2	Ней, Стейн (1968)
0,58	14,72	4,5	8	-25,35	- x -	- x -
2,2	14,14	9,1	5	-25,04		Грасдален (1979)
1,6	14,27	9,3	5	-25,03		- x -
1,25	14,38	7,8	5	-25,11		- x -
0,793	14,58	4,17		-25,38		Скаргл (1969)
0,740	14,61	5,25		-25,28		- x -
0,676	14,65	5,01		-25,30		- x -
0,603	14,70	4,57		-25,34		- x -
0,546	14,74	4,47		-25,35		- x -
0,470	14,81	4,27		-25,37		- x -
0,420	14,85	3,80		-25,42		- x -
0,348	14,94	3,89		-25,41		- x -
0,330	14,96	3,6		-25,44	1975.9 1976.3	Ву (1981)
0,250	15,08	3,27		-25,49	- x -	- x -
0,220	15,14	3,04		-25,52		- x -
0,180	15,22	2,77		-25,56		- x -
0,155	15,29	2,58		-25,59		- x -

По совокупности данных в диапазоне "ближний" ИК - ультрафиолет автор определил спектр Крабовидной туманности:

$$S_0 = 3,6 \left(\frac{\nu}{10^{15}} \right)^{-0,43} \cdot 10^{-26} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{Гц}} = 3,6 \left(\frac{\nu}{10^{15}} \right)^{-0,43} \text{ Ян.} \quad (4.2)$$

Детальные измерения в ультрафиолете в интервале длин волн от 1500 до 5000 Å показали, что существуют пространственные вариации спектрального индекса: на двух площадках вблизи центра распределения имеют вид $\lambda I_\lambda \sim \lambda^{-0,5}$ и $\lambda I_\lambda \sim \lambda^{-0,2 \pm 0,2}$ Давидсон и др. (1982).

Имеющиеся сейчас данные охватывают ближний и дальний ИК, видимый свет и ультрафиолет. Все наблюдатели считают, что спектр хорошо аппроксимируется простым степенным законом. Грасдален (1979), обобщая свои и Киршнера (1974) данные, а также Беккина и Клейн-манна (1968), Ней и Стейна (1968), получил спектр в интервале частот $10^{14} - 10^{15}$ Гц:

$$S_0 = 4 \left(\frac{\nu}{10^{15} \text{ Гц}} \right)^{-0,46} \text{ Ян.} \quad (4.3)$$

Марсден и др. (1984), комбинируя данные IRAS на 12 мкм и перечисленные выше измерения (кроме Киршнера), считают, что спектр описывается индексом $\alpha = 0,8$ в ближнем ИК, видимом и ультрафиолетовом участках спектра, и может быть представлен в виде

$$S_0 = 2,16 \left(\frac{\nu}{10^{15}} \right)^{-0,8}. \quad (4.4)$$

Обобщая эти же данные, Вольтьер (1986) считает, что спектр описывается следующим степенным законом:

$$S_0 = 1,82 \left(\frac{\nu}{10^{15}} \right)^{-0,85}, \quad (4.5)$$

По-видимому, спектр в оптике неоднороден, и это можно видеть из графика рис.4.1, построенного на основании табл.4.3, где прерывистыми линиями нанесены спектры: Grasdalen (1979), Wu (1981), Marsden (1984), Woltjer (1986); сплошная линия - продолжение радиоспектра, точечный пунктир - избыток ИК-излучения, тепловое из-

Спектр крабовидной туманности в субмиллиметровых,
ИК и Оптике

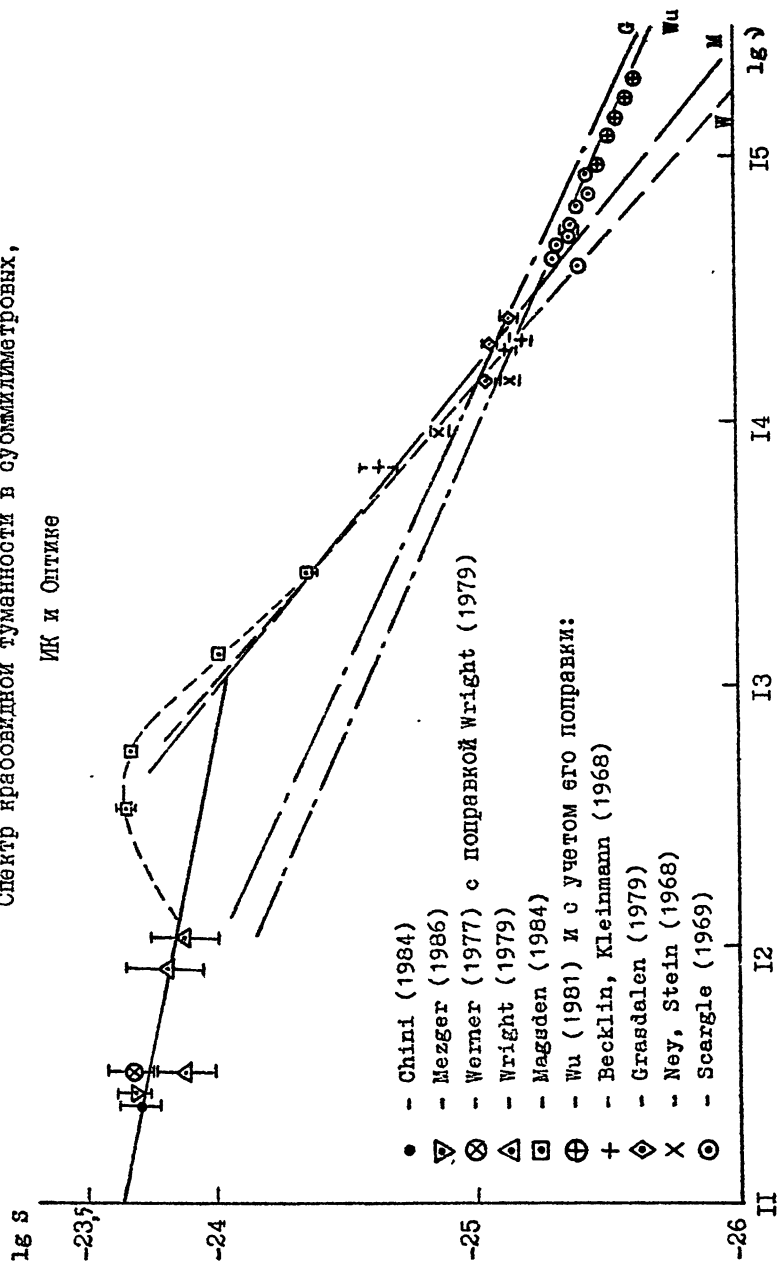


Рис. 4.1

лучение пыли внутри туманности. В интервале частот $10^{13}-10^{14}$ Гц возможен спектральный индекс $\alpha = 0,8-0,85$, в интервале $10^{14}-10^{15}$ Гц наклон спектра значительно меньше и $\alpha = 0,4-0,5$.

Таким образом, между радио- и оптическим спектром действительно существует излом на частоте $\nu_0 \sim 10^{13}$ Гц. Марсден и др. (1984) интерпретировали его как следствие синхротронных потерь излучающих релятивистских электронов.

Возможно, что существуют расхождения в оценке абсолютных величин из-за калибровок, которые все авторы делали по звездам. Так абсолютные величины потока IRAS имеют погрешность $\pm 20\%$. Тем не менее расхождение потоков, вычисленных по спектрам и измеренных, значительно больше. Это иллюстрирует табл. 4.4 потоков на $\lambda = 5354$ А, которая показывает, что существует немало вопросов в оценке скорости векового уменьшения потока при значительных расхождениях абсолютных величин потоков.

Таблица 4.4

Спектр Марсдена	Спектр Грасдалена	Спектр Волгера	Спектр Бу
3,65 Ян	5,22 Ян	2,97 Ян	4,65 Ян

В рентгеновском и гамма диапазонах сделано достаточно много измерений Крабовидной туманности, и они нуждаются в обобщении. Дифференциальный энергетический спектр рентгеновских и гамма фотонов разделяется на два участка в зависимости от того ниже или выше энергии 150 кэВ. Все данные можно представить степенным законом вида

$$\frac{dN}{dE} = A(E_{\text{кэВ}})^{-\gamma} \frac{\text{фотон}}{\text{см}^2 \text{ с кэВ}} \quad (4.6)$$

Параметры A и γ для энергий фотонов, меньших 150 кэВ, даны в табл. 4.5.

Среднее число фотонов с $E_x = 1$ кэВ равно $A = 10,5$ фотон/см²скэВ, и усредненный спектр близок по параметрам к спектру Штаттенбургга (1986). Тогда поток эмиссии в рентгене в соответствии со средним

спектром фотонов равен

$$S_{E_x} = 7,0 \cdot 10^{-3} (E_{\text{кэВ}})^{-1,12} \text{ Ян} \quad \text{или} \quad (4.7)$$

$$S_x = 1,95 \cdot 10^{-2} (10^{17})^{-1,12} \text{ Ян} . \quad (4.8)$$

Этот спектр хорошо сшивается с оптическим при частотах порядка 5×10^{16} Гц.

Ко второй группе относятся данные с энергиями от 150 кэВ до 500 МэВ. Эмиссия в соответствии с дифференциальными спектрами равна

$$S_E = 29,3 \cdot 10^{-3} (E_{\text{кэВ}})^{-1,54 \pm 0,08} \text{ Ян} \quad (4.9)$$

в интервале энергий 0,15–3 МэВ (по Джунгу),

$$S_E = 4,16 \cdot 10^{-11} (E_{\text{ГэВ}})^{-1,7 \pm 0,3} \text{ Ян} \quad (4.10)$$

в интервале энергий 50–500 МэВ (по Клиру),

$$S_E = 3,36 \cdot 10^{-6} (E_{\text{МэВ}})^{-0,88 \pm 0,93} \text{ Ян} \quad (4.11)$$

в интервале энергий 0,16–9,3 МэВ (по Мак Коннеллу).

Таблица 4.5

A	:	γ	:	Авторы	:	Эпоха измерений
10 ± 1,0		2,3 ± 0,2		Градер (1966)		10,1065
7,9 ± 1,0		2,0 ± 0,3		Риглер (1968)		12.1966 07.1067
7,1 ± 2,8		2,19 ± 0,08		Хеймес (1968)		06.1967
8,7 ± 0,5		1,93 ± 0,05		Болдт (1969)		03.1968
9,5 ± 1,0		2,08 ± 0,05		Тур (1981)		03.1972
6,4 ± 0,14		2,00 ± 0,06		Долян (1977)		03.1976
11,5		2,18 ± 0,02		Стрикман (1977)		03.1976
9,23 ± 0,01		2,13 ± 0,05		Джунг (1989)		09.1977–78
6,87 ± 0,15		2,10 ± 0,01		Правдо (1981)		03.1978
16,6 ± 4		2,3 ± 0,01		Манханда (1982)		08.1979

A	: γ	: Авторы	: Эпоха измерений
10,58 ± 0,26	2,09 ± 0,08	Хамфри (1983)	09.1980
13,5 ± 1,5	2,21 ± 0,06	Перотти (1986)	05.1980
10,9 ± 1,4	2,1	Шаттенбург (1986)	09.1979 03.1980 03.1981

В интервале энергий, большем 10 МэВ, имеются только данные из работы Клира и др. (1987), в этом интервале энергий спектральный индекс увеличен и равен $2,7 \pm 0,3$. По наклону спектра он подобен спектру Джунга при энергиях выше 150 кэВ. Следовательно, в форме спектра гамма эмиссии должен наблюдаться излом. Если справедлив спектр Мак Конелла, то спит его со спектром Клира можно только, предполагая излом при энергиях $E_\gamma \sim 3$ МэВ. Но спектральный индекс $\alpha = 1,88 \pm 0,23$ не соответствует спектру при более низких энергиях. Кроме того, спектр Джунга лучше стыкуется со спектром Клира и др. (1987) и низкочастотным спектром, если изменить его нормировку. Тогда спектр вида

$$S_{E_\gamma} = 5,32 \cdot 10^{-2} (E_{\text{кэВ}})^{-1,54} \text{ Ян} \quad (4.12)$$

удовлетворительно аппроксимирует спектр до 500 МэВ. Таким образом, спектр фотонов сверхвысоких энергий содержит еще один излом при $E_\gamma = 150$ кэВ и его изменения соответствуют $\Delta\alpha = 0,4$.

Сводка спектров синхротронного излучения Крабовидной туманности.

1. Радио ($2 \cdot 10^7$ Гц - $3 \cdot 10^{13}$ Гц)

$$S_r = 990,7 \left(\frac{\nu}{10^9}\right)^{-0,323} \text{ Ян.}$$

2. Оптика ($3 \cdot 10^{13}$ Гц - $5 \cdot 10^{16}$ Гц)

$$S_o = 1,82 \left(\frac{\nu}{10^{15}}\right)^{-0,85} \text{ Ян.} \quad (4.13)$$

3. Рентген ($3 \cdot 10^{16}$ Гц - $3 \cdot 10^{19}$ Гц)

$$S_x = 1,95 \cdot 10^{-2} \left(\frac{\nu}{10^{17}} \right)^{-1,12} \text{ Ян.}$$

4. Гамма ($3 \cdot 10^{19}$ Гц - 10^{23} Гц)

$$S_\gamma = 4,93 \cdot 10^{-6} \left(\frac{\nu}{10^{20}} \right)^{-1,54} \text{ Ян.}$$

Общий спектр Крабовидной туманности измерен в диапазоне от 10^7 до 10^{20} Гц, он непрерывен, хотя заметны четыре излома. Пространственное распределение яркости по диапазону различно: в радио, ИК и оптике, по крайней мере, до частоты 10^{14} Гц, туманности светит ся целиком; в рентгене, гамма, возможно, в ультрафиолете излучает только ее центральная часть. Судя по угловым размерам, генерация фотонов ультрафиолетовых энергий происходит внутри объема, ограниченного внутренней толстой оболочкой, известной по 3-Д структуре. Как отмечалось выше, угловые размеры этого объема являются функцией частоты и уменьшаются с ее ростом. Видны различия и в спектре излучательной способности рис.4.2, он тоже как бы состоит из двух частей: с одной стороны радио-ИК-оптика, с другой - рентген-ультрафиолет.

Спектральный индекс изменяется на $\Delta \alpha = 0,5$ между радио и оптикой на частоте 10^{13} Гц (Марсден и др., 1984). Этот факт, известный давно, является признаком потерь энергии релятивистскими электронами на синхротронное излучение. Частота перелома в спектре равна

$$\nu_b = \frac{2,63 \cdot 10^8}{H^3 t^2}, \quad (4.14)$$

где ν в Гц, H в Гс и t - время (в годах) с момента инжекции релятивистских электронов. Если инжекция началась с момента рождения туманности, т.е. 930 лет тому назад, то среднее магнитное поле в туманности должно быть $H = (2,3 - 3) \cdot 10^{-4}$ Гс. Эта величина по порядку величины близка эквиворциальному ее значению $H = 5 \cdot 10^{-4}$ Гс.

Рассмотрим излом в спектре потока Крабовидной туманности на частоте $\nu_b = 3 \cdot 10^{19}$ Гц, на границе жесткого рентгена и гамма диапазонов. Как следует из приведенных выше данных, показатель спек-

Спектр излучательной способности Краба

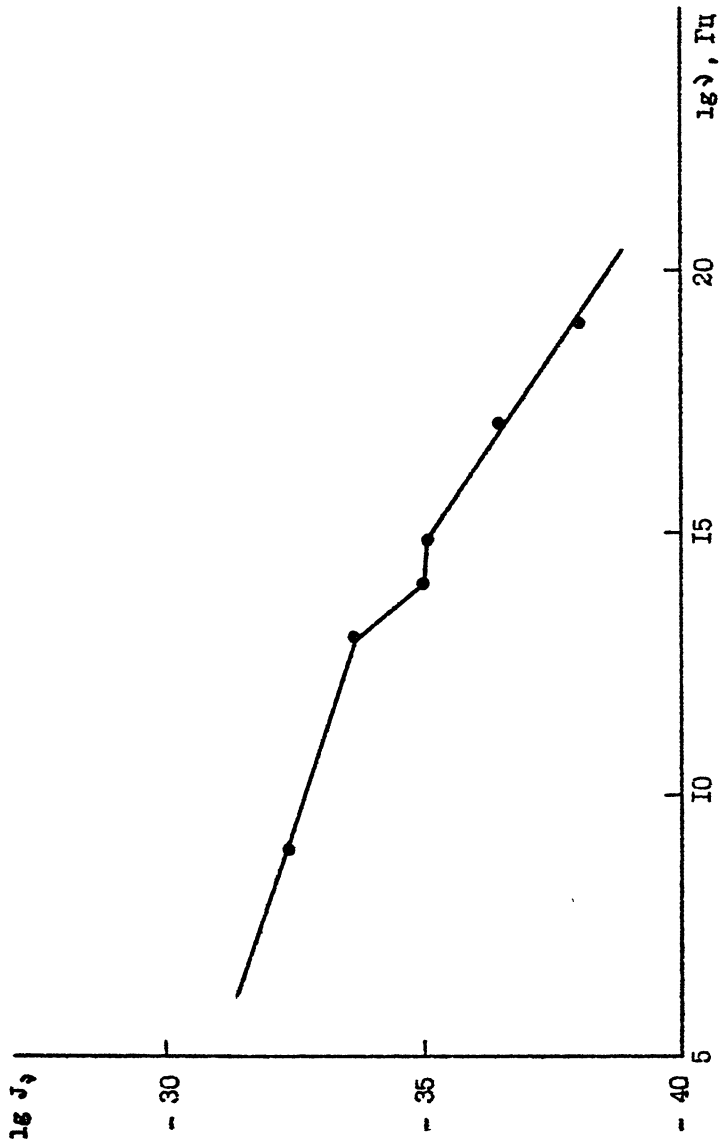


Рис. 4.2

тра меняется от $\alpha_x = 1-1,2$ в рентгене до $\alpha_\gamma = 1,54 \pm 0,08$ (Джунг) или $\alpha_\gamma = 1,7 \pm 0,3$ (Клир) в гамма участке спектра. Таким образом, излом с $\Delta\alpha = 0,5$ вполне возможен (например, $\alpha_x = 1,1$ и $\alpha_\gamma = 1,6$), и тогда этот излом объясним также потерями энергии электронов на синхротронное излучение в магнитном поле центральной части туманности.

Время жизни релятивистских электронов с момента инъекции одним, опираясь на установленную экспериментально протяженность излучающей области:

$$r = R\theta = 2,88 \cdot 10^{20} \cdot \gamma^{-1} \approx 0,148 \text{ см.} \quad (4.15)$$

Предполагая траекторию движения релятивистских электронов прямолинейной, будем считать, что размер излучающей области определяется их временем жизни, т.е.

$$t = r/c = 3,1 \cdot 10^2 \cdot \gamma^{-1} \approx 0,148 \text{ лет.} \quad (4.16)$$

При частоте перелома $\gamma = 3 \cdot 10^{19}$ Гц и времени жизни $t = 0,48$ г. среднее магнитное поле в центре туманности равно $H = 3,7 \cdot 10^{-4}$ Гс и оно несколько больше, чем среднее поле в оболочке туманности. Однако оценка по формуле (4.14) может оказаться некорректной. Дело в том, что гамма излучение туманности формируется в области с $r \approx 0,15$ пс, в окрестности пульсара и, следовательно, релятивистские электроны могут терять энергию при обратном комптоновском рассеянии на электромагнитном излучении самого пульсара. С учетом обратного комптоновского рассеяния выражение для частоты перелома в спектре примет вид

$$\gamma_b = \frac{2,63 \cdot 10^8}{(H_1^2 + 8\pi w_\phi)^2 t^2}, \quad (4.17)$$

где w_ϕ - плотность энергии излучения пульсара. Если $L = 1,5 \cdot 10^{36}$ эрг/с - светимость пульсара, то $w_\phi = L/(4\pi r^2) \approx 1,53 \cdot 10^{-9}$ и при $r = 0,14$ пс $8\pi w_\phi = 1,53 \cdot 10^{-9} \ll H^2 = 1,37 \cdot 10^{-7}$ и, следовательно, в области с $r = 0,14$ пс обратное комптоновское рассеяние еще не оказывает влияния на потери энергии излучающих частиц. Характерное

время жизни релятивистского электрона из-за синхротронного свечения в однородном магнитном поле

$$t_{1/2} = \frac{8,35 \cdot 10^9 \text{ лет}}{H_{\perp} (\text{мкГс}) E (\text{эВ})} \quad (4.18)$$

Выражая энергию $E_{эВ}$ через частоту $\nu = 4,6 \cdot 10^{-6} H (E_{эВ})^2$ Гц, получим $t_{1/2} = \frac{1,79 \cdot 10^9 \text{ лет}}{H^{3/2} \nu^{1/2}} \sim \nu^{-0,5}$. Эксперимент дает $t_{1/2} \sim \nu^{-0,148}$, т.е. более медленное убывание характерного времени с частотой. Причиной, по-видимому, является неоднородное распределение магнитного поля в центральной области источника: магнитное поле возрастает от пульсара к периферии, к внутренней оболочке. Это иллюстрирует табл.4.6 для среднего магнитного поля в области излучения.

Таблица 4.6

ν , Гц	:	r , пс	:	t , год	:	\bar{H} , Гс
10^{15}		0,57		1,86		$44,8 \cdot 10^{-4}$
10^{17}		0,29		0,94		$15,3 \cdot 10^{-4}$
10^{19}		0,15		0,48		$5,2 \cdot 10^{-4}$

Если представить $\bar{H} = H_0 (r/r_0)^{\nu}$, то $\nu = 1,6$. Джунг (1989) этот излом в спектре рентгеновского излучения объяснил рекуррентной периодической инжекцией, с периодом около 70 дней, релятивистских электронов, излучающих в среднем магнитном поле туманности $H = 5 \times 10^{-4}$ Гс.

Уточнение спектров излучения туманности и пульсара во всем электромагнитном диапазоне позволяет установить энергетические соотношения более надежно. На рис.4.3 представлен спектр Крабовидной туманности и пульсара, построенные на основании обобщенных выше данных.

График рис.4.4 импульсного излучения пульсара от полного излучения туманности как функция энергии фотонов построен в интервале энергий от 1 кэВ до 10 ГэВ как аппроксимация экспериментальных данных. При его построении были использованы следующие работы:

Глобальный спектр красновидной туманности

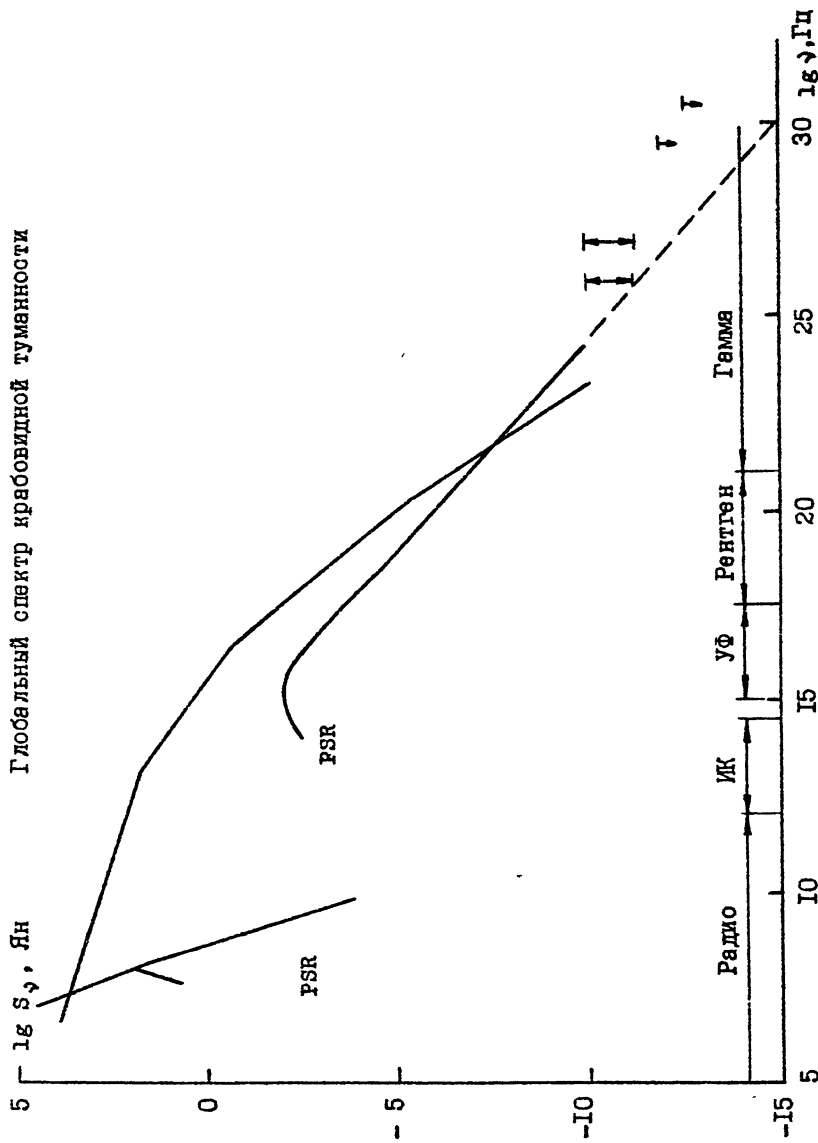


Рис. 4.3

Доля импульсного излучения туманности как функции энергии фотонов

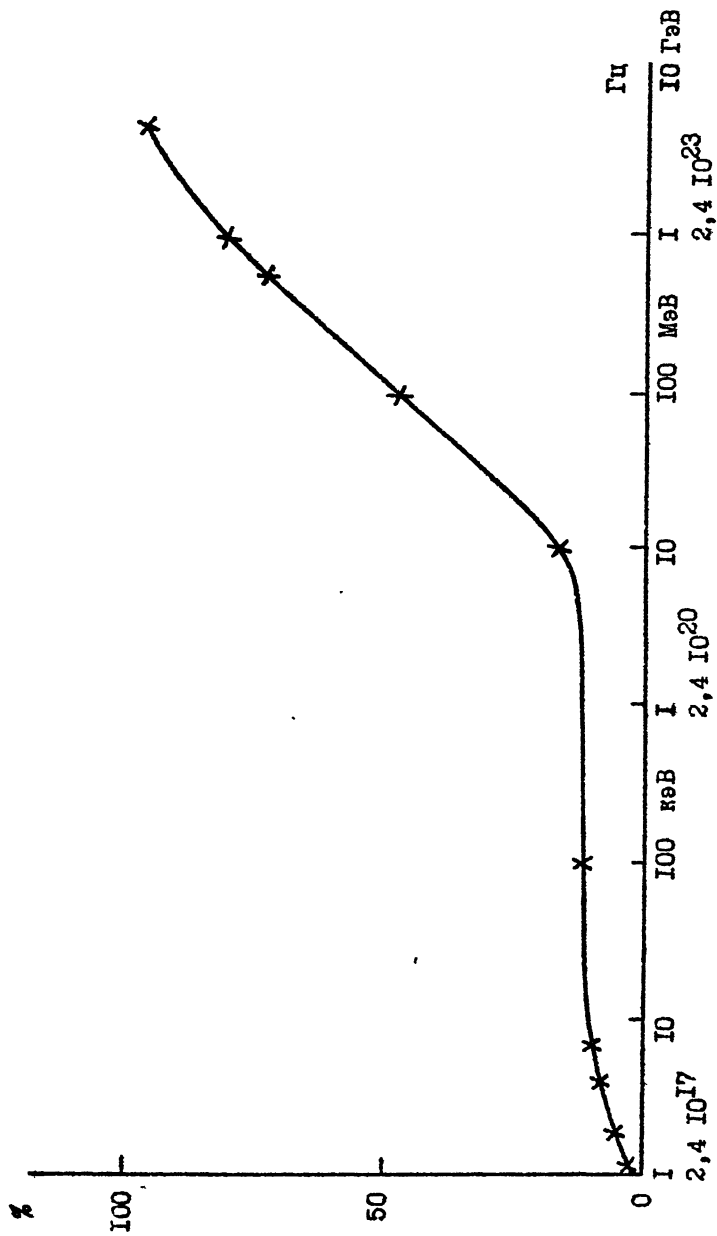


Рис. 4.4

Clear J. et al. (1987), Boldt E.A. et al. (1969), Bradt H. (1969), Ducros G. et al. (1970), Berthelsdorf R. (1973), Manchanda R.K. et al. (1982), Zimmermann H. (1974), Brini D. et al. (1971), Tuohy I.R. (1971), Rappaport et al. (1975), Floyd F.W. et al. (1969).

Из графика видно, что до энергий 10 МэВ доля импульсного излучения не превосходит 15%, а при энергиях, больших 100 МэВ, в эмиссии туманности превалирует излучение пульсара.

Энергетические соотношения в туманности приведены в табл. I-4. Светимость Крабовидной туманности во всем электромагнитном диапазоне составляет $3,1 \cdot 10^{37}$ эрг/с, что не превышает 10% энергии, получаемой нейтронной звездой из-за замедления вращения.

Светимость пульсара $1,5 \cdot 10^{36}$ эрг/с равна 5% от светимости туманности. При ультравысоких энергиях фотонов $10^{12}-10^{16}$ эВ спорадическая эмиссия имеет светимость 10^{35} эрг/с или 10% от стационарной светимости.

Таблица 4.7
Светимость пульсара ($R = 2$ крс) по диапазонам

Диапазон	Светимость, эрг/с	Примечание
Радио	$40,1 \cdot 10^{30}$	Компактный источник (от 12 МГц и выше)
Радио	$2 \cdot 10^{30}$	Частоты выше 100 МГц
Оптика	$7 \cdot 10^{34}$	Частоты $10^{14}-10^{16}$ Гц
Рентген и гамма	$1,36 \cdot 10^{36}$	Частоты $10^{17}-10^{24}$ Гц
Гамма	$0,1 \cdot 10^{36}$	Спорадическая эмиссия Частоты $10^{26}-10^{30}$ Гц

Таблица 4.8
Светимость Крабовидной туманности ($R = 2$ крс) по диапазонам

Диапазон	Светимость, эрг/с	Примечание
Радио	$0,57 \cdot 10^{36}$	Частоты 10^7-10^{13} Гц
ИК	$3,86 \cdot 10^{36}$	Тепловой спектр излучения пыли

Диапазон	: Светимость, эрг/с	: Примечание
Оптика	$8,5 \cdot 10^{36}$	Частоты $10^{13} - 10^{16}$ Гц
Рентген	$4 \cdot 10^{36}$	Тепловой спектр (0,5-3,5 кэВ)
Рентген	$10,1 \cdot 10^{36}$	Частоты $10^{16} - 10^{19}$ Гц
Гамма	$2,42 \cdot 10^{36}$	Частоты $10^{19} - 10^{23}$ Гц

Таблица 4.9

Энерговыведение в Крабовидной туманности

Объект	: Светимость, эрг/с	: Примечание
PSR	$1,5 \cdot 10^{36}$	
PSR	$0,1 \cdot 10^{36}$	Спорадическая светимость
Туманность	$31,0 \cdot 10^{36}$	Светимость туманности и пульсара
Туманность	$29,4 \cdot 10^{36}$	Светимость туманности
Туманность	$21,6 \cdot 10^{36}$	Синхротронная светимость
Туманность	$7,86 \cdot 10^{36}$	Тепловая светимость
PSR	$(3-5) \cdot 10^{38}$	Потери энергии вращения пульсара (100)

Таблица 4.10

Энергетические соотношения в туманности

Отношения	: Величины, %
<u>Светимость туманности и PSR</u>	8,0
Потери энергии PSR	
<u>Светимость PSR</u>	5
Светимость туманности	
<u>Светимость PSR</u>	7
Синхротронная туманность	
<u>Спорадическая светимость</u>	10
Светимость PSR	
<u>Светимость туманности (тепловая)</u>	36
<u>Светимость туманности (синхротронная)</u>	

З а к л ю ч е н и е

В обзоре было уделено основное внимание изучению Крабовидной туманности, пульсара и компактного источника в непрерывном спектре во всем диапазоне электромагнитных волн вплоть до предельно высоких частот $\sim 10^{30}$ Гц, а также изменчивости этого излучения. Измерения в линиях рассматривались в диапазоне мягкого рентгена с целью диагностики механизма. Ниже коротко суммированы основные результаты, характеризующие современное состояние проблемы.

В излучении пульсара PSR 0531+21 катастрофические события наблюдались в радиодиапазоне. Амстронг и Колас (1978), Рикетт и Сейрадакис обнаружили линейное двухкратное падение плотности потока с 1971 по 1975 гг., при этом в 1975 г. и позднее поток оставался стационарным. Рэнкин и др. (1988) проследили, что в течение 1974 года поток уменьшился в 10 раз и почти достиг нулевого уровня, в 1975 г. поток возрос, но оказался в 2 раза меньше, чем до 1974 г. В 1971-74 гг. отмечались значительные квазипериодические изменения интенсивности с периодом 1-2 месяца. В те же годы по измерениям на волнах декаметрового диапазона поток компактного источника не изменялся, что возможно является следствием не тождественности этого источника и пульсара.

В диапазонах рентгеновских- и гамма-лучей имеются данные о распределении потока для энергий фотонов от 1 кэВ до 3 ГэВ, свидетельствующие о степенном характере спектра. Все авторы приводят почти одинаковую величину спектрального индекса $\gamma \approx 2$, но интенсивности различаются почти на порядок. Вместе с тем в течение длительных измерений не обнаружена изменчивость эмиссии пульсара: с 1975-1982 гг. (Клир и др., 1987) в интервале энергий 50-3000 МэВ, с 1986-1988 гг. (Уикес, 1989) при энергиях фотонов $7 \cdot 10^{11}$ эВ. Фацио и др. (1972) отмечали изменение γ -потока, коррелирующее со скачками периода пульсара. При ультравысоких энергиях γ -фотон 10^{14} - 10^{16} эВ эмиссия пульсара спорадическая (Бине и др., 1984). Спектр Крабовидной туманности измерен во всем диапазоне электромагнитных волн вплоть до частот порядка 10^{23} Гц. На волнах радио, субмиллиметровых, ближнего ИК до частот $\sim 10^{13}$ Гц, он хорошо ап -

проксимируется степенной зависимостью со спектральным индексом $\alpha = 0,323$. В оптике спектр сложный - в интервале частот 10^{13} - 10^{14} Гц наклон спектра увеличивается: $\alpha = 0,8-0,85$, (Марсден и др., 1984), а в интервале 10^{14} - 10^{15} Гц он значительно меньше: $\alpha = 0,4-0,5$ (Бу, 1981). Попытка Вольтера (1986) представить спектр в оптике одним степенным законом противоречит наблюдениям в ультрафиолете (Бу, 1981). В дальнем ИК обнаружено избыточное излучение, имеющее тепловой спектр со светимостью $10^3 L_{\odot}$, которое авторы интерпретировали как тепловое излучение пыли внутри туманности (Марсден и др., 1984).

Пространственное распределение яркости в радио, ИК и оптике, по крайней мере, до частот 10^{14} Гц совпадает: туманность светится целиком, в рентгене, гамма, возможно, ультрафиолете светится только ее центральная часть, внутри объема, ограниченного толстой внутренней оболочкой. Мощный источник нетеплового рентгеновского излучения расположен в центре туманности, его угловые размеры являются степенной функцией энергии фотона (Ку и др., 1976). За пределами этого источника ($60''$) обнаружено мягкое рентгеновское излучение $E_x = 0,5-3$ кэВ в виде уярченной оболочки, диаметром $7'$. Остается нерешенной проблема происхождения этого излучения. Шаттенбург и др. (1980) не обнаружили рентгеновских линий высокоионизированных элементов, и по этой причине отвергают существование 10% излучения тепловой плазмы, считая, что рентгеновский поток формируется при рассеянии X-лучей из центральной части источника на межзвездной пыли. Гордон и др. (1989), исследуя спектроскопию волокон в оптике, пришли к выводу, что волокна окружены высокоионизированной средой, преимущественно гелием, с общей массой $7 M_{\odot}$, и поэтому в рентгене мягкий спектр может генерировать высокотемпературная гелиевая плазма. Некоторые исследователи считают, что оба механизма в равной степени ответственны за эту эмиссию.

В рентгене и гамма диапазонах спектр центрального источника измерен при энергиях фотонов от 1 кэВ до 500 МэВ, в целом соответствует степенному, но при энергиях $E_x = 130-150$ кэВ имеет излом.

Уинес (1989) обнаружил эмиссию туманности при энергиях 0,7 ТэВ, попадающую за пределы степенной зависимости. В интервале энергий 2-150 кэВ средняя величина спектрального индекса равна $\gamma_4 = 2,11 \pm$

$\pm 0,06$, при больших энергиях (до 500 МэВ) спектр более крутой $\chi_2 = 2,56$. Стрикман и др. (1979) и Хэзингер (1984) обнаружили излом при энергиях около 80 кэВ, но, в частности, Долан (1977) относит его за счет методических ошибок, связанных с коррекцией на поглощение. Общий спектр туманности в диапазоне $10^7 - 10^{20}$ Гц непрерывен, хотя заметны четыре излома. В общем спектр нетепловой, и его интерпретация возможна на основе синхротронного механизма генерации и излучения релятивистскими электронами в магнитном поле. Распределенное в туманности магнитное поле неоднородно, его средняя величина $H = 2,3 \cdot 10^{-4}$ Гс, в центральной части оно больше и возрастает от пульсара к периферии, достигая $4-5 \cdot 10^{-3}$ Гс. Вследствие потерь энергии релятивистских электронов на синхротронное излучение в магнитном поле спектральный индекс меняется на $\Delta\alpha = 0,5$ на частотах 10^{13} Гц и $3 \cdot 10^{19}$ Гц. По-видимому, общий спектр можно представить, и это хорошо видно по частотному распределению излучательной способности, как двухкомпонентный: излучение в радио, ИК и оптике всей туманности и излучение в рентгене и гамма центральной части. Оба спектра сшиваются в ультрафиолете и этим объясняются особенности распределения интенсивности в оптике. Уточнение спектра туманности компактного источника и пульсара позволили получить энергетические характеристики на современную эпоху. В результате длительных многочастотных измерений с 1955 по 1990 гг. получено эволюционное уменьшение светимости и потока Крабовидной туманности на радиоволнах, составляющее 0,15% в год. Вместе с тем были обнаружены быстрые значительные изменения потока и наклона спектра, начавшиеся после 1975 г. и продолжавшиеся в течение 10-летнего интервала (Иванов, Станевич, 1987). В оптике на $\lambda = 5354 \text{ \AA}$ среднее вековое уменьшение потока составило 0,27% в год (Верон-Сетти, 1988), по-видимому, также имели место быстрые изменения интенсивности (Давидсон, 1987). Интересный эффект обнаружен Давидсоном (1987) и Мак Алпине и др. (1989): увеличение со временем эквивалентной ширины линии $[\text{OIII}] \lambda \lambda 4959 \text{ и } 5007 \text{ \AA}$, которое авторы объясняют медленным уменьшением интенсивности непрерывного излучения туманности. Джуктом (1989) в наблюдениях 1977; 1978 гг. обнаружена 6-месячная изменчивость потоков, наклона и энергии излома в спектре: в интервале энергий 15 кэВ-2,3 МэВ вариации эмиссии не превосходят 7%, при

больших энергиях (I35 кэВ-2,8 МэВ) могут достигать 25%. В целом быстрая изменчивость излучения обнаружена у туманности, компактного источника и пульсара. Она замечена во всех частотных диапазонах, но еще недостаточно данных, чтобы установить коррелированность отдельных событий. Если пульсар является источником энергии для туманности, то несомненно, что нестационарность излучения туманности является следствием катастрофических событий с пульсаром.

Л и т е р а т у р а

- I. Boynton P.E., Groth E.J., Hutchinson D.P., Nanos G.P., Partridge R.B., Wilkinson D.T.// *Astrophys.J.*- 1972.- V.175.- P. 217.
2. Lohsen E.// *Nature.*- 1975.- V.258.- P. 688.
3. Lyne A.G., Pritchard // *MNRAS.*- 1987.- V.229.- P. 223.
4. Armstrong J.W., Coles W.A.// *Astrophys.J.*-1978.-V.220.-P. 346.
5. Rickett B.J., Seiradakis J.H.// *Astrophys.J.*-1982.-V.256.-P.612.
6. Барабанов А.П., Иванов В.П., Малышев И.А., Станкевич К.С., Столяров С.П.//*Астрон.ж.* - 1987. - Т.64. - С.280-290.
7. Шкловский И.С. Сверхновые звезды. - М.: Наука, 1976.
8. Pacini F., Salvati M.// *Astrophys.J.*-1973.-V.186.- P. 249.
9. Reynolds S.P., Chevalier R.A.// *Astrophys.J.*-1984.-V.278.-P.630.
10. Bandiera R., Pacini F., Salvati M.//*Astrophys.J.*-1984.-V.285.- P. 134.
- II. Станкевич К.С., Иванов В.П., Торхов В.А.//*Астрон.ж.* - 1973. - Т.50. - С.645.
12. Виняйкин Е.Н., Разин В.А.//*Астрон.ж.* - 1979. - Т.56. - С.913.
13. Иванов В.П., Бубукин И.Т., Станкевич К.С.//*Пишма в Аж.* - 1982. - Т.8. - С.83.
14. Иванов В.П., Барабанов А.П., Станкевич К.С., Столяров С.П.// *Астрон.ж.* - 1982. - Т.59. - С.963.
15. Aller H.D., Reynolds S.P.// *Astrophys.J.*- 1985.-V.293.-P.L73.
16. Ivanov V.P., Stankevich K.S.//*Austr.J.Phys.*-1987.-V.40.-P.801.
17. Rankin J.M., Rayne R.R., Campbell D.B.//*Astrophys.J.*-1974.-V.193.
18. Rankin J.M., Campbell D.B., Isaacman R.B., Rayne R.R. P.L71. *Astron.Astrophys.*- 1988.- V.202.- P. 166.
19. Lyne A.G., Pritchard R.S., Smith F.G.// *MNRAS.*- 1988.- V.233. P. 667.

20. Groth E.J.// *Astrophys.J.*- 1975.-Suppl.29.- P. 453.
21. Lohsen E.// *Nature.*- 1975.- V.258.- P. 688.
22. Deminski M., Proszynski M.// *MNRAS.*- 1983.-V.202.- P. 437.
23. Bovkoon V.P., Zhouck I.N.// *Astroph.Space Sci.*-1981.-V.79.P181.
24. Cronyn W.// *Science.*- 1970.-V. 168.- P. 1453.
25. Weisenberger A.G., Phillips J.A., Gottesman S.T., Carr D.// *PASP.*- 1987.- V.99.- P. 387.
26. Бобкыи В.И.//*Астроф.ж.* - 1979. - Т.56. - С.699.
27. Bobeiko A.L.,Bovkoon V.P., Braude S.Ya., Megn A.V., Sergienko Yu.Yu.// *Astrph.Space Sci.*-1979.- V.66.- P. 211.
28. Hameury J.M., Boclet D., Durouchoux Ph., Cline T.L., Paciesas W.S., Taegarden B.J., Tueller J., Haymes R.C.// *Astrophys.J.*- 1983.- V.270.- P. 144.
29. Strickman M.S., Johnson W.N., Kurfess J.D.// *Astroph.J.(Lett).* - 1979.- V.230.- P.L15.
30. Leventhal M., MacCallum G., Watts A.// *Astroph.J.*-1977.-V.216. P. 491.
31. Ling J.C., Mahoney W.A., Willett J.B., Jacobson A.S.// *Astroph. J.*- 1979.- V.231.- P. 896.
32. McConnell M.L., Dunphy P.P., Forrest D.J., Chupp E.L.,Owens A. // *Astrophys.J.*- 1987.- V.321.- P. 543.
33. Owens A., Myers R.M., Thompson M.G.// *Proc.19th Intern.Cosmic. Ray Conf.La Jolla.*- 1985.- V.1.- P. 145.
34. Perotti F.// *Astrophys.J.*- 1986.- V.300.- P. 297.
35. Graser U.,Schönfelder V.//*Astroph.J.*-1982.-V.263.-P. 677.
36. Jung G.V.,// *Astrophys.J.*- 1989.- V.338.- P. 972.
37. McBrecn B., Ball Jr.S.E.,Campbell M., Greisen K.,Koch D.// *Astrophys.J.*- 1973.- V.184.- P. 571.
38. Gibson A.I., Harrison A.B., Kirkman I.W., Lotts A.P., Macrae J.H., Orford K.J., Turver K.E., Walmsley M.// *Nature.*-1982.- V. 296.- P. 833.
39. Dzikowski T., Gawin J., Grocholska B., et al.// *Proc.17th Intern.Cosmic Ray Conf.*- 1981.- V.1.- P. 8.
40. Graig M.A.B., Orford K.J., Turver K.E., Weekes T.S.// *Proc. 17th Intern.Cosmic Ray Conf.*- 1981.- V.1.- P. 3.
41. Boone J., Cady R., Cassidy G.L., Elbert J.W., Loh E.G., Sokolsky P., Steck D., Wasserbaech S.// *Astropys.J.*- 1984.- V.285.- P. 264.

42. Papaliolios C., (1972) ЧАСТНОЕ СООБЩЕНИЕ ID Nelson J.(1972)
В СТАТЬЕ G.G.Fazio И ДР. 1972, Astrophys.J.,V.175,L.117.
43. Fazio G.G., Helmken H.F., O.Mongain E., Weekes T.C.//Astrophys.
J.- V.175, P. L117.- 1972.
44. Toor A., Seward F.D.// Astron.J.- 1974.- V.79.- P. 995.
45. Dolan J.F., Crannell C.J., Dennis B.R., Frost K.J., Maurer G.S.
Orwig L.E.// Astrophys.J.- 1977.- V.217.- P. 809.
46. Strikman M.S., Johnson W.N., Kurfess J.D.// Astrophys.J.-
1979.- V.230.- P. L15.
47. Laros J.G., Matteson J.L., Pelling R.M.// Nature Phys.Sci.-
1973.- V.246.- P. 109.
48. Scargle J.D., Harlan A.E.// Astrophys.J.Lett.- 1970.- V.159.-
P. L143.
49. Lyne A.G., Pritchard R.S., Smith F.G.// MNRAS.- 1988.- V.233.-
P. 667.
50. Hasinger G.// MPE Rept.- 1984.- P. 186.
51. Pravdo S.H., Serlemitsos P.J.// Astrophys.J.- 1981.- V.246.-
P. 484.
52. White R.S., Sweeney W., Tümer T., Zych A.// Astrophys.J.-
1985.- V.299.- P. L23.
53. Walraven G.D., et al.// Astrophys.J.- 1975.- V.202.- P. 502.
54. Fishman G.J., et al.// Astrophys.J.Lett.- 1969.- V.158.-P.L61.
55. Clear J., Bennett K., Buccheri R., Grenier I.A., Hermsen W.,
Mayer-Hesselwander H.A., Sacco B.// Astron.Astrophys.- 1987.-
V.174.- P. 85.
56. Wolff R.S., Kestenbaum H.L., Ku W., Novick R.// Astrophys.J.
Lett.- 1975.- V.202.- P.L15.
57. Kestenbaum H.L., Novick R., Ku W., Wolff R.S.// Astrophys.J.
Lett.- 1975.- V.202.- P.L21.
58. Brinkmann W., Aschenbach B., Langmeier// Nature.- 1985.-
V.313.- P. 662.
59. Woltjer L., Veron-Cetty M.P.// Astron.Astrophys.- 1987.-
V.172.- P.L7.
60. Toor A., Palmieri T.M., Seward F.D.// Astrophys.J.- 1976.-
V.207.- P. 96.
61. Veron-Cetty M.P., Woltjer L.// Astron.Astrophys.- 1988.-
V.201.- P.L27.

62. Woltjer L.// Bull.Astron.Inst.Neth.- 1957.-V.13.- P.301.
63. O'Dell C.R.// Astrophys.J.- 1962.- V.136.- P. 809.
64. Kirchner R.P.// Astrophys.J.- 1974.- V.194.- P. 323.
65. Davidson K.// Astron.J.- 1987.- V.94.- P. 964.
66. Woltjer L.// "High Energy Phenomena Around Collapsed Stars", ed. F.Pacini, Reidel.- 1986.- P. 209.
67. Marsden P.L., Gillett F.C., Jennings R.E., Emerson J.P., De Jong T., Olnon F.M.// Astrophys.J.- 1984.- V.278.- P.L29.
68. Mezger P.G., Tuffs R.J., Chini R., Kreysa E., Gemünd H.P.// Astron.Astrophys.- 1986.- V.167.- P. 145.
69. Manchanda R.K., Bazzaho A., Padula C.D., Polcaro V.F., Ubertini P.// Astrophys.J.- 1982.- V.252.- P. 172.
70. Wu C.C.// Astrophys.J.- 1981.- V.245.- P. 581.
71. Davidson K., Gull T.R., Maran S.P., Stecher T.P., Fesen R.A., Parise R.A., Harvel C.A., Kafatos M., Trimble V.L.//Astrophys. J.- 1982.- V.253.- P. 696.
72. Rankin J.M., Payne R.R., Campbell D.B.// Astrophys.J.-1974.- V.193.- P. L71.
73. Манчестер Р., Тейлор Дж. Пульсары. - М.: Мир, 1980.
74. Mutel R.L., Broderick J.J., Carr T.D., Lynch M., Desch M., Warnock W.W., Klemperer W.K.// Astrophys.J.- 1974.- V.193.- P. 279.
75. Becklin E.E., et al.// Astrophys.J.- 1973.- V.186.- P. L137.
76. Boldt E.A., Desai U.D., Holt S.S., Serlemitsos P.J., Silverberg R.F.// Nature.- 1969.- V.223.- P. 280.
77. Bradt H., Rappaport S., Mayer W., Nather R.E., Warner B., MacFarlane M., Kristian J.// Nature.- 1969.- V.222.- P.728.
78. Brini D., Cavani C., Frontera F., Fuligni F.// Nature Phys. Sci.- 1971.- V.232.- P. 79.
79. Berthelsdorf R., Linke R.A., Novick R., Weisskopf M.C., Wolff R.S.// Astrophys.Lett.- 1973.- V.14.- P. 171.
80. Ducrus G., Ducrus R., Rocchia R., Tarrius A.// Nature.- 1970.- V.227.- P. 152.
81. Floyd F.W., Glass I.S., Schnopper H.W.// Nature.- 1969.- V.224.- P. 50.
82. Rappaport .S.,Bradt,H.,Mayer W.//Nature Phys.Sci.-1971.- V.229.- P. 40.

83. Tuohy I.R., Harries J.R., Luyendyk A.P., Broderick A.J., Fenton K.B.//12-th Intern.Cosmic Ray Conf.- 1971.-V.1.-P.13.
84. Zimmermann H.U.// Astron.Astrophys.- 1974.- V.34.- P. 305.
85. Ricker G.R., Scheepmaker A., Ryckman S.G., Ballantine J.E., Doty J.P., Downey P.M., Lewin W.H.G.// Aph.J.(Letters).- 1975.- V.197.- P.L83.
86. Fukada Y., Hayakawa S., Kasahara I., Makino F., Tanaka Y., Akiyama H., Matsuoka M., Nishimura J.// Nature.-1975.- V.255.- P. 465.
87. Ku W., Kestenbaum H.L., Novick R., Wolff R.S.// Aph.J.-1976.- V.204.- P.L77.
88. Harnen F.R., Seward F.D.// Aph.J.- 1984.- V.283.- P. 279.
89. Charles P.A., Culhana J.L.//Aph.J.Lett.-1977.- V.211.- P. 23
90. Henry R.B., MacAlpine G.M.// Aph.J.- 1988.- V.329.- P. 693.
91. MacAlpine G.M., McGaugh S.S., Mazzarella J.M.// Aph.J.-1989.- V.342.- P. 364.
92. Nomoto K.// The Crab Nebula and Related Supernova Remnants. Ed.Kafatos and Henry R.Cambridge, 1985, 97 P.
93. Scargle J.D.// Aph.J.- 1969.- V.156.- P. 401.
94. Riegler G.R., Boldt E., Serlemitsos P.// Aph.J.Lett.- 1968.- V.153.- P.L95.
95. Boldt E.A., Desai U.D., Halt S.S.// Aph.J.- 1969.- V.156.- P. 427.
96. Haymes R.C., Ellis D.V., Fishman G.J., Kurfess J.D., Tucker W.H.// Aph.J.- 1968.- V.151.- P. L9.
97. Grader R.J., Hill R.W., Seward F.D., Toor A.// Science.- 1966.- V.152.- P. 1499.
98. Peterson L.E., Jacobson A.S., Pelling R.M.// Phys.Rev.Lett.- 1966.- V.16.- P. 142.
99. Schattenburg M.L., Canizares C.R.// Aph.J.- 1986.- V.301.- P.759.
- 100.Schattenburg M.L., Canizares C.R., Berg C.J., Clark G.W., Markert T.H., Winkler P.F.// Aph.J.- 1980.- V.241.- P.L151.
101. Chevalier R.A.// Ann.Rev.Astr.Ap.- 1977.- V.15.- P.175.
- 102.Heiles C., Campbell D.B., Rankin J.M.// Nature.- 1970.- V.226.- N.5245.- P. 529.

103. Weekes T.C., Cawley M.F., Fegan D.J., Gibbs K.G., Hillas A. M., Kwok P.W., Lamb R.C., Lewis D.A., Macomb D., Porter N.A. Reynolds P.T., Vacanti G.// *Aph.J.*- 1989.- V.342.- P. 379.
104. Van den Bergh S., Pritchett Ch.J.// *Nature.*- 1986.- V.321.- P. 46.
105. Van den Bergh S., Pritchett Ch.J.// *Aph.J.*- 1989.- V.342.- P. L69.
106. Grasdalen G.L.// *PASP.*- 1979.- V.91.- P. 436.
107. Miller J.S. // *Aph.J.*- 1968.- V.180.- P. L83.
108. Becklin E.E., Kleinmann D.E.// *Aph.J.*- 1968.- V.152.- P.L25, P. 2.
109. Ney E.P., Stein W.A.// *Aph.J.*- 1968.- V.152.- P. L21.
110. Chini R., Kruza E., Mezger P.G., Gemünd H.D.// *Astron. Astrophys.*- 1984.- V.137.- P. 117.
111. Oke J.B.// *Aph.J.*- 1969.- V.156.- P. L49.
112. Sneden C., Gehrz R.D., Hackwell J.A., Jork D.G., Snow T.P. // *Aph.J.*- 1978.- V.223.- P. 168.
113. Werner M.W., Neugebauer G., Houck J.R., Hauser M.G.// *PASP.*- 1977.- V.89.- P. 127.
114. Wright E.L., Harzer D.A., Mildnerbrand R.H., Keene J., Whitcomb S.E.// *Nature.*- 1979.- V.279.- P. 703.
115. Wu C.C.// *Aph.J.*- 1981.- V.245.p 581.
- II6. Бескин В.С., Гуревич А.В., Истомин Я.Н. Проблемы теоретической физики и астрофизики//Сб.статей, посвященный 70-летию В.Л.Гинзбурга. - М.: Наука, 1989. - С.551-593.
117. Ostriker J.P., Gunn J.E.// *Astrophys.J.*- 1969.- V.157.- P. 1395.

Дата поступления статьи
9 января 1992 года

О г л а в л е н и е

	стр.
В в е д е н и е	3
1. Векное и спорадическое изменение излучения туманности.....	4
2. Структура и эмиссия туманности в рентгене и гамма диапазонах.....	12
3. Пульсар PSR 0531+21: спектр излучения и нестационарные процессы.....	22
4. Глобальный спектр излучения Крабовидной туманности.....	32
З а к л ю ч е н и е	49
Л и т е р а т у р а	52

ЭНЕРГЕТИКА ИЗЛУЧЕНИЙ КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ

Подписано в печать 10.02.92 г. Формат 60x84/16.
Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 3,85 усл.п.л.
Заказ 5231. Тираж 100. Бесплатно.

Отпечатано на ротационной НИРФИ