

Министерство высшего и среднего специального образования РСФСР

Горьковский ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиопизический институт (НИРФИ)

П р е п р и н т № 172

ЭВОЛЮЦИЯ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ

Е.Н. Виняцкий

Горький 1983

Приведены новые данные о вариациях плотности потока радиоизлучения Крабовидной туманности на частоте 927 МГц, которые с учётом ранее полученных данных приводят к следующей картине векового изменения потока радиоизлучения этого объекта. Происходит медленное уменьшение со средним темпом $\sim 0,13\%$ в год, сопровождавшееся случайными вариациями величиной $\sim (1 - 3)\%$ с характерным временем в несколько лет. Выполнен расчет эволюции плотности потока излучения расширяющегося с постоянной скоростью однородного остатка сверхновой с учетом переменной инжекции релятивистских электронов и генерации магнитного поля в предположении, что выполняется условие адиабатического инварианта. Наблюдаемая средняя скорость уменьшения плотности потока радиоизлучения свидетельствует о том, что Крабовидная туманность находится в фазе эволюции с сохранением полной магнитной энергии, т.е. $B \propto t^{-3/2}$. При этом энергетический спектр радиоизлучающих частиц $N(E, t) \propto t^{1-3/2} \times E^{-\gamma}$, а плотность потока радиоизлучения $S_j(t) \propto t^{-\frac{3}{8}(3\gamma-1)} \gamma^{-(\gamma-1)/2}$, что при $\gamma = 1,52$ приводит к $S_j(t) \propto t^{-1,33} \gamma^{-0,26}$. Характерное время уменьшения кинетической энергии вращения пульсара NP0532 $\tau \geq 720$ лет. Предложена качественная модель объясняющая вариации $S_j(t)$ переменностью мощности излучения отдельных групп релятивистских электронов при их перемещении в реально неоднородном магнитном поле туманности.

I. Введение

Радионисточники-остатки сверхновых в настоящее время принято делить на два класса [1, 2]. К первому, более многочисленному классу, относятся оболочечные остатки, среди которых молодые (возраст - сотни лет) объекты: Кассиопея А (ЗС 451), остатки сверхновых Кеплера 1604 г. (ЗС 358), Тихо Браге 1572 г. (ЗС 10) и другие; старые (возраст - десятки тысяч лет): IC 443, петля в Лебеде, Симеиз 147 и многие другие [3, 4]. Оболочечные объекты обладают крутым радиоспектром со спектральным индексом $\alpha = 0,4 - 0,8$. Ко второму, насчитывающему около десяти остатков сверхновых [5], относятся так называемые плерионы, наиболее типичными представителями которых являются Крабовидная туманность (Телец А) и остаток вспышки сверхновой II181 г. (ЗС 58). Объекты этого класса характеризуются аморфной радиоструктурой с уярчением к центру, плоским радиоспектром с $\alpha = 0,0 - 0,4$ и высокой степенью линейной поляризации радиоизлучения. Взаимодействие выброшенного при взрыве сверхновой вещества с окружающим межзвездным газом, в отличие от оболочечных объектов, не имеет, по-видимому, для плерионов существенного значения. Главным источником энергии в них является пульсар [1, 5].

В Крабовидной туманности таким источником является пульсар NP 0532 [6]. Он генерирует как магнитное поле туманности [7, 8] так и её релятивистские электроны [6, 9]. Необходимая для этого энергия черпается из энергии вращения, которое постепенно замедляется [10].

В настоящей работе приведены новые данные о вариациях плотности потока радиоизлучения Крабовидной туманности на частоте 927 МГц, дополняющие результаты работы [11], а также выполнены расчёты эволюции плотности потока радиоизлучения в рамках модели, рассмотренной в работе [15]. Однако в отличие от [15] предполагается, что сохраняется адиабатический инвариант $(P^2 \sin^2 \theta) / \beta = \text{const}$ (P - им-

пульс частицы, θ - питч-угол, B - величина магнитного поля). Это существенно меняет некоторые выводы работы [15], использовавшиеся в более поздних работах [5, 16, 32]. Из сравнения наблюдаемой средней скорости уменьшения плотности потока радиоизлучения Крабовидной туманности с расчетными значениями $S^{-1} ds/dt$ (S - плотность потока радиоизлучения) определен закон изменения величины магнитного поля $B(t)$ в современную эпоху. Сделана оценка ожидаемого темпа уменьшения плотности потока излучения в рентгеновском диапазоне волн.

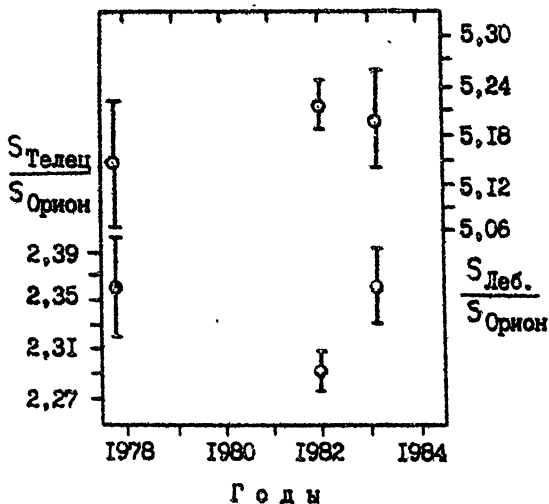
2. Вариации плотности потока радиоизлучения Тельца А на волне 32,4 см

В работе [II] отмечено уменьшение на $2,7\% \pm 0,1\%$ плотности потока радиоизлучения Крабовидной туманности на частоте 927 МГц в октябре 1977 г. по сравнению с октябрём 1962 г. Этот вывод был сделан из сравнения данных измерений Тельца А относительно Лебеда А, Девы А и Ориона А в 1977 г. с данными абсолютных измерений 1962 г. [12]. С целью дальнейшего изучения изменений плотности потока радиоизлучения Тельца А в декабре 1981 г. и в январе 1983 г. проведены измерения по отношению к радиоизлучению источника Орион А (относительно опорных областей). Измерения проводились на том же 10-метровом радиотелескопе по такой же, как и в [II], методике. В табл. I и на рис. I представлены результаты этих измерений вместе с данными работы [II]. В третьем столбце табл. I приведены данные контрольных измерений $S_{\text{Ляб.А}}/S_{\text{Орион А}}$.

Т а б л и ц а I

Дата измерений	$S_{\text{Тел.А}}/S_{\text{Орион А}}$	$S_{\text{Ляб.А}}/S_{\text{Орион А}}$
1977, октябрь	$2,36 \pm 0,04$	$5,14 \pm 0,08$
1981, декабрь	$2,29 \pm 0,015$	$5,21 \pm 0,03$
1983, январь	$2,36 \pm 0,03$	$5,19 \pm 0,06$

Из рис. I и табл. I видно, что к декабрю 1981 г. плотность потока радиоизлучения Крабовидной туманности уменьшилась на $3,0\% \pm 0,4\%$ по сравнению с октябрём 1977 г., а к январю 1983 г. возросла до



Р и с. 1. Измеренные значения отношений $S_{\text{Тельца}}/S_{\text{Орион}}$ (о) и $S_{\text{Лаб.}}/S_{\text{Орион}}$ (о)

прежнего значения. В то же время значения $S_{\text{Лаб.}}/S_{\text{Орион}}$ совпадают в пределах ошибок измерений для всех трех дат. Полученные данные свидетельствуют о том, что уменьшение плотности потока радиоизлучения Крабовидной туманности происходит немонотонно. Среднее за период 1962 - 1983 гг. уменьшение плотности потока радиоизлучения Тельца А составило $(0,13 \pm 0,02)\%$ в год.

О неравномерности уменьшения $S_{\text{Краб.}}$ свидетельствуют и данные измерений на близкой волне, 31,5 см [13, 14]. Согласно [13, 14], плотность потока радиоизлучения Тельца А на волне 31,5 см в 1972 г. не изменилась существенно по сравнению с 1964 г., а в апреле 1981г. была меньше, чем в 1972 г. на $(3,5 \pm 1,0)\%$.

Итак, наблюдательные данные свидетельствуют о небольшом уменьшении, на $(0,13 \pm 0,02)\%$ в год, плотности потока радиоизлучения Крабовидной туманности, происходящем на фоне вариаций величиной (1-3)% с характерным временем 1-6 лет.

С целью объяснения величины среднего годового уменьшения $S_{\text{Краб.}}$ рассмотрим модель эволюции остатка сверхновой типа Крабовидной ту-

манности (плериона) с инжекцией релятивистских частиц и магнитного поля.

3. Расчет эволюции излучения остатка сверхновой типа плериона

Рассмотрим эволюцию плотности потока излучения $S_{\nu}(t)$ остатка сверхновой типа Крабовидной туманности, следуя работе [15]. Для расчета $S_{\nu}(t)$ необходимо знание зависимости энергетического спектра релятивистских электронов от времени $N(E, t)$ и величины магнитного поля $B(t)$. Здесь и далее $N(E, t)$ относится ко всему объему туманности, а величина $B(t)$ одинакова во всех её точках.

Пусть полная магнитная энергия остатка сверхновой $W_B = \frac{1}{6} B^2 R^3$ изменяется согласно уравнения [15]

$$\frac{dW_B}{dt} = \frac{L(t)}{2} - W_B \frac{\dot{R}}{R}, \quad (I)$$

где $L(t) = 2L_0 / (1 + \frac{t}{\tau})^{\beta}$ - скорость потерь кинетической энергии вращения пульсара, R - радиус туманности. Первый член в правой части (I) соответствует предположению, что половина мощности расходуется на генерацию магнитного поля, а второй - отражает адиабатические потери энергии магнитного поля, обусловленные расширением туманности. В выражении для $L(t)$ $2L_0$ - начальная скорость потерь энергии вращения, τ - характерное время уменьшения $L(t)$, $\beta = (n+1)/(n-1)$, где n - параметр замедления, фигурирующий в зависимости производной частоты вращения $\dot{\Omega}$ от Ω , $\dot{\Omega} = -m\Omega^n$ (m - постоянная) [10]. Для чисто дипольного магнитного поля нейтронной звезды $\beta = 2$, в то время как наблюдения в течение нескольких лет дают для NP 0532 $\beta = 2,3$ [10].

Решения уравнения (I) для $\beta > 2$ записываются в виде (предполагается, что $\dot{R} = v = \text{const}$) [15]

$$I. B^2 = 3L_0 / v^3 t^2, \quad \text{если } \frac{R_0}{v} < t < \tau, \quad (2)$$

где R_0 - начальный радиус звезды;

$$2. \quad B^2 = \frac{6L_0 \tau^2}{(\beta-1)(\beta-2) v^3 t^4}, \quad \text{если } t > \tau. \quad (3)$$

В (2) и (3) знаки неравенств "больше", "меньше" соответствуют сильным неравенствам "много больше", "много меньше". Далее будут для краткости часто использоваться знаки больше и меньше, а не много больше и много меньше.

Число релятивистских частиц, инжектируемых в туманность в единицу времени t_i , в единичном интервале энергии E_i запишем в виде [15]

$$J(E_i, t_i) = K_0 \frac{1}{\left(1 + \frac{t_i}{\tau}\right)^\beta} E_i^{-\gamma}, \quad (4)$$

причем постоянная K_0 определена условием $L_0 = K_0 \int_0^{E_{\max}} E_i E_i^{-\gamma} dE_i$; это соответствует предположению, что вторая половина $L(t)$ расходуется на генерацию релятивистских электронов, инжектируемых в объём туманности.

I. Рассмотрим интервал времени $\frac{R_0}{v} < t < \tau$, т.е.

$$B = \left(\frac{3L_0}{v^3}\right)^{1/2} \cdot \frac{1}{t} \quad (\text{фаза I}).$$

Эволюция магнитного поля туманности и скорость её расширения определяют уменьшение энергии релятивистского электрона в предположении, что наиболее существенными источниками потерь энергии являются синхротронное излучение и потери на адиабатическое расширение туманности:

$$\frac{dE}{dt} = -C_1 B_\perp^2 E^2 - \frac{v}{R} E, \quad (5)$$

где $C_1 = 2,368 \cdot 10^{-3}$, если E в эрг, B_\perp в Гс, а $\frac{dE}{dt}$ в эрг·с⁻¹; $C_1 = 3,793 \cdot 10^{-18}$, если E в Гэв, B_\perp в мкГс, а $\frac{dE}{dt}$ в Гэв·с⁻¹.

Отметим, что в [15] не делается различия между B и B_\perp . Предположим в отличие от [15], что выполняется условие адиабатического инварианта $(P^2 \sin^2 \theta)/B = \text{const}$ [6, 19]. Из него следует, что для

релятивистских частиц ($P = E/c$) справедливо равенство $B_{\perp}^2 E^2 = [E_i \sin \theta_i]^2 / B_i^2 \theta^3$. С учётом этого равенства уравнение (5) перепишется в виде (проведено усреднение $\sin^2 \theta_i$ по телесному углу 4π в предположении изотропности инжектируемого спектра: $\langle \sin^2 \theta_i \rangle_{4\pi} = 2/3$)

$$\frac{dE}{dt} = - \frac{2C_1 L_0 t_i E_i^2}{v^3 t^3} - \frac{E}{t}. \quad (6)$$

Решение этого уравнения при начальном условии $E(t_i) = E_i$ имеет вид

$$E = E_i \frac{t_i}{t} - \frac{2C_1 L_0 t_i E_i^2}{v^3} \frac{1}{t} \left(\frac{1}{t_i} - \frac{1}{t} \right). \quad (7)$$

Определим момент времени $t = t_1$, при котором синхротронные потери энергии электрона с энергией E равны адиабатическим потерям. Момент t_1 соответствует, очевидно, равенству членов правой части уравнения (6):

$$t_1 = \left(\frac{2C_1 L_0 t_i E_i^2}{v^3 E} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

Рассмотрим возможные соотношения между моментами t и t_1 .

а) $t_1 < R_0/v$.

При этом существенны лишь адиабатические потери энергии. Тогда

$$E = E_i t_i / t \quad \text{и} \quad \partial E_i / \partial E = t / t_i.$$

Условие $t_1 < R_0/v$ отвечает интервал энергий

$$mc^2 < E < \frac{R_0^2 v}{2C_1 L_0 t}. \quad (9)$$

Поскольку

$$N(E, t) = \int_{R_0/v}^t J[E_i(E, t, t_i), t_i] \frac{\partial E_i}{\partial E} dt_i, \quad (10)$$

то при условии $(R_0/v) < t < \tau$ имеем $J(E_i, t_i) = K_0 E_i^{-\gamma}$ и

$$N(E, t) = \frac{K_0 t}{\gamma} E^{-\gamma}. \quad (11)$$

б) $t < t_1$.

При этом условии существенны только синхротронные потери энергии. Условие б) соответствует интервал энергий ($t \approx t_i$; далее знак "=" будет использоваться и там, где имеет место лишь " \approx ")

$$E_{\max} > E > \frac{v^3 t}{2C_1 L_0}. \quad (12)$$

Из (7) имеем для этого интервала энергий

$$E = E_i - \frac{2C_1 L_0 E_i^2}{v^3 t^2} (t - t_i). \quad (13)$$

Легко видеть, что при этом $\partial t_i / \partial E = v^3 t^2 / 2C_1 L_0 E_i^2$.

Тогда, поскольку

$$N(E, t) = \int_E^{E_{\max}} J[E_i, t_i(E, t, E_i)] \frac{\partial t_i}{\partial E} dE_i, \quad (14)$$

имеем

$$N(E, t) = \frac{K_0}{\gamma+1} \frac{v^3}{2C_1 L_0} t^2 E^{-(\gamma+1)}. \quad (15)$$

В отличие от [15] здесь в знаменателе дроби имеем не $\gamma-1$, а $\gamma+1$. Интервал энергий (12) существует в течение всей фазы I, если $v^3 \tau / 2C_1 L_0 < E_{\max}$.

в) $\frac{R_0}{v} < t_1 < t$.

В случае (в) необходимо различать два варианта. Если $t_i < t_1$, то инжектированные в туманность частицы испытывают вначале (до момента t_1) синхротронные, а затем (с момента t_1 , до момента t) адиабатические потери энергии. Если же $t_i > t_1$, то частицы испытывают лишь адиабатические потери энергии.

1в) Условие $t_i > t_1 > R_0/\nu$ соответствует интервал энергий

$$\frac{R_0^2 \nu}{2C_1 L_0 t} < E < \frac{\nu^3 t}{2C_1 L_0} . \quad (16)$$

Для этого интервала имеем

$$N(E, t) = \frac{K_0 t}{\gamma} E^{-\gamma} , \quad (17)$$

что совпадает с (II) для интервала энергий (9).

2в) Если $R_0/\nu < t_i < t_1$, то с одной стороны имеем условие (16), а с другой - $E_i > (\nu^3 t_1 / 2C_1 L_0)$. Последнее неравенство может быть переписано с учетом того, что $E_i = Et / t_1$, как $E_i > E_1$, где $E_1 = (\nu^3 t E / 2C_1 L_0)^{1/2}$. Поскольку в этом случае $t_i \ll t$, то из (7) имеем

$$E = E_i \frac{t_i}{t} - \frac{2C_1 L_0 E_i^2}{\nu^3 t} , \quad (18)$$

откуда $dt_i/dE = t/E_i$. Поэтому вклад частиц, испущенных при $(R_0/\nu) < t_i < t_1$, в интервале энергий (16) равен

$$N(E, t) = K_0 t \int_{E_1}^{E_{\max}} E_i^{-\gamma-1} dE_i = \frac{K_0}{\gamma} \left(\frac{\nu^3}{2C_1 L_0} \right)^{-\frac{\gamma}{2}} t^{1-\frac{\gamma}{2}} E^{-\frac{\gamma}{2}} . \quad (19)$$

Последнее равенство справедливо в течение всей фазы I, если $E_1(\tau) < E_{\max}$ или с учетом (16) $(\nu^3 \tau / 2C_1 L_0) < E_{\max}$. Сравним вклад (17) и (19) в интервале энергий (16). Отношение (17)/(19) равно $(2C_1 L_0 E / \nu^3 t)^{-\gamma/2}$, что при $\gamma \geq 1$ больше единицы.

Итак, имеем для фазы I $\left(\frac{R_0}{v} < t < \tau, \beta \sim t^{-1}, \frac{v^3 \tau}{2C_1 L_0} < E_{\max} \right)$

$$N(E, t) = \frac{\kappa_0 t}{\gamma} E^{-\gamma} \quad \text{при} \quad mc^2 < E < \frac{v^3 t}{2C_1 L_0}, \quad (20)$$

$$N(E, t) = \frac{\kappa_0}{\gamma+1} \frac{v^3}{2C_1 L_0} t^2 E^{-(\gamma+1)} \quad \text{при} \quad E_{\max} > E > \frac{v^3 t}{2C_1 L_0}. \quad (21)$$

2. Рассмотрим теперь моменты времени $t > \tau$, т.е.

$$\beta = \left[6L_0 \tau^2 / (\beta-1)(\beta-2)v^3 \right]^{1/2} t^{-2} \quad (\text{фаза 2}).$$

Для $t > \tau$ имеем из (4)

$$J(E_i, t_i) = \kappa'_0 \tau^\beta t^{-\beta} E_i^{-\gamma'}. \quad (22)$$

В отличие от [15] мы предполагаем, следуя гипотезе о вековом "смягчении" энергетического спектра инжектируемых в Крабовидную туманность релятивистских электронов [9], что $\gamma' > \gamma$. Если же считать, что $\gamma' = \gamma$, то в рамках рассматриваемой модели эволюции магнитного поля и мощности инжекции невозможно объяснить перелом в спектре около частоты $\nu \sim 10^{13}$ Гц на 0,8 - 0,9 [6, 10] при инжекции степенного спектра $E^{-\gamma}$ с γ , не зависящим от энергии.

По-прежнему считая справедливым адиабатический инвариант, запишем уравнение для изменения энергии электрона из-за синхротронных и адиабатических потерь в виде

$$\frac{dE}{dt} = - \frac{4C_1 L_0 \tau^2 t_i^2 E_i^2}{(\beta-1)(\beta-2) v^3 t^6} - \frac{E}{t}. \quad (23)$$

Определим момент времени t_2 , при котором синхротронные потери энергии равны адиабатическим:

$$t_2 = \left[\frac{4C_1 L_0 \tau^2 t_i^2 E_i^2}{(\beta-1)(\beta-2) v^3 E} \right]^{1/5}. \quad (24)$$

Решение уравнения (23) при начальном условии $E(t_i) = E_i$ имеет вид

$$E = E_i \frac{t_i}{t} - \frac{C_1 L_0 \tau^2 t_i^2 E_i^2}{(\beta-1)(\beta-2)v^3} \frac{1}{t} \left(\frac{1}{t_i^4} - \frac{1}{t^4} \right). \quad (25)$$

а) Рассмотрим сперва частицы, уже имеющиеся к моменту τ , т.е. инжектированные в течение фазы I. Из (25) имеем при $t_i = \tau < t$

$$E = E_i \frac{\tau}{t} - \frac{C_1 L_0 E_i^2}{(\beta-1)(\beta-2)v^3} \frac{1}{t}. \quad (26)$$

Решение уравнения (26) относительно E_i существует при

$$E < \frac{(\beta-1)(\beta-2)v^3 \tau^2}{4C_1 L_0 t}. \quad (27)$$

Приближенное решение уравнения (26) при условии (27) имеет вид $E_i = Et/\tau$. Учитывая это и (20), получим для "старых" частиц в интервале энергий (27)

$$N(E,t) = \frac{K_0 \tau^\gamma}{\gamma} t^{1-\gamma} E^{-\gamma}. \quad (28)$$

Теперь рассмотрим "новые" частицы, т.е. инжектированные в течение фазы 2.

б) Пусть $t_2 < \tau$. При этом условии существенны лишь адиабатические потери энергии и $E = E_i t_i/t$. Условию $t_2 < \tau$ соответствует интервал энергий

$$mC^2 < E < \frac{(\beta-1)(\beta-2)v^3 \tau^3}{4C_1 L_0 t^2}. \quad (29)$$

Имеем для этого интервала энергий

$$N(E,t) = \frac{K'_0 \tau^\beta}{\gamma' - \beta} t^{1-\beta} E^{-\gamma'}, \quad \text{если } \gamma' > \beta, \quad (30a)$$

$$N(E, t) = \frac{\kappa'_0 \tau^{\gamma'}}{\beta - \gamma'} t^{1-\gamma'} E^{-\gamma'} \quad , \text{ если } \gamma' < \beta. \quad (30б)$$

в) $t_2 > t$. В этом случае преобладают синхротронные потери и этому условию соответствует интервал энергий

$$\frac{(\beta-1)(\beta-2)v^3 t^3}{4C_1 L_0 \tau^2} < E < E_{\max} \quad (31)$$

Поскольку для высокоэнергетических электронов $t = t_i$, то из (25) получаем

$$E = E_i - \frac{C_1 L_0 \tau^2 E_i^2}{(\beta-1)(\beta-2)v^3} \frac{t-t_i}{t^4} \quad , \quad (32)$$

откуда следует, что $\frac{\partial t_i}{\partial E} = (\beta-1)(\beta-2)v^3 t^4 / C_1 L_0 \tau^2 E_i^2$.

В интервале энергий (31) имеем

$$N(E, t) = \kappa'_0 \frac{(\beta-1)(\beta-2)v^3}{C_1 L_0 (\gamma'+1)} \tau^{\beta-2} t^{4-\beta} E^{-(\gamma'+1)} \quad (33)$$

Поскольку интервал энергий (31) существует лишь при условии $t < t_*$, где

$$t_* = \left[\frac{4C_1 L_0 \tau^2 E_{\max}}{(\beta-1)(\beta-2)v^3} \right]^{1/3} \quad , \quad (34)$$

то и энергетический спектр (33) также имеет место до момента времени t_* .

г) $\tau < t_2 < t < t_*$. Этому условию соответствует диапазон энергий

$$\frac{(\beta-1)(\beta-2)v^3 \tau^3}{4C_1 L_0 t^2} < E < \frac{(\beta-1)(\beta-2)v^3 t^3}{4C_1 L_0 \tau^2} \quad (35)$$

Здесь, как и в случае в) фазы I, необходимо отдельно рассматривать частицы, инжектированные при $t_i > t_2$ и испытывающие лишь адиабатические потери, и частицы испущенные при $t_i < t_2$, которые до момента t_2 теряют энергию в основном на синхротронное излучение, а после t_2 испытывают в основном адиабатические потери энергии.

Рассмотрение, аналогичное проведенному для фазы I, показывает, что в интервале энергий (35) преобладают электроны, инжектированные при $t_i > t_2$. Соответствующий энергетический спектр имеет вид

$$N(E,t) = \frac{\kappa'_0 \tau^\beta}{\gamma'^\beta} t^{1-\beta} E^{-\gamma'} \quad , \text{ если } \gamma' > \beta, \quad (36a)$$

$$N(E,t) = \frac{\kappa'_0}{\beta - \gamma'} \left[\frac{4C_1 L_0}{(\beta-1)(\beta-2) v^3} \right] \tau^{\frac{\gamma'-\beta}{5}} t^{\frac{3\beta+2\gamma'}{5}} E^{-\frac{5-3\gamma'-2\beta}{5}} \quad , \quad (36b)$$

если $\gamma' < \beta$.

д) $t > t_*$. При этом условии во всем диапазоне энергий преобладают адиабатические потери. Поэтому в интервале энергий (29) имеем по прежнему спектр (30), спектр же (36a,б) будет иметь место в интервале энергий

$$\frac{(\beta-1)(\beta-2)v^3 \tau^3}{4C_1 L_0 t^2} < E < E_{\max} \frac{t_*}{t} \quad , \quad (37)$$

а в диапазоне энергий

$$E_{\max} \frac{t_*}{t} < E < E_{\max} \quad (38)$$

спектр равен

$$N(E,t) = \frac{\kappa'_0 \tau^\beta}{\gamma'^\beta} t^{1-\beta} E^{-\gamma'} \quad , \text{ если } \gamma' > \beta, \quad (39a)$$

$$N(E, t) = \frac{\kappa'_0 \tau^\beta E^{\beta-\gamma'}}{\beta-\gamma'} t^{1-\beta} E^{-\beta} \quad , \text{ если } \gamma' < \beta. \quad (39б)$$

Итак, для фазы 2 имеем при $t < t_*$

$$N(E, t) = \frac{\kappa_0 \tau^\gamma}{\gamma} t^{1-\gamma} E^{-\gamma} + \frac{\kappa'_0 \tau^\beta}{\gamma'-\beta} t^{1-\beta} E^{-\gamma'} \quad , \text{ если } \gamma' > \beta, \quad (40а)$$

и

$$N(E, t) = \frac{\kappa_0 \tau^\gamma}{\gamma} t^{1-\gamma} E^{-\gamma} + \frac{\kappa'_0 \tau^{\gamma'}}{\beta-\gamma'} t^{1-\gamma'} E^{-\gamma'} \quad , \text{ если } \gamma' < \beta, \quad (40б)$$

в интервале энергий

$$mc^2 < E < \frac{(\beta-1)(\beta-2)v^3\tau^3}{4C_1 L_0 t^2} \quad . \quad (40в)$$

Далее,

$$N(E, t) = \frac{\kappa_0 \tau^\gamma}{\gamma} t^{1-\gamma} E^{-\gamma} + \frac{\kappa'_0 \tau^\beta}{\gamma'-\beta} t^{1-\beta} E^{-\gamma'} \quad , \text{ если } \gamma' > \beta, \quad (41а)$$

и

$$N(E, t) = \frac{\kappa_0 \tau^\gamma}{\gamma} t^{1-\gamma} E^{-\gamma} + \frac{\kappa'_0}{\beta-\gamma'} \left[\frac{4C_1 L_0}{(\beta-1)(\beta-2)v^3} \right]^{\frac{\gamma'-\beta}{5}} \quad (41б)$$

$$\times \tau^{\frac{3\beta+2\gamma'}{5}} t^{\frac{5-3\gamma'-2\beta}{5}} E^{-\frac{4\gamma'+\beta}{5}} \quad , \text{ если } \gamma' < \beta,$$

в интервале энергий

$$\frac{(\beta-1)(\beta-2)v^3\tau^3}{4C_1L_0t^2} < E < \frac{(\beta-1)(\beta-2)v^3\tau^2}{4C_1L_0t} \quad (41в)$$

Затем

$$N(E,t) = \frac{\kappa'_0 \tau^\beta}{\gamma' - \beta} t^{1-\beta} E^{-\gamma'} \quad \text{если } \gamma' > \beta, \quad (42а)$$

и

$$N(E,t) = \frac{\kappa'_0}{\beta - \gamma'} \left[\frac{4C_1L_0}{(\beta-1)(\beta-2)v^3} \right]^{\frac{\gamma' - \beta}{5}} \tau^{\frac{3\beta + 2\gamma'}{5}} \times \quad (42б)$$

$$\times t^{\frac{5-3\gamma'-2\beta}{5}} E^{-\frac{4\gamma'+\beta}{5}}, \quad \text{если } \gamma' < \beta$$

в диапазоне энергий

$$\frac{(\beta-1)(\beta-2)v^3\tau^2}{4C_1L_0t} < E < \frac{(\beta-1)(\beta-2)v^3t^3}{4C_1L_0\tau^2} \quad (42в)$$

Наконец,

$$N(E,t) = \kappa'_0 \frac{(\beta-1)(\beta-2)v^3}{C_1L_0(\gamma'+1)} \tau^{\beta-2} t^{4-\beta} E^{-(\gamma'+1)} \quad (43а)$$

в интервале энергий

$$\frac{(\beta-1)(\beta-2)v^3 t^{3.1}}{4C_1 L_0 \tau^2} < E < E_{\max}. \quad (43б)$$

Для фазы 2 при $t > t_*$ имеем спектр (40а,б) в интервале энергий (40в). Далее имеем спектр (41а,б) в диапазоне энергий (41в). Спектр (42а,б) имеет место в интервале энергий

$$\frac{(\beta-1)(\beta-2)v^3 \tau^2}{4C_1 L_0 t} < E < E_{\max} \frac{t_*}{t}, \quad (42г)$$

а в диапазоне энергий (38)

$$E_{\max} \frac{t_*}{t} < E < E_{\max} \quad (39в)$$

существует спектр (39а,б).

Отметим, что в [15] рассмотрен лишь случай $\beta > \gamma' = \gamma$.

Рассмотрим теперь на основе полученных соотношений для $N(E,t)$ эволюцию спектральной плотности потока излучения туманности. Выражение для спектральной плотности светимости в случае оптически тонкого источника запишем в виде

$$S_{\gamma}(t) = \frac{C_1}{2} \left(\frac{\gamma B_{\perp}}{C_2^3} \right)^{1/2} N \left[\left(\frac{\gamma}{C_2 B_{\perp}} \right)^{1/2}, t \right], \quad (44)$$

где $C_2 = 6,266 \cdot 10^{18}$, если B_{\perp} в Гс, E в эрг, γ в Гц; $C_2 = 16,1$, если B_{\perp} в мкГс, E в Гэв, γ в МГц.

Фаза I. Условие (20), $E < v^3 t / 2C_1 L_0$, влечет за собой условие

$$\gamma < \gamma_{c_1} = C_2 B_{\perp} \left(\frac{v^3 t}{2C_1 L_0} \right)^2. \quad (20а)$$

Из соотношений $B \sim t^{-1}$ и $E \sim t^{-1}$ (т.к. при $E < v^3 t / 2C_1 L_0$ существенны лишь адиабатические потери) следует в силу адиабатического инварианта $B_{\perp} \sim t^{-1/2}$. Поэтому

$$S_{\nu}(t) \approx \frac{1}{\gamma} t^{\frac{3-\gamma}{4}} \nu^{-\frac{\gamma-1}{2}} \quad \text{при } \nu < \nu_{c_1} \quad (20b)$$

Отметим, что в [15] в этом частном случае $S_{\nu} \approx t^{\frac{1-\gamma}{2}}$ без учёта адиабатического инварианта.

При условии (21), $E_{\max} > E > \nu^3 t / 2C_1 L_0$, существенны синхротронные потери и $E \approx E_i$, поэтому и $\theta \approx \theta_i$, а значит $B_1 \approx t$. В силу этого имеем из (44)

$$S_{\nu}(t) \approx \frac{1}{\gamma+1} t^{1-\frac{\gamma}{2}} \nu^{-\frac{\gamma}{2}}, \quad (21a)$$

что совпадает с [15], не считая замены $\gamma - 1$ на $\gamma + 1$.

Итак, при $1 < \gamma < 2$ плотность потока излучения на низких ($\nu < \nu_{c_1}$) и высоких ($\nu > \nu_{c_1}$) частотах растёт со временем, причем на низких частотах быстрее. При $2 < \gamma < 3$ на высоких частотах имеет место уменьшение при возрастании на низких частотах, а если $\gamma > 3$, то во всем диапазоне частот величина $S_{\nu}(t)$ уменьшается.

Ф а з а 2. $t < t_*$. Если выполняются условия

$$E' < E < \frac{(\beta-1)(\beta-2)\nu^3 \tau^2}{4C_1 L_0 t}, \quad (45)$$

где

$$E' = \left[\frac{\kappa'_0 \gamma}{\kappa_0 (\gamma' - \beta)} \tau^{\beta-\gamma} t^{\gamma-\beta} \right] \frac{1}{\gamma'-\gamma} \quad \text{при } \gamma' > \beta, \quad (45a)$$

$$E'' = \left[\frac{\kappa'_0 \gamma}{\kappa_0 (\beta - \gamma')} \tau^{\gamma'-\gamma} t^{\gamma-\gamma'} \right] \frac{1}{\gamma'-\gamma} \quad \text{при } \gamma' < \beta, \quad (45b)$$

то в (40а,б) и (41а,б) преобладают первые слагаемые и

$$N(E,t) = \frac{K_0 \tau^\gamma}{\gamma} t^{1-\gamma} E^{-\gamma} \quad (45в)$$

в интервале энергий (45) (напомним, что по предположению $\gamma' > \gamma$, $\gamma < \beta$).

Поскольку в фазе 2 $B \propto t^{-2}$, а в интервале энергий (45) преобладают адиабатические потери, то из адиабатического инварианта следует $B_{\perp} \propto t^{-2}$. С учетом (45в) имеем тогда из (44)

$$S_y(t) \propto t^{-2\gamma - \frac{\gamma-1}{2}} \quad (45г)$$

при $\gamma'' = C_2 B_{\perp}(t) (E'')^2 < \gamma < \gamma_{c_2} =$

$$= C_2 B_{\perp}(t) \left[\frac{(\beta-1)(\beta-2)v^3 \tau^2}{4C_1 L_0 t} \right]^2 \propto t^{-4}. \quad (45д)$$

Как и следовало ожидать, в данном частном случае получен известный результат $S_y(t) \propto t^{-2\gamma}$ [17], т.к. при $t \gg \tau$ инжекция частиц со спектром $E^{-\gamma}$ может считаться мгновенной, а перпендикулярная компонента магнитного поля $B_{\perp} \propto t^{-2}$, т.е. выполнены условия модели [17].

В интервале энергий (42в) основной вклад, как уже указывалось, также вносят частицы, испытывающие главным образом адиабатические потери. Поэтому здесь, как и в интервале (45), $E \propto t^{-1}$, $B_{\perp} \propto t^{-2}$ и для плотности потока излучения получаются следующие выражения:

$$S_x(t) \propto \frac{1}{\gamma' - \beta} t^{-\beta - \gamma'} - \frac{\gamma' - 1}{2}, \quad \text{если } \gamma' > \beta, \quad (42д)$$

$$S_{\gamma}(t) \approx \frac{1}{\beta - \gamma'} t^{-\frac{7\gamma' + 3\beta}{5}} \nu^{-\frac{4\gamma' + \beta - 5}{10}}, \text{ если } \beta > \gamma'. \quad (42a)$$

Последние выражения имеют место в диапазоне частот

$$(\nu_{c_2} \approx \frac{1}{t^4}) < \nu < (\nu_{c_3} \approx t^4). \quad (42b)$$

В наиболее высокоэнергетичном участке спектра $N(E, t)$ (43б) преобладают синхротронные потери и в силу того, что $t \approx t_i$, $E \approx E_i$ и $\theta \approx \theta_i$ имеем $\theta_i \propto t^{-2}$. Поэтому плотность потока излучения на частотах $\nu > \nu_{c_3}$ равна

$$S_{\gamma}(t) \approx \frac{1}{\gamma' + 1} t^{2 - \gamma' - \beta} \nu^{-\frac{\gamma'}{2}}. \quad (43a)$$

В а з а 2. $t > t_*^*$. В этом случае для всех энергий $E \propto t^{-1}$ и поэтому $\theta_i \propto t^{-2}$. В интервале частот (45д) по-прежнему имеет место спектр (45г). Частотный спектр (42д,е) существует в интервале частот

$$(\nu_{c_2} \approx t^{-4}) < \nu < (\nu_{c_3}^* \approx t^{-4}). \quad (42z)$$

Ширина этого частотного интервала при $t > t_*^*$ пропорциональна t^{-4} .

Наконец, в частотном диапазоне

$$(\nu_{c_3}^* \approx t^{-4}) < \nu < (\nu_{\max} \approx t^{-2}) \quad (39г)$$

спектр равен

$$S_{\gamma}(t) \approx \frac{1}{\gamma' - \beta} t^{-(\gamma' + \beta)} \nu^{-\frac{\gamma' - 1}{2}}, \text{ если } \gamma' > \beta, \quad (39д)$$

$$S_{\nu}(t) \approx \frac{1}{\beta - \gamma'} t^{-2\beta} \approx t^{-\frac{\beta-1}{2}}, \quad \text{если } \gamma' < \beta. \quad (39e)$$

4. фаза эволюции радиоизлучения Крабовидной туманности

Из того факта, что плотность потока радиоизлучения Тельца А в среднем уменьшается, следует, что объект уже прошел в своей эволюции фазу I. Действительно, как следует из (20б) и (21а), в фазе I при $\gamma = 1,52$ ($\alpha = 0,26$) [18] $S_{\nu}(t)$ возрастает со временем во всем частотном диапазоне, что противоречит наблюдениям.

В то же время, если $t \gg \tau$ (фаза 2), то при условии (45), когда преобладающий вклад в радиоизлучение вносят частицы, испущенные в течение фазы I, $S_{\nu}(t) \approx t^{-2\gamma}$ или при $\gamma = 1,52$ $S_{\nu}(t) \approx t^{-3,04}$, что также противоречит наблюдениям, поскольку приводит к величине $d = S_{\nu}/S_{\nu}$, вдвое большей, чем это следует из наблюдений. Преобладание радиоизлучающих частиц, испущенных в течение фазы I, над более "свежими" электронами следует уже из формы спектра излучения Крабовидной туманности - довольно плоского на радиочастотах $\alpha = 0,26$ ($\gamma = 1,52$) и весьма крутого в рентгеновском диапазоне $\alpha = 1,1$, из чего вытекает при $t < t_*$ $\gamma' = 2,2$ (43в). Частицы со спектром $E^{-2,2}$ дают на радиочастотах спектр излучения $S_{\nu} \approx \nu^{-0,6}$, что резко противоречит наблюдаемому радиоспектру. Если же $t > t_*$, то для получения рентгеновского спектра с $\alpha = 1,1$ требуется $\gamma'^* = 3,2$ (39д). Спектр $E^{-3,2}$ даёт в этом случае на радиочастотах тот же спектр $S_{\nu} \approx \nu^{-1,1}$, что ещё дальше от наблюдаемого радиоспектра.

Поэтому необходимо предположить, что Крабовидная туманность в своей эволюции находится приблизительно в самом начале фазы 2, т.е. $t \approx \tau$. Этот вывод сохраняется, и если $\gamma' = \gamma$ (см. 40б), т.к. в этом случае в фазе 2 также $S_{\nu} \approx t^{-2\gamma}$. Но, как уже отмечалось выше, тогда невозможно объяснить и наблюдаемую форму спектра излучения туманности при инжекции степенного спектра $E^{-\gamma}$ с γ , не зависящим от энергии.

При $t \approx \tau$ величина магнитного поля меняется уже быстрее, чем t^{-1} , но еще медленнее, чем t^{-2} , т.е. $\beta \approx t^{-p}$, где

$1 < p < 2$, а спектр частиц $N(E, t) \propto t^{-k}$, где $-1 < k < \gamma - 1$ (см (20) и (45в)). Получим соотношение между p , k и d при условии, что существенны лишь адиабатические потери энергии.

Имеем, с одной стороны,

$$S_3(t) \propto t^{-m}, \quad (46)$$

где $m = -td$. С другой стороны, из (44) вытекает, что $S_3(t) \propto B_{\perp}^{(\gamma+1)/2} t^{-k}$. Так как $B \propto t^{-p}$ и $E \propto t^{-1}$, то из адиабатического инварианта следует $\sin \theta \propto t^{(2-p)/2}$ и $B_{\perp} \propto t^{(2-3p)/2}$.

Поэтому

$$S_3(t) \propto t^{\frac{(2-3p)(\gamma+1)}{4} - k}. \quad (47)$$

Сравнивая (46) и (47), получаем

$$td = \frac{(2-3p)(\gamma+1)}{4} - k. \quad (48)$$

Из наблюдений $td = -0,0013 \cdot 920 = -1,2 \pm 0,2$; $\gamma = 1,52$, поэтому (48) переписывается в виде

$$1,89p + k = 2,46 \pm 0,20 \quad (49)$$

График прямой (49) с учетом погрешностей измерений изображен на рис. 2 вместе с прямоугольником допустимых рассматриваемой моделью и наблюдательными данными значений k и p .

Фазе 1 на плоскости " $p-k$ " соответствует точка ($p=1, k=-1$), а фазе 2 ($p=2, k=\gamma-1$). Предположим, что переход от фазы 1 к фазе 2 в плоскости " $p-k$ " совершается по прямой, соединяющей эти точки. Уравнение этой прямой: $k = \gamma p - 1 - \gamma$, при $\gamma = 1,52$ оно принимает вид

$$k = 1,52 p - 2,52. \quad (50)$$

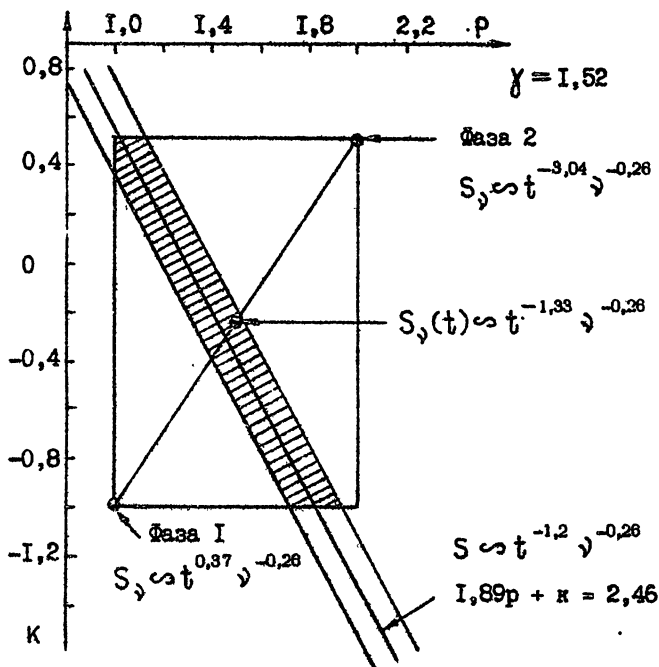
Найдём точку пересечения прямых (49) и (50). Её координаты $p = 1,46$, $k = -0,30$, что в пределах ошибок измерений совпадает с координатами $p = 1,5$, $k = -0,24$ середины отрезка прямой (50), соединяющего точки ($p=1, k=-1$) и ($p=2, k=0,52$).

Итак, магнитное поле Крабовидной туманности эволюционирует в на-

стоящее время приблизительно по закону

$$B \propto t^{-1,5}, \quad (51)$$

что соответствует сохранению полной магнитной энергии.



Р и с. 2. Графическое представление фаз эволюции плотности потока радиоизлучения $S_0(t)$ на " p - k "-плоскости, где k определяется соотношением $N(E,t) \propto t^{-k}$, а $p = B \propto t^{-p}$

Рассмотрим эту промежуточную фазу эволюции подробнее. Уравнение (5) при $B = At^{-1,5}$ и с учетом адиабатического инварианта принимает вид

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{2}{3} C_1 A^2 t_i^{\frac{3}{2}} t^{-\frac{9}{2}} E_i^2 \frac{E}{t}. \quad (52)$$

Решение (52) имеет следующий вид:

$$E = E_i \frac{t_i}{t} + \frac{4}{15} C_1 A^2 E_i^2 t_i^{\frac{3}{2}} \frac{1}{t} \left(t^{-\frac{5}{2}} - t_i^{-\frac{5}{2}} \right). \quad (53)$$

Момент времени t'_1 , при котором синхротронные потери энергии электрона равны адиабатическим, равен

$$t'_1 = \left(\frac{2C_1 A^2 E_i^2 t_i^{3/2}}{3E} \right)^{2/7}. \quad (54)$$

а) $t'_1 < \tau$. При этом условия существенны лишь адиабатические потери. Соответствующий интервал энергий

$$mc^2 < E < \frac{3}{2C_1 A^2} \frac{\tau^4}{t^2}. \quad (54a)$$

Выражение для $N(E, t)$ выглядит следующим образом:

$$N(E, t) = K_0 t^{1-\gamma} E^{-\gamma} \int_{R_0/v}^t \frac{t_i^{\delta-1} dt_i}{(1+t_i/\tau)^\beta}. \quad (54b)$$

В приведённом выражении не учтено изменение γ , поскольку, как показано выше, основной вклад в радиоизлучение вносят электроны, испущенные в течение фазы I. В частности, при $t \ll \tau$ (фаза I) из (54b) следует выражение (II), а при $t \gg \tau$ $N(E, t) \propto t^{1-\gamma} E^{-\gamma}$ в соответствии с (28).

В рассматриваемом промежуточном случае $N(E, t) \propto t^{-k}$, где $-1 < k < \gamma - 1$. Если задаться средней между этими двумя предельными значениями величиной $k = (\gamma/2) - 1$, то при $V \propto t^{-1,5}$, $V_\perp \propto t^{-1,25}$ плотность потока излучения равна

$$S_\gamma(t) \propto t^{-\frac{3}{8}(3\gamma-1) - \frac{\gamma-1}{2}}. \quad (54b)$$

Близкое к (54b) выражение $S_\gamma(t) \propto t^{-\frac{3\gamma-1}{2}}$ приведено для про-

межточного случая в работе [19], в которой полагалось $\beta = 2$, $B \propto t^{-1}$ при $B \propto t^{-1,5}$. Подставляя в (54в) $\gamma = 1,52$, получаем

$$S_y(t) \propto t^{-1,33} \cdot t^{-0,26}, \quad (54r)$$

что в пределах ошибок измерений совпадает с наблюдаемой зависимостью плотности потока радиоизлучения Крабовидной туманности от времени. Таким образом, остаток сверхновой 1054 года находится в своей эволюции почти точно посредине между фазами I и 2.

б) $t < t'_1 < t$. Соответствующий интервал энергий

$$\frac{3\tau^4}{2c_1 A^2} \frac{1}{t^2} < E < \frac{3}{2c_1 A^2} t^2. \quad (55)$$

Энергетический спектр равен

$$N(E, t) \propto t^{1 - \frac{\beta}{2}} E^{-\gamma_1}, \quad \text{если } \gamma_1 > \frac{\beta}{2}, \quad (55a)$$

и

$$N(E, t) \propto t^{\frac{5 - 3\gamma_1 - \beta}{5}} E^{-\frac{4\gamma_1 + \beta}{5}}, \quad \text{если } \gamma_1 < \frac{\beta}{2}. \quad (55b)$$

В (55а, б) $\gamma < \gamma_1 < \gamma'$. В случае Крабовидной туманности $\beta = 2,3$ и применимо (55а).

в) $t'_1 > t$. В этом случае в предположении, что $t < t_{**} = \left(\frac{2c_1 A^2 E_{\max}}{3} \right)^{1/2}$ соответствующий интервал энергий равен^{*)}

*) Покажем справедливость неравенства $t < t_{**}$. Имеем $t_{**} = (2c_1 A^2 E_{\max} / 3)^{1/2} = (2c_1 B^2 t^3 E_{\max} / 3)^{1/2}$. Подставляя в последнее выражение $B = 750$ мГц [6, 10], $t = 920 \cdot 3,15 \cdot 10^7$ с, $E_{\max} \geq 10^5$ Гэв (значение, вытекающее из синхротронной природы излучения Крабовидной туманности по меньшей мере до энергий квантов в сотни кэв), получим $t_{**} \geq 6 \cdot 10^4$ лет.

$$\frac{3}{2c_1 A^2} t^2 < E < E_{\max}, \quad (56)$$

а энергетический спектр

$$N(E, t) \propto t^{3-\frac{\beta}{2}} E^{-(\gamma_1+1)}. \quad (56a)$$

Выражения (55a, б) и (56a) получены в предположении, что $J(E_i, t_i) \propto E_i^{-\gamma_1} (t_i/\tau)^{-\frac{\beta}{2}}$, где $\gamma < \gamma_1 < \gamma'$.

Сделаем оценку величины τ . Энергия, соответствующая верхней границе интервала (54a) $E_{n1} = (3/2c_1 A^2)(\tau^4/t^2)$ при $B = 750$ мкГс, $t = 920 \cdot 3,15 \cdot 10^7$ с, равна $24(\tau/t)^4$ Гэв, что соответствует частоте $\nu_{n1} = 7 \cdot 10^3 (\tau/t)^8$ ГГц. Поскольку известно, что спектр (54a) $S_\nu \propto \nu^{-0,26}$ существует по меньшей мере до волны 0,3 мк [20], то $(\tau/t) \geq 0,78$, т.е. $\tau \geq 720$ лет.

Энергия, соответствующая второму перелому в спектре $N(E, t)$, равна $E_{n2} = (3/2c_1 A^2)t^2 = E_{n1} (t/\tau)^4 \approx 3E_{n1}$. Это соответствует частоте $\nu_{n2} \approx 10^{13}$ Гц. Действительно, как уже отмечалось выше, вблизи этой частоты существует перелом в спектре излучения Крабовидной туманности с увеличением спектрального индекса на 0,8 - 0,9 по сравнению с его значением в радиодиапазоне $\alpha_p = 0,26$. При $\gamma_1 = 2,2$ спектральный индекс на частотах $\nu > \nu_{n2}$ будет равен 1,1 в соответствии с данными наблюдений. Спектральный индекс излучения новых электронов на частотах $\nu < \nu_{n2}$ равен $(\gamma_1 - 1)/2 = 0,6$. Поскольку спектральный индекс радиоизлучения Крабовидной туманности за вычетом вклада компактного источника, связанного с пульсаром, равен 0,26 до частот 25 МГц [21] (на более низких частотах плотность потока уменьшается), то доля радиоизлучения "новых" электронов пренебрежимо мала, по меньшей мере до 25 МГц. Из этого следует, что вблизи частоты ν_{n1} в спектре излучения Крабовидной туманности должен был бы наблюдаться скачок приблизительно в $10(10^{12}/2,5 \cdot 10^7)^{0,6-0,26} = 370$ раз. Такой скачок в спектре не наблюдается. Поэтому для объяснения увеличения спектрального индекса на 0,8 - 0,9 необходимо предположить, что спектр инжектируемых электронов в современную эпоху не является чисто степенным, а более крутой на высоких энергиях ($\gamma_1 = 2,2$), чем на низких ($\gamma = 1,52$).

Оценим ожидаемое уменьшение плотности потока излучения на частотах $\nu \gg \nu_{п2} \approx 10^{13}$ Гц. Из (44) и (56a) получим с учетом того, что $B_{\perp} \propto t^{-3/2}$,

$$S_{\nu}(t) \propto t^{\frac{6-3\gamma_1-2\beta}{4}} \nu^{-\frac{\gamma_1}{2}} \quad (57)$$

Подставляя в (57) $\gamma_1 = 2,2$, $\beta = 2,3$, получим

$$S_{\nu}(t) \propto t^{-1,3} \nu^{-1,1} \quad (57a)$$

Из (57a) следует значение среднего годового уменьшения 0,14%, что весьма близко к соответствующему значению в радиодиапазоне.

Рассмотренная модель описывает лишь среднее изменение интегральной плотности потока излучения туманности, в которой существует инжекция магнитного поля и релятивистских электронов. Наблюдаемые флуктуации плотности потока радиоизлучения могут быть, в принципе, обусловлены следующими причинами:

1) вариациями темпа инжекции релятивистских электронов, т.е. непостоянством величины k_0 ,

2) выходом частиц за пределы туманности, где их излучение резко уменьшается,

3) вариациями излучения отдельных частей туманности из-за анизотропии синхротронной излучательной способности $\epsilon_{\nu} \propto B_{\perp}^{(\gamma+1)/2}$ и изменения величины B_{\perp} .

Обсудим эти факторы по отдельности.

1. Пусть произошло внезапное выключение источника релятивистских электронов. В этом случае, начиная с момента выключения, спектр радиоизлучающих электронов начнет меняться по закону $N(E, t) \propto t^{1-\delta}$, как это видно из (54б). Следовательно плотность потока радиоизлучения станет уменьшаться по закону

$$S_{\nu}(t) \propto t^{-\frac{13\gamma-3}{8}} \nu^{-\frac{\delta-1}{2}} \propto t^{-2,1} \nu^{-0,26} \quad (58)$$

Таким образом, даже внезапное выключение инжектора увеличит темп уменьшения плотности потока радиоизлучения всего лишь на 0,1% в год по сравнению с его средним значением (ср. (54г) и (58)), но приведет к быстрому падению жесткого излучения туманности.

В то же время для увеличения плотности потока радионизлучения примерно на 3% за время $\Delta t \leq 1$ года необходимо увеличение темпа инжекции релятивистских электронов, не менее чем в $(t/\Delta t) \cdot 3 \cdot 10^{-2} = 28$ раз, по сравнению с его средним значением за время эволюции туманности t и примерно в 50 раз по сравнению с современным значением. Это привело бы к резкому увеличению в такое же число раз плотности потока излучения на частотах, для которых время высвечивания соответствующих электронов $\ll \Delta t$. В рассматриваемом примере указанный скачок излучения имел бы место для энергий квантов $h\nu \gg 16$ кэв. Имеющиеся в литературе данные не содержат указаний на вариации потока рентгеновского излучения, превышающие $\sim 5\%$ за время ~ 1 года [22, 23]. Приведенные соображения позволяют сделать вывод о том, что вариации плотности потока радионизлучения Тельца А величиной $(1-3)\%$ с характерным временем 1-6 лет не являются следствием вариаций темпа инжекции релятивистских электронов в Крабовидную туманность.

2. Наблюдения показывают, что границы радиисточника Тельца А являются довольно резкими [24-26]. В частности, специальные наблюдения продемонстрировали отсутствие вокруг Тельца А радиоболочки или радиогало [27, 28]. Тороидальная в среднем структура магнитного поля, предсказываемая моделью образования поля из-за закручивания магнитных силовых линий вращающейся нейтронной звездой, по-видимому, препятствует выходу релятивистских электронов за пределы туманности. Оценки показывают, что энергия поля и частиц в Крабовидной туманности сравнимы [6]. В любом случае утечкой частиц можно объяснить лишь уменьшение потока радионизлучения, в то время как в отдельные периоды времени наблюдается и его увеличение (в этой связи см. также [29, 30]).

3. Как известно, излучательная синхротронная способность $\epsilon_{\nu} \propto \omega \propto \beta_{\perp}^{2(\gamma+1)/2}$. Релятивистские электроны, движущиеся, по-видимому, в туманности отдельными группами или ступками⁺⁾ , могут попадать в области как с более сильным, так и с более слабым, чем в среднем, магнитным полем B . В силу адиабатического инварианта при постоянной энергии частиц имеем $B_{\perp} \propto B^{3/2}$. Поэтому $\epsilon_{\nu} \propto B^{3(\gamma+1)/4}$, что в случае Крабовидной туманности сводится к $\epsilon_{\nu} \propto B^{1.9}$. При изменении B в 1,5-2 раза ϵ_{ν} изменяется в 2-4 раза. Оценим величину воз-

⁺⁾ Оптические наблюдения центральной части Крабовидной туманности показывают, что выбросы релятивистских частиц, обусловленные активностью пульсара, происходят примерно раз в три месяца [6].

возможных изменений интегральной плотности потока радиоизлучения Тельца А в предположении, что перемещения отдельных излучающих групп происходят независимо друг от друга. Очевидно, что относительная величина флуктуаций величины плотности потока $\sigma S_p / S_p \sim N^{-1/2}$. Число групп N с учетом возраста туманности и периода инжекции можно по-видимому, принять равным $\sim 10^3$. Тогда $\sigma S_p / S_p \sim 3\%$. Характерное время флуктуаций плотности потока равно, очевидно, $\tilde{\tau} \sim L/V$, где L - характерный масштаб изменения поля, V - групповая скорость перемещения электронов. Полагая $L \sim 0,2$ пк ($20''$ в угловой мере [8]), $V \lesssim 0,1$ с [6, 31], получим $\tilde{\tau} \approx 6$ лет. В рамках приведённой схемы вариаций интегральной плотности потока радиоизлучения Тельца А должны существовать и вариации радиояркости отдельных участков туманности. Подобные изменения яркости уже давно наблюдаются в оптическом диапазоне. В [6] приведены данные об изменении яркости отдельных участков туманности в разных её частях на 50% за 14 лет.

5. Основные выводы

1. Получены новые данные о вариациях плотности потока излучения Крабовидной туманности на частоте 927 МГц, которые вместе с ранее полученными данными интерпретируются следующим образом. Происходит медленное уменьшение со скоростью $\sim 0,13\%$ в год, сопровождающееся вариациями величиной (1-3)% с характерным временем в несколько лет.

2. Проведен расчет эволюции плотности потока излучения однородного остатка сверхновой с учетом переменной инжекции релятивистских электронов и магнитного поля, а также адиабатического инварианта. Наблюдаемая средняя скорость уменьшения плотности потока радиоизлучения свидетельствует о том, что Крабовидная туманность находится в фазе эволюции с сохранением полной магнитной энергии: $B \propto t^{-3/2}$. При этом энергетический спектр излучающих радиоволны частиц $N(E,t) \propto t^{-1/2}$, а плотность потока радиоизлучения $S_p \propto t^{-\frac{3}{8}(3\gamma-1)} = t^{-1,33}$.

3. Предложена качественная модель, объясняющая вариации интегральной плотности потока радиоизлучения Тельца А переменной мощностью излучения отдельных групп релятивистских электронов при их перемещении в реально неоднородном магнитном поле туманности.

В заключение автор выражает благодарность В.А.Резину за полезные замечания.

Л и т е р а т у р а

1. Shklovsky I.S. The relationship between supernovae and their remnants. - Publications of the Astron.Soc.of the Pacific, 1980, v.92, N 546, p.125-126.
2. Лозинская Т.А. Остатки вспышек сверхновых: наблюдательные данные. Эволюция в межзвездной среде. - М.: Итоги науки и техники, серия "Астрономия", 1983, т. 22, с. 33-82.
3. Clark D.H., Caswell J.L. A study of galactic supernova remnants, based on Molonglo-Parkes observational data. - Month.Not.R.Astronom.Soc., 1976, v.174, N2, p.267-305.
4. Milne D.K. A new catalogue of galactic SNRs corrected for distance from the galactic plane. - Austral.J.Phys., 1979, v.32, N1,2, p.83-92.
5. Weiler K.W., Panagia N. Vela X and the evolution of plerions. - Astron.Astrophys., 1980, v.90, N3, p.269-282.
6. Шкловский И.С. Сверхновые звезды. - М.: Наука, 1976. - 440 с.
7. Кардашев Н.С. Магнитный коллапс и природа мощных источников космического радиоизлучения. - Астроном.журн., 1964, т.41, в.5, с.807-813.
8. Schmidt G.D., Angel J.R.P. The small-scale polarization of the Crab nebula. - Astrophys.J., 1979, v.227, N1(1), p.106-113.
9. Шкловский И.С. Об инжекции релятивистских частиц в Крабовидную туманность. - Астроном.журн., 1977, т. 54, в. 3, с. 655 - 660.
10. Манчестер Р., Тейлор Дж. Пульсары. - М.: Мир, 1980. - 292 с.
11. Винайкин Е.Н., Разин В.А. О вековом уменьшении плотностей потоков радиоизлучения остатков сверхновых Кассиопея А и Телец А на частоте 927 МГц. - Астроном. журн., 1979, т. 56, в. 5, с. 913 - 917; Secular decreases in the 927 MHz emission from the supernova remnants Cas A and Tau A. - Austral.J.Phys., 1979, v.32, N1,2, p.93-94.
12. Разин В.А., Федоров В.Т. Интенсивности ряда дискретных источников, Луны и Солнца на частоте 927 МГц. - Известия высш. уч. зав. - Радиофизика, 1983, т. 6, № 5, с. 1052 - 1053.
13. Иванов В.П., Бубукин И.Т., Станкевич К.С. Изменение потока радиоизлучения молодых остатков сверхновых. - Письма в Астроном. журн.,

14. Иванов В.П., Барабанов А.П., Станкевич К.С., Столяров С.П. Падение интенсивности радиоизлучения Крабовидной туманности. - Астроном. журн., 1982, т. 59, в. 5, с. 963 - 964.
15. Pacini F., Salvati M. On the evolution of supernova remnants. I. Evolution of the magnetic field, particles, content, and luminosity. - *Astrophys. J.*, 1973, v.186, N1(1), p.249-265.
16. Marscher A.P., Brown R.L. Origin and evolution of the radio emission from immediate postout-burst supernovae. - *Astrophys. J.*, 1978, v.220, p.474-483.
17. Шкловский И.С. О возможном вековом изменении потока и интенсивности радиоизлучения от некоторых дискретных источников. - Астроном. журн., 1960, т. 37, в.2, с. 256 - 264.
18. Baars J.W.M., Hartsuijker A.P. The decrease of flux density of Cassiopeia A and the absolute spectra of Cassiopeia A, Cygnus A and Taurus A. - *Astron. Astrophys.*, 1972, v.17, N2, p.172-181.
19. Шкловский И.С. Радиоизлучающие сверхновые - молодые плерионы. - Письма в Астроном. журн., 1991, т. 7, № 8, с. 479 - 481.
20. Wright E.L., Harper D.A., Hildebrand R.H., Keene J., Whitcomb S.E. Millimetre and submillimetre measurements of the Crab nebula. - *Nature*, 1979, v.279, N5715, p.703-705.
21. Bobeiko A.L., Bovkoon V.P., Braude S.Ya., Megn A.V., Sergienko Yu.Yu. Measurements of radio emission from the compact source in the Crab nebula with the URAN-1 interferometer at 16,7; 20 and 25 MHz. - *Astrophys. and Space Science*, 1979, v.66, p.211-221.
22. Kellogg E.M. X-ray observations of the Crab nebula. - The Crab nebula, IAU Symposium N46, 1971, p.42-53.
23. Carpenter G.F., Coe M.J., Engel A.R. New X-ray measurements of the Crab spectrum in the range 26 keV - 1,2 MeV. - *Nature*, 1976, v.259, p.99.
24. Wilson A.S. The structure of the Crab nebula at 2,7 and 5GHz. I. The observations. - *Month. Not. R. Astr. Soc.*, 1972, v.157, N3, p.229-253.

25. Swinbank E., Pooley G. A study of the Crab nebula at 2,7 GHz with an angular resolution $3,7 \times 10$ arcsec.-I. The observations. - *Month. Not. R. Astr. Soc.*, 1979, v.186, p.775-778.
26. Wright M.C.H., Forster J.R. An aperture synthesis map of the Crab nebula at 23 GHz. - *Astrophys.J.*, 1980, v.239, N3, p.873-879.
27. Пари́йский Д.Н., Трушкин С.А. Исследование радиоизлучения Крабовидной туманности на радиотелескопе РАТАН-600. - XII Всесоюзная конференция по галактической и внегалактической радиоастрономии, Тезисы докладов - М., 1979, с. 53.
28. Wilson A.S., Weiler K.W. Limits on a radio shell around the Crab nebula. - *Nature*, 1982, v.300, N5888, p.155-157.
29. Цейтлин Н.М., Дмитренко Л.В., Снегирева В.В. О переменности радиоизлучения Гельца А. - *Изв. вузов - Радиофизика*, 1980, т. 23, # 9, с. 996 - 997.
30. Матвеевко Л.И. О некоторых особенностях радиоизлучения Крабовидной туманности. - *Письма в Астроном. журн.*, 1975, т. I, в. 7, с. I3-I6.
31. Бычков К.В. Физические условия в Крабовидной туманности. - *Астроном. журн.*, 1974, т. 51, в. 4, с. 712 - 720.
32. Pacini F., Salvati M. Radio emission from very young supernova remnants: the case of SN 1979c. - *Astrophys.J.*, 1981, v.245, N3(2), p.L107-L108.

Дата поступления статьи
II августа 1983 г.

Евгений Николаевич Винякин

ЭВОЛЮЦИЯ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ

Подписано в печать 29.09.83 г. МЦ 24495 . Формат 60x86 1/16.
Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 1,86 усл. печ. л.
Заказ 3006. Тираж 120. Бесплатно.

Отпечатано на ротапринтере Горьковского научно-исследовательского радиофизического института. 603600 Горький ГСП-51,
ул. Лядова 25/14, т. 38-90-91, д. 5-09.