

УДК 524.354

СПЕКТР И ПЕРЕМЕННОСТЬ ОСТАТКА СВЕРХНОВОЙ G21.5-0.9

© 2019 г. В. П. Иванов^{1*}, А. В. Ипатов¹, И. А. Рахимов¹, С. А. Гренков¹, Т. С. Андреева¹¹Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 18.01.2019 г.; после доработки 04.03.2019 г.; принята к публикации 22.03.2019 г.

Измерения плотностей потоков ОСН G21.5-0.9 на частотах 4840 и 8450 МГц выполнены на радиотелескопе РТ-32 обсерватории Светлое ИПА РАН в 2013–2018 гг. Многократные измерения выявили переменность источника. Плотности потоков G21.5-0.9 в течение 1967–2010 гг. получены на основе опубликованных данных, позволяющих сравнить интенсивности G21.5-0.9 и стандартных источников. Для приведения всех данных в единую систему и определения уточненного спектра использовалась шкала потоков “искусственная луна” (ИЛ). Анализ полученной совокупности данных приводит к выводам, что, во-первых, излом в спектре источника не связан с синхротронным высвечиванием релятивистских электронов, и, во-вторых, переменность источника проявляется в виде изменений плотностей потоков, попадающих при этом на одну из двух степенных зависимостей потока от частоты. Спектральные индексы каждой из этих зависимостей имеют одно из двух постоянных значений. Обсуждаются возможные причины обнаруженных изменений спектра G21.5-0.9.

DOI: 10.1134/S0004629919080036

1. ВВЕДЕНИЕ

G21.5-0.9 является крабоподобным остатком сверхновой (далее ОСН), туманностью пульсарного ветра, существование и активность которой обусловлены пульсаром PSR J1833-1034 [1, 2]. Согласно данным измерения средней скорости расширения остатка в интервале времени между 1991 и 2006 г., возраст G21.5-0.9 без учета возможного ускорения близок к 870 годам [3]. Излучение крабоподобных ОСН обусловлено релятивистскими частицами, инжектируемыми центральным пульсаром. В этом отличие крабоподобных ОСН от ОСН, не содержащих центрального пульсара, у которых излучает расширяющаяся оболочка выброса взрыва сверхновой при ее взаимодействии с окружающей средой.

Расстояние до G21.5-0.9 составляет ~ 5 кпк, наиболее точной считается оценка 4.7 ± 0.4 кпк [4].

G21.5-0.9 — это радио и рентгеновский источник с яркостью, возрастающей к центру, диаметром $\sim 1'$, однако размер источника в рентгеновском диапазоне спектра несколько меньше, чем в радиодиапазоне [5]; изображения в рентгене содержат слабое гало диаметром $\approx 2'$ [6, 7], окружающее центральный источник; попытки обнаружить его на радиочастотах не были успешными [8]. Возможное происхождение гало не установлено, одна из версий связывает его с оболочкой ОСН. На радиоизображениях источника с высоким угловым

разрешением хорошо видна волокнистая структура, напоминающая структуру, наблюдаемую в Крабовидной туманности и 3C58 [3]. Измерения с высоким угловым разрешением на частотах 1.4–5 ГГц [3] и 22.3–94 ГГц [5] выявили однородность распределения спектрального индекса по источнику в радиодиапазоне, в отличие от рентгена, где крутизна спектра существенно возрастает с расстоянием от центра источника [6, 7]. Предполагается, что этот эффект обусловлен различием в возрасте релятивистских частиц, и вследствие синхротронного высвечивания их распределения по энергиям в центре и на периферии туманности различны.

Радиоспектр G21.5-0.9 в диапазоне от дециметровых до миллиметровых волн получен в работе [9]. Микроволновый спектр на волнах миллиметрового диапазона измерен по программе “Planck” [9] на частотах 70, 100 и 143 ГГц и в работе [10] на 84 ГГц. Данные в пределах ошибок согласуются, хотя значение потока на верхней частоте [9] явно выходит за пределы общей зависимости. Для определения радиоспектра источника на частотах ниже 40 ГГц в [9] использовались параметры, основанные на данных каталога [11]. По этим данным, спектр имеет степенную зависимость плотности потока S от частоты f в виде $S(f) \propto f^{-\alpha}$, где α — спектральный индекс, $\alpha = 0.05$. Поскольку на частотах 70–143 ГГц получено значение $\alpha = 0.55$, в [9] сделан вывод, что единый степенной закон не может аппроксимировать наблюдаемый спектр, и пред-

*E-mail: ivanov_vp41@mail.ru

Таблица 1. Параметры параболического радиотелескопа РТ-32

f , МГц	$T_{\text{пр}}$, К	$T_{\text{ша}}$, К	$T_{\text{сис}}$, К	Δf , МГц	КИП	НРВW, угл. мин.
1550	10	38	48	450	0.6	21.9
2370	10	37	50	450	0.48	14.6
4840	10	23	33	1000	0.6	6.96
8450	12	27	39	1000	0.56	3.94

Примечание. В столбцах приведены: f — частота; $T_{\text{пр}}$ — шумовая температура входа приемника; $T_{\text{ша}}$ — шумовая температура антенны; $T_{\text{сис}}$ — шумовая температура системы; Δf — полоса пропускания приемника; КИП — коэффициент использования поверхности; НРВW — ширина диаграммы направленности на уровне 0.5 по мощности. Поляризация всех облучателей круговая.

ложена аппроксимация спектра двумя степенными участками, разделенными изломом. Выше частоты излома $f_b = 45$ ГГц спектральный индекс увеличивается на 0.5. На этом основании в [9] сделан вывод, что излом спектра G21.5-0.9 обусловлен потерями энергии релятивистских электронов на синхротронное излучение [12, 13].

Однако такая интерпретация физической природы излома спектра G21.5-0.9 не согласуется с данными и выводами [5]. В этой работе на частоте 93.7 ГГц было измерено распределение спектрального индекса по источнику G21.5-0.9 в зависимости от расстояния до его центра. Полученный результат указывает на отсутствие такой зависимости и с большой вероятностью означает, что синхротронные потери не оказывают влияния на спектр источника на частотах $f \leq 94$ ГГц. В работе [3] обоснован вывод, что при возрасте 870 лет излом спектра на частоте $f_b \leq 100$ ГГц вследствие синхротронных потерь возможен лишь при наличии внутри ОСН неправдоподобно сильного магнитного поля.

У молодых ОСН наблюдаются эволюционные и нестационарные изменения радиоспектров [14, 15], анализ параметров переменности вносит существенный вклад в изучение физической природы объектов. Эти данные могут быть получены на основе точного определения спектра в разные эпохи и сравнения полученных результатов. Для уточнения спектра G21.5-0.9, выявления динамики его эволюции и нестационарных изменений необходимы новые точные измерения плотностей потоков, а также приведение опубликованных данных в единую систему на основе точной абсолютной шкалы потоков.

В настоящей работе представлены результаты измерений плотностей потоков G21.5-0.9 на радиотелескопе РТ-32 обсерватории Светлое ИПА РАН, а также приведения опубликованных данных в единую систему на основе шкалы потоков “искусственная луна” (ИЛ) [16, 17], что существенно

уточняет спектр этого источника и позволяет исследовать его динамику.

2. ИЗМЕРЕНИЯ НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ РТ-32 ОБСЕРВАТОРИИ СВЕТЛОЕ ИПА РАН

Измерения плотностей потоков ОСН G21.5-0.9 относительно стандартов шкалы потоков ИЛ выполнены на радиотелескопе РТ-32 обсерватории Светлое ИПА РАН. Параметры полноповоротного параболического радиотелескопа РТ-32 диаметром 32 м обсерватории Светлое ИПА РАН приведены в табл. 1 [18–20].

Плотности потоков исследуемых источников измерены относительно источников-стандартов шкалы потоков ИЛ [16, 17]. Шкала потоков ИЛ базируется на абсолютных измерениях по методу “искусственной луны”, превосходящему по точности другие методы, и включает в себя более 15 стандартных источников со спектрами, перекрывающими диапазон частот 38–200 ГГц. Существенным отличием от других шкал и преимуществом шкалы ИЛ является независимый от абсолютных измерений контроль формы спектров источников (метод относительных спектров). Шкала потоков ИЛ адаптирована на частоты до 200 ГГц и более на основе стандартного спектра Крабовидной туманности. Спектры Крабовидной туманности многократно и подробно измерялись методом “искусственной луны” в диапазоне частот 0.5–15 ГГц на временном интервале 1972.2–1992.7, а также определены в шкале потоков ИЛ по данным относительных измерений на 1955–1981 гг. в диапазоне частот 0.1–23 ГГц [14]. Эти спектры степенные, и на основе метода относительных спектров можно показать, что степенной закон выполняется, по крайней мере, до 200 ГГц:

$$S(f) = S_0 \left(\frac{f}{f_0} \right)^{-\alpha}, \quad (1)$$

Таблица 2. Плотности потоков ОСН G21.5-0.9, измеренные на радиотелескопе РТ-32

f , МГц	$S_{\text{ИЛ}}$, Ян	Егг, Ян	Source	Epoch	Группа
4840	5.194	0.13	3C295	2017.97	1
8450	5.957	0.184	3C295	2013.34	2
8450	6.04	0.224	3C295	2014.93	2
8450	6.087	0.152	3C295	2015.49	2
8450	4.823	0.12	3C295	2018.35	1

Примечание. В столбцах приведены: f — частота, $S_{\text{ИЛ}}$ — плотность потока, Егг — погрешность измерения, Source — стандартный источник, Epoch — эпоха измерения, Группа (1 или 2, см. текст).

где $S(f)$ в Ян — плотность потока на частоте f (МГц); S_0 (Ян) — параметр, равный плотности потока на частоте f_0 (МГц); α — спектральный индекс. Среднее значение $\alpha = 0.327 \pm 0.002$ и не зависит от времени; $\frac{1}{S} \times \frac{dS}{dt} = (-0.159 \pm 0.024)\%/год$; $S_0 = (8970 \pm 210)$ Ян на частоте $f_0 = 1$ МГц на эпоху 1992.7.

Основным стандартом шкалы потоков ИЛ является внегалактический источник 3C295. Его характеризуют стабильное на волнах длиннее 1 см радиоизлучение и малые угловые размеры: $5'' \times 1''$ [21]. В шкале потоков ИЛ спектр 3C295 в диапазоне частот 1425–8450 МГц определяется степенной функцией (1) с параметрами: $\alpha = 1.007$, $S_0 = 8.249$ Ян на частоте $f_0 = 3500$ МГц.

На радиотелескопе РТ-32 можно измерять отношения плотностей потоков исследуемых источников и стандартов шкалы потоков ИЛ на 4-х частотах: 1550, 2370, 4840 и 8450 МГц. Абсолютные плотности потоков ОСН получены по измеренным отношениям потоков ОСН и стандартов шкалы ИЛ.

Погрешности измерений включают среднеквадратичное отклонение отношений пиковых антенных температур, которое на всех частотах не превышало 1.3%, а также погрешности поправок за частичное разрешение G21.5-0.9 диаграммой направленности (ДН) антенны. Методика определения поправок аналогична применявшейся в работе [21] и многих других. Выполняются сканы в двух ортогональных направлениях вдоль большой и малой осей источника, профили антенных температур аппроксимируются гауссианами и их ширина сравнивается с шириной ДН. Поправочный коэффициент находится из выражения:

$$g = \sqrt{1 + \left(\frac{\theta_{u1}}{\theta_{0.5}}\right)^2} \times \sqrt{1 + \left(\frac{\theta_{u2}}{\theta_{0.5}}\right)^2},$$

где θ_{u1} и θ_{u2} — ширины гауссианы на уровне $0.5T_{\text{атах}}$ вдоль большой и малой осей источника

соответственно; $T_{\text{атах}}$ — максимальное значение антенной температуры в пределах скана; $\theta_{0.5}$ — ширина ДН на уровне 0.5 мощности при совпадении значений $\theta_{0.5} = \theta_{0.5A} = \theta_{0.5h}$ в угломестной и азимутальной плоскостях, что выполняется в нашем случае.

Погрешность коррекции за разрешение источника зависит от разности профилей антенной температуры скана и аппроксимирующей гауссианы. В случае G21.5-0.9 профили сканов вдоль обеих осей мало отличаются от гауссиан, и погрешность поправок, максимальная для волны $\lambda = 3.5$ см, не превысила 2%. Профили определялись путем усреднения двух противоположно направленных сканов. При наблюдениях применялась методика “on-off”, и направление позиционного угла источника при наведении на него антенны с круговой поляризацией и круговой симметрией луча поправок не требует. Коррекция за атмосферное поглощение вводилась в виде множителя e^γ , где $\gamma = A_\lambda / \sin(h)$, h — угол места (высота) антенны. Для волн 18, 13, 6.2 и 3.5 см $A_\lambda = 0.01, 0.011, 0.012$ и 0.013 соответственно.

Спектр наблюдавшегося на РТ-32 ОСН G21.5-0.9 отличается малой величиной спектрального индекса. Причиной погрешности определения плотности потока ОСН при сравнении со стандартом 3C295 может быть различие спектральных индексов (соответственно менее 0.1 и 1.007). Эта погрешность зависит от отношения $\Delta f/f$ и может быть устранена путем коррекции. В нашем случае максимальное значение корректирующего множителя не превышало 1.006 и поправки не вводились.

Измерения плотностей потоков G21.5-0.9 выполнены на частотах 4840 и 8450 МГц между апрелем 2013 г. и апрелем 2018 г. На частоте 8450 МГц измерения повторялись с целью выявления изменений в излучении источника. Плотности потоков G21.5-0.9, определенные на частотах 4840 и 8450 МГц между эпохами 2013.34–2018.35 в шкале потоков ИЛ, приведены в табл. 2.

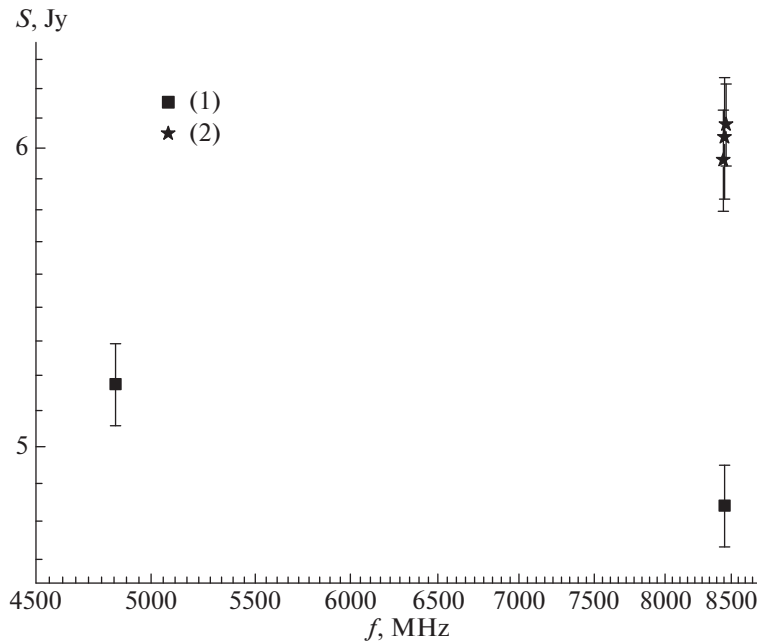


Рис. 1. Плотности потоков ОСН G21.5-0.9, измеренные на радиотелескопе РТ-32.

На рис. 1 изображены плотности потоков ОСН G21.5-0.9, измеренные на радиотелескопе РТ-32 на частотах 4840 и 8450 МГц. Данные измерений отнесены к группам (1) (показаны квадратами) и (2) (звезды). Деление на группы (последовательности) обосновано в следующем разделе. Данные, принадлежащие к разным группам, не согласуются между собой. Так, среднее значение потока на частоте 8450 МГц для группы (2) выше значения, измеренного на той же частоте через 2.9 года на 25%, и на 16% выше потока, измеренного на частоте 4840 МГц. Более низкие плотности потоков отнесены к группе (1). Полученные данные указывают на нестационарную переменность радиоизлучения G21.5-0.9.

Для определения уточненного спектра ОСН G21.5-0.9, а также оценки его временных изменений, в настоящей работе использовалась совокупность данных измерений на радиотелескопе РТ-32 и опубликованных данных, приведенных к шкале потоков ИЛ.

3. СПЕКТР ОСН G21.5-0.9

Важнейшим условием адекватного решения задачи отображения изменений в спектрах исследуемых источников является сведение всех имеющихся данных сравнения потоков излучения этих объектов со стандартами в единую систему на основе прецизионной шкалы потоков. Шкала потоков BGPW [22] для этой цели не пригодна вследствие причин, обсуждаемых в работе [16], но задача решается на основе шкалы потоков ИЛ.

Таблица 3 содержит плотности потоков G21.5-0.9, измеренные на радиотелескопе РТ-32, а также основанные на опубликованных данных, приведенных к шкале потоков ИЛ. Следует отметить, что погрешности измерений, указанные в опубликованных работах, содержат неопределенность абсолютной привязки, вклад которой значителен. При переводе этих данных в шкалу потоков ИЛ погрешности должны снижаться из-за устранения этой составляющей, но ввиду ее неопределенности погрешности были сохранены.

Обозначение и размещение данных в табл. 3: с первого по пятый столбец приведены соответственно: частота измерений f (МГц); плотность потока G21.5-0.9 в шкале потоков ИЛ, $S_{\text{ИЛ}}$ (Ян); абсолютная погрешность измерения потока Err (Ян); опубликованное значение плотности потока G21.5-0.9, S_p (Ян); источник-калибратор Source (если стандартных источников несколько, Sample). В столбцах с шестого по девятый даны соответственно множители перехода к шкале ИЛ, k ; эпохи измерений, Epoch; группы — последовательность (1) или (2); и ссылки на первоисточник.

Спектр G21.5-0.9, построенный по данным табл. 3, изображен на рис. 2. Он основан на измерениях в диапазоне частот от 80 МГц до 143 ГГц, полученных на протяжении более 50 лет.

Совокупность данных в логарифмическом масштабе аппроксимируется двумя линейными участками. На частоте 32.54 ГГц имеет место излом спектра, спектральный индекс скачком возрастает на 0.48 по сравнению с более низкими частотами.

Таблица 3. Плотности потоков ОСН G21.5-0.9 по опубликованным данным, приведенным к шкале потоков ИЛ, а также измеренные на радиотелескопе РТ-32

f , МГц	$S_{ИЛ}$, Ян	Егг, Ян	S_p , Ян	Source	k	Epoch	Группа	Ссылка
80	8.82	0.88	8	Sample	1.1	1973	(1)	[23]
327	6.53	0.63	7.3	3C48	0.89	2003	(2)	[8]
330	7.25	0.36	9.3	3C286	0.78	1987.9	(1)	[24]
1430	6.3	0.42	7	3C48, 3C286	0.9	2008.3	(2)	[8]
1660	6.12	0.61	6.5	3C218	0.94	1967.5	(2)	[25]
2700	5.24	0.52	5.7	3C218	0.92	1967.5	(1)	[25]
2700	6.25	0.63	6.8	3C218	0.92	1973	(2)	[26]
4840	5.19	0.13	5.19	3C295	1	2017.97	(1)	н.р.
4865	6.15	0.31	6.7	3C286	0.92	1985.9	(2)	[3]
5000	6.39	0.32	7.1	Sample	0.9	1975	(2)	[27]
8450	5.96	0.18	5.96	3C295	1	2013.34	(2)	н.р.
8450	6.04	0.22	6.04	3C295	1	2014.93	(2)	н.р.
8450	6.09	0.15	6.09	3C295	1	2015.49	(2)	н.р.
8450	4.82	0.12	4.82	3C295	1	2018.35	(1)	н.р.
10600	6.00	0.7	6.9	3C218	0.87	1974.2	(2)	[28]
32000	4.17	0.22	5.64	Crab	0.74	1983.5	(1)	[29]
70000	3.44	0.48	4.3	Crab	0.8	2010	(1)	[9]
84200	2.68	0.48	3.94	3C58	0.68	1985.9	(1)	[10]
100000	1.97	0.37	2.7	Crab	0.73	2010	(1)	[9]
143000	2.13	0.28	3	Crab	0.71	2010	(2)	[9]

Примечание. “н.р.” в 9 столбце указывает, что данные приведены в настоящей работе.

Средняя по всем данным зависимость плотности потока от частоты подобна полученной в [9].

В интервале 80–32 540 МГц спектр аппроксимируется соотношением:

$$S_{01}(f) = S_{01}^0 \left(\frac{f}{f_0} \right)^{-\alpha_{01}}, \quad (2)$$

где $S_{01}^0 = (5.81 \pm 0.18)$ Ян — плотность потока на частоте f_0 ; $\alpha_{01} = 0.093 \pm 0.03$ — спектральный индекс; $f_0 = 3500$ МГц.

На частотах 32.54–143 ГГц имеет место аналогичная зависимость:

$$S_{02}(f) = S_{02}^0 \left(\frac{f}{f_0} \right)^{-\alpha_{02}}, \quad (3)$$

где $S_{02}^0 = (2.72 \pm 0.29)$ Ян — плотность потока на частоте f_0 ; $\alpha_{02} = 0.573 \pm 0.29$ — спектральный индекс; $f_0 = 85\,000$ МГц.

Необходимо отметить значительные отклонения точек на графике рис. 2 относительно средних зависимостей (2) и (3), во многих случаях превосходящие заявленные погрешности измерений. На

рис. 3 представлены отношения плотностей потоков $S_{ИЛ}$ по данным табл. 3 к S_{01} — аппроксимации спектра G21.5-0.9 формулой (2). Точки на рис. 3 расположены не хаотично, что указывало бы на их случайный разброс, а образуют две последовательности с малыми отклонениями от пересекающихся прямых в логарифмическом масштабе. Вклад случайной составляющей в распределение точек мал.

Это дает основания предполагать, что разброс данных обусловлен не грубыми ошибками измерений, а переменностью радиоизлучения G21.5-0.9. Более детальный анализ имеющихся данных показывает закономерность в их распределении. Множество точек $S_{ИЛ}$ на рис. 2 можно разделить на две группы, расположенные вдоль прямых с изломами, как это представлено на рис. 4. В табл. 3 эти группы обозначены как последовательности (1) и (2). Степенная аппроксимация с изломом выполнена отдельно для каждой из двух последовательностей. Отклонения точек от средних зависимостей в каждом случае малы, как и погрешности определения параметров S_0 и α , и это весомый аргумент

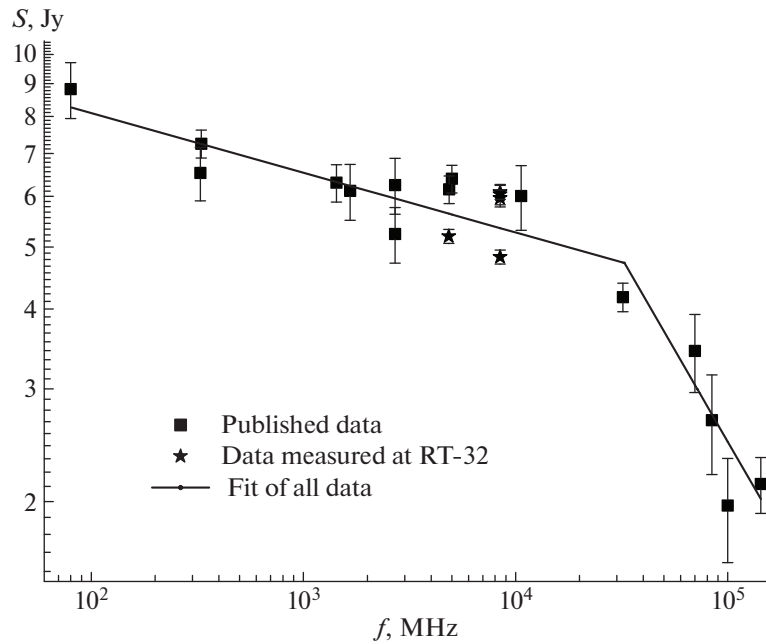


Рис. 2. Спектр G21.5-0.9, построенный по данным табл. 3.

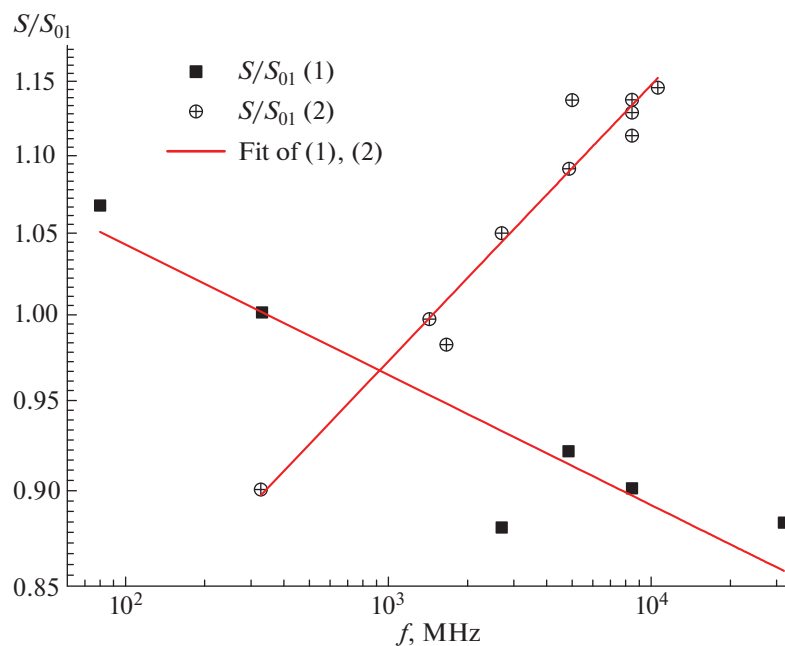


Рис. 3. Отношения измеренных $S_{\text{ил}}$ и рассчитанных по формуле (2) S_{01} плотностей потоков G21.5-0.9. Черные квадраты соответствуют группе (1), кресты в кружках — группе (2).

в пользу обоснованности разделения совокупности данных на две последовательности.

Для каждой из последовательностей частотное распределение плотностей потоков аппроксимируется двумя степенными участками разной крутизны. Аппроксимации последовательностей (1) и (2) обозначены как $S_1(f)$ и $S_2(f)$ соответственно. Для последовательности (1) низкочастотный участок

представлен плотностями потоков S_{11} на частотах от 80 до 32 000 МГц и аппроксимируется выражением:

$$S_{11}(f) = S_{11}^0 \left(\frac{f}{f_0} \right)^{-\alpha_{11}}, \quad (4)$$

где $S_{11}^0 = (5.397 \pm 0.03)$ Ян — плотность потока

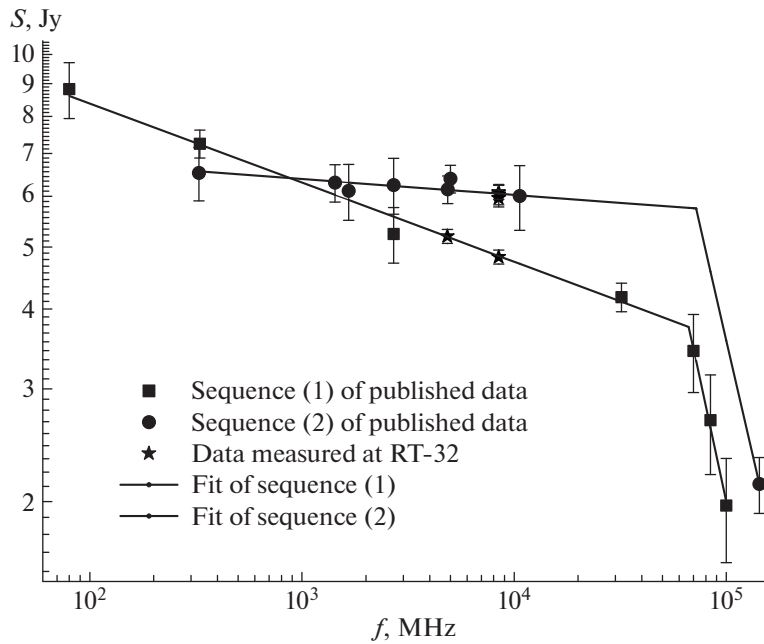


Рис. 4. Плотности потоков G21.5-0.9 с отдельной аппроксимацией последовательностей (1) и (2).

на частоте f_0 ; $\alpha_{11} = 0.124 \pm 0.005$ — спектральный индекс; $f_0 = 3500$ МГц.

Низкочастотный участок последовательности (2) измерен на частотах от 327 до 10 600 МГц и аппроксимируется степенной зависимостью $S_{21}(f)$:

$$S_{21}(f) = S_{21}^0 \left(\frac{f}{f_0} \right)^{-\alpha_{21}}, \quad (5)$$

где $S_{21}^0 = (6.19 \pm 0.04)$ Ян — плотность потока на частоте f_0 ; $\alpha_{21} = 0.025 \pm 0.01$ — спектральный индекс; $f_0 = 3500$ МГц.

Высокочастотный участок спектра в табл. 3 представлен данными на частотах 70, 100 и 143 ГГц [9] и на частоте 84.2 ГГц [10]. Точка на частоте 143 ГГц значительно отклоняется от степенной зависимости для плотностей потоков на частотах 70, 84.2 и 100 ГГц, вероятная причина различия — в принадлежности к разным последовательностям. Большее значение плотности потока на частоте 143 ГГц по сравнению с аппроксимацией данных на частотах 70, 84.2 и 100 ГГц соответствует последовательности (2).

Участок спектра на частотах 70–100 ГГц принадлежит последовательности (1) и описывается степенной зависимостью $S_{12}(f)$:

$$S_{12}(f) = S_{12}^0 \left(\frac{f}{f_0} \right)^{-\alpha_{12}}, \quad (6)$$

где $S_{12}^0 = (2.57 \pm 0.05)$ Ян — плотность потока на частоте f_0 ; $\alpha_{12} = 1.543 \pm 0.11$ — спектральный индекс; $f_0 = 85\,000$ МГц.

Общий спектр S_1 этой последовательности имеет излом на частоте $f_{b1} = 66\,530$ МГц, где спектральный индекс возрастает на величину $\Delta\alpha_1 = 1.419 \pm 0.115$. Предположив, что спектр последовательности (2) также имеет излом со скачком спектрального индекса $\Delta\alpha_2 = \Delta\alpha_1$, можно определить его высокочастотный участок $S_{22}(f)$. Он проходит через точку с потоком (2.13 ± 0.284) Ян на частоте 143 ГГц, а его спектральный индекс $\alpha_{22} = \alpha_{21} + \Delta\alpha_2$:

$$S_{22}(f) = 4.514 \left(\frac{f}{f_0} \right)^{-1.444}, \quad f_0 = 85\,000. \quad (7)$$

Частота излома спектра S_2 , $f_{b2} = 71\,900 \pm 6800$ МГц, в пределах погрешности совпадает с f_{b1} ; погрешность частоты излома определяется из условия, что спектр $S_{22}(f)$ может проходить через интервал значений потоков 2.130 ± 0.284 Ян, т.е. от 1.846 до 2.414 Ян.

Спектры на основе последовательностей (1) и (2) совпадают по форме и связаны соотношением:

$$S_1 \left(\frac{f}{f_0} \right) = S_2 \left(\frac{f}{f_0} \right) \frac{S_{01}}{S_{02}} \left(\frac{f}{f_0} \right)^{-(\alpha_{11} - \alpha_{21})}. \quad (8)$$

Подставляя S_{01} , S_{02} , α_{01} и α_{02} в (6) из (2) и (3), получим:

$$S_1 \left(\frac{f}{f_0} \right) = S_2 \left(\frac{f}{f_0} \right) \times 0.872 f^{-0.099}, \quad (9)$$

где $f_0 = 3500$ МГц.

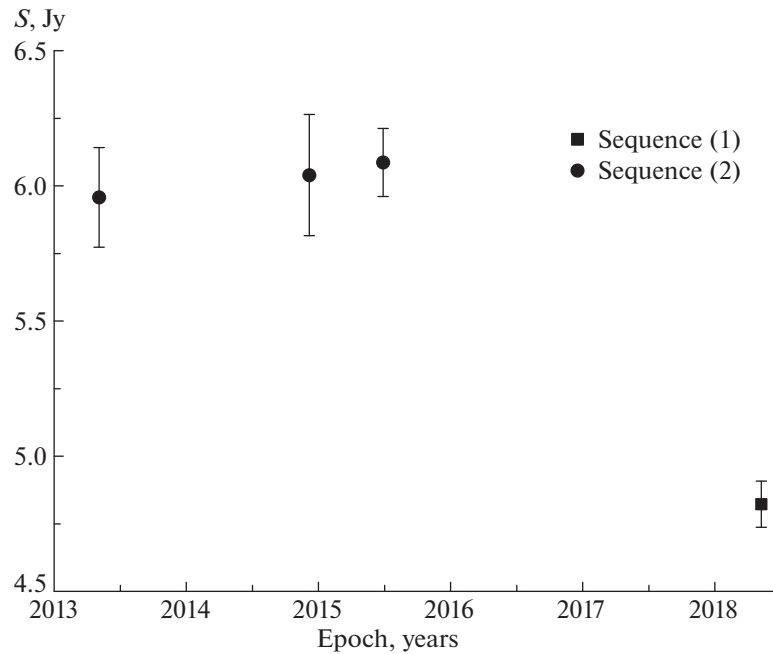


Рис. 5. Зависимость плотности потока от времени на частоте 8450 МГц.

Как отмечалось выше, при переводе данных к шкале потоков ИЛ их погрешности должны снижаться из-за устранения вклада неопределенности абсолютной привязки (использовались только сравнения со стандартами), но оценить этот вклад невозможно, и погрешности были сохранены. Однако очевидно, что погрешности параметров α_{11} , α_{12} и α_{21} , а также S_{11}^0 , S_{12}^0 и S_{21}^0 завышены; отклонения точек на рис. 4 от аппроксимирующих линий меньше баров ошибок.

Временные интервалы, в которых получены последовательности (1) и (2), практически совпадают, чередование тех и других данных во времени случайно. Можно привести примеры очень малых временных интервалов, разделяющих измерения данных, относящихся к разным последовательностям. Так, на рис. 5 представлена зависимость плотности потока от времени на частоте 8450 МГц по данным измерений на радиотелескопе РТ-32 обсерватории Светлое ИПА РАН между эпохами 2013.34 и 2018.35.

Рисунок 5 характеризует быстроту перехода плотности потока на одной частоте от одной последовательности к другой. Плотности потоков, измеренные на частоте 8450 МГц между эпохами 2013.34 и 2015.49, в пределах погрешностей совпали и сохранялись на уровне последовательности (2), после чего через 2.9 года, в эпоху 2018.35, была измерена меньшая на 25% величина, относящаяся к последовательности (1). Подобный эффект наблюдается на примере данных [9], где

в пределах одной измерительной сессии были выполнены измерения на частотах 70, 100 и 143 ГГц. Поток на частоте 143 ГГц выше аппроксимации спектра для частот 70 и 100 ГГц на 85%.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Совокупность данных измерений интенсивности радиоизлучения G21.5-0.9 на радиотелескопе РТ-32 обсерватории Светлое ИПА РАН, а также опубликованных данных, приведенных в единую систему на основе шкалы потоков ИЛ, дает возможность существенно уточнить частотное распределение плотностей потоков ОСН G21.5-0.9 и выявить его изменения во времени.

Предваряя дальнейшее обсуждение, следует заметить, что полученные здесь результаты и следующие из них выводы справедливы в пределах имеющейся статистики.

Совокупность имеющихся данных отличается их значительным разбросом относительно усредненной зависимости плотностей потоков от частоты. В то же время в пределах последовательностей (1) и (2) данные удивительно однородны, что позволяет рассматривать частотное распределение плотностей потоков G21.5-0.9 в виде двух последовательностей, как согласующееся с данными наблюдений.

Особенности этого распределения:

1. Спектр G21.5-0.9 в диапазоне частот 80 МГц–143 ГГц состоит из двух степенных

участков разной крутизны с изломом на частоте $f_b \approx (69 \pm 2.2)$ ГГц, выше которой спектральный индекс увеличивается на $\Delta\alpha = 1.419 \pm 0.115$. В случае синхротронного высвечивания приращение α выше частоты излома составило бы $\Delta\alpha = 0.5$, и столь значительное несоответствие значений, существенно превосходящее переоцененную погрешность $\Delta\alpha$, уверенно показывает, что излом в спектре G21.5-0.9 не связан с потерями энергии релятивистских электронов на синхротронное излучение. Более того, предположение о связи излома в спектре с синхротронным высвечиванием противоречит оценке возраста остатка ≈ 870 лет.

2. Согласно имеющейся статистике, частотная зависимость измеренных плотностей потоков представляется в виде двух последовательностей, распределенных по степенным законам с разными показателями. При сохранении формы наклон спектра в целом принимает одно из двух значений, отличающихся на $\Delta\alpha = 0.099 \pm 0.01$. Отличие спектральных индексов превышает 5σ . Зафиксированы переходы от одной последовательности к другой за весьма короткие временные интервалы (2–3 года), их чередование во времени случайно. Неясно, насколько наблюдаемые изменения в спектре широкополосны.

Похожее явление отмечено в спектре 3C58 в 1963–1971 гг. [15]. В этой же работе сравнение спектров 3C58 для 1963–1971 и 1981–2003 гг. показывает уменьшение спектрального индекса на частотах 74–8450 МГц от раннего значения $\alpha = 0.111 \pm 0.006$ до более позднего $\alpha = 0.061 \pm 0.005$ за малый интервал времени (≤ 10 лет). Малость временного интервала ограничивает линейные размеры области, генерирующей наблюдаемые изменения в пределах 2.5 пк, что значительно меньше размеров 3C58.

Одной из возможных причин наблюдаемой переменности может быть неоднородность инжекции релятивистских частиц из пульсара в туманность. Предположим, что этот процесс может происходить в двух сменяющих друг друга режимах. Основное различие между режимами должно состоять в распределении инжектируемых частиц по энергиям. Насколько быстро может происходить дрейф частиц в туманности? В работе [30] на последовательности рентгеновских изображений G21.5-0.9 по данным обсерватории Chandra рассмотрено перемещение “узлов” яркости от центра к периферии источника. Приведены значения скорости

перемещения, $(0.2–0.7) c$, где c — скорость света. Если “узлы” соответствуют областям с повышенной плотностью релятивистских электронов, то дрейф частиц в туманности может происходить со скоростью, близкой к скорости света.

Выше отмечалось, что временной интервал между данными, принадлежащими разным последовательностям, составляет ≈ 2 года. Можно оценить, какая часть источника за это время доступна для дрейфующих частиц. Линейный размер области, генерирующей наблюдаемые изменения в G21.5-0.9, не превышает 4 св. года, при расстоянии до источника 5 кпк ее угловой размер $\leq 50''$. Это близко к угловому размеру всего источника, т.е. такой механизм возможен в принципе. Однако при его рассмотрении в качестве причины переменности необходимо оценить, возможен ли наблюдаемый эффект при неполной замене излучающих частиц в источнике. Очевидно, что концентрация “новых” частиц зависит от времени протекания процесса инжекции. В связи с этим требует объяснения повторяющаяся стабильность параметров спектров источника в каждом из двух состояний, хотя продолжительность нахождения источника в этих состояниях меняется случайным образом. Предположение о наличии двух популяций частиц с разными энергетическими распределениями трудно согласовать с данными о постоянстве спектрального индекса в пределах источника [5]. Кроме того, такой механизм не удовлетворяет условиям для 3C58.

Учитывая возникшие затруднения, следует обсудить другие возможности быстрого изменения радиоспектра G21.5-0.9. Источник оптически тонкий, однако он содержит неоднородности в виде “волокон” и “узлов”. При распространении радиоизлучения внутри источника оно взаимодействует с этими структурами, однако взаимодействие должно различаться в случае генерации последовательностей (1) и (2). По данным наблюдений с высоким разрешением, в работе [31] предложена модель инжекции пульсаром релятивистских частиц в туманность в виде двух джетов, направленных к наблюдателю и в противоположном направлении. Если джеты существуют не одновременно, а поочередно, то условия распространения радиоизлучения к наблюдателю в двух случаях различны, и спектры двух наблюдаемых последовательностей формируются при взаимодействии излучения с мелкомасштабными неоднородностями, но в разных условиях. Поскольку частоты изломов совпадают, можно предположить, что мелкомасштабная структура не имеет заметных собственных движений, и эффект Доплера отсутствует. Эта структура образует случайную фазовую решетку, обладающую фокусирующим свойством. Фокусирующий эффект зависит от частоты, а также от направления джета. Однако

анализ этого процесса в настоящей работе не проводился.

G21.5-0.9 и 3C58 относятся к одному классу объектов, и наблюдаемые эффекты могут объясняться подобными физическими механизмами. Причинами быстрой и нестационарной переменности радиоизлучения ОСН G21.5-0.9 могут быть взаимодействие собственного радиоизлучения туманности и элементов ее структуры, а также особенности активности пульсара PSR J1833-1034, однако детали этого процесса остаются невыясненными.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе шкалы потоков ИЛ выполнены измерения интенсивности радиоизлучения G21.5-0.9 на радиотелескопе РТ-32 обсерватории Светлое ИПА РАН, а также приведены в единую систему опубликованные данные измерений плотностей потоков этого источника. В результате точность определения радиоспектра ОСН G21.5-0.9 существенно повышена, что позволило уточнить его форму, частоту и природу излома, и обнаружить нестационарные изменения спектра во времени.

Быстрая и нестационарная переменность радиоизлучения ОСН G21.5-0.9 связана с особенностями структуры туманности и активности пульсара PSR J1833-1034, однако детали этого процесса требуют дополнительных исследований.

Остатки сверхновых — Крабовидная туманность, 3C58 и G21.5-0.9 — принадлежат к одному классу объектов. Для спектров этих трех источников характерны нестационарные изменения, как локальные, так и спектра в целом [14, 15]. Подобие процессов в разных объектах подтверждает их реальность, а также действие идентичных физических механизмов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Y. Gupta, D. Mitra, D. A. Green, and A. Acharyya, *Current Science* **89**, 853 (2005).
2. F. Camilo, S. M. Ransom, B. M. Gaensler, P. O. Slane, D. R. Lorimer, J. Reynolds, R. N. Manchester, and S. S. Murray, *Astrophys. J.* **637**, 456 (2006).
3. M. F. Bietenholz and N. Bartel, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **386**, 1411 (2008).
4. J. Davelaar, A. Smith, and R. H. Becker, *Astrophys. J.* **300**, L59 (1986).
5. D. C.-J. Bock, M. C. H. Wright, and J. R. Dickel, *Astrophys. J.* **561**, L203 (2001).
6. P. Slane, Y. Chen, N. S. Schulz, F. D. Seward, J. P. Hughes, and B. M. Gaensler, *Astrophys. J.* **533**, L29 (2000).
7. S. Safi-Harb, I. M. Harrus, R. Petre, G. G. Pavlov, A. B. Koptsevich, and D. Sanwal, *Astrophys. J.* **561**, 308 (2001).
8. M. F. Bietenholz, H. Matheson, S. Safi-Harb, C. Brogan, and N. Bartel, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **412**, 1221 (2011).
9. M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, et al., *Astron. and Astrophys.* **586**, id. A134 (2016).
10. C. J. Salter, S. P. Reynolds, D. E. Hogg, J. M. Paine, and P. J. Rhodes, *Astrophys. J.* **338**, 171 (1989).
11. D. A. Green, *Bull. Astron. Soc. India* **37**, 45 (2009).
12. N. S. Kardashev, *Soviet. Astron.* **6**, 317 (1962).
13. S. P. Reynolds, *Astrophys. J.* **703**, 662 (2009).
14. В. П. Иванов, К. С. Станкевич, С. П. Столяров, *Астрон. журн.* **71(9)**, 737 (1994).
15. В. П. Иванов, А. В. Ипатов, И. А. Рахимов, Т. С. Андреева, *Астрофиз. бюлл.* **74**, (2019) (в печати).
16. В. П. Иванов, А. В. Ипатов, И. А. Рахимов, С. А. Гренков, Т. С. Андреева, *Астрон. журн.* **95(9)**, 609 (2018).
17. В. П. Иванов, К. С. Станкевич, *Изв. ВУЗов. Радиофизика* **29**, 3 (1986).
18. А. М. Финкельштейн, *Наука в России* **5**, 20 (2001).
19. A. Finkelstein, A. Ipatov, and S. Smolentsev, in *Proc. of the Fourth APSGP Workshop*, edited by H. Cheng, Q. Zhi-han (Shanghai: Shanghai Scientific and Technical Publishers, 2002), p.47.
20. И. А. Рахимов, Ш. Б. Ахмедов, А. А. Зборовский, Д. В. Иванов, А. В. Ипатов, С. Г. Смоленцев, А. М. Финкельштейн, *Всероссийская Астрономическая Конференция, Санкт-Петербург, 6–12 августа 2001. Тезисы докладов* (СПб.: Изд-во ИПА РАН, 2001), с. 152.
21. M. Ott, A. Witzel, A. Quirrenbach, T. P. Krichbaum, K. J. Standke, C. J. Schalinski, and C. A. Hummel, *Astron. and Astrophys.* **284**, 331 (1994).
22. J. W. M. Baars, R. Genzel, I. I. K. Pauliny-Toth, and A. Witzel, *Astron. and Astrophys.* **61**, 99 (1977).
23. O. B. Slee and C. S. Higgins, *Australian J. Physics and Astrophys. Suppl.* **36**, 1 (1975).
24. N. E. Kassim, *Astron. J.* **103**, 943 (1992).
25. D. K. Milne, T. L. Wilson, F. F. Gardner, and P. G. Mezger, *Astrophys. Lett.* **4**, 121 (1969).
26. D. K. Milne and J. R. Dickel, *Australian J. Physics* **27**, 549 (1974).
27. A. S. Wilson and K. W. Weiler, *Astron. and Astrophys.* **53**, 89 (1976).
28. R. H. Becker and M. R. Kundu, *Astron. J.* **80**, 679 (1975).
29. H. W. Morsi and W. Reich, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **69**, 533 (1987).
30. B. Guest and S. Safi-Harb, *Supernova Remnants: An Odyssey in Space after Stellar Death*, *Proc. of the Conference held 6–11 June 2016, Chania, Greece*, id. 52 (<http://snr2016.astro.noa.gr>).
31. E. Furst, T. Handa, K. Morita, P. Reich, W. Reich, and Y. Sofue, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **40**, 347 (1988).