

ПЕРЕМЕННОСТЬ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ОСТАТКОВ СВЕРХНОВЫХ И ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ ЯВЛЕНИЯ

© 2022 г. В. П. Иванов^{1,*}, А. В. Ипатов¹, И. А. Рахимов¹, Т. С. Андреева¹

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной астрономии Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: ivanov_vp41@mail.ru

Поступила в редакцию 13.05.2022 г.

После доработки 10.08.2022 г.

Принята к публикации 30.09.2022 г.

Плотности потоков и текущие спектры плерионов и комбинированных остатков сверхновых (ОСН): 3С58, 3С144, G11.2–0.3, G21.5–0.9, 3С396 определены в шкале потоков “искусственная луна”. Переменность радиоизлучения исследуемых объектов на различных шкалах времени исследовалась путем многократных измерений на радиотелескопе РТ-32 обсерватории “Светлое” ИПА РАН, а также на основе взаимного сравнения опубликованных данных измерений, приведенных в единую систему на основе шкалы потоков “искусственная луна” (ИЛ). В радиоизлучении исследуемых ОСН обнаружены медленные эволюционные и быстрые, нестационарные во времени изменения. Быстрая переменность ОСН имеет признаки, подобные наблюдаемым при вспышках на Солнце. Это может указывать на идентичность физических механизмов формирования быстрой переменности радиоизлучения плерионов и Солнца. В качестве общего механизма рассматривается пере замыкание силовых линий магнитного поля.

Ключевые слова: остаток сверхновой, плерион, ударная волна, радиотелескоп

DOI: 10.31857/S0004629922110068

1. ВВЕДЕНИЕ

Остатки сверхновых (ОСН) принадлежат к числу эволюционирующих объектов. И. С. Шкловский показал, что у молодых остатков сверхновых, расширяющихся в однородной межзвездной среде, интенсивность радиоизлучения с течением времени испытывает эволюционное уменьшение, которое он назвал вековым [1].

Наблюдения исторических ОСН подтвердили предсказанный эффект (напр., [2, 3]). Отличие от этого сценария эволюции обнаружено у молодого ОСН G11.2–0.3 [4], где на протяжении интервала времени более 50 лет наблюдалось частотно-зависимое возрастание потоков на частотах $f \leq 10$ ГГц.

Исследования спектров и переменности радиоизлучения ОСН – плерионов (тип F) и комбинированных остатков (тип C), внутри оболочки которых находятся плерионы, выполнены в работах [4–7]. Плотности потоков ОСН многократно измерялись на радиотелескопе РТ-32 обсерватории “Светлое” ИПА РАН [8] с целью получения зависимостей от времени. Многократные измерения выявили переменность источников. Плотности потоков ОСН для определения текущих спектров в широком диапазоне частот получены на основе опубликованных данных, позволяю-

щих сравнить интенсивности измеряемых и стандартных источников. Для приведения всех данных в единую систему и определения уточненных спектров использовалась шкала потоков “искусственная луна” (ИЛ) [9]. Преимущества шкалы ИЛ перед широко используемой шкалой BGPW [10] обсуждались в [9]. Следует отметить, что погрешности измерений, указанные в опубликованных работах, содержат неопределенность абсолютной привязки, вклад которой значителен. При представлении этих данных в шкале потоков ИЛ погрешности должны снижаться из-за устранения этой составляющей, но ввиду ее неопределенности, погрешности сохранены. Вследствие значительной неопределенности погрешностей измерений, данные аппроксимировались степенной зависимостью плотности потока от частоты без учета веса данных измерений.

Эволюционные изменения происходят на фоне быстрой переменности. Относительно короткое во времени изменения радиоизлучения характерны для всех объектов исследования настоящей работы, у разных ОСН эти процессы имеют похожие признаки. Далее приведены данные наблюдений переменности радиоизлучения разных ОСН и анализ закономерностей этих нестационарных случайных процессов. Обсуждаются по-

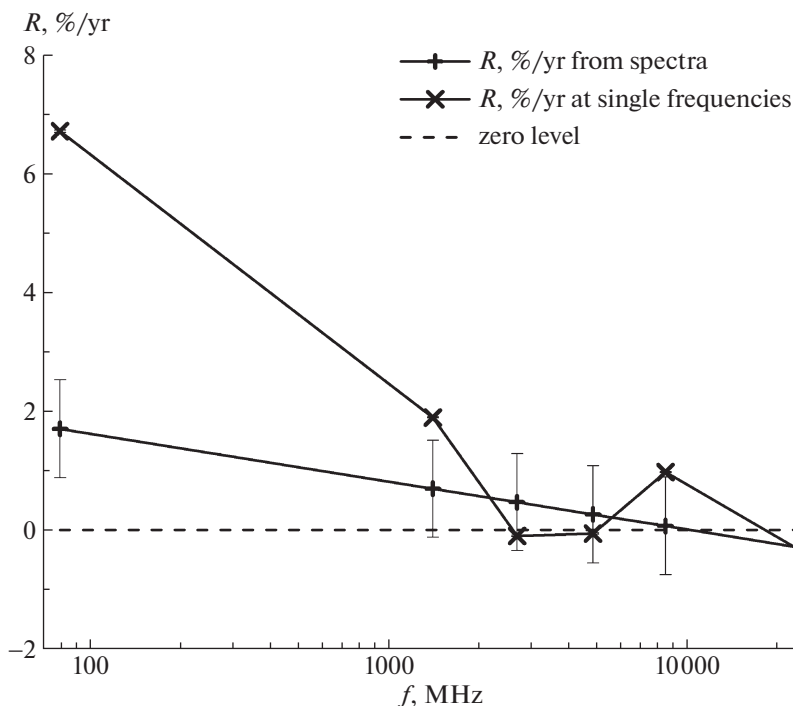


Рис. 1. Скорости изменения потоков ОСН G11.2–0.3, определенные по текущим спектрам и по измерениям на одной частоте [4].

добие быстрых изменений радиоизлучения ОСН и Солнца и возможные механизмы наблюдаемых явлений.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1. Эволюционные изменения радиоизлучения

Спектр Крабовидной туманности (3С144) исследовался методом абсолютных измерений ИЛ, установлена степенная зависимость плотности потока от частоты [2]:

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

где $S(f)$ [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.

Плотности потоков Крабовидной туманности (3С144) уменьшаются со скоростью $R = 100(1/S)(dS/dt) = (-0.159 \pm 0.024)$ %/год, не зависящей от частоты. Соотношение (1) выполняется, по крайней мере, до частоты 200 000 МГц.

В отличие от Крабовидной туманности, средняя скорость R изменения потока ОСН G11.2–0.3 на временном интервале 1967–2000 г. зависела от

частоты [4]: рост потока наблюдался на частотах ниже 10 ГГц, на более высоких частотах поток падал в соответствии с выражением

$$R = 100 \frac{1}{S} \frac{dS}{dt} = (0.354 - 0.351 \log_{10}(f/f_0)) \times 2.3 \times 100 \text{ %/год}. \quad (2)$$

Зависимость $R(f)$ изображена на рис. 1.

Эволюционные изменения происходили на фоне более быстрых вариаций потоков в ограниченных частотных интервалах. Быстрые изменения плотностей потоков 3С58, G11.2–0.3, G21.5–0.9, 3С396 обнаружены по данным наблюдений ОСН на радиотелескопе РТ-32 обсерватории “Светлое” ИПА РАН, а также по опубликованным данным, приведенным к шкале потоков ИЛ. В текущих спектрах всех перечисленных ОСН обнаружены нестационарные “избытки” и “провалы” плотностей потоков, ограниченные по времени (от долей года до нескольких лет) и полосе частот с последующим их восстановлением до среднего уровня. Далее приведены результаты наблюдений нестационарной переменности радиоизлучения ОСН, а также их сравнение с подобными явлениями, сопровождающими вспышки на Солнце.

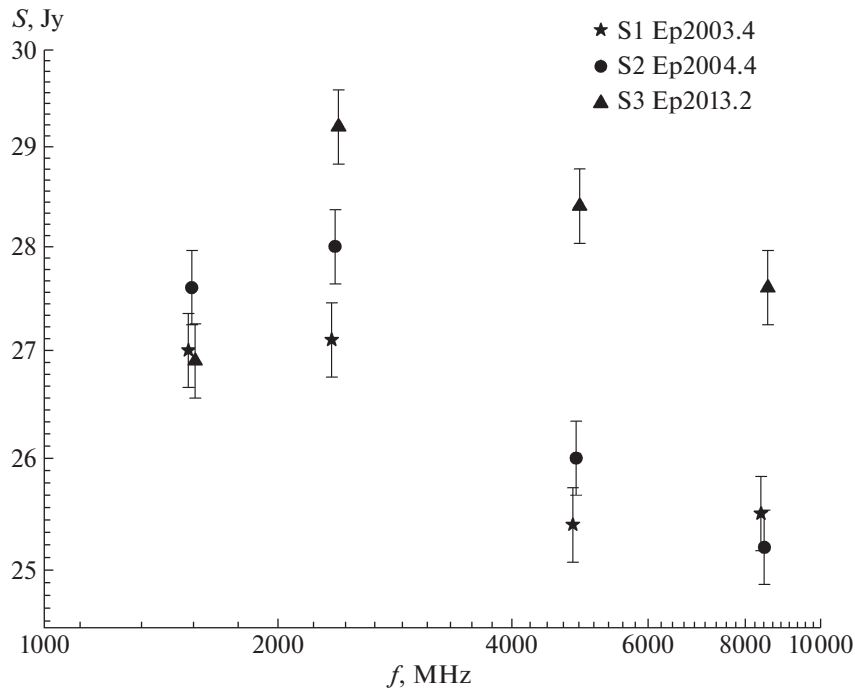


Рис. 2. Спектры 3C58 [5], полученные в 2003.4 (S1), в 2004.4 (S2) и в 2013.2 (S3).

2.2. *Нестационарный тепловой источник в плерионе 3C58*

В эпоху 2013.2 аномалия в виде “избытка” интенсивности в степенном спектре 3C58 была обнаружена на частотах $f = (2370–8450)$ МГц [5].

Текущие спектры ОСН 3C58 – S1, S2 и S3 – измерены на радиотелескопе РТ-32 обсерватории “Светлое” ИПА РАН на частотах $f = 1550$ МГц ($\lambda = 18$ см), $f = 2370$ МГц ($\lambda = 13$ см), $f = 4840$ МГц ($\lambda = 6.2$ см), $f = 8450$ МГц ($\lambda = 3.5$ см) в 2003, 2004 и 2013 г. [5]. Они изображены на рис. 2.

Было установлено, что избыток мощности радиоизлучения в спектре S3, измеренном в эпоху 2013.2 по сравнению с невозмущенным (базовым) спектром для интервала времени по данным за 1981–2003 г. на частотах наблюдений, имел тепловой спектр. В работе [5] приведена оценка параметров соответствующего теплового источника.

После 2013 г. измерения плотностей потоков ОСН 3C58 на радиотелескопе РТ-32 обсерватории “Светлое” ИПА РАН были продолжены. Изменения потоков на волнах $\lambda = 13, 6.2, 3.5$ см в зависимости от времени приведены на рис. 3. Как видно из рис. 3, тепловой источник в ОСН 3C58 существовал $\Delta t \geq 6$ лет.

Появление теплового компонента в спектре радиоизлучения плериона 3C58 можно сравнить с корональным выбросом массы (coronal mass ejection, CME) в солнечной короне.

CME представляет собой выброс корональной плазмы и увлеченного ею магнитного поля в гелиосферу. Вспышки и корональные выбросы массы – самые сильные явления в Солнечной системе. Предполагается, что процесс CME приводится в действие энергией магнитного поля, накапливаемой при перезамыкании магнитных силовых линий и взрывном освобождении ее из-за неустойчивости равновесной конфигурации. Материал, уносимый CME, должен производить свободно–свободное излучение. Однако, поскольку для CME характерны низкие температуры и плотности, их слабое свободно–свободное тепловое излучение часто маскируется яркими нетепловыми излучениями и наблюдается достаточно редко [10].

Тепловой источник в 3C58 на много порядков превосходит CME как по мощности, так и по времени жизни. Однако идентичность механизмов радиоизлучения и сходство в динамике процессов позволяют предположить, что оба явления обусловлены одним механизмом – перезамыканием силовых линий магнитного поля.

2.3. *Радиоизлучение с распределением интенсивности по двум степенным частотным зависимостям*

Текущие спектры 3C58 в более широком диапазоне частот определены по опубликованным данным, приведенным к шкале потоков ИЛ [5]. Текущий спектр, включающий данные измере-

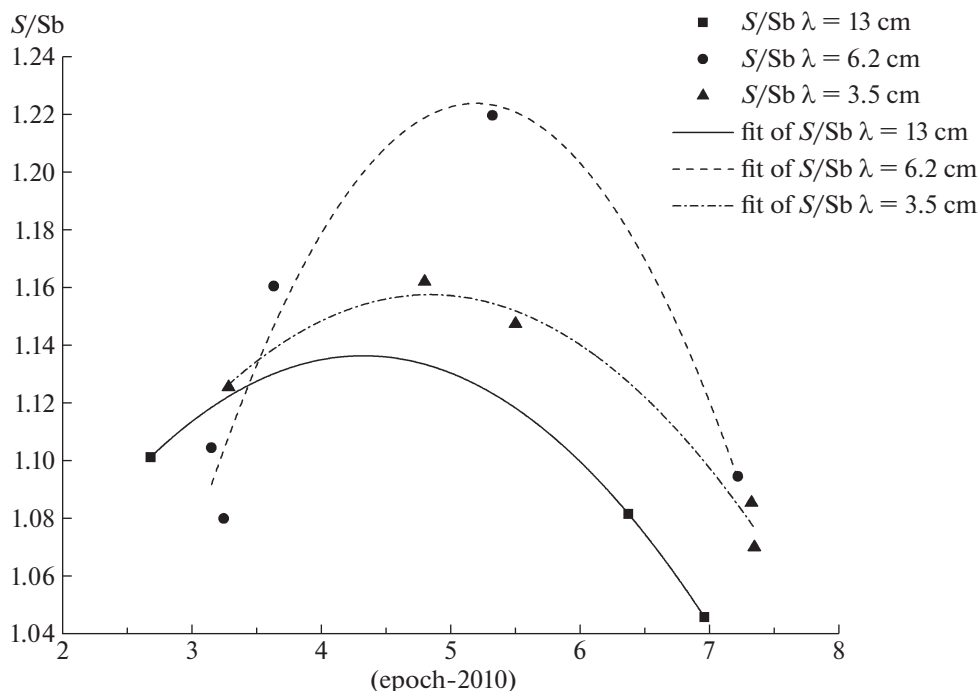


Рис. 3. Изменения во времени отношений S/S_b ОСН 3С58 на частотах измерений. Обозначено: S – измеренные плотности потоков, S_b – плотности потоков базового (невозмущенного) спектра 3С58 по данным за 1981–2003 гг. на частотах наблюдений.

ний в интервале времени между эпохами 1963.4–1970.9 (рис. 4), содержит три точки со значимыми отклонениями ΔS от среднего спектра. Это плотности потоков на частотах: 178 МГц ($\Delta S = -4.5\sigma$), эпоха 1964.9, 408 МГц ($\Delta S = -3.1\sigma$), эпоха 1967.9 и 5000 МГц ($\Delta S = -2.7\sigma$), эпоха 1967.1. Отклонения не объясняются случайными ошибками измерений, они ограничены по времени и частотным интервалам.

Точки рис. 4 образуют две группы, в каждой из которых зависимость плотности потока от частоты степенная в виде (1), с малыми отклонениями от прямых в логарифмическом масштабе аппроксимирующих линий. Две группы данных не разделяются во времени.

Параметры степенной зависимости $S(f)$ верхней последовательности: $\alpha = 0.111 \pm 0.006$; $S_0 = (67.24 \pm 2.9)$ Ян на частоте $f_0 = 1$ МГц.

Для нижней последовательности (частоты 178, 408 и 5000 МГц): $\alpha = 0.075 \pm 0.004$; $S_0 = (45.41 \pm 1.31)$ Ян на частоте $f_0 = 1$ МГц.

Спектры как верхней, так и нижней последовательностей могут излучаться релятивистскими электронами источника, распределенными по энергиям ϵ согласно степенному закону: $N = K\epsilon^{-\gamma}$,

но с разными показателями степени γ . Спектральный индекс $\alpha = \frac{\gamma-1}{2}$.

Качественно верхняя последовательность отличается от нижней большими величинами γ и напряженности магнитного поля H .

В радиоизлучении плериона G21.5–0.9 [6] подобный эффект более заметен. Согласно имеющейся статистике, частотная зависимость измеренных плотностей потоков представляется в виде двух последовательностей (1) и (2), распределенных по степенным законам с разными показателями. При сохранении формы наклон спектра 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. Отсутствуют данные, позволяющие определить форму спектра на произвольном очень коротком временном интервале.

Распределение измеренных плотностей потоков G21.5–0.9 в зависимости от частоты приведено на рис. 5 [6].

Как и в случае 3С58, отличие последовательности (1) от последовательности (2) состоит в больших величинах γ и напряженности магнит-

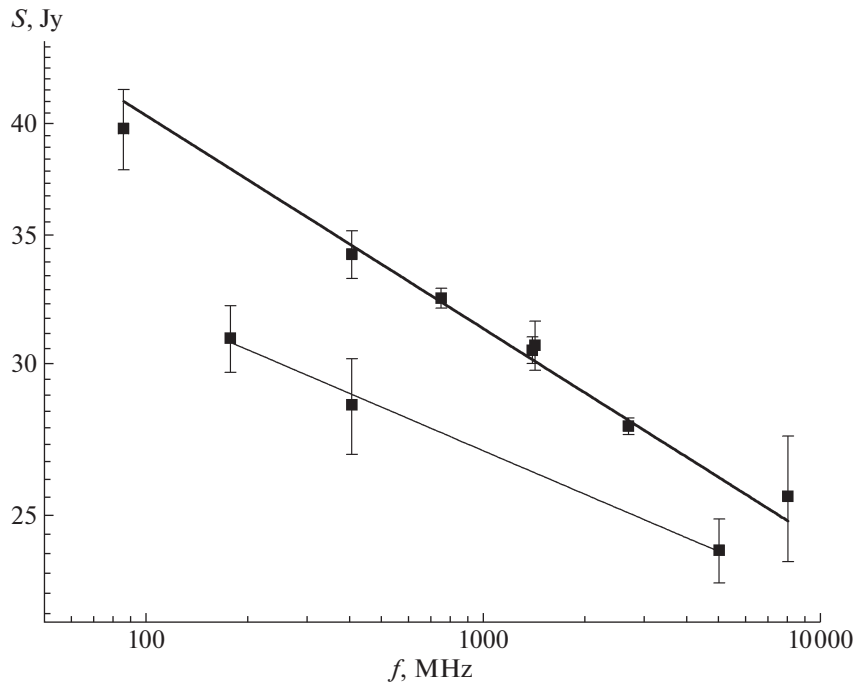


Рис. 4. Текущий спектр ОЧН 3С58 в интервале между эпохами 1963.4–1970.9 [5].

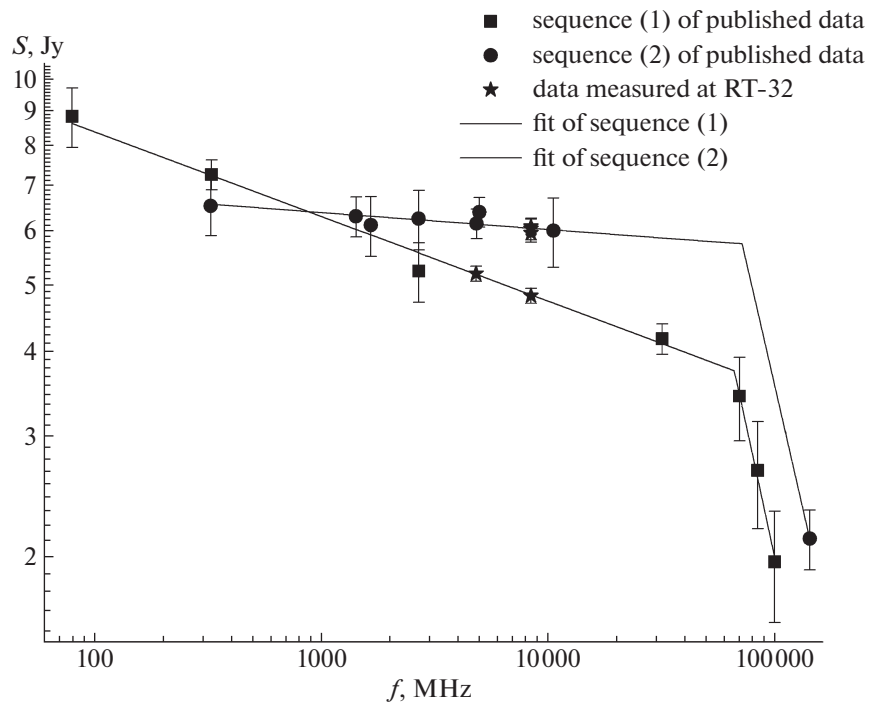


Рис. 5. Плотности потоков ОЧН G21.5–0.9 по данным измерений в интервале времени 1967.5–2018.35 на частотах 0.08–143 ГГц [4]. Данные групп (1) и (2) распределены во времени случайным образом [6].

ного поля \mathbf{H} . ОСН 3С58 и G21.5–0.9 принадлежат к F типу, т.е. являются плерионами и лишены оболочек. Принадлежность к одному типу объектов и подобие переменности радиоизлучения дают основание предположить, что в обоих случаях действует одинаковый механизм быстрой переменности радиоизлучения.

Предполагая, что наблюдаемые изменения спектрального индекса отражают изменения спектра на всем исследуемом частотном интервале, следует обратить внимание на быстроту процесса изменения наклона спектра. Разброс данных измерений относительно аппроксимирующих линий мал, и рис. 5 не содержит точек, занимающих промежуточное положение между двумя подгонками. Это указывает на большую скорость переходов источника из одного состояния в другое. Взрывной характер изменений в энергетических распределениях излучающих релятивистских частиц напоминает процессы ускорения частиц во время импульсной фазы солнечных вспышек, хотя продолжительность и масштабы энерговыделения существенно различны. При переходе от последовательности (1) к последовательности (2) быстрое уплощение спектра можно объяснить ускорением частиц при разрушении токовых слоев, созданных перезамыканием магнитных силовых линий, а уменьшение магнитного поля может быть вызвано аннигиляцией магнитных полей при перезамыкании. Однако объяснение последующего столь же быстрого роста спектрального индекса и напряженности магнитного поля \mathbf{H} при обратном переходе к последовательности (1) сталкивается с трудностями. Можно предположить, что выделение энергии в результате перезамыкания магнитных силовых линий приводит к формированию внутри плериона вторичного источника – объема, заполненного ускоренными релятивистскими частицами в магнитном поле, более слабом по сравнению с полем \mathbf{H} основного источника. Вторичный источник имеет степенной спектр со спектральным индексом, меньшим по сравнению с основным источником. Для многократного воспроизведения спектра последовательности (2) необходимо, чтобы процесс перезамыкания в точности повторялся. Спектр суммарного излучения основного и вторичного источников мало отличается от степенного при условии близких значений спектральных индексов и на рис. 5 представлен спектром последовательности (2). Быстрый обратный переход к последовательности (1) возможен при условии выхода вторичного источника за пределы плериона. При этом внешнее давление не будет препятствовать его расширению и ослаблению магнитного поля до значения, при котором синхротронное излучение будет пренебрежимо малым. Энергетическое распределение вновь инжектируемых пульсаром релятивистских частиц

идентично частицам, излучающим в магнитном поле плериона, за счет чего компенсируется излучение объема, ранее занятого вторичным источником, и спектр возвращается к состоянию (1).

2.4. Наблюдения зависимости радиоизлучения от времени на двух частотах

На рис. 6 представлены данные измерений плотностей потоков ОСН G11.2–0.3 на радиотелескопе РТ-32 обсерватории “Светлое” ИПА РАН на волнах $\lambda = 6.2$ и 3.5 см в 2018–2019 гг. [4]. В указанном временном интервале плотности потоков на обеих частотах в среднем уменьшались на фоне значимых быстрых отклонений текущих значений плотностей потоков $S_{6.2}$ и $S_{3.5}$ от средних зависимостей. Наибольшие отклонения от средних значений наблюдались на волне $\lambda = 6.2$ см в эпохи 2018.74 (+11.7 σ) и 2018.97 (–3.1 σ) и на волне $\lambda = 3.5$ см в эпоху 2019.26 (–5.2 σ).

Изменения радиоизлучения с течением времени более подробно изучены на волне $\lambda = 6.2$ см. За значительным ростом плотности потока в эпоху 2018.74 (+39% относительно среднего уровня) последовало падение в эпоху 2018.97 (–17% относительно среднего уровня). На волне $\lambda = 3.5$ см всплеск роста потока не отмечен, возможно, по причине недостаточно частого повторения измерений, однако в эпоху 2019.26 наблюдалось падение потока (–15% относительно среднего уровня). “Провал” интенсивности на волне $\lambda = 3.5$ см отстает от подобного события на волне $\lambda = 6.2$ см на ≈ 0.29 года (106 дней). Отсюда оценка скорости дрейфа частоты составляет $df/dt = 34$ МГц/день. Длительность процесса роста, спада и восстановления интенсивности составила $\Delta t \approx 0.45$ года. Следовательно, полоса частот сигнала на уровне половины мощности $\Delta f \leq 2800$ МГц, или $\Delta f/f \leq 0.58$.

Измерения плотностей потоков ОСН 3С396 на радиотелескопе РТ-32 выполнены на частотах 4840 и 8450 МГц между декабрем 2017 г. и июнем 2018 г. [7]. На обеих частотах измерения повторялись с целью выявления изменений в излучении источника. Плотности потоков 3С396, определенные на частотах 4840 МГц (6.2 см) и 8450 МГц (3.5 см) между эпохами 2017.95–2018.52 в шкале потоков ИЛ, приведены на рис. 7. Поскольку измерения выполнялись на одном радиотелескопе и в одинаковых условиях, на рис. 7 приведены только случайные погрешности. Серия измерений началась в эпоху 2017.95 на волне $\lambda = 6.2$ см, измеренное значение плотности потока S на +7.5% (2.8 σ) превысило средний многолетний уровень. Плотность потока, измеренная на той же волне через 0.2 года в эпоху 2018.15, оказалась на

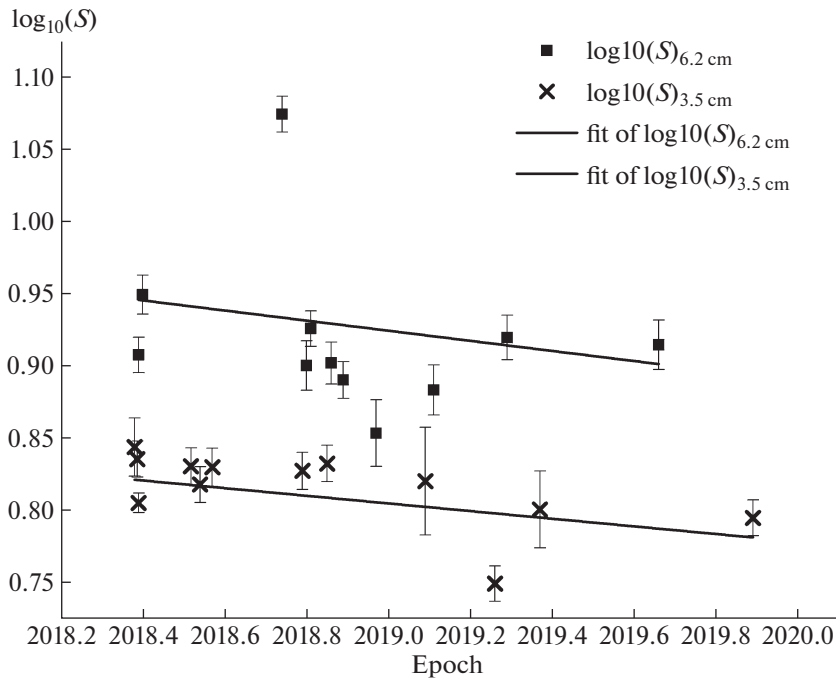


Рис. 6. Плотности потоков ОСН G11.2–0.3 по данным измерений РТ-32 на волнах $\lambda = 6.2$ и 3.5 см [4].

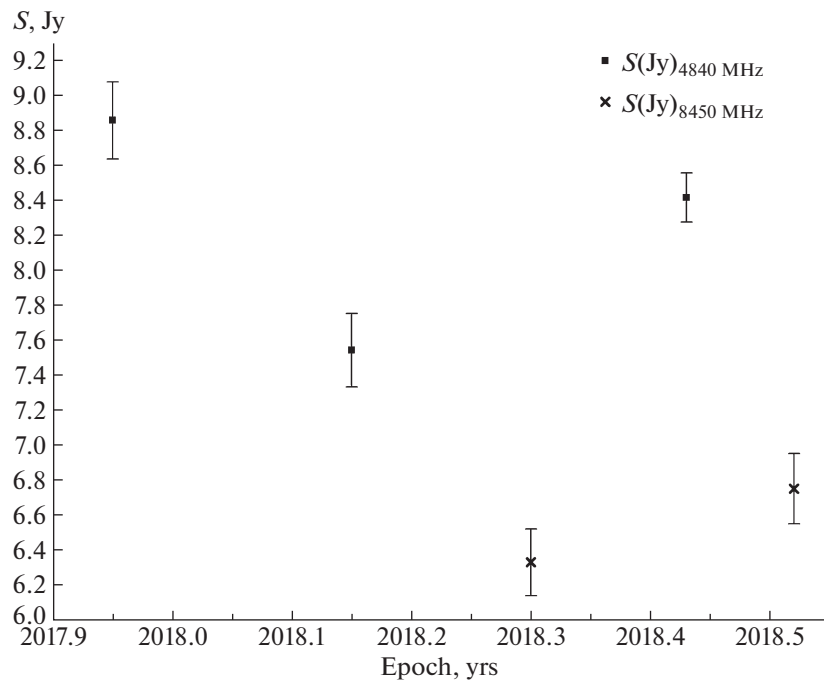


Рис. 7. Распределение во времени плотностей потоков ОСН 3С396, измеренных на радиотелескопе РТ-32 на частотах $f = 8440$ и 8450 МГц [7].

9% (3.3σ) ниже среднего уровня, т.е. упала на 17% относительно предшествующего значения.

Результат измерения на $\lambda = 6.2$ см через 0.28 года, в эпоху 2018.43, превысил предшеству-

ющий на 11% и средний уровень на 2.2% (1.3σ), т.е. совпал со средним уровнем.

На волне $\lambda = 3.5$ см выполнено два измерения. В эпоху 2018.3 измеренная плотность потока была

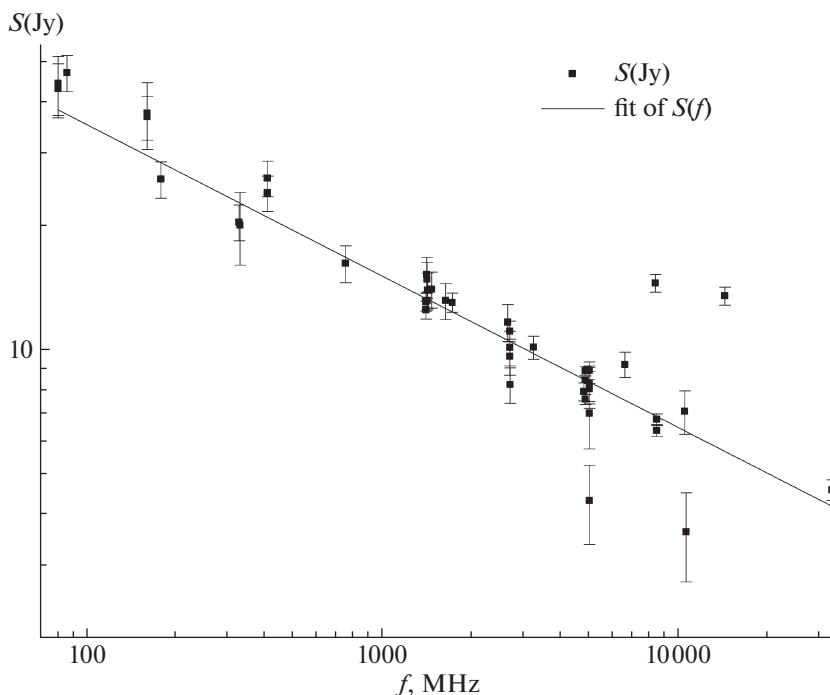


Рис. 8. Спектр ОСН 3С396 по данным измерений между эпохами 1962–2018.5.

ниже среднего уровня на 6% (2σ), а через 0.22 года, в эпоху 2018.52, измерения показали средний уровень. Следует отметить подобие динамики изменений интенсивностей радиоизлучения на волнах $\lambda = 6.2$ и 3.5 см, и меньшую амплитуду изменений на волне $\lambda = 3.5$ см по сравнению с $\lambda = 6.2$ см. На временном интервале 2018.1–2018.5 плотности потоков росли как на волне $\lambda = 6.2$ см, так и на $\lambda = 3.5$ см, но разными темпами: в последнем случае относительное приращение вдвое меньше. Задержка изменений на $\lambda = 3.5$ см по сравнению с $\lambda = 6.2$ см составляет ~ 0.2 – 0.3 года.

Таким образом, изменения во времени радиоизлучения G11.2–0.3 и 3C396 протекали по очень похожему сценарию: на волне $\lambda = 6.2$ см процесс значимых изменений интенсивности относительно среднего уровня начинался с быстрого роста, сменяющегося спадом ниже средних значений и далее возвратом к среднему уровню. Эти изменения происходили в течение $\Delta t \approx 0.5$ года. Интенсивности на волне $\lambda = 3.5$ см изменялись с меньшей амплитудой и с запаздыванием по сравнению с $\lambda = 6.2$ см на ~ 0.2 – 0.3 года. Предполагается, что их динамика подобна изменениям на $\lambda = 6.2$ см, при которых “провал” следует за вспышкой излучения. Реально на $\lambda = 3.5$ см наблюдались только “провалы”, а вспышки не обнаружены, возможно, вследствие их кратковре-

менности при недостаточно частом повторении измерений.

Из наблюдений можно сделать следующие выводы:

- 1) полоса частот всплеска радиоизлучения ограничена в пределах $\Delta f/f \leq 0.6$;
- 2) при всплесках имел место положительный дрейф частоты.

Взрывные процессы роста потоков, наблюдаемые в процессе нестационарных изменений радиоизлучения ОСН, имеют сходство с всплесками радиоизлучения при распространении электронных пучков в короне Солнца при вспышках. Дрейф частоты в сторону роста напоминает всплески типа RS, когда пучки распространяются в плазме с возрастающей плотностью.

2.5. Нестационарные относительные изменения потоков радиоизлучения ОСН 3C396

3C396 (G39.2–0.3) относится к числу комбинированных остатков сверхновых, т.е. имеет расширяющуюся оболочку, внутри которой расположена туманность пульсарного ветра (плерион) и точечный рентгеновский источник, вероятно, пульсар.

Спектр 3C396 в широком диапазоне частот определен по опубликованным данным, приведенным к шкале потоков ИЛ и по измерениям РТ-32 [7]. Данные измерений получены в интер-

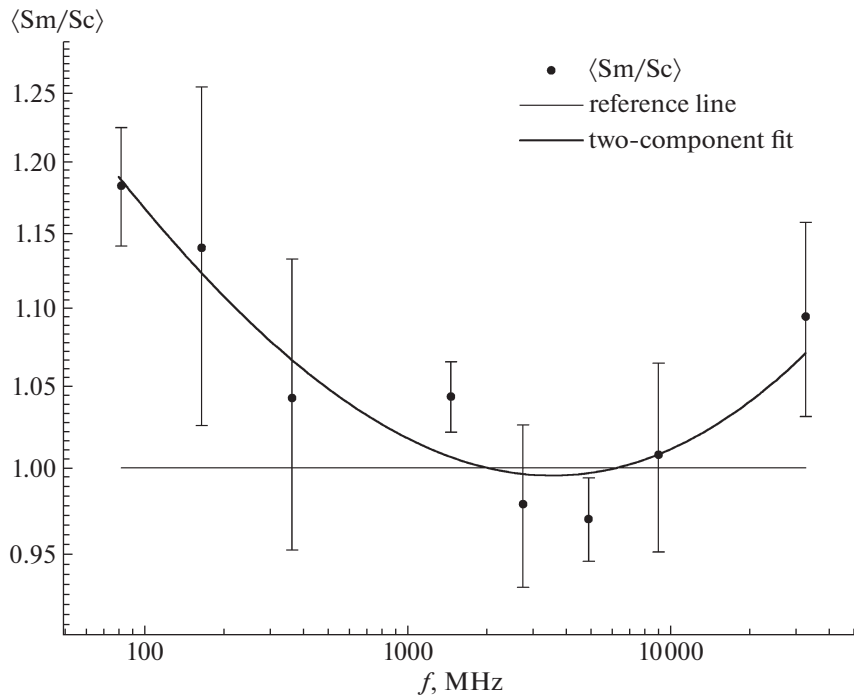


Рис. 9. Усредненные отношения измеренных и рассчитанных плотностей потоков $\langle S_m/S_c \rangle$ [7].

вале времени между эпохами 1962–2018.5 и представлены на рис. 8 [7].

Зависимость плотности потока от частоты близка к степенному закону в виде:

$$S_c(f) = S_0(f)^{-\alpha} \quad (3)$$

с параметрами: $\alpha = 0.37 \pm 0.03$, $S_0 = (190 \pm 44)$ Ян на частоте $f_0 = 1$ МГц.

Рисунок 8 содержит точки со значительными отклонениями от аппроксимирующей линии, существенно превышающими погрешности измерений. Даже предполагая недооценку погрешности части данных, объяснить разброс данных можно только присутствием переменного компонента в радиоизлучении 3С396.

3С396 входит в число ОСН типа С, его спектр является суммой степенных спектров плериона и оболочки, спектральные индексы которых различны. Сумма степенных функций с разными показателями не является степенной функцией, и однозначно соответствует слагаемым компонентам. Следовательно, если аналитически найденные компоненты спектра мало отличаются от реально существующих, то их сумма будет близка к распределению измеренных интегральных плотностей потоков S_m . Далее показано, что компоненты суммы можно разделить при достаточно точном определении спектра.

Для уточнения спектра комбинированного источника усреднялись логарифмы потоков, изме-

ренных на близких частотах; средний логарифм потока соответствует среднему логарифму частоты. При усреднении не учитывались данные с быстрыми отклонениями от средних значений более 2σ . Усреднение минимизирует эффект быстрой переменности и погрешности измерений. Уточненный спектр изображен на рис. 9. Он не включает однократно измеренные данные, а также данные с признаками быстрых изменений во времени. Функция $\langle \log_{10}(S_m) \rangle = F(\log_{10}(f))$ аппроксимируется полиномом.

На рис. 9 горизонтальная опорная линия определяется равенством $S_m = S_c$, плавная кривая соответствует аппроксимации спектра при двухкомпонентной модели квадратичным полиномом (см. ниже).

Отклонения от опорной линии точек, соответствующих измерениям, не выглядят случайными. Их частотное распределение соответствует модели источника в виде суммы двух степенных компонентов $S_\Sigma(f) = S_{1c}(f) + S_{2c}(f)$ с разными спектральными индексами α_1 и α_2 (плавная кривая на рис. 9).

Обозначим через S_{1c} и S_{2c} спектры компонентов 1 и 2 (оболочки и плериона соответственно), а $\langle S_m \rangle_i$ – усредненные плотности потоков на частотах f_i . Параметры одной из двух составляющих спектра, α_1 и S_{01} , задаются произвольно, и расчет

плотностей потоков $S_{lc}(f_i)$ на частотах f_i выполняется по формуле :

$$S_{lc}(f_i) = S_{01} \left(\frac{f_i}{f_0} \right)^{-\alpha_1}. \quad (3a)$$

Оптимальные параметры, при которых среднеквадратичное отклонение суммы расчетных значений $S_{lc} + S_{2c}$ от значений $\langle S_m \rangle_i$ достигает минимума, определялись по следующей схеме. Плотности потоков второй составляющей S_2 на частотах f_i определяются как разность $\langle S_m \rangle_i - S_{lc}(f_i)$, а параметры степенной зависимости $S_{2c}(f)$, α_2 и S_{02} находятся в виде подгонки степенной функции для выборки значений разностей:

$$S_{2c}(f_i) = S_{02} \left(\frac{f_i}{f_0} \right)^{-\alpha_2}. \quad (3b)$$

Среднеквадратичное отклонение σ двухкомпонентной модели определяется по совокупности сравнений $\langle S_m \rangle_i$ из таблицы средних значений и сумм $S_{\Sigma}(f_i) = S_{lc}(f_i) + S_{2c}(f_i)$, вычисленных согласно (3a) и (3b). Паре значений α_1 и S_{01} однозначно соответствуют α_2 и S_{02} , с их изменением меняется среднеквадратичная погрешность двухкомпонентной модели, достигая минимума при оптимальных значениях параметров α_1 , S_{01} , α_2 , S_{02} .

Параметры двухкомпонентной аппроксимации, при которых среднеквадратичное отклонение данных S_m от $(S_{lc} + S_{2c})$ минимально, имеют значения:

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 0.503 \pm 0.01; & S_{01} &= 349.6 \pm 14.5 \text{ Ян}; \\ \alpha_2 &= 0.157 \pm 0.02; & S_{02} &= 13.15 \pm 1.4 \text{ Ян}. \end{aligned} \quad (4)$$

Плавная кривая на рис. 9 показывает частотную зависимость суммы компонентов $S_{lc}(f)$ и $S_{2c}(f)$, нормированной на $S_c(f)$, при оптимальных значениях параметров (4).

1. Данные измерений интенсивности радиоизлучения 3С396, полученные на основе шкалы потоков ИЛ, дают возможность существенно уточнить спектр ОСН 3С396 и оценить его временную стабильность.

Представление спектра 3С396 в виде суммы двух степенных компонентов с разными спектральными индексами, $S_{\Sigma}(f_i) = S_{lc}(f_i) + S_{2c}(f_i)$, отвечает физической природе комбинированного ОСН, состоящего из плериона и оболочки, а параметры двухкомпонентной аппроксимации согласуются с опубликованными ранее результатами.

Значение спектрального индекса $\alpha_2 = 0.157 \pm 0.02$, полученное в настоящей работе, согласуется со статистикой параметров спектров ТПВ и близко к величине спектрального индекса “хво-

ста” $\alpha = 0.15 \pm 0.12$ по данным [11], что дает основание считать “хвост” деталью структуры плериона 3С396.

В рентгене по данным [12] вблизи центра ОСН 3С396 расположена нетепловая туманность, содержащая точечный источник. Авторы интерпретируют ее как синхротронную туманность пульсарного ветра (ТПВ), окружающую еще не обнаруженный пульсар. На основании рентгеновских данных оценка вклада ТПВ в полный поток 3С396 на волне $\lambda = 21$ см составила 4% [12].

В работе [7] интенсивности излучения плериона и оболочки получены на основе двухкомпонентной модели источника, непосредственно по данным наблюдений в радиодиапазоне, и на волне 21 см вклад ТПВ в полный поток 3С396 составляет 32%. Различие оценок в работах [12] и [7] значительно, но результаты согласуются, если в спектре плериона имеется излом (изломы), выше частоты которого крутизна спектра скачком возрастает. Особенности такого типа наблюдаются, в частности, в спектрах плерионов 3С58 [5] и G21.5–0.9 [6]. Часть таких особенностей обусловлена потерями энергии релятивистских электронов на синхротронное излучение в течение достаточно длительного времени. Предполагаемый возраст 3С396 составляет около 3000 лет [13], в течение которых излом спектра мог сформироваться. Существуют и альтернативные механизмы формирования изломов. Так, молодой ОСН G21.5–0.9 имеет спектр с изломом, не связанным с синхротронным высвечиванием [6].

2. Далее представлена процедура выделения переменной составляющей излучения ОСН 3С396 на фоне погрешностей измерений и поиска локализации ее источника внутри ОСН. Данные измерений плотностей потоков имеют отклонения от среднего спектра 3С396, обусловленные погрешностями измерений и переменной областью на коротких временных интервалах (рис. 8). Измерения на частотах 4840 и 8450 МГц, выполненные на радиотелескопе РТ-32 обсерватории “Светлое” ИПА РАН, выявили переменность радиоизлучения 3С396 на временном интервале ≈ 0.5 года. По времени протекания процесса можно оценить протяженность активной области: $L \approx 0.15$ пс. Эту оценку можно сравнить с линейными размерами оболочки и плериона. При угловом диаметре $\approx 7'$ и расстоянии 6.2 кпс, внешний диаметр оболочки 3С396 составляет ≈ 13 пс, и значимая доля быстрой переменности в интегральном излучении оболочки представляется маловероятной. Линейные размеры плериона в соответствии с данными [12] составляют 1.65×0.6 пс, в центре ТПВ находится пульсар и, подобно ТПВ 3С58 и G21.5–0.9, в нем присутствуют мелкомасштабные активные области с переменными параметрами – узлы и волокна. По-

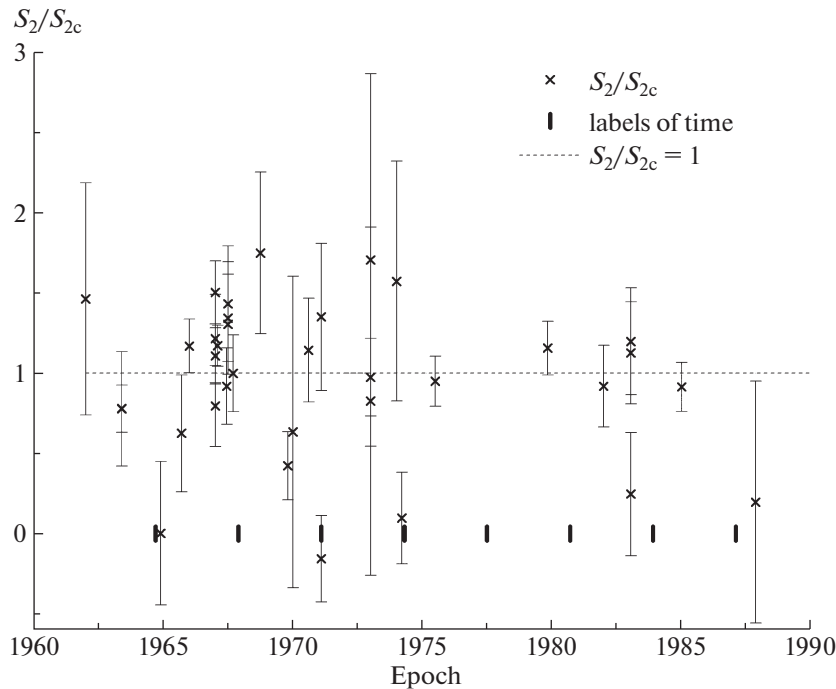


Рис. 10. Зависимость от времени отношения S_2/S_{2c} ОСН 3С396 [7].

этому вероятным источником быстрой переменности излучения является плерион.

Вычитая из плотностей потоков S_m вклад оболочки S_{1c} , получим спектр плериона S_2 :

$$S_2 = S_m(f) - S_{1c}(f). \quad (5)$$

На рис. 10 представлена зависимость от времени отношения S_2/S_{2c} , т.е. спектра плериона, нормированного на его среднее значение S_{2c} ; S_{1c} и S_{2c} — аналитические выражения составляющих спектра 3С396 согласно (3а) и (3б). Нормирование позволяет рассматривать зависимость от времени объединенной совокупности данных, полученных на разных частотах. На рис. 10 интервал времени, содержащий большинство данных, ограничен эпохами 1960.0–1990.0.

Нормированные плотности потоков S_2/S_{2c} распределены выше и ниже уровня $S_2/S_{2c} = 1$, в пяти случаях они близки к нулевым значениям. Таким образом, множество значений S_m ограничено снизу постоянным уровнем спектра оболочки $S_{1c}(f)$, к которому добавляется переменный спектр плериона S_2 . Рисунок 10 содержит метки времени, повторяющиеся через 3.2 года. С ними совпадают или близки по времени пять экстремально низких отношений S_2/S_{2c} , “провалов”, полученных на разных частотах. Эти отношения наблюдались через близкие к кратным 3.2 года интервалы времени, с большими отклонениями

от среднего значения $S_2/S_{2c} = 1$, вероятности таких отклонений, в двух случаях из пяти превышающих 3σ , малы, а вероятность их случайного совместного появления вследствие погрешностей измерений ничтожно мала. Повторное появление “провалов” может быть обусловлено как источником излучения, так и средой, через которую излучение распространяется к наблюдателю — участком оболочки, закрывающим плерион. Процесс может быть рекуррентным, однако для такого вывода статистика недостаточна.

Наличие в интегральном спектре 3С396 “провалов”, глубина которых ограничена спектром оболочки, или нулевым уровнем излучения плериона, служит весомым аргументом в пользу правильности оценки вклада плериона в интегральный спектр 3С396, полученной в [7], как и метода разделения компонентов спектра. Если источник переменности радиоизлучения 3С396 связан с плерионом, то уровень “провалов” не может опускаться ниже уровня излучения оболочки, т.е. нулевого уровня излучения плериона, что выполняется при оценках [7] и не выполняется при оценке [12].

Спектр плериона имеет отклонения от степенной зависимости, ограниченные во времени и в полосе частот. По имеющимся данным можно оценить полосу частот кратковременных “провалов” плотностей потоков относительно среднего спектра. Измерения на частотах 1420, 2700 и 5000 МГц выполнены в процессе измерительной

сессии работы [14] в течение 1.3 года (1969.8, 1970.6, 1971.1). “Провал” потока на значимом уровне наблюдается в полосе частот (2700–5000) МГц, т.е. занимает полосу частот $\Delta f \approx \pm f/2$. В случае роста потока оценка полосы частот процесса имеет близкое значение. К такому выводу приводит результат измерений на частотах 4840 и 8450 МГц на радиотелескопе РТ-32: в течение интервала времени 2018.15–2018.5 отмечен относительный рост плотностей потока на частотах 4840 и 8450 МГц в соотношении 2:1, следовательно, полоса частот явления может составлять $\Delta f \approx \pm f/2$ (см. п. 2.4.)

Выявленная статистика показывает переменность радиоизлучения в виде всплесков и “провалов”, ограниченных по времени и полосе частот. Нестационарные отклонения от уровня $S_2/S_{2c} = 1$ наблюдались на частотах от 80 до 10630 МГц и можно отметить значительные отклонения в интервале $0 \leq S_2/S_{2c} \leq 1.75$.

Всплески интенсивности радиоизлучения плерионов можно сравнить с подобными явлениями в активных областях Солнца, где энерговыделение обусловлено перезамыканием силовых линий магнитного поля. Вероятно, этот механизм действует и в плерионах.

“Провалы” в радиоизлучении соответствуют частичному или полному выключению источника, что может произойти при его экранировании или ослаблении магнитного поля. Экранирование возможно при извержении оптически толстого плазменного объекта, подобного SME, в направлении наблюдателя, и сравнимого по размерам с плерионом. Экранирующий объект не может быть долгоживущим. Возможно, в описанном в п. 2.2 этой главы примере такой сценарий частично реализован. Тем не менее выполнение перечисленных условий представляется маловероятным.

Локальные изменения магнитного поля возможны при пересоединениях силовых линий магнитного поля, однако объяснить его ослабление, достаточное для наблюдаемых глубоких “провалов” излучения, не представляется возможным.

Таким образом, механизм глубоких “провалов” излучения плерионов требует дальнейшего изучения.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В разделе 2 приведены данные о частотной и временной зависимости радиоизлучения плерио-

нов и композитных ОСН. Из обзора наблюдений пяти остатков сверхновых, плерионов и содержащих плерионы (классы F и C), следует, что в их радиоизлучении присутствует компонент с быстрыми нестационарными изменениями интенсивности. Явления переменности радиоизлучения плерионов имеют признаки, подобные наблюдаемым при вспышках в активных областях Солнца. Вспышки на Солнце обусловлены пересоединением магнитных силовых линий, и в качестве возможного механизма нестационарной переменности ОСН мы рассматриваем пересоединение силовых линий в магнитных полях туманностей пульсарного ветра. Этот механизм позволяет объяснить наблюдаемые явления быстрой нестационарной переменности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. И. С. Шкловский, *Астрон. журн.* **37**, 256 (1960).
2. В. П. Иванов, К. С. Станкевич, С. П. Столяров, *Астрон. журн.* **71**, 737 (1994).
3. К. С. Станкевич, В. П. Иванов, С. П. Столяров, *Письма в Астрон. журн.* **25**, 584 (1999).
4. В. П. Иванов, А. В. Ипатов, И. А. Рахимов, Т. С. Андреева, *Астрон. журн.* **98**, 630 (2021).
5. V. P. Ivanov, A. V. Ipatov, I. A. Rakhimov, and T. S. Andreeva, *Astrophys. Bull.* **74**(2), 128 (2019).
6. В. П. Иванов, А. В. Ипатов, И. А. Рахимов, С. А. Гренков, Т. С. Андреева, *Астрон. журн.* **96**, 628 (2019).
7. В. П. Иванов, А. В. Ипатов, И. А. Рахимов, Т. С. Андреева, *Астрон. журн.* **97**, 619 (2020).
8. И. А. Рахимов, Ш. Б. Ахмедов, А. А. Зборовский, Д. В. Иванов, А. В. Ипатов, С. Г. Смоленцев, А. М. Финкельштейн, *Всероссийская Астрономическая Конференция. Тезисы докладов (СПб: ИПА РАН, 2001)*, с. 152.
9. В. П. Иванов, А. В. Ипатов, И. А. Рахимов, С. А. Гренков, Т. С. Андреева, *Астрон. журн.* **95**(9), 609 (2018).
10. J. W. M. Vaars, R. Genzel, I. I. K. Pauliny-Toth, and A. Witzel, *Astron. and Astrophys.* **61**, 99 (1977).
11. A. R. Patnaik, G. C. Hunt, C. J. Salter, P. A. Shaver, and T. Velusamy, *Astron. and Astrophys.* **232**, 467 (1990).
12. C. M. Olbert, J. W. Keohane, K. A. Arnaud, K. K. Dyer, S. P. Reynolds, and S. Safi-Harb, *Astrophys. J.* **592**, L45 (2003).
13. Y. Su, Y. Chen, J. Yang, B.-C. Koo, X. Zhou, D.-R. Lu, I.-G. Jeong, and T. DeLaney, *Astrophys. J.* **727**, 43 (2011).
14. A. Nindos, H. Aurass, K.-L. Klein, and G. Trotter, *Solar Phys.* **253**, 3 (2008).
15. F. F. Gardner, J. B. Whiteoak, and D. Morris, *Australian J. Phys. Astrophys. Suppl.* **35**, 1 (1975).