

новых и 2.1 для переходной ветвей (см. рис. 3). Это отображает факт последовательного прохождения за время наблюдений через луч зрения между пульсаром и радиотелескопом нескольких различных участков возмущенной плазмы со схожими физическими характеристиками, с наибольшей вероятностью ассоциируемых с самой КТ, хотя в период 2020–2023 гг. не исключается и относительный рост влияния на поведение τ и DM межзвездной среды в рукавах Персея и Ориона.

Проведенная нами оценка коэффициента частотной зависимости рассеяния $\beta = 3.4 \pm 0.2$ в период наибольшей активности КТ дала значения, согласующиеся с ранее полученными в работе [14] и близкие к полученным в статье [23], но существенно отличающиеся как от колмогоровского, так и от нормального спектра пространственных неоднородностей.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят коллектив технического отдела радиотелескопов ПРАО АКЦ ФИАН и лично В. В. Орешко, К. А. Лапаева и С. В. Логвиненко, обеспечивших возможность практически ежедневного мониторинга пульсара в КТ на протяжении более 20 лет, что послужило экспериментальной основой данной работы.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Радиоизлучение в межзвездной среде распространяется с групповой скоростью V_g . В ионизированной среде скорость распространения V_g зависит от круговой частоты радиоизлучения ω

$$V_g = c(1 - \omega_p^2 / \omega^2)^{1/2}, \quad (2)$$

где c — скорость света, $\omega_p = 4\pi n_e e^2 / m$ — плазменная частота, n_e — плотность электронов, e и m — заряд и масса электрона [24]. Из формулы (2) видно, что в плазме скорость распространения волны меньше скорости света и увеличивается с ростом частоты, т. е. низкочастотные радиосигналы запаздывают по сравнению с более высокочастотными (т. н. дисперсионное запаздывание).

Радиоволны при своем распространении рассеиваются на неоднородностях межзвездной плазмы. Процессы рассеяния вызывают угловое расширение источника радиоизлучения и временное растяжение импульсного сигнала τ . Для нормального распределения неоднородностей Гаусса получаем:

$$\tau \approx \frac{(\Delta n_e l)^2}{v^4}, \quad (3)$$

где v — частота, Δn_e — флуктуации плотности электронов и l — расстояние, которое импульсный радиосигнал проходит в неоднородной плазме.

Количество электронов в столбе по направлению к источнику $DM = \int n_e dl$ называется мерой дисперсии и выражается в единицах [пс/см³]. Полагая $DM = n_e l$, где n_e — средняя плотность электронов, получим:

$$\tau \approx \frac{[(\Delta n_e / n_e) DM]^2}{v^4}. \quad (4)$$

В общем случае $\tau \propto v^{-\beta}$, где β — спектральный индекс.

Спектр неоднородностей плазмы выражается формулой

$$P(q) = C_n^2 q^{-\alpha}, \quad (5)$$

где C_n^2 — коэффициент турбулентности, $q \approx 2\pi / a$ — пространственная частота, a — характерный размер неоднородностей, α — спектральный индекс [2]. Для нормального спектра неоднородностей $\alpha = 4$, а для Колмогоровского спектра неоднородностей $\alpha = 11 / 4$.

Между спектральными индексами α и β имеет место зависимость [26]:

$$\beta = 2\alpha / (\alpha - 2), \quad (6)$$

что дает $\beta = 4$ и $\beta = 4.4$ для нормального и Колмогоровского спектра неоднородностей соответственно.

Коэффициент турбулентности в случае нормального распределения неоднородностей Гаусса пропорционален рассеянию и равен [27]:

$$C_n^2 = 4\pi 10^{-3} \tau d^{-2} v^4, \quad (7)$$

где τ дано в миллисекундах, d — в килопарсеках, v — в ГГц.

В пределах Крабовидной туманности параметр $\Delta n_e / n_e$ подвержен локальным изменениям, поэтому вариации параметра τ зависят не только от меры дисперсии DM , но и от относительной неоднородности плазмы $\Delta n_e / n_e$. Варьируя уравнение (4), получим для малых изменения DM , $\Delta n_e / n_e$:

$$\delta\tau \approx D_1 \delta DM + D_2 \delta(\Delta n_e / n_e), \quad (8)$$

где $D_1 = 2(\Delta n_e / n_e)^2 DM / v^4$, $D_2 = 2(\Delta n_e / n_e) DM^2 / v^4$.