

где κ -квантовое число циркуляции, равное для нейтронной компоненты $\hbar/2m_n$, R -радиус нейтронной звезды, Φ_0 -квант магнитного потока, равный 10^{-7} Гс/см², n -среднее число квантов потока на одну вихревую нить. В процессе эволюции радиопульсар замедляется, что приведет к уменьшению магнитного поля нейтронной звезды, пропорционального уменьшению угловой скорости вращения. Число n зависит от начальных условий образования пульсара и определяется величиной проекций на ось вращения реликтового магнитного поля и скоростью торможения нейтронной звезды в момент перехода протонов в сверхпроводящее состояние. Для получения магнитных полей $\sim 10^{12}$ Гс необходимо, например, для "Краба" положить $n \sim 10^{13}$.

Таким образом, по структуре магнитного поля можно разделить пульсары на несколько типов. У одних доминирует магнитное поле, параллельное оси вращения, у других — перпендикулярное, а у третьих — оно квадрупольное.

¹Кузьмин А.Д. и др., 1985, "Наблюдения пульсаров на высоких частотах с временной привязкой", Препринт ФИАН М 210, Москва. ²Чернобай В.А., 1980, "Некоторые когерентные и нестационарные эффекты в сверхпроводниках и сверхтекучих ядрах пульсаров". Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата ф.-м. наук, Ереван.

Астрофизическая обсерватория Кишиневского государственного университета.

Гравитационное излучение нейтронной вихревой решетки сверхтекучих ядер пульсаров.

Ф.Г. Кочорба, В.А. Чернобай.

The gravitational radiation of neutron vortex lattice of superfluid nuclei of pulsars, by F.G. Kochorba and V.A. Tchernobay.

Рассмотрим цилиндрическую модель пульсара — цилиндр радиуса R и высоты R , вращающийся вокруг оси z с угловой скоростью Ω . Вихревую решетку будем считать квадратной с постоянной a .

Квадрупольный момент такой решетки имеет в плоскости x, y отличный от нуля компонент

$$Q_{x,y} = R \frac{\epsilon_0 a^2}{2c^2} N^2, \quad (1)$$

где ϵ_0 — энергия вихря на единицу длины, N — полное число вихрей, c — скорость света. Для "Краба", например, $Q_{x,y} \approx 10^{22}$ г·см². Используя методику работы,¹ находим спектр частот излучения в зависимости от расстояния от центра r , где оно генерируется:

$$\nu(r) = \left(\frac{2\pi r}{a} + 1 \right) \cdot \Omega. \quad (2)$$

Находя из (1) плотность $Q_{x,y}$ в зависимости от r и с учетом (2), находим:

$$\dot{E}_G = G \frac{R^2 \Omega^6}{c^5} \left(\frac{a^2}{2c^2} \epsilon_0 \right) N^6. \quad (3)$$

где G — константа тяготения. Для "Краба" имеем $\dot{E}_0 \approx 10^{34}$ эрг/с, то есть промежуточное значение между его рентгеновским и радиоизлучением.

¹Чернобай В.А., 1980, "Некоторые когерентные и нестационарные эффекты в сверхпроводниках и сверхтекучих ядрах пульсаров", Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата ф.-м. наук, Ереван.

Астрофизическая обсерватория Кишиневского университета.

Возможное оптическое проявление γ -барстера 1 ноября 1979 года.

В.В. Назаренко, А.Н. Карнашев, Е.И. Москаленко.

Possible optical appearance of 1979 November 1 γ burster, by V.V. Nazarenko, A.N. Karnashev and E.I. Moskalenko.

Переменность корональных линий и структура эмиссионной области в ядрах активных галактик.

В.Л. Окнянский.

The variability of coronal lines and the structure of the emission line region in the active galactic nuclei, V.L. Oknyanski

Переменность корональных линий заподозрена в спектре, по крайней мере, пяти внегалактических объектов за время несколько лет (NGC 3783, 3C 390.3, I Zw 92¹⁻³) и даже месяцев (Маркарян 766, NGC 4151^{4,5}). Наиболее регулярно исследована переменность линии [Fe X] λ 6374 в спектре NGC 4151⁵⁻⁷. Примечательной особенностью ее переменности является наличие лишь быстрых вспышек с характерным временем месяцы и отсутствие компонента II с характерным временем несколько лет, наблюдаемого в изменениях блеска ядра NGC 4151.

Интерпретация быстрой переменности корональных линий представляет определенные трудности. Наиболее перспективной гипотезой может оказаться предположение об излучении этих линий в полярных конусах вблизи аккреционного диска⁷. Нами проведены численные расчеты функции "отклика" полярных конусов на П-образный импульс ионизирующего излучения центрального источника при введении некоторых упрощающих предположений. Результаты вычислений для одного из случаев приведены в графической форме на рис. 1.

Продолжительность "отклика" от конуса, направленного к наблюдателю, до аккреционного диска $\Delta t = R(1 - \cos(\beta + \gamma))/c + \tau_{\text{оп}}$, где β — угол между лучом зрения и осью симметрии конуса, γ — угол полураствора конуса, R — внешний радиус эмиссионной области, $\tau_{\text{оп}}$ — продолжительность П-импульса. Если β и γ не очень велики, а $\tau_{\text{оп}} \ll 2R/c$, то даже при сравнительно больших размерах эмиссионной области Δt может быть достаточно мало ($\Delta t \ll R/c$). "Отклик" от конуса, расположенного перед аккреционным диском, имеет существенно большую интенсивность,