

УДК: 524.354.6—563

ПЯТЬ ГЕРЦ — ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКАЯ ЧАСТОТА НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД?

В. А. КОТОВ, В. П. ФОМИН

Поступила 2 марта 1988

Принята к печати 20 июня 1988

В распределении 436 пульсаров по периодам с уровнем достоверности $\approx 3.5 \sigma$ обнаружена характерная («резонансная») частота $\nu_0 = 4.93 \pm 0.04$ Гц. Смысл частоты в том, что пульсары статистически предпочитают иметь частоты вращения, кратные ν_0 . В силу метода анализа, основанного на вычислениях т. н. «функции соизмеримости», частота не должна зависеть от массы, радиуса, времени жизни и периода нейтронной звезды и, следовательно, может представлять ее внутреннее свойство. Предполагается, что ν_0 — характеристическая частота собственных пульсаций нейтронных звезд. Указано, что недавно такая же частота (4.94 Гц) обнаружена в последовательности всплесков нейтрино от сверхновой 1987 А, зарегистрированных нейтринным детектором КАМИОКАНДЭ. Это является независимым подтверждением гипотезы авторов.

1. *Введение.* Главные особенности, отличающие пульсары от обычных звезд — малые размеры, исключительно высокая средняя плотность вещества, $\rho \sim 5 \cdot 10^{14}$ г см⁻³, и быстрое вращение. Недавно открыт «миллисекундный» пульсар PSR 1937+214, имеющий беспрецедентно высокую частоту вращения 642 Гц (период 0.001558 с) [1], которая ставит его вблизи порога стабильности нейтронных звезд. Открытие привело к ревизии представлений о возможной максимальной скорости вращения этих объектов.

Изучение распределения пульсаров по периодам вращения P важно для более глубокого понимания процесса формирования пульсаров, их эволюции и тонких эффектов, связанных с гравитационным излучением. Как отмечают многие авторы, физика пульсаров близка «по духу» общей теории относительности, наиболее адекватно описывающей явления в сильных полях тяготения.

Понимание структуры пульсаров, а также процессов, обуславливающих узконаправленное излучение, требует привлечения самой современной теоретической физики. Вращение же, как обычно считается, можно достаточно хорошо описать в рамках классической теории вращающихся плотных тел с сильным магнитным полем.

Подавляющее большинство (радио-) пульсаров имеют периоды в диапазоне 0.1—2.0 с, с максимумом гистограммы распределения около 0.45 с. В [2] найдено, что в распределении имеет место периодическая модуляция — числа объектов как функции периода, с частотой 10.05 ± 0.07 Гц. Эффект наиболее четко обнаруживается для пульсаров с периодами в интервале 0.4—1.6 с и, по-видимому, не может быть приписан какому-либо эффекту наблюдательной селекции. Не предложено пока никакого физического механизма, объясняющего периодичность в распределении.

Статистический метод [2], основанный на анализе отношений P_i/P (P_i — период пульсара с номером i , P — пробный период), может, однако, приводить в некоторых случаях к ошибке на фактор два в вычислении наиболее характерного (наиболее кратного, соизмеримого) периода. Кроме того, за последнее время в печати появились данные о периодах около сотни новых пульсаров, что позволяет выполнить более тщательный анализ.

2. Метод поиска «резонансной» частоты. В основе метода лежит анализ распределения разностей

$$\Delta_i = |x_i - \text{INT}(x_i + 0.5)|, \quad (1)$$

где $x_i = v_i/v$ для $v_i \geq v$, $x_i = v/v_i$ для $v_i < v$; $v_i \equiv P_i^{-1}$ — частота пульсара, v — пробная частота, см. [3].

Функция «резонансности» имеет вид

$$F_0(v) = a^{-1} \left\{ b - \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \Delta_i^2 \right]^{1/2} \right\}, \quad (2)$$

где $a = (60N)^{-1/2}$, $b = 12^{-1/2}$, N — число рассматриваемых объектов с частотами v_i . Соответствующий спектр определяется по аналогии с обычным спектром мощности временного ряда, но с учетом знака (т. е. преимущественная соизмеримость или преимущественная несоизмеримость):

$$F(v) = F_0^3(v) / |F_0(v)|. \quad (3)$$

Среднеквадратичное значение $F_0(v)$ равно единице, а сами значения функции нормально распределены около нулевого среднего значения, если набор частот v_i случайный, см. [4].

Недостатком определения (2) и анализа [2] является то, что для данной частоты v суммируются квадраты разностей Δ_i для всех пульсаров независимо от частоты v_i . С целью более надежного определения характеристической частоты (если она есть) всего семейства пульсаров целесообразно вычислять $F_0(v)$ отдельно для объектов «быстровращающихся», имею-

щих $\nu_i \geq \nu$, и «медленновращающихся», имеющих $\nu_i < \nu$; затем можно вычислить среднюю функцию $\bar{F}_0(\nu)$ путем простого усреднения $F_0(\nu)$ — функций для двух независимых выборок.

Итак, будем вычислять $F_0(\nu)$ с «плавающей» границей (границей раздела на «быстрые» и «медленные» пульсары) и, следовательно, переменным числом объектов: $F_{01}(\nu)$ — для пульсаров с частотами $\nu_i \leq \nu$ и $F_{02}(\nu)$ — для пульсаров с частотами $\nu_i > \nu$. Далее вычисляем $F_{03} = [F_{01}(\nu) + F_{02}(\nu)]/2$ и спектры $F_k(\nu) = F_{0k}^3(\nu)/F_{0k}(\nu)$; $k = 1, 2, 3$.

3. Результаты статистического анализа. Известный список из 330 пульсаров [5] нами дополнен данными о периодах 106 новых пульсаров, в основном радиопульсаров, опубликованными в последние годы (см., в частности, [6—8]). Общее число периодов, подвергнутых новому анализу, $N = 436$.

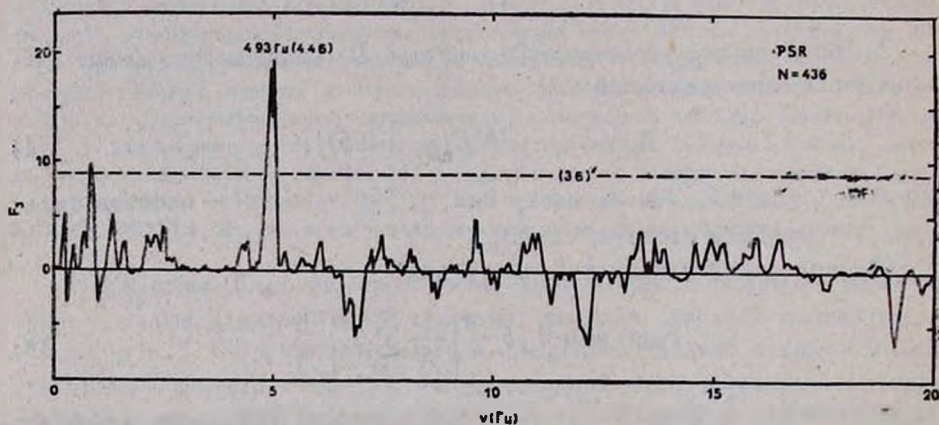


Рис. 1. Спектр «резонансности», вычисленный для периодов 436 пульсаров.

Спектр $F_3(\nu)$ показан на рис. 1, где два пика, превышающих уровень значимости 3σ , соответствуют частотам $\nu_0 = 4.93 \pm 0.04$ Гц (значимость 4.4σ) и $\nu_1 = 0.85 \pm 0.04$ Гц (3.1σ). Второй пик (ν_1) отвечает периоду ≈ 1.2 с; его достоверность низка, поскольку вероятность случайного появления $p \approx 1.9 \cdot 10^{-3}$, $m \approx 0.1$, где $m \approx 50$ — приблизительное число независимых частотных интервалов. Для главного пика $p \approx 5 \cdot 10^{-4}$; значение «характерного» периода $P_0 = 0.2028 \pm 0.0016$ с.

Итак, с достаточно высоким уровнем достоверности ($\approx 3.5\sigma$; $p \approx 5 \cdot 10^{-4}$) можно утверждать, что в распределении пульсаров по периодам присутствует «резонансная» частота $\nu_0 \approx 5$ Гц. Она вдвое меньше частоты 10 Гц, обнаруженной в предварительном анализе [2].

Интересно выяснить, пульсары с какими периодами вносят основной вклад в ν_0 -модуляцию. С этой целью вычислялись значения $F_{03}(\nu)$ отдельно для интервалов $nP_0 \leq P_i < (n+1)P_0$, где $n = 0, 1, 2, \dots, 12$. На основе полученного распределения (рис. 2) делаем вывод, что эффект максимален для быстро вращающихся пульсаров ($P_i \leq P_0$, амплитуда эффекта $A \equiv F_{03,0} \approx 0.3\sigma$). Он практически отсутствует в интервале $0.2 \leq P_i \leq 0.6$ (с) и значительный, в целом, для интервала периодов $0.6 \leq P_i \leq 2.0$ (с).

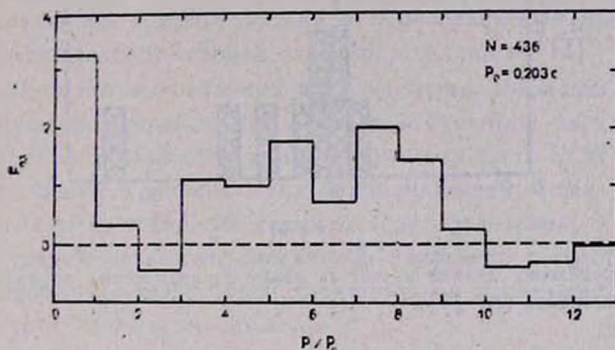


Рис. 2. Зависимость функции F_{03} от отношения P/P_0 , где $P_0 = 0.203$ с. (Функция F_{03} нормирована, т. е. ее среднеквадратичное значение — для случайной выборки периодов P_i , равно единице).

4. *Дополнительные свидетельства в пользу реальности «особой» частоты 5 герц.* Недавно Хазингер [9], изучая распределение быстрых квазипериодических осцилляций (КПО) для 10 ярких двойных рентгеновских систем малой массы (ДРС), пришел к выводу, что почти все ДРС можно разделить на две группы: 1) источники с частотами f_1 в диапазоне 20—55 Гц и сильным «красным» (мощность обратно пропорциональна частоте) шумом на «горизонтальной спектральной ветви»; частота КПО существенно увеличивается с ростом интенсивности; 2) «нормальная ветвь» источников, которые имеют слабый «красный» шум и более или менее устойчивые, на длительных интервалах времени, частоты f_2 ; последние обнаруживают заметную концентрацию возле значения $f_0 \approx 6$ Гц. Тот факт, что частоты второго типа, f_2 , отличаются стабильностью и примерно одинаковы для разных систем, привело автора [9] к мысли о механизме КПО, в основе которого должно лежать некоторое фундаментальное физическое свойство нейтронных звезд и их окружения (см. ниже).

На основе данных табл. 1, заимствованной из [9], мы построили распределение девяти частот f_2 , показанное на рис. 3. Видно, что доминирующая частота близка не к 6, а к 5 Гц. Для шести частот f_2 , группирующихся

ся в диапазоне 4.5—6.5 Гц, среднее значение 5.3 ± 0.6 Гц. И хотя число значений f_2 невелико для статистики, совпадение с нашей величиной $\nu_0 = 4.93$ Гц следует рассматривать как дополнительный аргумент, подтверждающий реальность «характеристической» частоты ≈ 5 Гц.

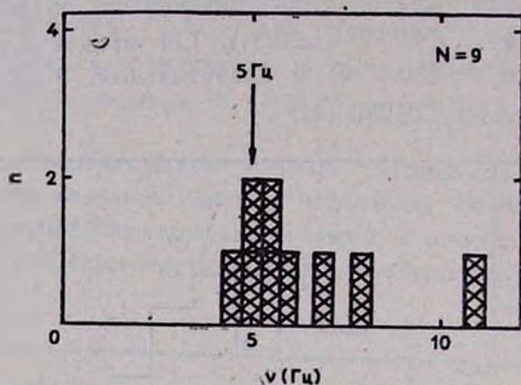


Рис. 3. Распределение девяти частот f_2 квазипериодических осцилляций двойных рентгеновских источников (см. [9]).

Таблица 1

Источник	f_1 , Гц	f_2 , Гц
Суг X-2	18—55	5.6 ± 0.3
GX 5—1	20—36	5?
Sco X-1		5.7—6.4
GX 349 + 2		5; 11?
GX 3 + 1		8 ± 1
GX 17 + 2	24—28	7.2 ± 0.2
GX 340 + 0		5.6 ± 0.3
R. В.*		4—5

* Быстрый „барстер“.

Около года назад, 23.316 февраля 1987 г., непосредственно перед взрывом сверхновой 1987 А в Большом Магеллановом Облаке, японский нейтринный детектор КАМИОКАНДЭ-II зарегистрировал в оптическом диапазоне 12 всплесков нейтрино. В печати появилось множество статей, связывающих эти всплески со сверхновой. Для нас наиболее интересно то, что анализ временной последовательности 12 нейтринных событий, выполненный недавно в [10], показал, что со значимостью $\approx 3\sigma$ всплески следовали с частотой 4.94 ± 0.04 Гц (период 0.2024 ± 0.0016 с), совпадающей в пре-

делах ошибки с v_0 . (Заметим, что наш вывод о «резонансной» частоте v_0 был получен еще в 1986 г., за год до взрыва сверхновой). Автор [11] подтверждает достоверность периода 0.2 с у нейтринных всплесков КАМИОКАНДЭ-II и дополнительно указывает, что первые три нейтринных события, зарегистрированных в США детектором IMB, показывают, по-видимому, такую же периодичность, ≈ 0.2 с. (Отмечается также, что в случае реальности указанной выше периодичности масса покоя электронных нейтрино должна быть < 0.9 эВ). Периодичность всплесков нейтрино можно объяснить, например, кратковременным возбуждением интенсивных осцилляций центрального компактного ядра образовавшейся нейтронной звезды, что предсказывается теорией звездного коллапса [12].

Осцилляции потока нейтрино вряд ли можно объяснить просто быстрым вращением родившейся при взрыве нейтронной звезды: ожидаемая частота вращения возникшего пульсара должна быть ≥ 50 Гц [10]. Нам представляется, что в основе обеих периодичностей — как для последовательности всплесков нейтрино, так и для распределения v_i пульсаров, может лежать общий механизм, связанный, например, с собственными пульсациями нейтронных звезд, происходящими на характерной, «предпочтительной» частоте ≈ 5 Гц, см. ниже.

5. *Обсуждение результатов.* Существование характерной частоты 6 (или, по-видимому, 5) Гц для КПО в двойных рентгеновских системах автор [9] пытается объяснить тем, что у источников группы 2 (см. раздел 4) рентгеновское излучение модулируется нерадиальной резонансной звуковой волной, которая генерируется в аккреционном диске вблизи поверхности нейтронной звезды. Разумно предполагать также, что указанное свойство (частота) ДРС не должно сильно отличаться при переходе от одного объекта к другому, т. е. что частота слабо зависит от радиуса, массы нейтронной звезды и скорости аккреции.

В механизме [9] предполагается, что при светимостях, не превышающих эддингтоновского предела,

$$L = \frac{4\pi c G M m_p}{\sigma_T} = 1.3 \cdot 10^{38} \frac{M}{M_\odot} \text{ (эрг с}^{-1}\text{)} \quad (4)$$

(c — скорость света, G — постоянная тяготения, m_p — масса протона, $\sigma_T = 0.66 \cdot 10^{-21}$ см² — томсоновское сечение, M и $M_\odot$ — массы нейтронной звезды и Солнца соответственно), лучистое давление превращает внутренний аккреционный диск в сферический слой, окружающий нейтронную звезду. Неоднородности аккреционного потока ведут к флуктуациям плотности в этом слое, распространяющимся с локальной скоростью звука [9],

$$\nu = c \left(\frac{kT}{m_p c^2} \right)^{1/2} \approx 3 \cdot 10^7 \text{ (см с}^{-1}\text{)}, \quad (5)$$

где k — постоянная Больцмана, T — температура аккрецирующего вещества с типичным значением $\sim 10^7$ К. При радиусе звезды $R \sim 10^8$ см основная частота модуляции $\nu = v/2\pi R \sim 5$ Гц. Флуктуации рентгеновского излучения, соответствующие такой частоте, могут быть усилены вследствие интерференции волн и резонанса.

Механизм Хазингера [9] отличается простотой и может быть весьма эффективным в случае КПО рентгеновских двойных систем. Однако он неприемлем для объяснения ν_0 -эффекта в случае радиопульсаров без аккреции. Более того, природа эффекта должна быть более общег (фундаментального?) характера, поскольку найденная частота ν_0 , как следует из нашего анализа, не зависит ни от радиуса, ни от массы и магнитного поля нейтронной звезды, ни от ее времени жизни и периода.

Мы предполагаем, что доминирование частоты ν_0 обусловлено собственными осцилляциями нейтронных звезд, происходящими, вследствие неизвестной причины, в основном на указанной частоте. Для оценки, по порядку величины, возможных периодов осцилляций воспользуемся обычной формулой маятника

$$P \approx 2\pi \left(\frac{R}{g} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

где g — ускорение силы тяжести на поверхности. Для $M = 1.4 M_\odot$ получаем $P \approx 0.0005$ с, что очень мало по сравнению с P_0 .

В последнее время появились указания на то, что ряд наблюдаемых в пульсарах явлений связан с возбуждением акустических (p -моды), гравитационных (g -моды) и иного типа нерадиальных осцилляций нейтронных звезд. Расчеты, выполненные для случая невращающихся нейтронных звезд без магнитного поля, но с твердой корой [13, 14], показали, что акустические колебания имеют периоды < 0.0002 с; для волн сдвига (s -, t -моды), генерируемых в коре, периоды < 0.001 с. Периодичность 0.2 с можно попытаться отождествить, например, с g -модами, распространяющимися в мантии звезды ($P \gtrsim 0.1$ с), или с «волнами раздела» (i -моды), связанными с границами кора—мантия или мантия—ядро ($P \sim 0.01$ –0.1 с). Однако гипотеза о g - и i -модах не в состоянии объяснить существование именно одной доминирующей частоты ν_0 , поскольку спектр собственных нерадиальных осцилляций звезды очень богат и к тому же он зависит от M , R и других параметров. Последние достаточно сильно меняются от звезды к звезде.

Конечно, случайным может оказаться как совпадение, в пределах ошибки, частоты ν_0 с «фундаментальной» частотой Хазингера [9], так и

совпадение ν_0 с частотой всплесков нейтрино от сверхновой 1987 А. Вместе с тем, вероятность случайного совпадения, например ν_0 с частотой 4.94 Гц [10], не очень высока, $\sim 10^{-2}$, поэтому мы полагаем, что обнаруженная нами и авторами [10] частота ≈ 5 Гц, так же, как и частота 5—6 Гц для КПО [9], действительно могут иметь одну общую природу и представлять значительный интерес для будущих исследований в области физики нейтронных звезд.

(Можно даже выдвинуть такую гипотезу: не отражает ли частота ν_0 некоторое внутреннее свойство нуклонов, проявляющееся в очень сильных гравитационных полях, например, собственные осцилляции нуклонов?).

Факт совпадения ν_0 с частотой нейтринных всплесков от сверхновой 1987 А для нас представляется удивительным и достаточно «сенсационным», несмотря на малую статистику измерений КАМИОКАНДЭ-II. Если совпадение не случайно, то не говорит ли оно о том, что в момент взрыва сверхновой и предполагаемого рождения пульсара последний осциллировал и излучал поток нейтрино именно с частотой «гипотетических» пульсаций нейтронных звезд, ≈ 4.93 Гц?

Доминирование частоты $\nu_0 \approx 5$ Гц в распределении пульсаров по периодам (рис. 1) вполне достоверно (уровень значимости эффекта $\approx 3.5 \sigma$) и представляет большой интерес для прогресса в понимании природы релятивистских объектов — нейтронных звезд.

Авторы признательны Б. М. Владимирскому и В. М. Лютому за полезное обсуждение результатов.

Крымская астрофизическая
обсерватория

FIVE HERZ — A CHARACTERISTIC FREQUENCY OF NEUTRON STARS?

V. A. KOTOV, V. P. FOMIN

The analysis of period distribution of 436 pulsars reveals the existence of a unique („resonant“) frequency $\nu_0 = 4.93 \pm 0.04$ Hz (at $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ confidence level). It means that pulsars tend to attain, statistically, frequencies which are commensurate with ν_0 . Due to the statistical method applied which is based on the computation of the so-called „commensurability function“, the ν_0 —frequency should be independent on the mass, radius, life-time and rotation period of a neutron star and therefore, it may be considered as the intrinsic property of neutron stars. It is suggested that ν_0 is a fundamental eigenfrequency of neutron

star pulsations. This hypothesis seems to be supported by the recent finding of the existence of nearly the same frequency, 4.94 Hz, in the time sequence of neutrino bursts from the supernova 1987 A (in the Large Magellanic Cloud) registered by the KAMIOKANE neutrino detector.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. C. Backer, *J. Astrophys. Astron.*, 5, 187, 1984.
2. В. А. Котов, Б. М. Владимирский, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 76, 93, 1987.
3. V. A. Kotov, *Solar. Phys.*, 100, 101, 1985.
4. В. А. Котов, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 74, 69, 1986.
5. R. N. Manchester, J. H. Taylor, *Astron. J.*, 86, 1953, 1981.
6. R. J. Dewey, J. H. Taylor, J. M. Weisberg, G. H. Stokes, *Astrophys. J.*, 294, L25, 1985.
7. G. H. Stokes, D. J. Segelstein, J. H. Taylor, R. J. Dewey, *Astrophys. J.*, 311, 694, 1986.
8. T. R. Clifton, A. G. Lyne, *Nature*, 320, 43, 1986.
9. G. Hasinger, *Astron. and Astrophys.*, 186, 153, 1987.
10. H. Ögelman, R. Buccheri, *Astron. and Astrophys.*, 180, L23, 1987.
11. O. C. de Jager, *Astron. and Astrophys.*, 185, L13, 1987.
12. R. A. Saenz, S. L. Shapiro, *Astrophys. J.*, 229, 1107, 1979.
13. P. N. McDermott, H. M. Van Horn, J. F. Scholl, *Astrophys. J.*, 268, 837, 1983.
14. P. N. McDermott, C. J. Hansen, H. M. Van Horn, R. Buland, *Astrophys. J.*, 297, L37, 1985.