

УДК 52-59

НЕЙТРОННАЯ ЗВЕЗДА: ОТ ЭКСТРЕМАЛЬНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ВСПЫШКИ СВЕРХНОВОЙ К ЭТАЛОННОЙ МОНОТОННОСТИ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРА

А.Е. Авраменко

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Российская Федерация
e-mail: avr@pra0.ru

В результате точных измерений второй производной периода вращения по наблюдаемым интервалам секундных пульсаров обнаружена согласованность периода и производных в показателе торможения $n = 2 - P\ddot{P}/\dot{P}^2$, которая свидетельствует о свойстве когерентности импульсного излучения монотонно замедляющейся нейтронной звезды. Величина $n = -(0,9 \pm 0,2)$, распространяемая также на миллисекундные пульсары, позволяет сделать вывод о возникновении свойства когерентности на стадии образования нейтронной звезды одновременно с коллапсом ядра звезды-предшественницы при вспышке сверхновой. Замедление нейтронной звезды, выраженное производными периода на эпоху вспышки, интерпретируется как результат магнитоиндукционного взаимодействия замагниченной сверхновой с околозвездной электронно-позитронной плазмой в области открытых силовых линий. Рассмотрен магнитоиндукционный механизм торможения нейтронных звезд, приведен сравнительный анализ согласованных параметров вращения секундных и миллисекундных пульсаров, образующих два непересекающихся кластера в процессе эволюции нейтронных звезд.

Ключевые слова: нейтронная звезда, секунднй пульсар, миллисекунднй пульсар, когерентность, показатель торможения.

NEUTRON STAR: FROM THE EXTREME TURBULENCE OF SUPERNOVA OUTBURST TO THE REFERENCE REGULARITY OF COHERENT PULSAR RADIATION

A.E. Avramenko

Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,
Moscow, Russian Federation
e-mail: avr@pra0.ru

Precise measurements of the second derivative of the rotation period according to the observed long-period second pulsars allow revealing a correlation between the period and the derivatives in a braking index $n = 2 - P\ddot{P}/\dot{P}^2$, which indicates a coherence of pulse radiation of a monotonous decelerating neutron star. The braking index value $n = -(0,9 \pm 0,2)$, which also extends to millisecond pulsars, allows making a conclusion about the coherence origin at the stage of a neutron star formation along with the stellar core collapse during the supernova outburst. Deceleration of a neutron star expressed by the derivatives of a rotation period at the epoch of the outburst is interpreted as the result of magnetic induction interaction between a supernova magnetic field and circum stellar electron-positron plasma through the open field lines. The paper discusses the magnetic induction braking mechanism of neutron stars. It presents a comparative analysis of the matched rotation parameters of the second and millisecond pulsars, which create two disjoint clusters during the neutron stars evolution.

Keywords: neutron star, second pulsar, millisecond pulsar, coherence, braking index.

Введение. Начиная с открытия в 1967 г., наибольшие успехи в поисках и изучении пульсаров связаны с уникальным их свойством — наблюдаемой периодичностью радиоизлучения. отождествление пульсаров с вращающимися нейтронными звездами привело к интерпретации импульсного радиоизлучения моделью “маяка”, в которой вращающийся луч периодически подсвечивает наблюдателя. Источник радиоизлучения с сильным магнитным полем, которое заставляет магнитосферу вращаться синхронно (твердотельно) со звездой, находится в магнитосфере, возможно вблизи светового цилиндра, где линейная скорость достигает скорости света. Магнитодипольное излучение звезды сопровождается потерей энергии, приводя к постепенному замедлению ее вращения.

Магнитное поле около 10^{12} Гс, порождающее излучение вращающейся нейтронной звезды, возникает при вспышке сверхновой с коллапсирующим ядром за счет экспоненциального роста компонентов поля при развивающейся магниторотационной неустойчивости. Эта неустойчивость приводит к коллапсу ядра, состоящего из элементов группы железа, в результате вспышки образуется нейтронная звезда с ядерной плотностью вещества $10^{14} \dots 10^{15}$ г/см³. Роль магниторотационного механизма при вспышке сверхновой заключается в том, что необходимая для этого энергия извлекается из вращающейся звезды с помощью магнитного поля. Вследствие высокой проводимости вещества в предсверхновой магнитное поле в результате коллапса оказывается замороженным в вещество, и плазма в пределах светового цилиндра радиусом $R_L = c/\Omega$ вращается твердотельно вместе со звездой [1, 2].

При массе порядка массы Солнца нейтронная звезда имеет радиус около 10 км. Процесс постепенного замедления вращения пульсаров в течение характерного для нейтронных звезд промежутка $10^6 \dots 10^7$ лет сопровождается потерями энергии вращения $dE_{rot}/dt = I\Omega d\Omega/dt \approx \approx 10^{31} \dots 10^{34}$ эрг/с, которые нельзя объяснить только излучением звезды, обусловленным токами в ионизированной плазме вдоль замкнутых силовых линий в магнитосфере, ограниченной пределами светового цилиндра. Пространство в области открытых силовых линий вне светового цилиндра, вдоль которых плазма может уходить на бесконечность, в принятом “вакуумном приближении” считается настолько разреженным, что его влияние на энергопотери не учитывается [3]. Поэтому можно предположить, что в околозвездном пространстве с конечной плотностью плазменной среды существуют потери энергии за счет торможения пульсара под влиянием вихревых токов, индуцированных при взаимодействии магнитного поля с

околозвездной плазмой по открытым силовым линиям вне светового цилиндра.

Наблюдаемые радиопульсары по угловой скорости подразделяются на две группы: 1) быстро вращающиеся пульсары с периодом вращения всего несколько миллисекунд производной в диапазоне $\dot{P} = 10^{-19} \dots 10^{-21} \text{ с} \cdot \text{с}^{-1}$; 2) более медленные, секундные пульсары с производной $\dot{P} = 10^{-15} \dots 10^{-16} \text{ с} \cdot \text{с}^{-1}$ [4]. Следует отметить миллисекундные подкрученные (recycled) радиопульсары, прошедшие стадию аккреции, во время которой увеличилась скорость вращения нейтронной звезды и на 2–4 порядка уменьшилось ее магнитное поле [5].

Для выяснения условий такого разделения пульсаров на два непесекающихся в течение всего промежутка $10^6 \dots 10^7$ лет кластера требуется более детальное изучение закономерностей замедления, которое связано с потерями энергии, выраженными параметрами вращения периодического излучения пульсара.

Ротационная модель периодического излучения пульсаров.

Время прихода наблюдаемых радиоимпульсов зависит от параметров вращения — периода P или частоты ν и их производных. Эти величины взаимосвязаны. Связь времени, частоты и периода выражается либо в виде зависимости номера импульса N от частоты импульсов и ее производных, либо в виде зависимости времени прихода PT импульса N от периода и его производных [5].

В общем виде функция $f(x)$, имеющая непрерывные производные вплоть до $(n + 1)$ -го порядка, выражается в виде полиномиального разложения в ряд Маклорена по степеням производных, определяемых при нулевом значении переменной x :

$$f(x) = \sum_{n=0}^{\infty} f^{(n)}(0) \frac{x^n}{n!} = f(0) + f'(0)x + \frac{f''(0)x^2}{2!} + \dots + \frac{f^{(n)}(0)x^n}{n!} + R_n. \quad (1)$$

Признак сходимости ряда (1) — нулевой предел остаточного члена R_n при неограниченном увеличении числа n : $\lim_{n \rightarrow \infty} R_n = 0$.

Разложение в ряд по производным частоты вращения пульсара выражается в виде

$$N(t) = \nu_0 t + \frac{1}{2} \dot{\nu}_0 t^2 + \frac{1}{6} \ddot{\nu}_0 t^3. \quad (2)$$

Учитывая, что частота и период вращения с их производными связаны тождественными соотношениями $\nu_0 = \frac{1}{P_0}, \text{ с}^{-1}$; $\dot{\nu} = -\frac{\dot{P}}{P_0^2}, \text{ с}^{-2}$; $\ddot{\nu} = -\frac{\ddot{P}}{P_0^2} + 2\frac{\dot{P}^2}{P_0^3}, \text{ с}^{-3}$, получаем соответствующее выражение времени

прихода наблюдаемого импульса N :

$$PT(N) = t_0 + P_0 N + \frac{1}{2} P_0 \dot{P} N^2 + \frac{1}{6} (P_0^2 \ddot{P} - 2P_0 \dot{P}^2) N^3. \quad (3)$$

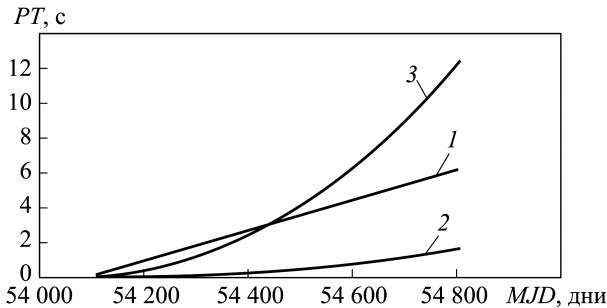
Отметим, что выражения (2) и (3) эквивалентны и согласуются с общим видом разложения в степенной ряд (1) с учетом выбора параметров вращения в частотной или временной области (табл. 1).

Таблица 1
Соответствие производных степенного ряда и параметров вращения пульсара

$f^{(n)}(0)$	Параметры вращения пульсара	
$f'(0)$	ν_0	$1/P_0$
$f''(0)$	$\dot{\nu}$	$-\dot{P}/P_0^2$
$f'''(0)$	$\ddot{\nu}$	$-\ddot{P}/P_0^2 + 2\dot{P}^2/P_0^3$

Поскольку исходные наблюдаемые величины выражены временем прихода импульсов излучения пульсара, разложение в степенной ряд представлено во временной области в виде (3). Как показывают наблюдения, для сходимости ряда достаточно трех (см. (3)) компонентов степенного разложения. В качестве примера на рисунке показан вклад каждого компонента ряда в промежутке приблизительно двухлетних наблюдений пульсара J1509 + 5531, который имеет следующие параметры вращения: $P = 0,74$ с; $\dot{P} = 5 \cdot 10^{-15}$ с·с⁻¹; $\ddot{P} = 3 \cdot 10^{-29}$ с⁻¹.

Линейный компонент, который определяет пульсарное время без замедления вращения, в этом промежутке достигает значения $PT(P_0) = P_0 N = 6,057334699 \cdot 10^7$ с, квадратичный $PT(\dot{P}) = 0,5 P_0 \dot{P} N^2$ — значения $\approx 12,39657$ с, кубический $PT(\ddot{P}) = 1/6 (P_0^2 \ddot{P} - 2P_0 \dot{P}^2) N^3$ — значения $\approx 1,6 \cdot 10^{-6}$ с. Отметим быструю (по трем параметрам вращения) сходимость ряда, в котором компоненты полиномиального



Компоненты пульсарного времени, рассчитанные по априори известным параметрам вращения пульсара (численные значения компонентов времени PT приведены к одному порядку):

1 — $PT(P_0) \cdot 10^{-7}$; 2 — $PT(\dot{P})$; 3 — $PT(\ddot{P})$

разложения резко убывают: на 5–6 порядков величины по мере возрастания порядка производных. Например, ожидаемый вклад третьей производной настолько мал, что определяемый ею компонент в двух-летнем промежутке не превышает наносекунды или даже меньше, так что его нельзя даже обнаружить современными физическими средствами измерения на фоне наблюдаемых инструментальных шумов, и он в модели (3) не учитывается. Таким образом, аналитическое выражение (3) в явном виде содержит компоненты, описывающие замедление пульсара, численное значение которого находится в виде отклонений времени прихода импульса излучения пульсара, выраженных через производные периода вращения \dot{P} , \ddot{P} в пределах любого промежутка наблюдений.

Свойство когерентности импульсного излучения пульсара.

Итак, время прихода наблюдаемого импульса N , или интервал наблюдаемого события с номером N , отсчитываемый от начальной эпохи, выбранной в степенном разложении (3), определяется фиксированными значениями периода и его производных при нулевых значениях переменных, соответствующих начальной эпохе: $t_0 = 0$; $P_0 N = 0$. Интервалы степенного ряда (3), представляющие собой сумму трех компонентов пульсарного времени для любого натурального значения N , выражаются через параметры вращения P_0 , \dot{P} , \ddot{P} , фиксированные на начальную эпоху. Очевидно, что при выборе начального события для другой эпохи значение периода будет другим, измененным с учетом производных в промежутке между этими двумя эпохами. Однако и новые значения параметров будут точно соответствовать степенному ряду (3) при любом расширении окрестности начального события в пределах, задаваемых времениподобной переменной $t = P_0 N$.

Если начальную эпоху выбирать произвольно, то новое фиксированное значение периода на эту эпоху будет определяться его производными и переменной t :

$$P_0^* = P_0 + \dot{P}t; \quad \dot{P} = \dot{P}_0 + \ddot{P}t, \quad (4)$$

или после подстановки \dot{P} :

$$P_0^* = P_0 + \dot{P}_0 t + \ddot{P} t^2, \quad t = P_0 N. \quad (5)$$

При таких условиях соотношение (3) принимает вид

$$PT = P_0^* N + \frac{1}{2} P_0^* \dot{P} N^2 + \frac{1}{6} \left(P_0^{*2} \ddot{P} - 2 P_0^* \dot{P}^2 \right) N^3, \quad (6)$$

в котором левая часть представляет собой интервал наблюдаемого события излучения, отсчитываемый от начального события, а правая часть — аналитическое выражение этих интервалов через фиксированные на начальную эпоху параметры вращения пульсара. Такое реше-

ние всегда существует и оно определяет численные значения параметров вращения P_0^* , \dot{P} , \ddot{P} , при которых левая и правая части уравнения (6) тождественны на любом промежутке наблюдений, независимо от выбора начальной эпохи.

Вследствие того, что фиксированные на начальную эпоху значения периода вращения и его производные, по которым определяются наблюдаемые интервалы пульсарного времени в виде степенного ряда Маклорена, удовлетворяют соотношениям (4) и (5) в любом промежутке наблюдений, можно сделать следующий вывод: эти уникальные для каждого пульсара значения периода и производных представляют собой единственное решение уравнения интервалов (6), одинаковое в любой координатной системе, и ни при каких иных значениях параметров P_0^* , \dot{P} , \ddot{P} тождественность наблюдаемых интервалов излучения пульсаров и их параметрического эквивалента невозможна [7].

Указанные результаты, свидетельствующие о согласованности параметров вращения и интервалов пульсарного времени, являются прямым подтверждением когерентности периодического излучения пульсара. Свойство когерентности означает, что события, наблюдаемые в любой координатной системе, синфазны с периодическим (во времени) и волновым (в пространстве) процессами излучения. Таким образом, независимо от эпохи, выбранной для продолжения наблюдений, после любой паузы продолжительностью даже в несколько десятков лет численные значения параметров вращения, по которым определяются интервалы на эпохе текущих наблюдений в любой координатной системе, согласованы с параметрами вращения, установленными в прошлом.

Когерентность волны означает следующее: в различных точках пространства осцилляции происходят синхронно, т.е. разность фаз двух точек не зависит от времени. Синхронность периодического излучения пульсаров, как основной признак когерентности, сохраняется на неограниченном промежутке наблюдений в любой системе отсчета по шкале местного координатного времени.

Замедление вращения по наблюдениям секундных пульсаров.

Согласно свойству когерентности, наблюдаемые события привязаны к фазе периодического излучения пульсара, а их интервалы характеризуются параметрами вращения P , \dot{P} , \ddot{P} в виде сходящегося ряда по степеням производных периода в пределах любого промежутка наблюдений. Вследствие когерентности периодического излучения достигается эталонная стабильность пульсарных шкал времени. Случайные погрешности интервалов, не укладывающиеся в степенной ряд, не превышают $10^{-18} \dots 10^{-19}$ в пределах сорокалетней истории наблюдений после их открытия, что на несколько порядков превосходит стабильность квантовых стандартов времени–частоты [8].

Условия когерентности, описываемые соотношениями (4) и (5), характеризуют устойчивую монотонность замедления, наблюдаемую как постепенное увеличение периода вращения при сохранении фазовой стабильности импульсного излучения пульсара. Однако остается в стороне механизм торможения вследствие потерь энергии вращения, выраженных производными периода. До сих пор нет полной определенности, в каких границах могут находиться параметры вращения, если рассматривать совокупности более тысячи наблюдаемых пульсаров, при том, что значения параметров P , \dot{P} , \ddot{P} различных пульсаров могут отличаться на несколько порядков.

В настоящее время единственным прямым тестом, связанным с механизмом торможения радиопулсаров, является показатель, или индекс, торможения n [3]:

$$n = 2 - P\ddot{P}/\dot{P}^2. \quad (7)$$

Согласно оценкам показателя торможения, приведенным в фундаментальной работе [9], его значение находится в пределах $1 < n < 3$. Однако при таких условиях (см. (7)) допускается не только положительный, но и отрицательный знак второй производной периода. Но отрицательный знак параметра \ddot{P} , который соответствует более узкому диапазону значений $2 < n < 3$, противоречит условиям сходимости степенного ряда (3) и монотонности замедления пульсара. Анализ граничных значений диапазона n , выполненный в работе [3], исходит из того, что в магнитодипольной модели должно выполняться условие $n > 3$, а диапазон значений $1 < n < 3$ полагается противоречащим модели пульсара как магнитодипольного излучателя. В качестве компромисса для согласования используются различные корректировки, исправления модели, например, за счет привлечения факторов эволюции магнитного поля или влияния звездного ветра, наличия сверхтекучей нейтронной жидкости в ядре звезды под ее твердой корой, не приводящие к устойчивым и непротиворечивым результатам (см. работу [3]).

В соответствии с анализом приведенных оценок причина существующих противоречий в определении показателя торможения и его физически обоснованных границ заключается в аномально больших статистических погрешностях измерений второй производной частоты вращения пульсаров общепринятым методом по барицентрическим остаточным уклонениям времени прихода импульсов и интервалов пульсарного времени. Действительно, вряд ли можно рассчитывать на приемлемую точность, если вклад второй производной в наблюдаемые интервалы составляет около 1 мкс за несколько лет, тогда как случайные, немоделируемые вариации интервалов и остаточных отклонений достигают нескольких миллисекунд, что на несколько порядков выше.

Ключевым требованием в разрешении проблемы неопределенности показателя торможения стало точное измерение второй производной частоты вращения. В соответствии с уравнением наблюдаемых интервалов (6) получены значения наблюдаемого периода секундных пульсаров и его производных, включая вторую, которые ввиду свойства когерентности периодического излучения пульсаров определяют устойчивый показатель торможения у всех наблюдаемых пульсаров.

Значения параметров вращения по семи наблюдавшимся секундным пульсарам на радиотелескопе БСА, представляющие собой решения уравнения (6), и вычисленные по ним в соответствии с соотношением (7) значения показателя торможения n приведены в табл. 2. Параметры P и \dot{P} взяты из каталога [13]. Если сравнивать их значения со значениями, полученными параметрической аппроксимацией интервалов, то значения \dot{P} совпадают, а значения P , если и различаются, то только в результате расхождения эпох наблюдений на БСА и указанных в каталогах эпох ретроспективных наблюдений, а также в связи с более низкой точностью величин, принятой в каталогах. Однако и то, и другое не оказывает значимого влияния на рассчитываемый показатель торможения.

Таблица 2

Значения параметров вращения и показателя торможения секундных пульсаров

Пульсар	P , с	\dot{P} , с·с ⁻¹	\ddot{P} , с ⁻¹ (БСА)	n
V0809+74	1,29224132384	$1,676 \cdot 10^{-16}$	$< 10^{-30}$	–
V1919+21	1,337301192269	$1,34809 \cdot 10^{-15}$	$3,99573 \cdot 10^{-30}$	–0,94
V0834+06	1,27376417152	$6,79918 \cdot 10^{-15}$	$1,07448 \cdot 10^{-28}$	–0,96
J1509+5531	0,739681922904	$4,99821 \cdot 10^{-15}$	$9,82117 \cdot 10^{-29}$	–0,91
V2217+47	0,538467394548	$2,76421 \cdot 10^{-15}$	$4,30247 \cdot 10^{-29}$	–1,03
V0329+54	0,71451866398	$2,04959 \cdot 10^{-15}$	$1,67089 \cdot 10^{-29}$	–0,84
V0531+21	0,0334033474094	$4,2096 \cdot 10^{-13}$	$1,57877 \cdot 10^{-23}$	–0,94

У пульсаров V0834+06, J1509+5531, V2217+47, V0329+54 и V0531+21 значения второй производной, определенные по результатам двухлетних наблюдений, находятся в диапазоне $10^{-23} \dots 10^{-29} \text{ с}^{-1}$. У пульсара V1919+21 вторая производная на порядок меньше, и ее уверенное детектирование стало возможным только после семи лет наблюдений. У пульсара V0809+74 обнаружить компонент второй производной по текущим наблюдениям пока не удалось, поэтому, не располагая более точными наблюдательными данными о значении второй производной, можно указать для нее лишь верхний предел: $\ddot{P} < 10^{-30} \text{ с}^{-1}$.

С учетом данных, приведенных в табл. 2, значение показателя торможения секундных пульсаров находится в диапазоне $-0,84 \dots$

... -1,03. Среднее значение показателя торможения по этим пульсарам $n_{\text{ср}} = -0,94$, все значения входят в диапазон $n = -(0,9 \pm 0,2)$, т.е. около -1. В отличие от остальных пульсаров этой группы, у пульсара В0531+21 значения параметров \dot{P} , \ddot{P} намного выше: первая производная — на два порядка, а вторая — на 5–6 порядков. Тем не менее показатель торможения у этого пульсара находится в том же диапазоне и не отличается от среднего значения в группе.

Для сравнения приведенные в работе [10] значения показателя торможения 366 пульсаров обнаруживают аномальные вариации этой величины: $-287\,986 \dots +36\,246$ со средним значением -1713 , причем пульсары с положительными и отрицательными значениями показателя торможения (следовательно, и второй производной) распределены приблизительно поровну. В связи с этим авторы работы [10] совершенно справедливо отмечают, что “наблюдаемые значения \ddot{v} большинства пульсаров не имеют отношения к магнитодипольному излучению или каким-либо другим систематическим потерям вращательной энергии, они определяются шумами хронометрирования (timing noise), представленными в остаточных отклонениях (the residuals) и наблюдательных данных (the data span)”. Возможное происхождение больших отклонений показателя торможения [11] объясняется наблюдательными погрешностями в барицентрических измерениях импульсного излучения нейтронной звезды. Следует отметить, что численные значения второй производной, полученные параметрической аппроксимацией наблюдаемых интервалов, согласованы с параметрами P , \dot{P} и в отличие от приведенных в работе [10] оценок исключают аномальное рассеяние показателя торможения n .

Несмотря на выраженный диапазон значений параметров вращения $P = 0,0015 \dots 8,5$ с, $\dot{P} = 10^{-16} \dots 10^{-13}$ с·с⁻¹, $\ddot{P} = 10^{-29} \dots 10^{-23}$ с⁻¹ в несколько порядков величин, вариации показателя торможения наблюдаемых пульсаров В1919+21, В0834+06, J1509+5531, В2217+47, В0329+54 и В0531+21 не превышают 10...15% среднего значения. Таким образом, для всей группы пульсаров можно сделать вывод, что показатель торможения n является численным инвариантом отношения параметров вращения $P\ddot{P}/\dot{P}^2$, независимо от диапазона их значений. Следовательно, ориентируясь на это значение показателя торможения, можно оценить значения второй производной тех пульсаров, вторая производная которых не достигает порога обнаружения в ограниченном промежутке наблюдений.

Применяя соотношение (7) и для пульсара В0809+74 с учетом среднего значения $n_{\text{ср}} = -0,94$, нетрудно получить оценку значения второй производной пульсара В0809+74: $\ddot{P} = 6,3908 \cdot 10^{-32}$ с⁻¹. Это значение

на два порядка ниже порога обнаружения второй производной в пределах нескольких лет наблюдений.

Особенности замедления миллисекундных пульсаров. Поскольку производная \dot{P} миллисекундных пульсаров (период менее 0,1 с) на несколько порядков меньше, чем секундных, учитывая численную инвариантность показателя торможения, вторая производная ожидаемо меньше еще на несколько порядков, что по наблюдениям доступной продолжительности исключает ее прямое обнаружение в интервалах, даже с помощью параметрического приближения.

Значения периода P и производной \dot{P} миллисекундных пульсаров, определяемые по уравнению (6), приводят к сходимости степенного ряда (3) с наносекундной точностью уже только по этим двум параметрам, без кубического компонента второй производной: $PT = P_0N + + 0,5P_0\dot{P}N^2$. Не имея возможности найти вторую производную по непосредственным наблюдениям миллисекундных пульсаров, можно по известным значениям P, \dot{P} , принимая во внимание численную инвариантность показателя торможения n (7), рассчитать согласованное значение второй производной \ddot{P} миллисекундных пульсаров.

Значения параметров вращения семи пульсаров, согласованные по среднему значению показателя торможения $n_{\text{ср}} = -0,94$, приведены в табл. 3. Значения параметров P и \dot{P} взяты из каталога [12] для пульсаров J1640+2224, J2145–0750, J0613–0200, J1713+0747, J1643–1224 и фундаментального исследования [14], содержащего наиболее полные данные о двух миллисекундных пульсарах B1937+21 и B1855+09. Согласно данным, представленным в табл. 3, значения второй производной \ddot{P} на 7–8 порядков меньше, чем значения секундных пульсаров, указанные в табл. 2. Рассчитанные значения \ddot{P} в диапазоне $10^{-35} \dots 10^{-38} \text{ с}^{-1}$ действительно не могут внести значимый вклад в наблюдаемые интервалы, который можно обнаружить современными наблюдательными средствами на фоне инструментальных шумов. Поэтому приведенные здесь значения \ddot{P} следует рассматривать как верхний предел второй производной миллисекундных пульсаров. Формат рассчитанных значений \ddot{P} (см. табл. 3) сохранен таким же, как и в табл. 2 для измеренных значений \ddot{P} секундных пульсаров, что соответствует наносекундной точности и субнаносекундному разрешению интервалов.

Следовательно, установленные с помощью аналитической модели интервалов (6) согласованные значения наблюдаемых параметров вращения P, \dot{P}, \ddot{P} снимают неопределенность показателя торможения, приводя его к единой оценке для секундных и миллисекундных пульсаров, которая определяется когерентным излучением нейтронных звезд и их замедлением вследствие потерь энергии вращения.

Значения параметров вращения миллисекундных пульсаров

Пульсар	P , с	\dot{P} , с·с ⁻¹	\ddot{P} , с ⁻¹ (верхний предел)
B1937+21	0,001557806468819794	$1,051193 \cdot 10^{-19}$	$2,08469 \cdot 10^{-35}$
B1855+09	0,00536210045404154	$1,78363 \cdot 10^{-20}$	$1,74506 \cdot 10^{-37}$
J1640+2224	0,00316331581791380	$2,8276 \cdot 10^{-21}$	$7,42848 \cdot 10^{-39}$
J2145-0750	0,01605242391433660	$2,97848 \cdot 10^{-20}$	$1,6248 \cdot 10^{-37}$
J0613-0200	0,00306184408653189	$9,5913 \cdot 10^{-21}$	$8,8357 \cdot 10^{-38}$
J1713+0747	0,004570136525082782	$8,5289 \cdot 10^{-21}$	$4,6796 \cdot 10^{-38}$
J1643-1224	0,00462164151699818	$1,84628 \cdot 10^{-20}$	$2,1685 \cdot 10^{-37}$

Показатель торможения пульсаров представляет собой численный инвариант для непересекающихся популяций секундных и миллисекундных пульсаров и характеризует монотонное замедление нейтронных звезд на протяжении их жизненного цикла $10^6 \dots 10^7$ лет. Согласованность параметров вращения по показателю торможения свидетельствует об отсутствии внезапных скачков периода вращения и “звездотрясений” нейтронной звезды, а также указывает на монотонность замедления, подтверждаемую стабильными наблюдаемыми параметрами вращения на любых доступных для анализа промежутках.

Поскольку показатель торможения отличается от $n \approx 3$ и потери энергии не исчерпываются только магнитодипольным излучением, обусловленным движением заряженных частиц вдоль замкнутых силовых линий в пределах светового цилиндра, естественно предположить, что действующие силы торможения не ограничиваются областью магнитосферы нейтронной звезды. Тормозящие силы также могут возникать от взаимодействия магнитного поля пульсара с ионизированной плазмой в околосветовом пространстве за пределами светового цилиндра.

Магнитоиндукционный механизм торможения нейтронной звезды. Разделение пульсаров на две популяции можно объяснить наличием магнитоиндукционного механизма торможения через уходящие за пределы светового цилиндра открытые силовые линии вращающегося магнитного поля нейтронной звезды. За очень короткий по космогоническим масштабам промежуток при вспышке сверхновой и коллапсе ядра замагниченной предсверхновой поле сначала усиливается дифференциальным вращением за счет разных угловых скоростей, что приводит к преобразованию энергии вращения в энергию взрыва. Миновав состояние экстремальной турбулентности при вспышке сверхновой и коллапсе ядра, нейтронная звезда переходит в состояние устойчивого твердотельного вращения, а магнитное поле сверхновой звезды принимает значение около 10^{12} Гс [1, 2]. В этот

момент устанавливаются параметры вращения по состоянию тормозящих сил, которые в значительной степени определяются вихревыми токами, индуцированными в околосредной электронно-позитронной плазме через открытые силовые линии магнитного поля за пределами светового цилиндра.

Теория, описывающая электродинамику тока и генерацию электронно-позитронной плазмы в магнитосфере пульсара, исходит из “вакуумного приближения”, когда плазма вне звезды достаточно разрежена и не оказывает существенного влияния на излучение и замедление звезды. В магнитодипольной модели Пачини [15] основная часть энергии вращения уносится электромагнитной волной в низкочастотном диапазоне — от нескольких герц до нескольких килогерц. Такая волна не может распространяться в межзвездной плазме, ее действие ограничивается только окрестностями звезды в пределах пространства вспышки сверхновой. В этом пространстве должен существовать механизм преобразования энергии вращения в электромагнитные волны высоких энергий, порождаемые торможением пульсара. Однако в модели Пачини, также исходящей из предположения “вакуумного приближения”, подобное преобразование энергии не обсуждается, речь идет только о его необходимости.

Следует отметить, что физические условия реализации такого механизма существуют, но не в магнитосфере пульсара, а за пределами светового цилиндра, где электронно-позитронная плазма переходит из состояния твердотельного вращения с пульсаром в свободное, не связанное со звездой состояние. Открытые силовые линии, выходящие из светового цилиндра, пронизывают окрестности нейтронной звезды, и изменение магнитной индукции B порождает вихревое электрическое поле E . В соответствии с законом индукции Фарадея применительно к вакууму изменение потока магнитной индукции, проходящего через незамкнутую поверхность s , взятое с обратным знаком, пропорционально циркуляции электрического поля на замкнутом контуре l , который является границей поверхности s :
$$\oint_l \vec{E} dl = -\frac{1}{c} \int_s \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} ds.$$

В пространстве, заполненном электронно-позитронной плазмой, формируются замкнутые индукционные вихревые токи. Согласно правилу Ленца, индукционный ток направлен так, что создаваемое им магнитное поле затрудняет или тормозит вызывающее индукцию движение, которое в результате постепенно замедляется. Таким образом, вихревые токи в плазме, индуцированные магнитным полем за пределами светового цилиндра, порождают низкочастотную электромагнитную волну, которая уносит основную часть энергии вращения, теряемую в

результате торможения пульсара. Эта энергия, не распространяемая за пределы околозвездного пространства, рассеивается индуцированными токами в обладающей конечной проводимостью плазме, вызывая, наряду с дополнительной ионизацией и нагревом, ускорение и изменение плотности плазмы, которые проявляются в виде звездного ветра в неоднородной и возмущенной среде.

Взаимодействие через открытые силовые линии магнитного поля пульсара и вихревых индукционных токов в окрестностях звезды указывает на разделение энергопотерь торможения между магнитосферой пульсара в пределах светового цилиндра и околозвездной плазменной средой вне светового цилиндра. Действующие на пульсар магнитоиндукционные силы, вызывающие монотонное замедление, не нарушают магниторотационную устойчивость пульсара, независимо от состояния околозвездной плазменной среды при вспышке сверхновой.

Заключение. С помощью устойчивого воспроизведения периода вращения и фазы импульсного излучения, независимо от эпохи и места наблюдений, обнаружено свойство временной и пространственной когерентности периодического излучения пульсара, обусловленное коллапсом ядра сверхновой на стадии образования нейтронной звезды.

Свойство когерентности означает монотонность замедления пульсаров, обусловленного потерями энергии вращения, при сохранении согласованности наблюдаемых параметров вращения P , \dot{P} , \ddot{P} на протяжении жизненного цикла нейтронных звезд $10^6 \dots 10^7$ лет.

Численная инвариантность $n = -(0,9 \pm 0,2)$ показателя торможения двух непересекающихся кластеров секундных и миллисекундных пульсаров позволяет предположить следующее: параметры вращения нейтронной звезды устанавливаются при вспышке сверхновой и коллапсе ядра, принимают устойчивое значение по состоянию тормозящих сил, которые определяются вихревыми индукционными токами, взаимодействующими вдоль открытых силовых линий в околозвездной плазменной среде вне светового цилиндра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Моисеенко С.Г., Бисноватый-Коган Г.С. Магниторотационные сверхновые и магниторотационная неустойчивость // Труды 13-й Международной астрономической школы-конференции, Одесса, Украина. 2013. № 26.
2. Арделян Н.В., Бисноватый-Коган Г.С., Моисеенко С.Г. Механизмы взрыва сверхновых: магниторотационная модель // УФН. 1997. Т. 167. № 10. С. 1128–1131.
3. Бескин В.С. Радиопульсары // УФН. 1997. Т. 169. № 11. С. 1169–1198.
4. Малов И.Ф. Радиопульсары. М.: Наука, 2004. 191 с.
5. Бисноватый-Коган Г.С., Комберг Б.В. Пульсары в тесных двойных системах // Астрон. журн. 1974. № 51. С. 373.

6. *Smith F. G.* Pulsars. Cambridge Univ. Press, 1977.
7. *Авраменко А.Е., Лосовский Б.Я.* Согласованность наблюдаемых параметров вращения пульсаров на вековом масштабе // Труды Всеросс. астрометрической конф. “Пулково–2012”. Известия Главной астрономической обсерватории в Пулкове. 2013. № 220. С. 13–18.
8. *Авраменко А.Е.* Эталонная мера времени-пространства на основе периодического излучения пульсаров // Измерительная техника. 2013. № 2. С. 18–24.
9. *Lyne A.G., Graham-Smith F.* Pulsar Astronomy // Cambridge Astrophys. Ser. Cambridge University. 2006. P. 59–62.
10. *Hobbs G.B., Lyne G., Kramer M.* An analysis of the timing irregularities for 366 pulsars // MNRAS. 2010. Vol. 402. P. 1027–1048.
11. *Bisnovatyi-Kogan G.S., Postnov K.A.* Pulsar motion effect and Geminga’s high braking index // Nature, UK. 1993. Vol. 366. P. 363.
12. *Manchester R.N., Hobbs G.B., Teoh A., Hobbs M.* The ATNF Pulsar Catalogue // Astron. J. 2005. Vol. 129. P. 1993.
13. *Taylor J.H., Manchester R.N., Lyne A.G.* Catalog of 558 Pulsars // The Astrophys. J. Suppl. Ser. 1993. Vol. 88. P. 529–568.
14. *Kaspi V.M., Taylor J.H., Ryba M.F.* High-precision Timing of Millisecond Pulsars. III. Long-term Monitoring of PSRs B1885+09 and B1937+21 // The Astrophys. J. 1994. Vol. 428. P. 713–728.
15. *Pacini F.* Energy Emission from a Neutron Star // Nature. Lond. 1967. Vol. 216. P. 567.

REFERENCES

- [1] Moiseenko S.G., Bisnovatyi-Kogan G.S. Magnetorotational Supernovas and Magnetorotational Instability. *Tr. 13-y Mezhdunar. astronomicheskoy shkoly-konf.* [Proc. of the 13th International Astronomical School-Conference], Odessa, Ukraina, 2013, no. 26.
- [2] Ardelyan N.V., Bisnovatyi-Kogan G.S., Moiseenko S.G. The Mechanisms of Supernova Explosions: Magnetorotational Model. *Usp. Fiz. Nauk* [Physics-Uspekhi], 1997, vol. 167, no. 10, pp. 1128–1131 (in Russ.).
- [3] Beskin V.S. Radio Pulsars. *Usp. Fiz. Nauk* [Physics-Uspekhi], 1997, vol. 169, no. 11, pp. 1169–1198 (in Russ.).
- [4] Malov I.F. Radiopul’sary [Radio Pulsars]. Moscow, Nauka Publ., 2004. 191 p.
- [5] Bisnovatyi-Kogan G.S., Komberg B.V. Pulsars in Close Binary Systems. *Astron. Zh.* [Astron. Rep.], 1974, no. 51, p. 373 (in Russ.).
- [6] Smith F.G. Pulsars. Cambridge Univ. Press, 1977.
- [7] Avramenko A.E., Losovskiy B.Ya. Consistency of the Observed Parameters of Pulsar Rotations in the Secular Scale. *Tr. Vseross. aстрометрической конф. “Pulkovo–2012”.* *Izvestiya Glavnoy astronomicheskoy observatorii v Pulkove* [Proc. of the All-Russ. Astrometric Conf. “Pulkovo–2012”. News of the Main Astronomical Observatory at Pulkovo], 2013, no. 220, pp. 13–18 (in Russ.).
- [8] Avramenko A.E. A Standard Measure of Space-Time Based on Periodic Emission of Pulsars. *Izmeritel’naya tekhnika* [Measurement Techniques], 2013, no. 2, pp. 18–24 (in Russ.).
- [9] Lyne A.G., Graham-Smith F. Pulsar Astronomy. *Cambridge Astrophys. Ser. Cambridge University*, 2006, pp. 59–62.
- [10] Hobbs G.B., Lyne G., Kramer M. An Analysis of the Timing Irregularities for 366 Pulsars. *MNRAS*, 2010, vol. 402, pp. 1027–1048.
- [11] *Bisnovatyi-Kogan G.S., Postnov K.A.* Pulsar motion effect and Geminga’s high braking index. *Nature*, UK, 1993, vol. 366, p. 363.
- [12] Manchester R.N., Hobbs G.B., Teoh A., Hobbs M. The ATNF Pulsar Catalogue. *Astron. J.*, 2005, vol. 129, p. 1993.

- [13] Taylor J.H., Manchester R.N., Lyne A.G. Catalog of 558 Pulsars. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1993, vol. 88, pp. 529–568.
- [14] Kaspi V.M., Taylor J.H., Ryba M.F. High-Precision Timing of Millisecond Pulsars. III. Long-term Monitoring of PSRs B1885+09 and B1937+21. *Astrophys. J.*, 1994, vol. 428, pp. 713–728.
- [15] Pacini F. Energy Emission from a Neutron Star. *Nature.*, Lond., 1967, vol. 216, p. 567.

Статья поступила в редакцию 10.02.2015

Авраменко Аркадий Ефимович — канд. техн. наук, старший научный сотрудник Физического института им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН).

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Российская Федерация, 119991, Москва, Ленинский пр-т, д. 53.

Avramenko A.E. — Ph.D. (Eng.), Senior Research Fellow, Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences.

Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskiy prospect 53, Moscow, 119991 Russian Federation.

Просьба ссылаться на эту статью следующим образом:

Авраменко А.Е. Нейтронная звезда: от экстремальной турбулентности вспышки сверхновой к эталонной монотонности когерентного излучения пульсара // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2015. № 5. С. 23–37.

Please cite this article in English as:

Avramenko A.E. Neutron star: from the extreme turbulence of supernova outburst to the reference regularity of coherent pulsar radiation. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Bauman, Estestv. Nauki* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Nat. Sci.], 2015, no. 5, pp. 23–37.