

УДК: 524.354.6—335.7

МЕХАНИЗМЫ ТОРМОЖЕНИЯ И ВНУТРЕННЯЯ  
ТЕМПЕРАТУРА НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Д. М. СЕДРАКЯН, А. Д. СЕДРАКЯН, К. М. ШАХАБАСЯН

Поступила 23 февраля 1990

Принята к печати 7 июня 1990

Совместно рассмотрены механизмы торможения, обусловленные магнитодипольным излучением нормальных стволос сверхтекучих нейтронных вихрей и движением протонных вихрей в сверхтекучих ядрах нейтронных звезд. Определены внутренние и поверхностные температуры для двух моделей нейтронных звезд и сравнены с наблюдениями. Показано, что пульсары могут эволюционировать по двум различным эволюционным трекам. Показано также, что отсутствие наблюдаемых пульсаров в определенной области диаграммы  $\rho-10^7(\rho\rho)^{1/2}$  — результат нестабильности нейтронных звезд с центральной плотностью выше критической.

1. *Введение.* Один из основных наблюдательных фактов исследования пульсаров — систематическое увеличение их периода вращения  $P$  и соответственно уменьшение угловой скорости вращения. Это происходит из-за потерь энергии вращения и момента количества движения в процессе эволюции звезды. Величина потерь кинетической энергии вращения для типичных пульсаров порядка  $10^{32}$  эрг  $s^{-1}$ . Отметим, что полная радиосветимость пульсаров изменяется в пределах  $10^{26}$ — $10^{30}$  эрг  $s^{-1}$  и составляет пренебрежительно малую часть энергии, диссипируемой нейтронной звездой. Статистический анализ пульсаров [1—4] показывает, что наблюдаемое распределение их параметров можно адекватно объяснить в предположении, что на различных этапах эволюции доминируют различные механизмы торможения звезды.

В настоящей работе совместно рассмотрены механизмы торможения, ранее предложенные авторами [3, 4] для объяснения потерь вращательной энергии нейтронных звезд и неимпульсного теплового излучения пульсаров в мягком рентгеновском диапазоне [5]. Для двух моделей нейтронных звезд с уравнением состояния Бете-Джонсона V и разными центральными плотностями определены внутренние и поверхностные температуры. Проведено сравнение последних с имеющимися наблюдательными данными. Прослежена эволюция нейтронных звезд в рамках совместного дей-

ствия предложенных механизмов. Показано, что эволюция пульсаров может идти по двум различным эволюционным трекам, которые для больших периодов сходятся. Также показано, что на диаграмме  $p-D$ , где  $p$ —период пульсара, а  $D = 10^7 (p\dot{p})^{1/2}$ , существует область, где пульсары не могут существовать, что хорошо согласуется с наблюдательным распределением параметров  $p$  и  $D$ . Последнее связано с нестабильностью нейтронных звезд с центральной плотностью, превышающей критическую.

2. Механизмы торможения. Прежде всего просуммируем основные результаты предыдущих работ [3, 4], необходимые для дальнейшего.

а) Механизм магнитодипольного излучения стволоч нейтронных вихрей (МДИСВ) предполагает излучение нормальных нейтронов, обладающих аномальным магнитным моментом при вращении в стволах нейтронных вихрей, которые находятся в сильных локальных магнитных полях [3]. Эти поля порядка  $10^{14}$  Гс создаются токами увлечения протонов нейтронами [6, 7]. Согласно механизму МДИСВ мощность диссипации энергии:

$$W_m = 1.93 \cdot 10^{34} \frac{\Delta_{M.c.}^2}{\lambda_{11}^4} \gamma R_0^3 p^{-1} = K_m p^{-1}, \quad (1)$$

где  $\lambda_{11}$  — глубина проникновения магнитного поля в единицах  $10^{-11}$  см,  $R_0$  — радиус сверхтекучего ядра нейтронной звезды в единицах  $10^8$  см и  $\Delta = 1.6 \cdot 10^{-6} \Delta_{M.c.}$  — значение энергетической щели сверхтекучей нейтронной жидкости. Здесь  $\gamma = 1 - (R_{00}/R_0)^2$ , где  $R_{00} = 10^{-6} R_0$  — радиус внутреннего ядра звезды, состоящего из смеси нормальных элементарных частиц. Фактор  $\gamma$  позволяет учитывать тот факт, что при исчезновении сверхтекучести одного из компонентов нейтронно-протонной жидкости рассматриваемые нами механизмы перестают действовать. Этот механизм приводит к зависимости  $p \sim p^2$ , и следовательно показатель торможения  $n = 0$ .

б) Следующие механизмы торможения основаны на движении протонных вихрей в сверхтекучем ядре нейтронной звезды [4]. В результате движения протонных вихрей в их сердцевинах возникает электрическое поле, в котором происходит столкновительная диссипация электронов на нормальных протонах. Мощность диссипации энергии:

$$W_{BS} = 1.43 \cdot 10^{58} T_8^2 \left(\frac{\dot{p}}{p}\right)^2 \gamma R_0^5 = K_{BS} \left(\frac{\dot{p}}{p}\right)^2, \quad (2)$$

где  $T_8 = 10^{-8} T$  — внутренняя температура ядра нейтронной звезды. Другой механизм — результат неоднородности параметра порядка в вихре [4], мощность диссипации энергии которого равна

$$W_{TH} = 4.2 \cdot 10^{21} \left( \frac{\dot{p}}{p} \right)^2 \gamma R_0^5 = K_{TH} \left( \frac{\dot{p}}{p} \right)^2. \quad (3)$$

Согласно этим механизмам  $\dot{p} \sim p^{-1}$  и показатель торможения  $n=3$ .

3. *Внутренняя температура нейтронных звезд.* После рождения во взрыве сверхновой нейтронная звезда, имеющая начальную температуру порядка  $10^{11}$  К, быстро ( $t \sim 10^3$  лет) остывает до температур порядка  $5 \cdot 10^8$  К. При таких и более низких температурах существенны механизмы остывания посредством излучения фотонов и тормозного излучения нейтронных пар электронов на ядрах коры. Обозначая интенсивность фотонного и нейтринного излучения соответственно через  $L_\gamma$  и  $L_\nu$ , можем записать:

$$W_m + W_{BS} + W_{TH} = L_\nu + L_\gamma. \quad (4)$$

Это уравнение позволяет определить внутреннюю температуру нейтронной звезды.

Следуя работе [8],

$$dL_\nu = 2.1 \cdot 10^{20} \left( \frac{Z^2}{A} \right) \frac{M_{cr}}{M} \frac{\rho}{\rho_0} T_9^6 4\pi r^2 dr, \quad (5)$$

где  $M_{cr}/M$  — отношение массы коры к полной массе звезды,  $(Z^2/A)$  — усредненное по плотности коры значение  $Z^2/A$ ,  $Z$  — число протонов,  $A$  — массовое число ядер,  $\rho_0 = 2.8 \cdot 10^{14}$  г см $^{-3}$  — плотность ядерной материи,  $T = 10^{-9} T_9$  — температура ядра звезды. С большой точностью можно принять  $(Z^2/A) = 1$ .

Для интенсивности фотонного излучения, в предположении, что нейтронная звезда с эффективной поверхностной температурой  $T_R$  излучает по закону излучения черного тела, имеем

$$L_\gamma = 4\pi \sigma R_p^2 T_R^4, \quad (6)$$

где  $R_p$  — радиус звезды.

Для решения уравнения (4) необходимо знать температурный профиль внутри нейтронной звезды. Задача определения распределения температуры рассматривалась многими авторами (например, [9, 10]). Имея в виду распределение температур внутри нейтронной звезды, ее можно разделить на две области: ядро звезды, которое изотермично из-за высокой теплопроводности вырожденного вещества, и коры, в которой имеется градиент температуры. Непрозрачность коры имеет тензорный вид и перенос энергии анизотропен, вследствие чего полярные области поверхности звезды более нагреты. Так как поверхность полярных шапок в два раза боль-

ше экваториальной области [10], можно использовать формулу связи между температурой изотермического ядра  $T$  и температурой поверхности звезды  $T_n$ , полученную для полярных шапок:

$$T(x_e) = 0.63 \cdot 10^8 T_{R_6}^2 \frac{R_{R_6}}{M_{33}} [\ln(1 + x_e^2)]^{1/2}, \quad (7)$$

где  $R_{R_6}$ —радиус звезды,  $M_{33} = 10^{-31} M$ —масса звезды. Для получения температуры ядра необходимо взять  $x_e = 230$  (что соответствует плотности  $8 \cdot 10^{13}$  г см<sup>-3</sup>). Подставляя (7) в (6), получаем уравнение для определения внутренней температуры нейтронных звезд.

4. *Замедление вращения нейтронной звезды.* При помощи описанных выше механизмов энерговыделения, вращательная энергия звезды диссипирует в тепловую энергию в сверхтекучем ядре нейтронной звезды. Это приводит к определенному темпу  $\dot{p}$  увеличения периода звезды, который определяется полной мощностью энерговыделения  $\dot{W}_{\text{пол}}$ ,

$$-I \dot{\Omega} = \dot{W}_{\text{пол}}, \quad (8)$$

где  $I$ —момент инерции нейтронной звезды и  $p = 2\pi/\Omega$ . Подставляя сюда  $\dot{W}_{\text{пол}}$ , вводя параметр  $D = 10^7 (p \dot{p})^{1/2}$  и обозначая  $y = D^2$ , получим

$$ay^2 - 4\pi^2 Iy + K_m p^3 = 0, \quad (9)$$

где

$$a = K_{BS} + K_{\text{ТН}}. \quad (10)$$

Если выбрать модель нейтронной звезды, т. е. задать уравнение состояния сверхплотного вырожденного вещества звезды и задать центральную плотность  $\rho_c$ , то будут определены такие важные интегральные характеристики звезды, как масса и радиус ядра, толщина и масса оболочек (коры), момент инерции звезды и толщина сверхтекучего слоя. Как известно из теории строения нейтронных звезд, внутренняя температура и ее распределение, а также структура и движение вихрей почти не влияют на вышеуказанные характеристики нейтронных звезд. Следовательно, если предположить, что замедление пульсаров сопровождается только изменением внутренней температуры и движением вихрей, то естественно, что во время эволюции звезды  $\rho_c = \text{const}$ . Итак, если выбрана модель, то уравнения (4) и (8) определяют внутреннюю температуру  $T$  и параметр  $D$  в зависимости от периода  $p$ , т. е. эволюцию пульсара.

Сначала исследуем решение уравнения (8) относительно  $D$ . Это уравнение квадратично относительно  $y$ , и его решение имеет вид:

$$y = y_0 \left( 1 \pm \sqrt{1 - \frac{p^3}{p_{\max}^3}} \right), \quad (11)$$

где  $p_{\max}^3 = (2\pi^2 10^{-14} I/K_m) y_0$ ,  $y_0 = 2\pi^2 10^{-14} I/\alpha$ .

Как видно из решения (11), возможны два пути эволюционного развития пульсаров. Легко заметить, что оба решения  $y$  при  $p \rightarrow 0$  стремятся к нулю. Действительно, при  $p/p_{\max} \ll 1$  решение со знаком минус имеет вид

$$y = \frac{K_m}{4\pi^2 I} p^3, \quad (12)$$

а со знаком плюс соответственно

$$y = 2y_0. \quad (13)$$

Для первого решения очевидно, что при  $p \rightarrow 0$  и  $y \rightarrow 0$ . Как увидим ниже,  $y_0$  обратно пропорционально температуре ядра и, так как при  $p \rightarrow 0$  температура стремится к бесконечности,  $y_0 \rightarrow 0$ .

Таким образом, в начале эволюции пульсары имеют малые значения периодов и  $y$ . Как показывает решение (11), оба решения при  $p \rightarrow p_{\max}$  совпадают и  $y = y_0$ .

Для совокупности наблюдаемых пульсаров из вышесказанного вытекает, что для заданного значения  $\rho_c$  и с близкими значениями периода  $p$  могут быть два пульсара с разными значениями  $y$ , соответствующими разным решениям (11). Следовательно, количество пульсаров только с близкими значениями  $p$  может быть любым конечным числом, так как для стабильных нейтронных звезд  $\rho_c$  может принимать непрерывные значения в интервале  $10^{14} \text{ г см}^{-3} \leq \rho_c < 10^{16} \text{ г см}^{-3}$ . Легко убедиться в правильности такого вывода из рис. 1, где приведены наблюдательные значения  $p$  и  $D$  для 358 пульсаров. Довольно большое количество пульсаров находится на линиях, параллельных оси ординат.

5. Выбор модели. Для численного решения системы уравнений (4) и (11) необходимо выбрать конкретную модель нейтронной звезды. Далее будут рассмотрены две модели, модель А и модель В, основанные на одинаковых уравнениях состояния [11, 12] (модель Бете-Джонсона V), но имеющих различные центральные плотности:  $\rho_c = 1.413 \cdot 10^{15} \text{ г см}^{-3}$  и  $\rho_c = 3 \cdot 10^{15} \text{ г см}^{-3}$ . Согласно работе [13] для модели А ( $\rho_c = 1.413 \cdot 10^{15} \text{ г см}^{-3}$ ) имеем:  $M = 1.425 M_\odot$ ,  $R_p = 10.678 \text{ км}$ ,  $R = 9.526 \text{ км}$ ,  $I = 1.183 \times 10^{45} \text{ г см}^2$ , а для модели В ( $\rho_c = 3 \cdot 10^{15} \text{ г см}^{-3}$ ):  $M = 1.649 M_\odot$ ,  $R_p = 9.597 \text{ км}$ ,  $R = 8.909 \text{ км}$ ,  $I = 1.222 \cdot 10^{45} \text{ г см}^2$ . Для микроскопических параметров в модели А приняты значения:  $\lambda_{11} = 1$ ,  $\xi/\lambda = 0.1$ ,  $n_p = 10^{37} \text{ см}^{-3}$ ,  $\Delta_{MeV} = 0.1$ . Здесь  $\lambda$  — длина когерентности сверхпроводящей

протонной жидкости,  $n_p$  — плотность протонов в сверхтекучем ядре звезды. В модели *B* все микропараметры те же, кроме как  $\lambda_{11} = 2.1$ . Нам также необходимо определить фактор  $\gamma$  для моделей *A* и *B*. Для этого необходимо определить плотность, при которой исчезает энергетическая щель одного или обоих компонентов нейтронно-протонной жидкости и начинается внутреннее ядро, состоящее из смеси нормальных частиц. В сверхтекучем ядре нейтронной звезды нейтроны образуют анизотропные  $^3P_2$ -пары. При плотностях порядка  $2.8 \cdot 10^{14} \text{ г см}^{-3}$  возникает протонная сверхпроводимость — протоны образуют изотропные  $^1S_0$ -пары.

Расчеты энергетических щелей нейтронной и протонной жидкостей количественно различаются у различных авторов, так как значения щели экспоненциально зависят от потенциала ядерного взаимодействия. Однако сопоставление расчетов различных авторов приводит к заключению, что с ростом плотности сначала исчезает протонная сверхпроводимость [14]. Следуя работе [15], мы примем, что протонная энергетическая щель исчезает при плотности  $\rho \sim 9.2 \cdot 10^{14} \text{ г см}^{-3}$  и далее начинается внутреннее ядро. Тогда из профиля плотности для моделей *A* и *B* имеем соответственно  $R_0 = 7.166 \text{ км}$  и  $R_0 = 6.481 \text{ км}$  и  $\gamma_A = 0.353$ ,  $\gamma_B = 0.576$ .

Подставляя значения микро-и макропараметров в формулы (1)—(3) и (5)—(7), для модели *A* имеем:

$$W_m = 9.6 \cdot 10^{31} p^{-1}, \quad W_{BS} = 6.8 \cdot 10^{58} \left(\frac{p}{p}\right)^2 T_8^2, \quad W_{TH} = 1.9 \cdot 10^{57} \left(\frac{p}{p}\right)^2,$$

$$L_v = 4.5 \cdot 10^{30} T_8^6, \quad L_\gamma = 4.55 \cdot 10^{32} T_8^4,$$

для модели *B*:

$$W_m = 2.4 \cdot 10^{30} p^{-1}, \quad W_{BS} = 2.8 \cdot 10^{58} \left(\frac{p}{p}\right)^2 T_8^2, \quad W_{TH} = 8.32 \cdot 10^{56} \left(\frac{p}{p}\right)^2,$$

$$L_v = 1.42 \cdot 10^{30} T_8^6, \quad L_\gamma = 5.41 \cdot 10^{32} T_8^4.$$

Вводя параметр  $D = 10^7 (p p)^{1/2}$  и обозначая  $T_8^2 = x$ , уравнение (4) для моделей *A* и *B* соответственно запишется в виде

$$x^3 + \left(101 - 1.5 \left(\frac{D}{p}\right)^4\right) x - \left(21.3 p^{-1} + 0.042 \left(\frac{D}{p}\right)^4\right) = 0, \quad (14)$$

$$x^3 + \left(381 - 1.97 \left(\frac{D}{p}\right)^4\right) x - \left(1.7 p^{-1} + 0.0586 \left(\frac{D}{p}\right)^4\right) = 0. \quad (15)$$

Эти уравнения определяют внутреннюю температуру нейтронных звезд.

6. *Результаты.* Численно решая уравнения (14) и (15) и проверяя одновременное удовлетворение уравнения (11) для наблюдаемых значений  $p$  и  $D$ , находим внутренние температуры и ряд важных физических характеристик для моделей А и В. Результаты этих вычислений приведены в табл. 1 и 2.

Таблица 1

Наименование пульса- ра PSR	$P$	$D$	$W_{\text{ш}}$	$L_{\text{Тш}}$	$T_8$	$T_{R_8}$
1	2	3	4	5	6	7
1855+09	0.0053	0.0002	179.1045	62.4637	3.7051	1.6746
1620-26	0.0110	0.0009	86.7208	44.5094	3.1276	1.5386
1913+16	0.0590	0.0073	16.2712	14.7339	1.7995	1.1670
1541-52	0.1786	0.0330	5.3752	5.3014	1.0794	0.9038
2123-67	0.3258	0.0858	2.9468	2.9333	0.8029	0.7795
2048-72	0.3413	0.0818	2.8129	2.8011	0.7846	0.7706
1604-00	0.4218	0.1136	2.2761	2.2695	0.7062	0.7311
1718-32	0.4772	0.1828	2.0124	2.0076	0.6642	0.7090
0904--74	0.5496	0.1595	1.7469	1.7435	0.6190	0.6845
1911+11	0.6010	0.1986	1.5976	1.5949	0.5920	0.6694
1717-29	0.6204	0.2227	1.5453	1.5453	0.5827	0.6641
2028+22	0.6305	0.2360	1.5230	1.5206	0.5781	0.6615
1540-06	0.7091	0.2500	1.3541	1.3523	0.6451	0.6423
1927+13	0.7600	0.2782	1.2635	1.2619	0.5266	0.6313
1747-46	0.7424	0.3101	1.2937	1.2921	0.5329	0.6351
2053+21	0.8152	0.3304	1.1781	1.1768	0.5085	0.6204
0149-16	0.8327	0.3290	1.1533	1.1521	0.5031	0.6171
2000+40	0.9051	0.3973	1.0613	1.0602	0.4827	0.6044
1943-29	0.9594	0.4038	1.0011	1.0002	0.4688	0.5957
0855-61	0.9625	0.4018	0.9979	0.9969	0.4681	0.5552
0903-42	0.9652	0.4268	0.9952	0.9943	0.4674	0.6948
1940-12	0.9724	0.4016	0.9877	0.9868	0.4657	0.5937

1	2	3	4	5	6	7
1923+04	1.0741	0.5145	0.8945	0.8938	0.4432	0.5792
2110+27	1.2029	0.5616	0.7987	0.7981	0.4188	0.5630
1620-08	1.2764	0.6188	0.7258	0.7522	0.4066	0.5547
0226+70	1.4668	0.6761	0.6550	0.6545	0.3729	0.5358
2151-56	1.3737	0.7623	0.7000	0.6995	0.3321	0.6447
2327-20	1.6436	0.8727	0.5849	0.5845	0.3584	0.6208
2241+69	1.6645	0.8960	0.5776	0.5772	0.3561	0.5192
0059+65	1.6792	0.9993	0.5730	0.5726	0.3547	0.5181
1454-51	1.7483	0.9616	0.5500	0.5496	0.3475	0.5129
1910+20	2.2330	1.5079	0.4316	0.4314	0.3079	0.4827
1524-39	2.4176	2.1471	0.4020	0.4017	0.2971	0.4742
0525+21	3.7455	3.8734	0.2629	0.2628	0.2403	0.4265
0154+61	2.3517	6.6700	8.0722	7.7975	1.3091	0.9954

Таблица 2

Наименование пульсара PSR	$P$	$D$	$W_{30}$	$L_{T_{90}}$	$T_s$	$T_{R_s}$
0331+45	0.2692	0.0140	8.959	8.959	0.1287	0.3548
1831-00	0.5209	0.0289	4.630	4.630	0.0925	0.3008
1918+26	0.7850	0.0520	3.072	3.072	0.0753	0.2715
0105+68	1.0711	0.0724	2.251	2.251	0.0645	0.2512
0153+39	1.8117	0.1458	1.331	1.331	0.0496	0.2203
1828-60	1.8894	0.2259	1.276	1.276	0.0486	0.2180
0520+39	3.0321	0.4639	0.795	0.795	0.0383	0.1937

В табл. 1, соответствующей модели А, пульсары представлены группами, имеющими приблизительно одинаковые  $D$  в порядке возрастания  $p$  (I и II колонки таблицы). Как видно из последних двух столбцов таблицы, где представлены температуры ядра и поверхности пульсаров, в каждой группе с ростом периода  $p$ , температуры монотонно падают: для ядра от значений порядка  $4 \cdot 10^8$  К до  $3 \cdot 10^7$  К, а для поверхности  $1.6 \cdot 10^6$  К до  $5 \cdot 10^5$  К. В III и IV столбцах таблицы представлены полная энергия

$W_{\text{пол}}$ , выделяемая в ядре, и интенсивность фотонного излучения от поверхности пульсаров. Для каждой группы пульсаров с ростом периода интенсивность энерговыделения и фотонного излучения падают. За исключением пульсаров с очень короткими периодами (первые три строки таблицы), для которых доминирует нейтринное излучение, полная энергия, выделяемая в ядре, уносится фотонным излучением. Полное энерговыделение в звезде меняется от  $10^{53}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  до  $10^{31}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ .

В табл. 2 приведены те же характеристики для модели В. Периоды для этой модели лежат в пределах от 0.26 с до 3.03 с. Эта модель характеризуется низкими температурами ядра и поверхности звезды, и энергия, выделяемая в ядре, уносится исключительно фотонным излучением. Энерговыделение в ядре звезды порядка  $10^{30}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ .

Наблюдениями обсерватории «Эйнштейн» определены верхние пределы поверхностной температуры для пульсаров PSR 0149—16 и PSR 2327—20, которые соответственно имеют значения  $T_{\text{obs}} \leq 5 \cdot 10^5$  К и  $T_{\text{obs}} \leq 4 \cdot 10^5$  К. Теоретические значения поверхностных температур этих пульсаров приведены в табл. 1. Для сравнения с наблюдаемыми значениями необходимо учесть поправку на красное смещение по формуле

$$T_{\infty} = T_R (1 + z)^{-1}.$$

Для давной модели  $z = 0.3938$  [11] и значения  $T_{\infty}$  для пульсаров PSR 0149—16 и PSR 2327—20 соответственно равны  $4.4 \cdot 10^5$  К и  $3.7 \cdot 10^5$  К, что хорошо согласуется с данными наблюдений.

На рис. 1 представлены наблюдаемые значения  $D$  и  $p$  для 358 пульсаров. В правом нижнем углу приведены те же параметры для шести миллисекундных пульсаров. Сплошными линиями представлены оба решения системы уравнений (14) и (11) для модели А.

Пульсары, лежащие на этих прямых, имеют физические параметры модели А. Нижняя сплошная линия отвечает решению, которое описывает эволюцию, где доминирующим механизмом энерговыделения является механизм МДИСВ. Верхняя линия описывает второе решение, которое соответствует эволюции с доминирующим механизмом диссипации посредством движения вихрей:  $W_{\text{в}}$  и  $W_{\text{ТН}}$ . Заметим, что эти два решения с ростом  $p$  сходятся и пересекаются в точке  $p_{\text{max}} = 19.5$  с. Если предположить, что пульсары рождаются миллисекундными, то трудно сказать, какие из них, по каким трекам будут эволюционировать. Вопрос о том, по какому из этих двух решений пойдет эволюция пульсара, возможно связан с темпом охлаждения пульсара. В случае более быстрого охлаждения реализуется нижнее решение. На рис. 1 для модели В пунктирной линией представлено нижнее решение системы уравнений (11), (15), где доминирующим механизмом является МДИСВ (верхнее решение лежит выше анало-

гичного решения для модели А). Крестиками обозначены пульсары, приведенные в табл. 2.

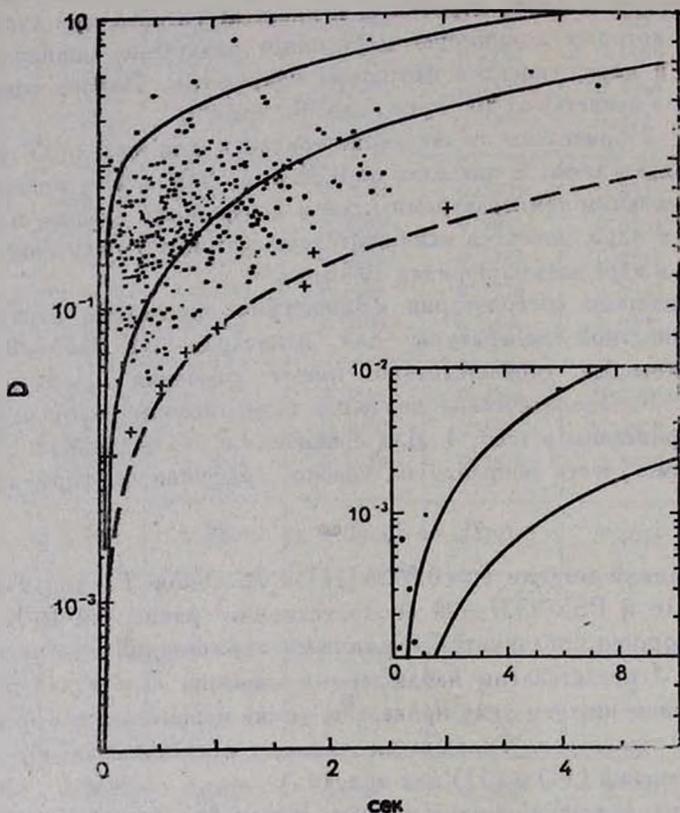


Рис. 1. Зависимость параметра  $D$  от периода  $p$ . В правом нижнем углу та же зависимость для шести миллисекундных пульсаров. Шкала  $p$  для этих пульсаров в единицах  $10^{-2}$  с.

Сравнивая нижнее решение для модели В с аналогичным решением для модели А, можно заметить, что с увеличением центральной плотности  $\rho_c$  кривая решения проходит ниже предыдущей. Так как для каждого уравнения состояния существует предельная центральная плотность  $\rho_a$  для стабильных нейтронных звезд, то, следовательно, существует предельная «линия стабильности», ниже которой не должны наблюдаться пульсары. Для уравнения состояния Бете-Джонсона V модель В с центральной плотностью  $\rho_c = 3 \cdot 10^{15}$  г см $^{-3}$  является именно такой «предельной» моделью. Замечательно, что все пульсары действительно лежат выше «линии стабильности».

Таким образом, согласно развитой здесь теории, отсутствие пульсаров ниже «линии стабильности» связано с нестабильностью нейтронных звезд при центральных плотностях  $\rho_c > \rho_s$ . Заметим, что «линия стабильности» зависит от уравнения состояния и ее хорошее согласие с наблюдательными данными распределения пульсаров для уравнения состояния Бете-Джонсона V свидетельствует в пользу реалистичности этого уравнения состояния.

В конце отметим, что диссипация вращательной энергии приводит к уменьшению количества вихревых нитей, несущих определенный момент количества движения. Вследствие этого высвобождаемый момент передается через нормальный компонент ядра к коре звезды. Возможны разные механизмы потерь момента количества движения коры. Исследование этих механизмов требует отдельного рассмотрения и может быть предметом отдельной статьи.

Авторы благодарны академикам В. А. Амбарцумяну и Г. С. Саакяну за обсуждение полученных результатов.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория  
Ереванский государственный  
университет

## THE BREAKING MECHANISMS AND INTERNAL TEMPERATURES OF NEUTRON STARS

D. M. SEDRAKYAN, A. D. SEDRAKYAN, K. M. SHAHABASYAN

The breaking mechanisms due to the magnetic dipole radiation from normal cores of superfluid neutron vortices and due to the motion of proton vortices in the superfluid interior of neutron stars are simultaneously considered. The internal and surface temperatures are estimated for two models of neutron stars and compared with observed ones. It has been shown that pulsars may follow two different evolutionary tracks. It has also been shown that the absence of detected pulsars in the known area of  $p - 10^7 (pp)^{1/2}$  diagram is the consequence of instability of neutron stars with central density higher than the critical one.

### ЛИТЕРАТУРА

1. J. H. Huang, K.-L. Huang, Q.-H. Peng, *Astron. Astrophys.*, 117, 205, 1983.
2. S. Pinault, *Astrophys. J.*, 301, 145, 1986.
3. Д. М. Седракян, А. Д. Седракян, К. М. Шахабасян, *Астрофизика*, 31, 337, 1989.
4. Д. М. Седракян, А. Д. Седракян, К. М. Шахабасян, *Астрофизика*, 32, 303, 1990.

5. *D. J. Helfand, G. A. Chapan, R. Novick, Nature, 283, 337, 1980.*
6. *Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, Астрофизика, 18, 727, 1980.*
7. *Д. М. Седракян, Астрофизика, 18, 417, 1982.*
8. *O. Maxwell, Astrophys. J., 231, 201, 1979.*
9. *G. Glen, P. Sutherland, Astrophys. J., 239, 671, 1980.*
10. *А. К. Аветисян, Д. М. Седракян, Астрофизика, 32, 291, 1990.*
11. *G. Baum, C. Pethick, P. Sutherland, Astrophys. J., 170, 299, 1971.*
12. *H. A. Bethe, M. Johnson, Nucl. Phys., A 230, 1, 1974.*
13. *W. D. Arnett, R. L. Bowers, Neutron Star Structure, Publ. in Astron., Univ. of Texas, 9, 1974.*
14. *R. I. Epstein, Astrophys. J., 333, 880, 1988.*
15. *N.-C. Chao, J. W. Clark, C.-H. Yang, Nucl. Phys., A 179, 320, 1972.*