

Весьма интересен вопрос о судьбе пульсаров «старшего возраста». Почему не наблюдаются пульсары с периодом 10 или 30 секунд? По формуле, связывающей период T и возраст t , $t = 5 \cdot 10^6 T^2$ (t в годах, T в секундах), такой период соответствует возрасту $5 \cdot 10^8 \div 5 \cdot 10^9$ лет. Возможно, что при T больше 4–5 секунд радиоизлучение резко падает и потому наблюдение затруднено. Причиной может быть уменьшение магнитного поля либо ослабление плазменных механизмов излучения.

Интересная гипотеза выдвинута Шварцманом (1970e): он предполагает, что после того как интенсивность излучения упала ниже определенной величины, происходит смена эжекции плазмы аккрецией. При аккреции на вращающуюся магнитосферу пульсара возможно прекращение радиоизлучения, что объяснило бы отсутствие долгопериодических пульсаров.

Шварцман, однако, дает более смелое решение: он предполагает, что аккреция также сопровождается периодическими импульсами радиоизлучения и разделяет пульсары на два класса—эжекционные и аккреционные. При аккреции энергия черпается не из энергии вращения и период увеличивается медленнее, чем на предыдущей стадии. Разделение известных пульсаров на две группы, произведенное в цитированной работе, нельзя считать статистически достоверным; окончательное подтверждение или опровержение гипотезы — дело будущего.

Любопытно, что среди известных радиопульсаров нет ни одного который входил бы в состав двойной системы. Благодаря стабильности истинного периода этот факт мог бы быть обнаружен по доплеровским вариациям наблюдаемого периода пульсара. Среди обычных звезд в состав двойных входит более 30%.

Весьма вероятно, что при взрыве сверхновой, являющейся тяжелой компонентой двойной, вторая, легкая компонента оказывается гравитационно несвязанной в результате выброса массы сверхновой. Одновременно в противоположную сторону улетает и новорожденный пульсар (Блау; (1961); эффект пращи).

Согласно Шварцману (1971 b) нейтронная звезда в составе двойной должна проявляться как рентгеновский пульсар.

Заметим, наконец, что в последнее время выдвигались гипотезы, согласно которым пульсары входят в состав квазаров и ядер сейфертовских галактик и дают главный вклад в их энерговыделение (Кардашев (1970), Рис (1971)). К этому вопросу мы вернемся в книге «Строение и эволюция Вселенной».

§ 7. Таблица свойств нейтронных звезд как пульсаров

Ниже приводится сводка наиболее точных расчетов свойств нейтронных звезд, важных для теории пульсаров. Таблица составлена по данным работы Коэна и Камерона (1971).

Приводятся только данные, относящиеся к стабильным конфигурациям.

Перечисляем величины по столбцам:

1-й — плотность в центре, в единицах 10^{14} г/см³, $\rho_c \cdot 10^{-14}$,

2-й — масса звезды в единицах 10^{33} г, $M \cdot 10^{-33}$,

3-й — масса покоя звезды, т. е. сумма масс протонов и электронов, разведенных на бесконечность, в единицах 10^{33} г, $M_0 \cdot 10^{-33}$,

4-й — дефект массы $\Delta M = M_0 - M$, в тех же единицах; $\Delta M c^2$ дает выделение энергии при образовании звезды из водорода,

5-й — относительный дефект массы, $\Delta M/M_0$ в процентах. Отметим, что при образовании звезды из железа $\Delta M/M_0$ было бы меньше на 1%.; первые две строки относятся к звездам, неустойчивым относительно разлета в виде паров железа,

6-й — радиус R в километрах определен так, что длина экватора $2\pi R$, поверхность $4\pi R^2$,

7-й — отношение радиуса к гравитационному радиусу, R/R_g ,

8-й — красное смещение фотона, испущенного на поверхности звезды при уходе на бесконечность, $\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_S = g_{00}^{-1/2} - 1 = e^{-\nu(R)/2} - 1$,

9-й — та же величина для фотона или нейтрино, испущенного в центре звезды $\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_c$,

10-й — период колебаний звезды T миллисекунд вычислен для основного тона радиальных колебаний; характеризует также устойчивость звезды, так как для неустойчивой звезды $\omega^2 = \frac{4\pi^2}{T^2} < 0$; данные для них не приводятся. Уже на краях таблицы наблюдается рост T , указывающий на приближение к границе устойчивости,

11-й — момент инерции I в единицах 10^{44} г·см². Определен для медленно вращающейся звезды условиями $E_{\text{вращ}} = I \frac{\omega^2}{2}$,

$\mathfrak{M}_* = I\omega$,

12-й — гравитационное увлечение инерционной системы координат в центре звезды вращением звезды как целого; отношение Ω/ω скорости вращения гироскопа Ω к вращению звезды ω ,

13-й — масса внешней оболочки звезды, состоящей из ядер и вырожденных электронов (плотность меньше $2,8 \cdot 10^{11}$ г/см³) в единицах 10^{28} г,

14-й — масса M промежуточной оболочки, содержащей ядра, вырожденные электроны и нейтронный газ, в единицах 10^{30} г. Рассматривается область, в которой плотность лежит между $2,8 \cdot 10^{11}$ г/см³ $< \rho < 4,3 \cdot 10^{13}$ г/см³,

15-й — суммарная толщина ΔR км внешней и промежуточной областей, в которых имеются ядра и можно ожидать кристаллизации вещества.

Авторы работы полагают, что исчезновение ядер, сопровождающееся появлением протонов, растворенных в нейтронной

Таблица XIV

Свойства нейтронных звезд

1	2	3	4	5	6	7	8
1,26	0,126	0,127	$8 \cdot 10^{-4}$	0,63	99,6	538	10^{-3}
1,58	0,227	0,229	$27 \cdot 10^{-4}$	1,19	19,6	58,7	0,009
2,00	0,410	0,418	$82 \cdot 10^{-4}$	1,96	14,54	24,2	0,022
2,50	0,710	0,733	0,023	3,08	13,49	12,9	0,042
3,16	1,10	1,15	0,051	4,47	13,42	8,34	0,067
4,00	1,65	1,76	0,115	6,55	13,50	5,59	0,11
5,00	2,25	2,47	0,222	9,99	13,64	4,13	0,15
6,30	2,82	3,18	0,365	11,5	13,64	3,30	0,20
8,00	3,38	3,95	0,565	14,3	13,47	2,71	0,26
10,0	3,92	4,74	0,825	17,4	13,10	2,27	0,34
12,6	4,33	5,44	1,11	20,4	12,62	1,99	0,43
16,0	4,59	5,97	1,38	23,1	12,08	1,79	0,55
20,0	4,72	6,32	1,61	25,4	11,48	1,65	0,62

Таблица XIV (продолжение)

9	10	11	12	13	14	15
0,022	115	0,33	0,028			
0,035	0,90	0,55	0,046			
0,059	0,74	1,27	0,073		10	5
0,096	0,42	2,78	0,110	25	9	3,1
0,14	0,40	5,16	0,160	15,5	7,5	2,1
0,22	0,40	8,95	0,23	11,5	6	1,3
0,32	0,40	13,7	0,31	8,5	5	1,0
0,45	0,42	18,4	0,39	6,4	4	0,7
0,64	0,46	23,0	0,47	5	3	0,55
0,90	0,46	26,9	0,56	3,6	2,2	0,4
1,30	0,52	29,4	0,72	3	1,6	0,3
1,80	0,66	30,2	0,79	2	1,2	0,2
2,5	1,06	29,4	0,84	1	0,5	

жидкости, происходит постепенно, в интервале $4 \cdot 10^{13} \text{ г/см}^3 < \rho < 6 \cdot 10^{13} \text{ г/см}^3$. При составлении таблицы мы учли результаты Бете, Бернера и Саго (1970), согласно которым исчезновение ядер происходит резко по типу фазового перехода первого рода, при $\rho = 4,3 \cdot 10^{13} \text{ г/см}^3$. Поэтому приведены только данные Камерона, относящиеся к границе $\rho = 4 \cdot 10^{13} \text{ г/см}^3$, и опущены данные о границе $6 \cdot 10^{13} \text{ г/см}^3$. Напомним, что при $\rho = 2,3 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ появляются μ^- мезоны и при $2,7 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ появляются Σ -гипероны.

Таблица приводится для удобства справок; теория нейтронных звезд изложена выше, в гл. 10 и 11.