

УДК: 524.354.6:539.12

## О НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ПРОЯВЛЕНИЯХ ПИОННЫХ ЗВЕЗД

Г. С. АДЖЯН, Ю. А. ВАРТАНЯН

Поступила 14 июня 1985

Принята к печати 10 декабря 1985

Показано, что у ядероподобных сверхплотных космических объектов — пионных звезд, кельвиновское время остывания обусловлено только фотонным каналом потерь энергии и гораздо меньше, чем у обычных нейтронных звезд. Протекание специфических ядерных процессов на поверхности таких объектов при эскреции вещества может привести к возникновению  $\gamma$ -пульсара.

Теоретическое обоснование существования пионного конденсата в ядерной сверхплотной материи [1] представляет большой интерес для теории строения сверхплотных небесных тел. Особенно актуальной является возможность второго ядерносвязанного состояния (второго отрицательного минимума энергии, приходящейся на барион —  $\epsilon(n)$ ,  $n$  — число барионов в  $\text{см}^3$ ). Первый минимум соответствует энергии связи обычных ядер. В [2—4] показано, что в этом случае возникает новый тип релятивистских объектов — пионные звезды (ПЗ), с массой порядка солнечной, радиусом несколько километров, имеющие ряд особенностей — скачкообразное падение плотности на поверхности от сверхядерных значений до нуля и весьма слабое увеличение плотности (менее чем в четыре раза) во внутренних областях. Эти отличительные от нейтронных звезд свойства, особенно первая, могут привести к очень интересным наблюдательным явлениям.

Ниже, оставляя в стороне все доводы за [4] и против [3] существования таких объектов, вкратце остановимся на некоторых отличительных от нейтронных звезд наблюдательных проявлениях ПЗ. С этой целью, во-первых, вычислим кельвиновское время остывания ПЗ.

Без учета эффектов ОТО [5] из баланса энергии имеем

$$-\frac{dQ}{dt} = L_{\gamma} + L_{\nu}, \quad (1)$$

где  $Q$  — тепловая энергия ПЗ, обусловленная вырожденными фермионами и пионами,  $L_{\gamma}$  и  $L_{\nu}$  — соответственно фотонная и нейтринная светимости.

Обозначим через  $q_i$  теплоемкость  $i$ -го типа частиц. Тогда

$$Q = 4\pi \int_0^R \sum q_i r^2 dr. \quad (2)$$

Согласно [6] для фермионов имеем

$$q_i = \frac{\pi^2 k^2}{2m_i c^2} \frac{V \sqrt{1+x_i^2}}{x_i^2} n_i T^2, \quad (3)$$

$$x_i = \hbar (3\pi^2 n_i)^{1/3} / m_i c,$$

где  $m_i$ ,  $n_i$  — масса и концентрация  $i$ -го типа фермионов,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура.

Первое возбужденное состояние пионного конденсата отличается от основного примерно на 100 МэВ [7], что соответствует температуре  $10^{11}$  К. Поэтому, согласно [7], при  $T \ll 10^{11}$  К вклад пионного конденсата в тепловую энергию ничтожно мал и им можно пренебречь.

Вклад фермионов может быть аппроксимирован выражением

$$\sum q_i \approx \frac{2.5\pi^2 k^2 T^2}{2m_p c^2} n. \quad (4)$$

Вещество ПЗ из-за сильного вырождения имеет очень высокую теплопроводность, поэтому поверхностная  $T_R$  и внутренняя  $T_c$  температуры будут почти совпадать, т. е. с высокой точностью можно считать, что по всей звезде  $T = \text{const}$ , поэтому

$$Q \approx \frac{2.5\pi^2 M_0}{2(m_p c)^2} k^2 T^2, \quad (5)$$

где  $M_0 = 4\pi m_p \int_0^R n e^{\lambda/2} r^2 dr$  — масса покоя звезды,  $R$  — радиус.

В сверхплотных звездах имеются многочисленные нейтринные каналы потерь энергии. В ряде работ проведено детальное сравнение мощности этих каналов (см., например, [8, 9]) и показано, что самым эффективным среди них является URCA-процесс, поэтому для дальнейших оценок рассмотрим мощность именно этого процесса, которая при наличии пионного конденсата равна [10]

$$L_{\text{URCA}} = 4\pi \int_0^R 7.4 \cdot 10^{-52} \left(\frac{n}{n_0}\right)^{2/3} T^8 r^2 dr \approx 7.4 \cdot 10^{-52} \left(\frac{n}{n_0}\right)^{2/3} \frac{4\pi}{3} R^3 T^8, \quad (6)$$

где  $n_0 = 0.17 \text{ Ф}^{-3}$  — ядерная плотность.

У нейтронных звезд  $T_R \ll T_c$  и при высоких поверхностных температурах доминирующими являются нейтринные потери энергии ( $L_T \ll L$ ). Однако, равенство поверхностной и внутренней температур у ПЗ коренным образом меняет ситуацию. Действительно, имея в виду, что  $L_T = 4\pi R^2 T^4$ , из (6) получим

$$L/L_T = 4 \cdot 10^{-48} \left(\frac{n}{n_0}\right)^{2/3} T^4 R. \quad (7)$$

Для ПЗ, у которых светимость ниже эдингтоновского предела, как следует из (12), поверхностная температура  $T < 10^8$  К. Поэтому, полагая в (8)  $(n/n_0)^{2/3} \approx 10$ ,  $R \approx 5$  км [4] и  $T \lesssim 10^8$  К, получим  $L/L_T < 2 \cdot 10^{-8}$ . В [11] было показано, что при весьма высоких температурах учет коллективных эффектов плотной среды приводит к увеличению мощности URCA-процесса в пределе до четырех порядков. Однако, как следует из вышеприведенной оценки, даже в этом случае  $L \ll L_T$ .

Таким образом у ПЗ потери энергии обусловлены в основном чернотельным излучением с поверхности.

Принтегрировав (1) от начального момента  $t = 0$ , когда фотонная светимость  $L_0$  весьма высока ( $L_0 \gg L_T$ ), с учетом (6) получим

$$t = 0.6 \left(\frac{\pi^3}{\sigma L_T}\right)^{1/2} \frac{k^2 M_0}{(m_p c)^2 R} = \frac{3.6 \cdot 10^6}{R} \left(\frac{M_0}{M_\odot}\right) \left(\frac{L_\odot}{L_T}\right)^{1/2} \text{ лет.} \quad (8)$$

Для ПЗ с максимальной массой ( $M_0 = 1.5 M_\odot$  и  $R = 4.7$  км [4]), получим  $t = 12 (L_\odot/L_T)^{1/2}$  лет. Из рис. 1 видим, что остывание ПЗ происходит намного быстрее, чем нейтронных звезд, поэтому обнаружение уединенной ПЗ будет весьма затруднено. Для обнаружения таких объектов могут иметь решающее значение аккреционные процессы.

Нейтронные звезды имеют весьма тонкую внешнюю оболочку, сходную по составу с наружными слоями белых карликов. Поэтому при аккреции на их поверхности не могут сразу идти ядерные реакции. Лишь при накоплении определенного количества аккрецирующего вещества, когда наступают определенные экстремальные условия, происходят в виде вспышки ядерные реакции (феномен барстеров). Так как ядеросвязанное вещество ПЗ ( $\epsilon < 0$ ) не может находиться в термодинамически равновесном состоянии с обычным сверхплотным веществом (для них не могут одновременно выполняться оба условия Гиббса [4]: равенство химических потенциалов и давлений), то при аккреции на ПЗ будет освобождаться как гравитационная энергия, так и энергия, обусловленная непосредственным переходом вещества во второй минимум  $\epsilon(n)$ , глубина которого может быть больше, чем энергия связи обычных ядер [1, 2]. Именно в таком со-

стоянии находится вещество на поверхности ПЗ, что должно внести свою специфику в общую картину, т. к. ядерные реакции будут идти на самой поверхности ПЗ.

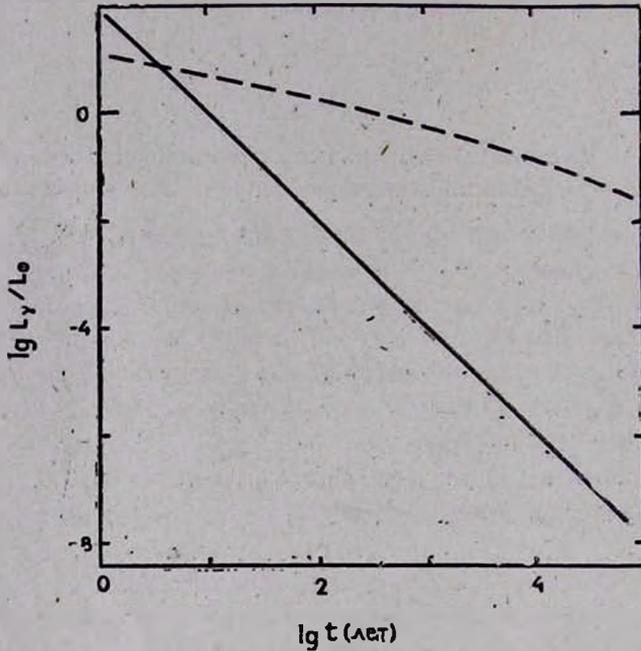


Рис. 1. Время охлаждения ПЗ (сплошная линия) с массой покоя  $M_0 = 1.5 M_{\odot}$  и радиусом  $R = 4.7$  км [4] и нейтронной звезды (пунктирная кривая) с  $M = 1.74 M_{\odot}$ ,  $R = 9.28$  км [7].

Из баланса энергии имеем

$$L_{\gamma} \approx (\alpha_1 + \alpha_2) M c^2 = \alpha M c^2, \quad (9)$$

где  $M$  — скорость аккреции вещества на ПЗ,  $\alpha_1 = GM/Rc^2 \approx 0.3 \div 0.4$  и  $\alpha_2 \approx 0.07$  [4] — эффективности освобождения гравитационной и ядерной энергий соответственно.  $M$  зависит от физического состояния вещества, окружающего ПЗ. В стационарном случае она ограничена сверху условием отсутствия выметания аккрецирующего вещества давлением излучения [12].

$$M \leq M_{\max} \approx \frac{4\pi GM}{\chi_{\text{ac}}}, \quad (10)$$

где  $\chi$  — непрозрачность. Поскольку окружающее ПЗ вещество под действием излучения будет полностью ионизировано, то непрозрачность бу-

дет обусловлена томсоновским рассеянием на электронах. Для вышерассмотренной модели ПЗ получим

$$M_{\max} = 2.5 \cdot 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}, L_{\max} \approx 6.1 \cdot 10^{38} \text{ эрг/с.} \quad (11)$$

Отсюда следует, что эффективная поверхностная температура стационарной ПЗ ограничена значением

$$T_{\max} = (L_{\max}/4\pi\sigma R^2)^{1/4} = 4.4 \cdot 10^7 \text{ К.} \quad (12)$$

$a_1/(a_1 + a_2)$  часть (10 ÷ 15%) этой светимости обусловлена ядерными реакциями, идущими прямо на поверхности ПЗ. Пока трудно сказать что-либо определенного о физической картине этого явления. По всей вероятности, это будет  $\gamma$ -излучение с непрерывным спектром, ограниченным сверху значением энергии  $\gamma$ -квантов, равным глубине второй ядерной ямы, которая в зависимости от принятой модели пионного конденсата и взаимодействия между барионами может доходить до 50 ÷ 70 МэВ. Это излучение вызовет вторичные явления в аккрецирующем веществе: рождение пар, разрушение или возбуждение отдельных ядер до их достижения поверхности ПЗ, что приведет к появлению эмиссионных линий  $\gamma$ -излучения.

В отличие от энергии ядерного превращения гравитационная энергия падающего вещества освобождается не локализовано [12].

Аномально большое значение поверхностной плотности может привести к значению магнитного поля, имеющему значительно большую величину, чем в случае нейтронных звезд [4]. Если магнитный момент ПЗ наклонен к его оси вращения, то вышерассмотренный механизм излучения может явиться причиной возникновения  $\gamma$ -пульсара.

Ереванский государственный  
университет

## ABOUT OBSERVATIONAL MANIFESTATION OF PION STARS

G. S. HAJIAN, YU. L. VARTANIAN

It has been shown that the Kelvin time of cooling of the nucleus-like superdense cosmic objects- (pion stars) is conditioned only by the photon canal of energy loss and is much less than that of ordinary neutron stars. The course of the specific nuclear processes on the surface of such objects in the time of matter accretion can lead to the emergence of  $\gamma$ -pulsar.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. Б. Миздал, Фермионы и бозоны в сильных полях, Наука, М., 1978.
2. J. B. Hartle, R. F. Sawyer, D. J. Scalapino, *Astrophys. J.*, 471, 199, 1975.
3. P. Haensel, M. Procyński, *Astrophys. J.*, 258, 306, 1982.
4. Ю. Л. Вартамян, Г. С. Аджян, Г. Б. Алавердян, *Астрон. ж.*, 61, 677, 1984.
5. R. W. Lindquist, *Ann. Phys.*, 37, 487, 1966.
6. С. Чандрасекар, Введение в учение о строении звезд, ИЛ, М., 1950.
7. Д. Н. Воскресенский, А. В. Сенаторов, *Письма в ЖЭТФ*, 40, (9), 395, 1984.
8. S. Tsuruta, A. G. W. Cameron, *Can. J. Phys.*, 44, 1863, 1966.
9. Г. С. Аджян, Ю. Л. Вартамян, *Астрофизика*, 7, 237, 1971.
10. B. L. Frieman, O. V. Maxwell, *Astrophys. J.*, 232, 541, 1979.
11. Д. Н. Воскресенский, И. Н. Мишустин, *Ядер. физ.*, 35, 1135, 1982.
12. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Теория тяготения и эволюция звезд*, Наука, М., 1971.