

почти вся энергия излучения относится к области мягких рентгеновских лучей, поскольку максимум излучения при температуре около 1 млн. град приходится приблизительно на  $40 \text{ \AA}$ . В области  $3000\text{--}10\,000 \text{ \AA}$ , доступной обычным астрономическим наблюдениям, излучение звезды составляет лишь миллионные доли светимости Солнца. В этих условиях нейтронную звезду можно надеяться обнаружить только по ее рентгеновскому излучению. При этом она будет доступна наблюдению относительно недолго, так как ее охлаждение должно протекать весьма быстро, и за  $10^4\text{--}10^6$  лет температура звезды значительно понизится. При эффективной температуре Солнца максимум излучения находится в области  $4600 \text{ \AA}$ , но светимость звезды с радиусом  $\sim 10^6 \text{ см}$  составит всего  $10^{-7}, 10^{-8}$  солнечной.

Указывалось, что нейтронная звезда, окруженная рассеянной материией, может долгое время поддерживать рентгеновское излучение за счет акреции — падения вещества с весьма большими скоростями, возникающими в поле тяжести звезды. Благодаря акреции поверхностная температура долго остается очень высокой, вследствие чего вероятность наблюдения рентгеновского излучения звезды значительно возрастает.

В последнее время высказывалась гипотеза о том, что с нейтронными звездами могут быть связаны так называемые пульсаторы — недавно открытые источники радиоизлучения, отличающиеся большой правильностью и высокими частотами повторения импульсов. До сих пор было обнаружено около трех десятков пульсаторов, большинство которых имеет периоды повторения импульсов от 0,25 до 2 сек. Осенью 1968 г. открыт пульсатор, посылающий импульсы через каждые 0,033 сек. Согласно указанной гипотезе, ритмичность и высокая регулярность импульсов обусловлены радиальными пульсациями и собственным вращением нейтронных звезд.

**9. Гравитационный коллапс.** Мы видели, что звезды, лишенные внутренних источников энергии, могут находиться в устойчивом равновесии лишь в том случае, если их массы не превосходят предела Чандraseкара, составляющего около  $1,22 M_{\odot}$ . При больших массах устойчивость звезд обеспечивается термоядерной генерацией энергии в их недрах. Однако и в этом случае существует верхний предел массы, за которым устойчивость звездной конфигурации вновь нарушается.

Возмущение звездной конфигурации может вызвать пульсации — последовательные расширения и сжатия звезды вокруг состояния ее равновесия. Частота таких колебаний по порядку определяется формулой  $\omega^2 \simeq \frac{\gamma M}{r_1^3}$ ; для Солнца период пульсаций составляет  $\sim 10^2$  сек. Подробное изучение колебаний показывает, что они вызывают в звезде процессы, одни из которых противодействуют

ствуют пульсациям, а другие их усиливают. Так, расширение и сжатие звезды нарушает стационарность потока энергии, что вызывает затухание колебаний. С другой стороны, при сжатии звезды повышается температура ее недр, вследствие чего усиливается генерация энергии, что способствует последующему расширению. В свою очередь, при расширении звезды ослабляется термоядерная генерация энергии и уменьшается сопротивление последующему сжатию. Соотношение между двумя этими механизмами — затухания и раскачки колебаний — зависит от массы звезды: с увеличением массы относительная роль второго из них возрастает. Поэтому существует некоторое предельное значение массы, при переходе через которое звезда утрачивает устойчивость по отношению к пульсационным колебаниям; это масса около  $10^2 M_{\odot}$ . Таким образом, в соответствии с результатами астрономических наблюдений, теория звездных конфигураций приводит к заключению о том, что массы реальных звезд не превышают указанной верхней границы.

Учитывая сказанное, можно было бы предположить, что исследование очень массивных конфигураций не представляет практического интереса для астрономии. Однако в последние годы такие исследования заметно усилились. В связи с открытием квазаров Ф. Хайл и В. Фаулер [12] высказали предположение о том, что в центрах галактик или даже в межгалактической среде могут возникать конфигурации с массами порядка  $10^8 M_{\odot}$  и светимостями  $\sim 10^{46}$  эрг/сек. Продолжительность существования квазаров, вероятно, составляет  $10^5$  —  $10^6$  лет, поэтому естественно допустить, что общая энергия излучения такого объекта может достигать почти  $10^{59}$  —  $10^{60}$  эрг, что соответствует массе примерно  $10^{39}$  г, т. е. около  $10^6 M_{\odot}$ . Если эта энергия поддерживается термоядерными источниками, то масса излучающего объекта должна быть на два порядка больше, поскольку ее убыль при превращении водорода в гелий составляет обычно около 1%.

Подобная сверхмассивная конфигурация не может находиться в стационарном состоянии и должна испытывать быстрое гравитационное сжатие, которое лишь в незначительной степени замедляется термоядерными реакциями. Подробное изложение теории гравитационного коллапса имеется в монографии Д. Уилера, Б. Гаррисона, М. Вакано и К. Торна [7], к которой мы и отсылаем читателя. Здесь мы только перечислим некоторые особенности коллапсирующей конфигурации.

Изучение коллапса показало, что главным источником излучения должна служить гравитационная энергия конфигурации, освобождающаяся в процессе сжатия, тогда как термоядерная генерация энергии играет второстепенную роль. Для оценки скорости гравитационного сжатия можно принять, что вещество поверхности слоя свободно падает в общем поле тяготения. Поэтому

можно воспользоваться уравнением (6,1,9), определяющим радиальное движение во внешнем поле Шварцшильда

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = \left(1 - \frac{2m}{r}\right)^2 \left\{1 - \frac{1}{h^2} \left(1 - \frac{2m}{r}\right)\right\},$$

где  $m$  — центральная масса в релятивистских единицах,  $h^2$  — постоянная интегрирования.

Для простоты положим, что при  $r = r_0$  вещество имело нулевую скорость. В этом случае свободное падение вдоль радиуса происходит по закону

$$\frac{dr}{dt} = - \left(1 - \frac{2m}{r}\right) \left\{1 - \left(1 - \frac{2m}{r_0}\right)^{-1} \left(1 - \frac{2m}{r}\right)\right\}. \quad (9,9,1)$$

Скорость падения возрастает и при  $r = 6m \left(1 + \frac{4m}{r_0}\right)^{-1}$  достигает максимума, затем убывает, стремясь к нулю при  $r \rightarrow 2m$ , когда внешняя граница конфигурации приближается к гравитационной сфере Шварцшильда. В обычных единицах радиус последней определяется формулой (5,8,7) и для массы  $10^8 M_\odot$  составляет около  $3 \cdot 10^{13}$  см. При этом конфигурация становится недоступной для оптических наблюдений, и ее существование обнаруживает лишь внешнее поле гравитации.

Следует, однако, заметить, что внешний наблюдатель, который был свидетелем гравитационного коллапса при  $r > r_g$ , не может обнаружить оптического исчезновения конфигурации, поскольку из (9,9,1) вытекает, что  $r \rightarrow r_g$  только при  $t \rightarrow \infty$ . Что же касается сопутствующей системы отсчета, принимающей участие в свободном падении, то в ней достижение гравитационной поверхности наступает в конечный момент. Действительно, квадратическая форма Шварцшильда (5,8,6), имеющая для радиального движения вид

$$ds^2 = - \left(1 - \frac{2m}{r}\right)^{-1} dr^2 + \left(1 - \frac{2m}{r}\right) dt^2,$$

в случае (9,9,1) приводит к соотношению

$$ds^2 = \frac{r_0 dr^2}{2m(r_0 - r)}$$

и показывает, что значение  $r_g$  достигается при конечном собственном времени  $s$ .

Когда радиус сжимающейся конфигурации приближается к величине  $r_g$ , дальнейшее уменьшение его, с точки зрения внешнего наблюдателя, становится весьма медленным. Вместе с тем наблюдатель должен обнаружить очень быстро убывание светимости

объекта. Вычисление показывает, что под влиянием сильного поля вблизи поверхности Шварцшильда светимость падает по закону

$$L = L_0 e^{-\frac{2c}{3\sqrt{3}r_g}(t-t_0)}.$$

Уменьшение светимости в  $e$  раз происходит за время  $\frac{3}{2}\sqrt{3}r_g/c$ , которое для массы  $10^8 M_\odot$  составляет всего  $2,7 \cdot 10^3$  сек. В связи с этим различные авторы высказывали гипотезы о возможной роли вращения, турбулентности и магнитных полей как стабилизирующих факторов, замедляющих процесс гравитационного сжатия.

## ЛИТЕРАТУРА

1. R. Emden. *Gaskugeln*. Leipzig — Berlin, 1907.
2. A. S. Eddington. *Internal Constitution of the Stars*. Cambridge, 1926.
3. S. Chandrasekhar. *Stellar Structure*. Chicago, 1938. Русск. пер.: С. Чандraseкар. *Строение звезд*. ИЛ, М., 1950.
4. C. F. Weizsäcker. — *Phys. Zeitschr.*, 38, 176, 1937. Н. Beth e,
5. C. L. Critchfield. — *Phys. Review*, 54, 248, 1938. Н. Beth e. — *Phys. Review*, 55, 434, 1939; *Astrophys. Journ.*, 92, 118, 1940.
- Последующее развитие теории термоядерных реакций в звездах в работах:  
 6. E. E. Salpeter. — *Phys. Review*, 88, 547, 1952; *Astrophys. Journ.*, 115, 326, 1952. E. A. Frieman, L. Motz. — *Phys. Review*, 89, 648, 1953.  
 7. W. A. Fowler. — *Mémoires Société Royale Sciences. Liège*, 4 ser., 14, 88, 1954.  
 8. W. A. Lamb, R. E. Hester. — *Bull. American Phys. Society*, 2, 181, 1957.  
 9. M. Schwarzschild. *Structure and Evolution of the Stars*. Princeton, 1958. Русск. пер.: М. Шварцшильд. *Строение и эволюция звезд*. ИЛ, М., 1961.
6. S. Chandrasekhar. — *Month. Not. Roy. Astron. Soc.*, 95, 207, 226, 676, 1935. См. также [3].
7. B. K. Harrison, K. S. Thorne, M. Wakano, J. A. Wheeler. *Gravitation Theorie and Gravitational Collapse*. Chicago, 1965. Русск. пер.: Дж. Уилер, Б. Гаррисон, М. Вакано, К. Торн. *Теория гравитации и гравитационный коллапс*. «Мир», М., 1967.
8. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартанян. — Сообщения Бюраканской обсерватории, 33, 55, 1963.
9. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартанян. — Астроном. журн., 41, 193, 1964.
10. J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff. — *Phys. Review*, 55, 374, 1939.
11. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков. Релятивистская астрофизика. «Наука», М., 1967.
12. F. Hoyle, W. Fowler. — *Month. Not. Roy. Astronom. Soc.*, 125 169, 1963; *Nature*, 197, 533, 1963.