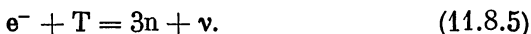


За трудной реакцией нейтронизации гелия следует гораздо более легкая, с меньшим порогом ( $\sim 10$  Мэв) реакция



Таким образом, за счет нейтронизации при коллапсе образуются нейтрино с энергией до 30—40 Мэв. Грубые оценки показывают, что средний космический поток таких нейтрино может достигать 0,01 потока энергичных солнечных нейтрино от распада  $B^8 \rightarrow Be^8 + e^- + \nu$  с граничной энергией 14 Мэв. Так как вероятность регистрации нейтрино возрастает с увеличением их энергии, то не исключена возможность экспериментального обнаружения космических энергичных нейтрино, происхождение которых связано с коллапсом и нейтронизацией вещества. В этой связи особенно интересны проекты опытов, в которых можно будет определить энергию и направление нейтрино (см. Рейнес и Вуд, 1965).

Остается сделать два замечания. Расчеты сделаны для плотности однородно сжимающегося вещества. Градиент давления замедляет сжатие центрального ядра. С другой стороны, при падении вещества, находящегося в периферической части, плотность нарастает вначале медленно, а затем быстрее, чем по формуле для свободного падения. (При этом мы сравниваем производную  $\frac{d\rho}{dt}$  при данном  $\rho$ . Сравнение в одинаковый момент времени не имеет смысла.) Таким образом, закон изменения плотности, лежащий в основе расчетов, нельзя считать завышенным; отклонения возможны в обе стороны.

Не повлияет ли гравитационное самозамыкание звезды на возможность регистрации нейтрино? Мы видели, что самозамыкание происходит при средней плотности  $2 \cdot 10^{16} (M/M_\odot)^{-2} \text{ г/см}^3$ . В действительности плотность должна определяться вблизи линии «последнего вздоха» (см. § 7 гл. 11). Максимальная плотность в центре звезды на этой линии несколько меньше этой величины. В простом примере сжатия однородной звезды без давления  $\rho_c = [2 \cdot 10^{16} (M/M_\odot)^{-2}] / 2,55$ . Нейтронизация гелия происходит при  $\rho \approx 10^{12} \text{ г/см}^3$ . Следовательно, для подавляющего большинства звезд нейтрино будут выходить, испытывая лишь небольшое красное смещение. К тому же у звезд большой массы мы имеем дело с горячей плазмой.

Испускание нейтрино при коллапсе и вспышках сверхновых обсуждалось выше, в § 4.

## § 9. Помешает ли быстрое вращение коллапсу звезды?

В предыдущих параграфах рассматривались звезды с малым угловым моментом. Критерий малости момента звезды дается условием

$$K \ll K_{\text{крит}} = kcMr_g,$$

где  $k$  — множитель порядка 0,1, зависящий от распределения вещества в звезде. Численно

$$K_{\text{крит}} \approx 10^{48} \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right)^2 \frac{\text{г} \cdot \text{см}^2}{\text{сек}}. \quad (11.9.1)$$

Для звезд, обладающих таким или бóльшим моментом, изложенные выше соображения о коллапсе неприменимы. Благодаря ротационной неустойчивости начнется истечение вещества с экватора, и звезда не может непосредственно сжаться до  $r_g$  как целое (см. ниже). Момент вращения Солнца  $\approx 3 \cdot 10^{48} \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{сек} \approx K_{\text{крит}}$ . Яркие звезды главной последовательности имеют обычно моменты, существенно большие солнечного. В работе Новикова и Озерного (1964) для этих звезд выведено следующее полуэмпирическое соотношение:

$$K \approx 10^{51} \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right)^{1,75} \frac{\text{г} \cdot \text{см}^2}{\text{сек}}. \quad (11.9.2)$$

Для обычных звезд с  $10 < M/M_{\odot} < 100$  имеем  $K \gg K_{\text{крит}}$ .

Неизвестно, сохраняется ли момент неизменным в процессе эволюции звезды. В литературе обсуждались разные мыслимые механизмы потери углового момента. Например, при истечении с экватора материи вращающейся звезды начальный и конечный моменты звезды отличаются в  $K_1/K_2 = (M_1/M_2)^{1/k}$  раз, где  $k \approx 0,1$ . Потеря половины массы уменьшает угловой момент на три порядка. Эта оценка справедлива в предположении, что звезда все время вращается как твердое тело. Огромная протяженность атмосфер красных гигантов способствует истечению вещества.

Другим возможным механизмом существенной потери момента является магнитное торможение, предложенное Хойлом (1960). Если звезда обладает достаточно сильным магнитным полем, а ее магнитные силовые линии вморожены в окружающую плазму межзвездного вещества в зоне H II, закручивание силовых линий приведет к торможению вращения. Скорость торможения определяется соотношением

$$\frac{dK}{dt} = -\beta H^2 R^3, \quad (11.9.3)$$

где  $R$  — радиус звезды,  $H$  — напряженность поля,  $\beta$  — к.п.д. механизма. Бэбкок обнаружил у некоторых звезд поля напряженностью до  $10^3$ — $10^4$  э. Тем не менее, наблюдения, по-видимому, свидетельствуют об отсутствии зависимости между возрастом звезды вблизи стадии главной последовательности и ее моментом. Следовательно, магнитное торможение для обычных звезд, скорее всего, несущественно.

Во всяком случае, весьма вероятно, что массивные звезды могут заканчивать эволюцию, сохраняя большой момент. Конечно,

благодаря дисперсии значений моментов вокруг среднего значения, даваемого, например, формулой (11.9.2), безусловно, существуют звезды с малым моментом [оценку их числа см. Новиков, Озерной (1964)], коллапс которых должен протекать, как описано выше, если ему не препятствуют другие причины. Кроме того, если момент сосредоточен, главным образом в обширной, но содержащей малую долю массы атмосфере звезды, то ядро с малым моментом будет коллапсировать независимо от оболочки. Но если момент ядра звезды велик, что тогда произойдет с ядром? Детальный анализ этой проблемы сложен, и окончательного ответа до сих пор нет. Однако оказывается, что ответ в самой грубой форме может быть получен без детального анализа динамики процессов, а просто перечислением всех мыслимых возможностей.

Существенным для всей проблемы является тот факт, что полная энергия звезды, т. е. алгебраическая сумма тепловой, гравитационной и кинетической энергий отрицательна; поэтому, если источники ядерной энергии полностью исчерпаны или не работают (будем вначале это предполагать), то в результате любых процессов все вещество звезды не может рассеяться в бесконечность. По мере сжатия вещество может истекать с экватора, образуя диск вокруг звезды, как это описано, например, у Струве (1950). Если при этом сохраняется достаточная эффективная вязкость, благодаря которой истекающее вещество связано со звездой (например, посредством магнитного поля), то испускающее вещество заберет на себя основную долю момента и позволит сколлапсировать центральному сгущению.

Другая альтернативная возможность состоит в том, что по мере охлаждения основная масса, не отдавая момент и сжимаясь, будет приобретать все более сплюснутую форму. Вследствие неустойчивости такой формы звезда распадается на две или больше частей. Если таких частей много, то система эволюционирует как звездная система на поздних стадиях эволюции. Эволюция сопровождается столкновением сгустков, выбросами (испарением) отдельных тел из системы и приводит в конце концов (возможность выделения ядерной энергии пока не рассматриваем) либо к коллапсу всей системы, либо к образованию двух оставшихся тел, обращающихся около общего центра масс.

При наличии двух тел движение устойчиво. Оно может сопровождаться истечением вещества из оболочек, но мы подчеркивали, что все вещество рассеяться не может. На этом этапе обращения двух близких или даже почти слившихся масс существенным становится излучение гравитационных волн. За счет этого излучения теряется энергия и момент, звезды сближаются (см. гл. 1). Поделив запас гравитационной энергии  $\mathcal{E}_{\text{грав}} = -Gm_1m_2/2r$  на мощность гравитационного излучения  $d\mathcal{E}/dt$

получаем характерное время эволюции системы:

$$\tau = \frac{\mathcal{E}_{\text{грав}}}{-d\mathcal{E}/dt} = \frac{5}{8} \frac{r_{g1}}{c} \left( \frac{r}{r_{g1}} \right)^4 \left[ \frac{r_{g1}}{r_{g2}(1 + r_{g2}/r_{g1})} \right]. \quad (11.9.4)$$

Здесь  $r_{g1}$  и  $r_{g2}$  — гравитационные радиусы масс. Множитель в прямых скобках для одинаковых масс равен  $1/2$ ; для  $r_{g1} \gg r_{g2}$  этот множитель  $\approx r_{g1}/r_{g2}$ . Из формулы (11.9.4) следует, что для  $m_1 = m_2 \approx M_{\odot}$  при первоначальном расстоянии  $r \approx 10^5 r_g$  время эволюции составляет величину порядка  $10^7$  лет.

Потеряв момент при гравитационном излучении, массы должны слиться и (если не помешают ядерные реакции, индуцируемые в этом процессе) сколлапсировать; см. Чиу (1964).

Итак, вывод из сказанного следующий. Если вещество вращающейся звезды, заканчивающей эволюцию, в основной массе инертно по отношению к ядерным реакциям, т. е. если на предшествующих стадиях нуклеосинтез привел к превращению всех элементов в элементы группы железа, то конечным этапом эволюции и при наличии быстрого вращения будет застывшая звезда.

К тому же финалу придет процесс, если ядерные реакции в веществе хотя и возможны, но протекают с гораздо меньшей скоростью, чем скорость гидродинамических явлений, скажем, при столкновении отдельных сгустков распавшейся массивной звезды. О возможном характере коллапса см. обзор Руффини и Уилера (1970).

В ходе эволюции вращающегося тела возможно образование сильно сплюснутого объекта — релятивистского вращающегося диска (Бардин, Вагонер, 1970, 1971) с энергией связи до  $\sim 40\%$  от  $mc^2$ . Эта огромная энергия связи соответствует большой энергии связи ( $\Delta E = 42\% mc^2$ ) частицы, движущейся по ближайшей круговой орбите в поле метрики Керра с максимальным возможным моментом сколлапсировавшего тела (см. § 3 гл. 4).

Образование релятивистских дисков и их эволюция только начинают исследоваться. Сальпетер (1971) подробно анализирует вопрос применительно к массам порядка  $10^8 M_{\odot}$  (квазары, ядра галактик). См. об этом нашу книгу «Строение и эволюция Вселенной».