

Горячая нейтронная звезда излучает почти всю свою тепловую энергию в виде нейтрино. Так же, как и в случае излучения энергии протозвездой, это происходит за время, значительно превышающее t_0 , но радиус нейтронной звезды изменяется при этом мало. Различия Г. к. протозвезды и ядра проэволюционировавшей звезды видны из табл.:

Коллапсирующий объект	M_0/M_\odot	$R_0, \text{см}$	$\rho_0, \text{г/см}^3$	t_0	$\mathcal{E}, \text{эрг}$	Способ выделения энергии
Протозвездное облако	1,4	$1 \cdot 10^{17}$	$6,7 \times 10^{-13}$	$8,4 \cdot 10^4$ лет	$4 \cdot 10^{48}$	Эл.-магн. излучение (в осн. ИК-излучение)
Ядро звезды	1,4	$2 \cdot 10^8$	$8,3 \cdot 10^7$	0,23 с	$3 \cdot 10^{53}$	Нейтрино средних энергий (~10 МэВ)

В табл. приведены основные параметры Г. к., заканчивающихся образованием обычной и нейтронной звезд с одинаковой массой $1,4 M_\odot$ (солнечных масс). Для обычной звезды такая масса ничем не выделена, но для нейтронной звезды она близка к предсказываемой теорией эволюции звезд наиболее вероятной величине и равна предельной массе вырожденного ядра звезды перед началом Г. к. (т. н. *Чандрасекара предель*). Огромная разница в ср. исходном радиусе объектов R_0 и в ср. плотности ρ_0 приводит к сильному различию характерных времён t_0 . Выделяемая при Г. к. протозвездного облака энергия \mathcal{E}_0 включает энергию, излученную протозвездой вплоть до начала термоядерных реакций, а при Г. к. ядра звезды — тепловую энергию горячей нейтронной звезды. В обоих случаях большая часть \mathcal{E}_0 излучается за время, значительно превышающее t_0 ; за $\approx 3 \cdot 10^7$ лет и ≈ 10 с соответственно.

Не исключено, что на конечных стадиях эволюции массивных звезд могут создаваться условия, благоприятные для образования неустойчивых к Г. к. звездных ядер с массой, превышающей предельную массу нейтронной звезды ($2-3 M_\odot$). При таких обстоятельствах Г. к. уже не может остановиться на промежуточном состоянии равновесной нейтронной звезды и продолжается неограниченно с образованием чёрной дыры. Осн. роль здесь играют эффекты *общей теории относительности*, и поэтому такой Г. к. наз. *р е л я т и в и с т с к и м*. Количество выделенной в виде нейтрино энергии в этом случае может превышать 10^{54} эрг, а излучение может продолжаться неск. секунд (характерное время аккреции оболочек звезды).

На Г. к. могут существенно влиять вращение коллапсирующего объекта и его магн. поле. При сохранении момента кол-ва движения и магн. потока скорость вращения и магн. поле возрастают в процессе сжатия, что может, вообще говоря, изменить картину Г. к. не только в количественном, но и в качественном отношении. Напр., в отсутствие сферич. симметрии становятся возможными потери энергии путём излучения *гравитационных волн*. Достаточно сильное нач. вращение может привести к остановке Г. к. на промежуточной стадии, когда дальнейшее сжатие окажется возможным лишь при наличии к.- л. механизмов потери момента количества движения или при фрагментации объекта на сгустки меньших размеров. Количественная теория Г. к. с учётом вращения и (или) магн. поля только начинает своё развитие и опирается на достижения совр. вычислит. математики. Результаты, полученные для Г. к. без учёта вращения и магн. поля, имеют тем не менее важное прикладное значение и являются в ряде случаев, по-видимому, хорошим приближением к действительности.

Г. к. представляет собой сложный процесс, сигнализирующий о начале и конце эволюции звезд. Исследо-

вания Г. к. приобрели в последнее время особый интерес в связи как с достижениями *инфракрасной астрономии*, к-рая позволяет наблюдать за рождением звезд, так и с постройкой подземных нейтринных обсерваторий, способных зарегистрировать вспышку нейтринного излучения в случае образования нейтронных звезд и чёрных дыр в нашей Галактике.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюция звезд, М., 1971; Шкловский И. С., Звезды: их рождение, жизнь и смерть, 3 изд., М., 1984; Физика космоса. Маленькая энциклопедия, 2 изд., М., 1986. Д. К. Надежин.

ГРАВИТАЦИОННЫЙ ПАРАДОКС (парадокс Неймана — Зеелигера) — вывод о том, что ньютоновская теория тяготения приводит, вообще говоря, к бесконечным значениям гравитац. потенциала и тем самым не позволяет однозначно определить абсолютные и относительные гравитац. ускорения частиц в бесконечной Вселенной, заполненной бесконечным кол-вом вещества (напр., однородно распределённого). Назв. по именам К. Неймана (K. Neumann) и Х. Зеелигера (H. Seeliger), сформулировавших его в 19 в.

В теории тяготения Ньютона гравитац. потенциал ϕ удовлетворяет *Пуассона уравнению*

$$\Delta\phi = 4\pi G\rho, \quad (1)$$

где G — *гравитационная постоянная*, ρ — плотность вещества. Решение ур-ния (1) записывается в виде

$$\phi = G \int \frac{\rho dV}{r} + C, \quad (2)$$

где r — расстояние между элементом объёма dV и точкой, в к-рой определяется потенциал ϕ , C — произвольная постоянная. Если при $r \rightarrow \infty$ убывает быстрее, чем r^{-2} , то интеграл (2) сходится, потенциал определён. Если с увеличением расстояния ρ спадает медленнее, чем r^{-2} (напр., для однородного распределения материи $\rho = \text{const}$), интеграл (2) расходится. Гравитац. ускорение, создаваемое тяготением вещества, $F = \text{grad } \phi$, неопределённо (может принимать любые, в т. ч. и бесконечные, значения в зависимости от способа интегрирования) в том случае, если при $r \rightarrow \infty$ ρ спадает медленнее, чем r^{-1} , а относительные гравитац. ускорения частиц

$$dF_i = \sum_{j=1}^3 \frac{\partial F_i}{\partial x^j} dx^j \quad (3)$$

неопределённо для распределений ρ , не убывающих при $r \rightarrow \infty$.

Опыт показывает, что в реальной Вселенной тяготение определяется в осн. близкими массами и гравитац. влияние далёких масс пренебрежимо мало, т. е. Г. п. отсутствует. Однако в рамках ньютоновской теории тяготения свободные от Г. п. модели строения Вселенной удавалось построить лишь в предположении весьма спец. характера пространственного распределения бесконечной системы масс, для к-рого ср. плотность вещества во Вселенной была равна нулю. Г. п. является проявлением ограниченности применимости ньютоновской теории тяготения. Эта теория неприменима для сильных гравитац. полей и, в частности, при распределении бесконечного кол-ва вещества в бесконечном пространстве. В этих случаях необходимо использовать релятивистскую теорию тяготения — общую теорию относительности Эйнштейна (ОТО; см. *Тяготение*), свободную от парадоксов. Возникновение Г. п. в теории тяготения Ньютона связано со следующим. Потенциал ϕ и $\text{grad } \phi$ — ненаблюдаемые величины; наблюдаемыми являются вторые производные потенциала $\partial^2\phi/\partial x^i\partial x^j \equiv \equiv \phi_{,ik}$, через к-рые выражаются относительные ускорения [см. (3)]. Поэтому расходимости и неопределённости в ϕ и $\text{grad } \phi$ нельзя считать парадоксом. Для определения всех наблюдаемых величин $\phi_{,ik}$ теории Ньютона недостаточно: из шести $\phi_{,ik}$ только три связаны ур-нием