

Такие импульсные рентгеновские источники получили название рентгеновские пульсары. Наблюдаемые периоды следования максимумов яркости рентгеновских пульсаров лежат в очень широких пределах — от нескольких мс до десятка минут. На месте рентгеновских источников в оптическом диапазоне всегда наблюдается нормальная звезда, как правило, также переменная, причем механизм переменности необычен: он связан с интенсивным прогревом одной стороны звезды ее горячим спутником. Оптическая звезда может быть как массивной молодой ОВ-звездой, так и старой звездой умеренной массы галактического гало. Если в своем орбитальном движении НЗ заходит за диск звезды, рентгеновские импульсы прекращаются до тех пор, пока НЗ вновь не выйдет из затмения. Продолжительность этой фазы, как и доплеровское изменение частоты импульсов при орбитальном движении НЗ, дают дополнительную информацию об орбитах звезд ТДС и их массах.

Светимость рентгеновских пульсаров составляет  $10^{35} - 10^{39}$  эрг/с, так что наиболее мощные из них могут наблюдаться даже в соседних галактиках. Обычные пульсары, о которых шла речь выше (радиопульсары) также излучают рентгеновские импульсы (пульсар в Крабовидной туманности), но значительно более слабые, причем механизм их формирования совсем иной. Если радиопульсары излучают за счет энергии вращения НЗ, и поэтому медленно тормозят свое вращение (период со временем возрастает), то рентгеновские пульсары излучают энергию аккрецирующего потока, т. е. светят за счет гравитационной энергии падающего вещества. Передача момента импульса звезде приводит в этом случае к ускорению вращения, то есть к медленному сокращению периода между импульсами, что действительно наблюдается.

## 10.5. Черные дыры

Черные дыры (ЧД) звездной массы могут образоваться либо при аккреционно-индуцированном коллапсе нейтронных звезд в двойных системах, либо при коллапсе ядер массивных ( $> 20-40 M_{\odot}$ ) одиночных звезд. Процесс их образования плохо изучен, даже на качественном уровне. До сих пор не ясно, сопровождается ли образование черной дыры сбросом оболочки (т. е. явлением сверхновой звезды). Полное число ЧД в Галактике может составлять несколько процентов от числа нейтронных звезд и достигать миллиона.

Физически ЧД представляет собой особенность пространства–времени, связанную с наличием *горизонта событий*, — условной поверхности, из-под которой никакая информация не может передаваться наружу. Образно говоря, горизонт событий аналогичен односторонней мембране, которая пропускает все в одном направлении и ничего — в обратном<sup>2</sup>.

ЧД может характеризоваться только массой, моментом импульса и электрическим зарядом (т. е. сохраняющимися физическими величинами). В рамках ОТО, вне горизонта событий сферически-симметричных ЧД пространство–время описывается решением Шварцшильда (*K. Schwarzschild, 1916*). Если ЧД обладает отличным от нуля моментом импульса, пространство–время вне горизонта описывается решением Керра (*W. Kerr, 1963*), а если есть электрический заряд — решением Керра–Ньюмана. У черных дыр не может быть магнитного поля. В этом смысле ЧД устроена гораздо проще, чем обычная невырожденная или вырожденная звезда.

Горизонт событий невращающейся (шварцшильдовской) ЧД находится на т. н. гравитационном радиусе

$$R_g = \frac{2GM}{c^2} \approx 3 \text{ (км)} \left( \frac{M}{M_\odot} \right) \quad (10.9)$$

(формально на этом радиусе параболическая скорость частиц становится равной скорости света).

Найти ЧД из астрономических наблюдений непросто: одиночная ЧД не излучает энергию. Темп предсказываемого современной теорией квантового (хоукинговского) испарения ЧД (*S. Hawking, 1970*) обратно пропорционален квадрату массы ЧД и для ЧД звездной массы ничтожно мал. За время существования Вселенной могут полностью «испариться» лишь ЧД с начальной массой менее  $10^{15}$  г (масса большой горы на Земле). Маломассивные ЧД действительно могут существовать, но их происхождение не может быть связано с эволюцией звезд. Эффективность энерговыделения при свободном падении вещества на ЧД из межзвездной среды также мала, и все попытки найти одиночные ЧД пока безуспешны.

Однако, если ЧД входит в состав тесной двойной системы, при перетекании вещества с соседней звезды вокруг черной дыры (как

---

<sup>2</sup>Из-за замедления времени в гравитационном поле ЧД процесс пересечения горизонта событий падающей в ЧД частицей принципиально ненаблюдаем с больших расстояний.

и вокруг нейтронной звезды или белого карлика) образуется *аккреционный диск*, вещество разогревается до высоких температур и может наблюдаться как яркий рентгеновский источник. Современными методами рентгеновской астрономии обнаружено свыше 20 кандидатов в ЧД — невидимых компонентов рентгеновских тесных двойных систем, масса которых больше  $3 M_{\odot}$ . Эти источники не являются рентгеновскими пульсарами или барстерами, т. е. падающее вещество не направляется магнитным полем и не накапливается на твердой поверхности. (См. подробнее в книге А. М. Черепашука и А. Д. Чернина, «Вселенная, жизнь, черные дыры», Век 2, 2004).

Источник нагрева газа при дисковой аккреции — гравитационная энергия, освобождаемая в процессе движения по спирали в аккреционном диске вокруг компактной звезды. Момент импульса вещества может отводиться силами вязкости (возможно, связанной с турбулентностью замагниченной плазмы) или посредством ударных волн, возникающих при взаимодействии струи вещества с диском. Большая часть энергии (основная светимость аккреционного диска) выделяется вблизи внутренней границы. В случае нейтронных звезд последняя определяется либо радиусом магнитосферы, с которой взаимодействует плазма диска, либо поверхностью НЗ, если давление ее магнитного поля не способно остановить падающую плазму. Если центральным телом является ЧД, то внутренний радиус диска  $R_i$  определяется последней устойчивой круговой орбитой пробной частицы в поле тяготения черной дыры. Для невращающейся черной дыры  $R_i = 3R_g$ , для Керровской черной дыры, имеющей максимально возможный момент импульса  $J_{max} = GM^2/c$ ,  $R_i = 3/2R_g$  (горизонт событий для такой ЧД равен  $R_g/2 = GM/c^2$ ).

## 10.6. Эффективность аккреции вещества на компактные звезды

В ньютоновском приближении при падении вещества с большого расстояния на тяготеющее тело массы  $M$  с радиусом  $R$  на грамм вещества выделяется гравитационная энергия

$$\epsilon \approx \frac{GM}{R} = \frac{c^2}{2} \frac{R_g}{R}, \quad (10.10)$$

здесь мы пренебрегли начальной потенциальной и кинетической энергией вдали от тяготеющего центра.