

гамма-светимость составляет (10^{-3} — 10^{-5}) ее интегральной светимости. По-видимому, в ближайшем будущем можно будет мерить соответствующие потоки и даже определить спектр γ -квантов. Привлекательным обстоятельством является тот факт, что из красного смещения γ -линий (возникающих, например, в ходе $p + p \rightarrow D + \gamma$) можно непосредственно определять гравитационный потенциал на поверхности нейтронных звезд.

Регистрация спектра γ -квантов помогла бы отличить электромагнитное ускорение частиц (того типа, которое имеет место у пульсаров) от гравитационного ускорения, обусловленного аккрецией. С другой стороны, она помогла бы отличить аккрецию на нейтронные звезды от аккреции на белые карлики.

В заключение параграфа мы хотим подчеркнуть, что исследование физических процессов при аккреции на нейтронные звезды пока далеко от завершения и изложенное выше является лишь предварительным рассмотрением.

§ 6. Симметричная аккреция в гравитационном поле застывших звезд

Картина аккреции газа застывшей звездой в корне отличается от рассмотренной выше. Движение газа отражает связанные с ОТО известные особенности движения частицы в шварцшильдовском поле тяготения. В системе координат, сопутствующей падающему веществу, частицы доходят до r_g за конечное время, момент перехода через r_g никак не выделен. Если за рассматриваемой частицей следует другая, и расстояние между ними где-то вдаль от r_g было конечно, то оно останется конечным и в момент пересечения r_g . Для потока частиц, т. е. для газа, отсюда следует вывод: плотность в системе, движущейся с газом, остается конечной.

По порядку величины плотность равна $\rho_m = \rho_\infty \frac{r_c^2}{r_g^2} \frac{a_\infty}{c}$. Выражая ρ_m через a_∞ , получим

$$\rho_m \cong \rho_\infty \left(\frac{c}{a_\infty} \right)^3.$$

При $a_\infty = 10$ км/сек, $\rho_\infty = 10^{-24}$ г/см³ найдем $\rho_m \sim 3 \cdot 10^{-11}$ г/см³. С точки зрения покоящегося наблюдателя, находящегося вблизи r_g , скорость газа тем ближе к скорости света, чем ближе точка наблюдения к r_g . Плотность числа частиц и поток частиц образуют четыре-вектор. При лоренц-преобразовании от системы, движущейся с газом, к покоящейся системе, плотность газа, измеренная в покоящейся системе, неограниченно растет при приближении к r_g : $\rho = \rho_\infty (1 - r_g/r)^{-1/2}$ (точнее, так растет плотность массы покоя или плотность как число частиц в единице объема). Наконец, с точки зрения далекого наблюдателя частица только асимптотически приближается к r_g за бесконечное время.

Далекий наблюдатель, как бы долго он ни наблюдал за стационарным потоком аккреции на застывшую звезду, считает, что ни одна из частиц, прошедших когда-то давно мимо него, не пересекла r_g . Следовательно, все они накапливаются в пространстве, прилегающем к r_g . В точном стационарном решении для потока газа общее число частиц, заключенных между двумя сферами, $r = R_1$ и $r = R_2$, расходится, когда нижний предел стремится к гравитационному радиусу $R_1 \rightarrow r_g$:

$$V = 4\pi \int r^2 \sqrt{g_{11}} dr, \quad N = \text{const} \int \sqrt{\frac{r}{r-r_g}} r^2 \frac{1}{\sqrt{1-r_g/r}} dr.$$

В знаменателе под интегралом стоит $r - r_g$, и интеграл расходится логарифмически. С точки зрения далекого наблюдателя, к стационарному потоку можно только асимптотически приближаться *). Емкость слоя, прилегающего к r_g , в стационарном решении бесконечна, и нужно бесконечное время, чтобы его заполнить.

Красное смещение излучения газа, находящегося вблизи r_g и движущегося по направлению к звезде, стремится к бесконечности.

При сферически-симметричной аккреции газа в гравитационном поле застывшей звезды далекий наблюдатель не обнаружит заметного выделения энергии. В случае застывшей звезды нет ударной волны, останавливающей падение, в отличие от нейтронной звезды!

Однако, как мы увидим ниже, результат существенно зависит от предположения о точной сферической симметрии и об отсутствии магнитных полей в натягиваемой плазме.

§ 7. Случай несимметричного течения газа

Начнем с рассмотрения невзаимодействующих частиц, обладающих на бесконечности направленной скоростью и движущихся в ньютоновском поле тяготения. Частицы попадают на поверхность радиуса R под разными углами, так что чем ближе момент

к максимальному $l_{\text{max}} = R \frac{v_p}{v_\infty}$ (см. § 2), тем больше угол между

траекторией и нормалью к поверхности **). При этом для потока $\frac{dM}{dt}$ сохраняется, разумеется, прежнее выражение (12.2.1). Введение конечного сечения $\sigma \neq 0$ меняет ситуацию. Столкновения

*) Время, необходимое для приближения к стационарному потоку с заданной точностью в данной точке пространства, тем больше, чем ближе эта точка к r_g .

***) Любопытно, что тем не менее в поле $u = \frac{\text{const}}{r}$ число частиц, пересекающих единицу поверхности, одинаково по всей поверхности (при $v_\infty \ll v_p$).