Но вместо того, чтобы следовать трезвому совету, высказанному в начале его статьи («Представляется разумной попытка подойти к проблеме структуры звезд при помощи методов теоретической физики»), в конце ее Ландау отступает и заявляет: «Поскольку в действительности такие массы мирно существуют в виде [нормальных] звезд и отнюдь не проявляют таких абсурдных тенденций, приходится заключить, что все звезды тяжелее, чем 1,5 $M_{\odot}$, содержат область, в которой нарушаются законы квантовой механики (и тем самым квантовой статистики)».

В 1939 г. Оппенгеймер и Снайдер [426] придали новый импульс дискуссии, рассчитав коллапс однородной сферы с газом при нулевом давлении в рамках общей теории относительности. Они нашли, что любая связь такой сферы с остальной частью Вселенной в конечном счете нарушается. Это был первый строгий расчет, продемонстрировавший образование черной дыры.

Черные дыры и проблема гравитационного коллапса, как правило, игнорировались до 60-х годов, даже дольше, чем нейтронные звезды. Однако в конце 50-х годов Уилер и его сотрудники начали серьезное изучение проблемы коллапса[1]. В 1968 г. Уилер ввел термин «черная дыра» [611].

В 1963 г. Керр [311] нашел семейство точных беззарядовых решений вакуумных уравнений поля Эйнштейна. Обобщение на случай заряда было получено в дальнейшем Ньюменом и др. [419] как решение уравнений поля Эйнштейна — Максвелла. Связь этих результатов с черными дырами была понята позднее. Теперь мы знаем, что *геометрия Керра — Ньюмена,* описываемая этими решениями, дает единственное и полное описание внешних электромагнитного и гравитационного полей стационарной черной дыры.

В течение этого периода было открыто несколько важных свойств черных дыр и доказано несколько существенных теорем, имеющих к ним прямое отношение. Открытия квазаров в 1963 г., пульсаров в 1968 г. и компактных рентгеновских источников в 1962 г. стимулировали интенсивное теоретическое изучение черных дыр. Наблюдения за рентгеновским источником Cyg X-1, входящим в двойную систему, в начале 70-х годов (см. разд. 13.5) дали первое правдоподобное свидетельство в пользу реального существования черных дыр в космосе.

Перейдем теперь от истории к обсуждению физики черных дыр. Начнем наше рассмотрение с обсуждения простейшей черной дыры с $J = Q = 0$.

12.3. ШВАРЦШИЛЬДОВСКИЕ ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ

Повторим решение Шварцшильда, приведенное в уравнении (5.6.8):

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2M}{r}\right) dt^2 + \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2\, d\theta^2 + r^2 \sin^2\theta\, d\phi^2. \tag{12.3.1}$$

[1] Результаты этих исследований приведены в книге [261].

При этом используем геометризованные единицы ($c = G = 1$), введенные в разд. 5.5.

Статический наблюдатель в этом гравитационном поле находится в точке с фиксированными значениями r, θ, φ. Интервал собственного времени для такого наблюдателя определяется уравнением (12.3.1) и записывается в виде

$$d\tau^2 = -ds^2 = \left(1 - \frac{2M}{r}\right) dt^2, \tag{12.3.2}$$

или

$$d\tau = \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{1/2} dt. \tag{12.3.3}$$

Это выражение для обычного гравитационного «растяжения» времени (красное смещение), т.е. замедления часов в гравитационном поле по сравнению с часами на бесконечности ($d\tau < dt$). Заметим, что уравнение (12.3.3) нарушается при $r = 2M$. Этот радиус и есть *горизонт событий* (что тождественно терминам *поверхность черной дыры* и *радиус Шварцшильда*). По-другому его называют *статическим пределом,* поскольку внутри $r = 2M$ никакой наблюдатель не может быть статическим, как мы увидим позднее, он неумолимо затягивается в центральную сингулярность.

Статический наблюдатель выполняет измерения при помощи локальной ортонормальной четверки координатных осей (см. разд. 5.1). Используя «крышки» для обозначения величин в локальной ортонормальной системе, получим из уравнения (12.3.1)

$$\vec{\mathbf{e}}_{\hat{t}} = \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1/2} \vec{\mathbf{e}}_t,$$

$$\vec{\mathbf{e}}_{\hat{r}} = \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{1/2} \vec{\mathbf{e}}_r,$$

$$\vec{\mathbf{e}}_{\hat{\theta}} = \frac{1}{r}\vec{\mathbf{e}}_\theta,$$

$$\vec{\mathbf{e}}_{\hat{\phi}} = \frac{1}{r\sin\theta}\vec{\mathbf{e}}_\phi. \tag{12.3.4}$$

Очевидно, что эта система координат ортонормальная, так как[1)]

$$\vec{\mathbf{e}}_{\hat{t}} \cdot \vec{\mathbf{e}}_{\hat{t}} = \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1} \vec{\mathbf{e}}_t \cdot \vec{\mathbf{e}}_t = \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1} g_{tt} = -1 \text{ и т. д.} \tag{12.3.5}$$

[1)] Читатель может заново просмотреть конец разд. 5.2, где обсуждается соотношение между ортонормальной и общей системами координат.