уменьшение при анализе малых возмущений было невозможно, так как мы пренебрегали обратным влиянием возмущений на метрику. В астрофизике общий электрический заряд тела можно обычно считать малым и не учитывать. Поэтому мы в первую очередь рассмотрим случай, когда заряд Q равен нулю. Случай отличного от нуля заряда рассмотрен в § 4.8.

Каково же гравитационное поле черной дыры при наличии углового момента J? В § 6.4 будет доказано, что это поле описывается стационарным осесимметричным решением уравнений Эйнштейна, найденным Керром (1963). Мы начнем с описания физических свойств внешнего пространства вращающейся черной дыры.

§ 4.2. "3 + 1"-расщепление пространства-времени вне черной дыры

Во второй главе исследовались внешнее поле невращающейся черной дыры (поле Шварцшильда) и особенности движения частиц в нем. При этом использовалась система отсчета Шварцшильда. Она статична, не зависит от времени и однозначно определена для каждой черной дыры *). Ее можно представить в виде решетки, "сваренной" из невесомых твердых стержней. Движение частиц определялось по отношению к такой решетке. При этом в качестве временно́й переменной мы использовали время t наблюдателя на бесконечности. Правда, в каждой точке нашей решетки темп течения физического (собственного) времени τ не совпадал с темпом течения t (время вблизи черной дыры течет медленнее), но такая "параметризация" по t была очень удобна. В частности, условие t = const означало одновременность во всей нашей системе отсчета.

В некотором смысле решетка системы отсчета Шварцшильда напоминает абсолютное ньютоновское пространство, в котором движутся тела, а t – абсолютное ньютоновское время, используемое в уравнениях движения.

Конечно, есть существенные отличия. Наше "абсолютное" пространство искривлено (особенно сильно вблизи черной дыры), а "время" t не есть физическое время.

Использование именно такой системы отсчета не только удобно для математических выкладок при решении, скажем, уравнений движения, но и обладает большой наглядностью. Мы используем привычные нам понятия ньютоновской физики ("абсолютное" жесткое пространство как неизменная сцена, на которой развертываются события, единое время), что помогает работе нашей интуиции. И хотя система Шварцшильда обладает особенностью на r_g, мы используем для пространства-времени вне черной дыры именно ее, а не, допустим, систему Леметра, которая не имеет особенности при приближении к r_g, но которая везде деформируется.

Разумеется, выбор жесткой системы был возможен только потому, что пространство-время вне черной дыры статично. В общем случае в переменном гравитационном поле такой выбор невозможен, пространственная сетка будет деформироваться с течением времени.

---

*) На больших расстояниях от черной дыры эта система отсчета переходит в лоренцеву, в которой черная дыра покоится.

В случае метрики Керра, вращающейся черной дыры, пространство-время вне ее стационарно и возможен выбор неизменной во времени системы координат, асимптотически переходящей в лоренцеву систему на бесконечности. Такой системой координат являются координаты Бойера – Линдквиста (1967). Запишем метрику Керра в этих координатах:

$$ds^2 = -\frac{\rho^2\Delta}{A}c^2dt^2 + \frac{A\sin^2\theta}{\rho^2}\left(d\varphi - \frac{2aGMr}{c^2A}dt\right)^2 + \frac{\rho^2}{\Delta}dr^2 + \rho^2 d\theta^2, \tag{4.2.1}$$

где

$$\rho^2 \equiv r^2 + \frac{a^2\cos^2\theta}{c^2}, \quad \Delta \equiv r^2 - \frac{2GMr}{c^2} + \frac{a^2}{c^2},$$
$$A = \left(r^2 + \frac{a^2}{c^2}\right)^2 - \frac{a^2\Delta\sin^2\theta}{c^2}; \tag{4.2.2}$$

a – удельный момент импульса ($a = J/M$), M – масса черной дыры. В дальнейшем мы будем пользоваться системой единиц, в которой $c = G = 1$. Физический смысл, по-видимому, имеют решения $M^2 > a^2$ (см. сноску на с. 51).

Свойства внешнего по отношению к черной дыре 3-мерного пространства t = const в метрике (4.2.1) не меняются с течением времени. Это значит, что существует векторное поле Киллинга (см. Приложение), направленное по линиям времени t, сдвигая пространственное сечение вдоль которого, мы переходим от одного сечения к точно такому же другому. Таким образом, в пространстве можно "нарисовать" сетку, которая остается неизменной при переходе от одного сечения к другому вдоль векторного поля Киллинга*). Переменная t – время наблюдателя на бесконечности – может служить единым "временем", нумерующим пространственное сечение, как это было в случае пространства-времени Шварцшильда.

Однако имеются существенные различия.

1) В случае поля Шварцшильда, чтобы перейти от одного 3-мерного сечения к другому с неизменной координатной сеткой, сдвиг делался вдоль временных линий, перпендикулярных пространственному сечению. В поле Керра это не так, и векторное поле Киллинга наклонено к сечению t = = const, причем для разных r и θ – наклон разный.

2) В точках, близких к границе черной дыры (см. с. 56), вектор Киллинга, осуществляющий переход от сечения к сечению, становится пространственноподобным. Это значит, что в таких областях трехмерную жест-

*) Векторное поле Киллинга мы выбрали так, что вдали от черной дыры (на бесконечности) вектор Киллинга направлен вдоль линий времени лоренцевой координатной системы, в которую переходит система (4.2.1). Эта оговорка необходима потому, что, помимо свойства стационарности, метрика (4.2.1) обладает еще свойством аксиальной симметрии (не зависит от угла φ). Поэтому имеется еще векторное поле Киллинга, связанное с неизменностью пространства при повороте вокруг оси симметрии. Линейная комбинация двух векторов Киллинга всегда есть снова вектор Киллинга (т.е. в данном случае можно комбинировать перенос сечения во времени с поворотом вокруг пространственной оси). Мы выделяем такой вектор Киллинга, который соответствует отсутствию какого-либо поворота пространственной сетки вокруг оси симметрии на больших расстояниях от черной дыры ($r \to \infty$).

кую сетку *нельзя осуществить материальными телами* ("сварить" из прутьев). Такая сетка вблизи черной дыры двигалась бы по отношению к любому наблюдателю (с времениподобной мировой линией) со скоростью больше световой.

Несмотря на указанные особенности, мы по-прежнему можем представлять наши пространственные сечения $t = \text{const}$ как "абсолютное" жесткое пространство (напоминающее ньютоновское), а переменную t – как единое во всем "пространстве" "время" (при этом, естественно, необходимо помнить все сделанные выше оговорки).

В ОТО в произвольном гравитационном поле подобное разбиение пространства-времени на семейство 3-мерных пространственных сечений (вообще говоря, с меняющейся от сечения к сечению геометрией) и единое "время", нумерующее эти сечения, называют "3 + 1"-расщеплением пространства-времени*), или кинеметрическим методом [Владимиров (1982*)]. Этот метод особенно удобен, когда все пространственные сечения идентичны, и можно рассматривать движения частиц, электромагнитные процессы и др., происходящие на этой неизменной "сцене" в едином "времени" t. Как уже отмечалось, в этом случае наши "наглядные" представления о пространстве и времени из повседневного опыта помогают нашей интуиции.

Мы будем использовать кинеметрический метод при изучении процессов вокруг стационарных черных дыр. В качестве пространственных сечений выбираются сечения $t = \text{const}$ в системе (4.2.1); t – временна́я координата.

§ 4.3. Хронометрическая система отсчета и система отсчета локально невращающихся наблюдателей

Рассмотрим прежде всего геометрические свойства нашего "абсолютного" пространства. Они описываются трехмерной метрикой, получающейся из (4.2.1), если положить $dt = 0$. В этом трехмерном "абсолютном" пространстве в фиксированный момент единого "времени" $t = \text{const}$ можно рассматривать распределение трехмерных векторных полей, вычислять, например, трехмерную дивергенцию векторного поля $\boldsymbol{A}$ и т.д. Изменение вектора $\boldsymbol{A}$ со "временем" t в фиксированной точке "абсолютного" пространства дается производной $\partial \boldsymbol{A}/\partial t$.

Рассмотрим теперь систему отсчета наблюдателей, которые покоятся в "абсолютном" пространстве $t = \text{const}$, т.е. неподвижно "сидят" на нашей жесткой, недеформирующейся решетке. Эту систему называют хронометрической [Владимиров (1982*)], лагранжевой [Торн, Макдональд (1982) и Макдональд, Торн (1982)] или киллинговой. Посмотрим, какие силы, вызванные наличием вращающейся черной дыры, действуют в этой системе.

Трехмерные компоненты вектора ускорения $\widetilde{F}_i$ в координатах r, θ, φ [ускорение "свободного падения"; см. (П.61)] определяются выражения-

---

) Существует другой способ "3 + 1"-расщепления, когда первоначально выбирают не 3-мерные сечения, а конгруэнцию времениподобных линий. Такой метод получил название хронометрического [Зельманов (1956)].