$$R_{tt}=\frac{\ddot{U}}{2U}+\frac{\ddot{V}}{V}-\frac{\dot{U}^2}{4U^2}-\frac{\dot{V}}{2V^2}, \qquad (11.8.16)$$

$$R_{tr}=\frac{\dot{V}'}{V}-\frac{V'\dot{V}}{2V^2}-\frac{\dot{U}V'}{2UV}. \qquad (11.8.17)$$

Из сферической симметрии метрики снова следует, что

$$R_{\varphi\varphi}=R_{\theta\theta}\sin^2\theta, \qquad (11.8.18)$$

$$R_{r\theta}=R_{r\varphi}=R_{\theta\varphi}=R_{\theta t}=R_{\varphi t}=0. \qquad (11.8.19)$$

§ 9. Гравитационный коллапс

В § 3 и 4 этой главы мы видели, что в процессе охлаждения звезда с массой, большей, чем несколько масс Солнца, не может достигнуть равновесия и стать белым карликом либо нейтронной звездой. Возможно, что массивная звезда всегда выбрасывает достаточное количество вещества к тому времени, когда она заканчивает свою термоядерную эволюцию, так что ее масса становится ниже пределов Чандрасекхара или Оппенгеймера — Волкова. Если же это не так, то она должна будет коллапсировать.

Систематическое рассмотрение гравитационного коллапса было бы слишком сложным в рамках этой книги. Для того чтобы получить некоторое понятие о том, как может происходить коллапс, рассмотрим один простейший случай [46] — сферически-симметричный коллапс «пылевидной» материи с пренебрежимо малым давлением [1]. Так как пылевидные частицы удерживаются чисто гравитационными силами, то они падают свободно, и мы можем использовать их как физический базис для сопутствующей системы координат типа той, что обсуждалась в предыдущем параграфе. Тогда метрика определяется выражением (11.8.8)

$$d\tau^2 = dt^2 - U(r,t)\,dr^2 - V(r,t)\,(d\theta^2+\sin^2\theta\,d\varphi^2). \qquad (11.9.1)$$

Тензор энергии-импульса жидкости с пренебрежимо малым давлением определяется выражением (5.4.2)

$$T^{\mu\nu}=\rho U^\mu U^\nu, \qquad (11.9.2)$$

где $\rho(r,t)$ — плотность собственной энергии, а U^μ — 4-вектор скорости, определяемой в сопутствующей системе координат выражениями (11.8.9) и (11.8.11):

$$U^r=U^\theta=U^\varphi=0, \qquad U^t=1. \qquad (11.9.3)$$

[1]) Подробное обсуждение решения Оппенгеймера — Волкова и других сферически-симметричных решений см. в статьях [47—54]; асимметричный коллапс разобран в работах [55—57].

При этом условие сохранения импульса $(T^{\mu}{}_{i})_{;\,\mu}=0$ удовлетворяется автоматически, а условие сохранения энергии выглядит так:

$$(T^{\mu}{}_{t})_{;\,\mu}=-\frac{\partial\rho}{\partial t}-\rho\Gamma^{\lambda}_{\lambda t}=-\frac{\partial\rho}{\partial t}-\rho\left(\frac{\dot U}{2U}+\frac{\dot V}{V}\right)=0$$

или, в другой записи

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho V\sqrt{U}\right)=0. \qquad (11.9.4)$$

Уравнения поля Эйнштейна можно тогда записать в виде

$$R_{\mu\nu}=-8\pi GS_{\mu\nu}, \qquad (11.9.5)$$

где

$$S_{\mu\nu}=T_{\mu\nu}-\frac{1}{2}g_{\mu\nu}T^{\lambda}{}_{\lambda}=\rho\left[\frac{1}{2}g_{\mu\nu}+U_{\mu}U_{\nu}\right]. \qquad (11.9.6)$$

Последнюю величину можно вычислить с помощью выражений (11.9.1) и (11.9.3); в результате найдем, что единственными неисчезающими компонентами $S_{\mu\nu}$ являются

$$S_{rr}=\rho\frac{U}{2},\qquad S_{\theta\theta}=\rho\frac{V}{2},\qquad S_{\varphi\varphi}=S_{\theta\theta}\sin^2\theta,\qquad S_{tt}=\frac{\rho}{2}. \qquad (11.9.7)$$

В частности, имеем

$$S_{tr}=0. \qquad (11.9.8)$$

Подстановка (11.9.7), (11.9.8) и (11.8.14) — (11.8.17) в (11.9.5) приводит к четырем уравнениям поля:

$$\frac{1}{U}\left[\frac{V''}{V}-\frac{V'^2}{2V^2}-\frac{U'V'}{2UV}\right]-\frac{\ddot U}{2U}+\frac{\dot U^2}{4U^2}-\frac{\dot U\dot V}{2UV}=-4\pi G\rho, \qquad (11.9.9)$$

$$-\frac{1}{V}+\frac{1}{U}\left[\frac{V''}{2V}-\frac{U'V'}{4UV}\right]-\frac{\ddot V}{2V}-\frac{\dot V\dot U}{4VU}=-4\pi G\rho \qquad (11.9.10)$$

$$\frac{\ddot U}{2U}+\frac{\ddot V}{V}-\frac{\dot U}{4U^2}-\frac{\dot V^2}{2V^2}=-4\pi G\rho, \qquad (11.9.11)$$

$$\frac{\dot V'}{V}-\frac{V'\dot V}{2V^2}-\frac{\dot UV'}{2UV}=0. \qquad (11.9.12)$$

Произведем дальнейшее упрощение в модели, сделав предположение, что ρ не зависит от положения [46]. Будем искать решение с разделяющимися переменными в виде

$$U=R^2(t)\,f(r),\qquad V=S^2(t)\,g(r).$$

Тогда (11.9.12) требует, чтобы $\dot S/S$ равнялось $\dot R/R$, а потому мы можем нормировать f и g так, чтобы

$$S(t)=R(t).$$

Далее, мы имеем право переопределить радиальную координату, так как она является некоторой функцией $\tilde{r}$ от r, в частности можем выбрать $\tilde{r} = \sqrt{g(r)}$, так что f и g заменятся на $\tilde{f} = fg'^2/4g$ и $\tilde{g} = \tilde{r}^2$. Опуская тильды, получаем

$$U = R^2(t)\, f(r), \qquad V = S^2(t)\, r^2. \tag{11.9.13}$$

Уравнения (11.9.9) и (11.9.10) тогда принимают вид

$$-\frac{f'(r)}{rf^2(r)} - \ddot{R}(t)\, R(t) - 2\dot{R}^2(t) = -4\pi G R^2(t)\, \rho(t), \tag{11.9.14}$$

$$\left[-\frac{1}{r^2} + \frac{1}{rf^2(r)} - \frac{f'(r)}{2rf^2(r)}\right] - \ddot{R}(t)\, R(t) - 2\dot{R}^2(t) = -4\pi G R^2(t)\, \rho(t). \tag{11.9.15}$$

Первые слагаемые в (11.9.14) и (11.9.15) должны, очевидно, равняться одной и той же постоянной, которую обозначим как $-2k$:

$$-\frac{f'(r)}{rf^2(r)} = -\frac{1}{r^2} + \frac{1}{r^2 f(r)} - \frac{f'(r)}{2rf^2(r)} = -2k$$

Единственное решение этого уравнения имеет вид

$$f(r) = [1 - kr^2]^{-1},$$

а потому метрика выглядит так:

$$d\tau^2 = dt^2 - R^2(t)\left[\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2\, d\theta^2 + r^2 \sin^2\theta\, d\varphi^2\right]. \tag{11.9.16}$$

(Между прочим, эта метрика является пространственно-однородной, а также изотропной, она будет служить нам кинематической основой при изложении релятивистской космологии в гл. 14.)

Остается вычислить функции $\rho(t)$ и $R(t)$. Подставляя (11.9.13) и (11.9.14) в условие сохранения энергии (11.9.4), находим, что $\rho(t)\, R^3(t)$ постоянно. Нормируем радиальную координату r следующим образом:

$$R(0) = 1, \tag{11.9.17}$$

тогда имеем

$$\rho(t) = \rho(0)\, R^{-3}(t). \tag{11.9.18}$$

Уравнения поля (11.9.14) или (11.9.15) и (11.9.11) теперь оказываются обыкновенными дифференциальными уравнениями:

$$-2k - \ddot{R}(t)\, R(t) - 2\dot{R}^2(t) = -4\pi G \rho(0)\, R^{-1}(t), \tag{11.9.19}$$

$$\ddot{R}(t)\, R(t) = -\frac{4\pi G}{3}\, \rho(0)\, R^{-1}(t). \tag{11.9.20}$$

Можно исключить $\ddot{R}(t)$, складывая эти два уравнения; в результате получим

$$\dot{R}^2(t) = -k + \frac{8\pi G}{3}\rho(0)R^{-1}(t). \tag{11.9.21}$$

Уравнения (11.9.19) и (11.9.20) можно вывести также с помощью (11.9.21) и его временной производной, а потому мы можем забыть о них и для вычисления $R(t)$ прямо использовать (11.9.21).

Предположим теперь, что жидкость покоится (в стандартных координатах) при $t = 0$, так что

$$\dot{R}(0) = 0 \tag{11.9.22}$$

и, следовательно, (11.9.21) и (11.9.17) приводят к соотношению

$$k = \frac{8\pi G}{3}\rho(0). \tag{11.9.23}$$

Тогда уравнение (11.9.21) можно записать в виде

$$\dot{R}^2(t) = k[R^{-1}(t) - 1]. \tag{11.9.24}$$

Решением будет параметрическое уравнение *циклоиды*

$$t = \left(\frac{\psi + \sin\psi}{2\sqrt{k}}\right), \qquad R = \frac{1}{2}(1 + \cos\psi). \tag{11.9.25}$$

Отметим, что $R(t) = 0$, когда $\psi = \pi$, а следовательно, когда $t = T$,

$$T = \frac{\pi}{2\sqrt{k}} = \frac{\pi}{2}\left(\frac{3}{8\pi G\rho(0)}\right)^{1/2}. \tag{11.9.26}$$

Таким образом, жидкая сфера с начальной плотностью $\rho(0)$ *и нулевым давлением переходит из состояния покоя в состояние коллапса с бесконечной плотностью собственной энергии за конечное время* T.

Хотя коллапс завершается за конечное координатное время $t = T$, любой световой сигнал, идущий к нам с поверхности сферы, будет проходить ее гравитационное поле с задержкой (§ 7 гл. 8), так что мы на Земле *не* будем наблюдать внезапного исчезновения звезды. Чтобы прояснить картину, завершим наши вычисления метрики вне звезды.

Теорема Биркгоффа, доказанная в § 7 этой главы, показывает, что всегда можно найти «стандартную» систему координат $\bar{r}$, $\bar{\theta}$, $\bar{\varphi}$, $\bar{t}$, в которой метрика вне сферы принимает вид

$$d\tau^2 = \left(1 - \frac{2MG}{\bar{r}}\right)d\bar{t}^2 - \left(1 - \frac{2MG}{\bar{r}}\right)^{-1}d\bar{r}^2 - \bar{r}^2 d\bar{\theta}^2 - \bar{r}^2\sin^2\bar{\theta}\,d\bar{\varphi}^2. \tag{11.9.27}$$

Но эта метрика не имеет гауссовой нормальной формы (11.9.1), а потому, чтобы сшить решения на поверхности, мы должны либо преобразовать внутреннее решение (11.9.16) к стандартным координатам, либо внешнее решение (11.9.27) привести к гауссовым нормальным координатам. Выберем первый способ [46].

Рассмотрение метрики (11.9.16) сразу показывает, что стандартные пространственные координаты $\bar{r}$, $\bar{\theta}$, $\bar{\varphi}$ должны быть выбраны в виде

$$\bar{r} = rR(t), \qquad \bar{\theta} = \theta, \qquad \bar{\varphi} = \varphi. \tag{11.9.28}$$

Для того чтобы найти стандартную временную координату, такую, при которой $d\tau^2$ не содержит перекрестного члена $d\bar{r}\,d\bar{t}$, воспользуемся способом «интегрирующего множителя», приведенным в § 7 этой главы. В результате получаем

$$\bar{t} = \left(\frac{1-ka^2}{k}\right)^{1/2} \int\limits_{S(r,t)}^{1} \frac{dR}{(1-ka^2/R)} \left(\frac{R}{1-R}\right)^{1/2}, \tag{11.9.29}$$

где

$$S(r,\,t) = 1 - \left(\frac{1-kr^2}{1-ka^2}\right)^{1/2} (1-R(t)). \tag{11.9.30}$$

Постоянная a произвольна, и ее удобно приравнять радиусу рассматриваемой сферы в сопутствующих координатах. То, что метрика в системе координат $\bar{r}$, $\bar{\theta}$, $\bar{\varphi}$, $\bar{t}$ принимает стандартный вид, проверяется непосредственно:

$$d\tau^2 = B(\bar{r}, \bar{t})\, d\bar{t}^2 - A(\bar{r}, \bar{t})\, d\bar{r}^2 - \bar{r}^2 (d\bar{\theta}^2 + \sin^2\bar{\theta}\, d\bar{\varphi}^2),$$

где

$$B = \frac{R}{S}\left(\frac{1-kr^2}{1-ka^2}\right)^{1/2} \frac{(1-ka^2/S)^2}{(1-kr^2/R)}, \tag{11.9.31}$$

$$A = \left(1 - \frac{kr^2}{R}\right)^{-1}. \tag{11.9.32}$$

Теперь ясно, что S является функцией $\bar{t}$, определяемого выражением (11.9.29), и что r и $R(t)$ — функции $\bar{r}$ и S или $\bar{r}$ и $\bar{t}$, определяемых решениями уравнений (11.9.28) и (11.9.30). Это выглядит несколько запутанным, однако при r, равном a, радиусу звезды (a постоянна, поскольку r — сопутствующая координата), имеем

$$\bar{r} = \bar{a}(t) \equiv aR(t), \tag{11.9.33}$$

$$\bar{t} = \left(\frac{1-ka^2}{k}\right)^{1/2} \int\limits_{R(t)}^{1} \frac{dR}{(1-ka^2/R)} \left(\frac{R}{1-R}\right)^{1/2}, \tag{11.9.34}$$

$$B(\bar{a}, \bar{t}) = \left(1 - \frac{ka^2}{R(t)}\right), \tag{11.9.35}$$

$$A(\bar{a}, \bar{t}) = \left(1 - \frac{ka^2}{R(t)}\right)^{-1}. \tag{11.9.36}$$

[Выражение (11.9.34) можно было бы получить путем интегрирования уравнений свободного падения, данных в § 4 гл. 8.] Сравнивая это с (11.9.27), видим, что внутреннее и внешнее решения сшиваются гладко при $\bar{r} = aR(t)$, если

$$k = \frac{2MG}{a^3}. \tag{11.9.37}$$

Вместе с (11.9.23) это говорит о том, что

$$M = \frac{4\pi}{3}\rho(0)\, a^3, \tag{11.9.38}$$

что для нас уже не удивительно.

Вернемся теперь к задаче о том, как ведут себя световые сигналы, испускаемые с поверхности коллапсирующей сферы. Световой сигнал, испускаемый в радиальном направлении в момент стандартного времени $\bar{t}$, будет иметь производную $d\bar{r}/d\bar{t}$, соответствующую выражению (11.9.27) и условию $d\tau = 0$, а потому он будет прибывать в отдаленную точку $\bar{r}$ в момент времени

$$\bar{t}' = \bar{t} + \int\limits_{aR(t)}^{\bar{r}'} \left(1 - \frac{2MG}{r}\right)^{-1} dr. \tag{11.9.39}$$

Наиболее неожиданное следствие выражений (11.9.39) и (11.9.34) — это стремление как $\bar{t}$, так и $\bar{t}'$ к бесконечности, когда радиус рассматриваемой сферы (11.9.33) приближается к радиусу Шварцшильда $2GM$, т. е. когда

$$R(t) \to \frac{2GM}{a} = ka^2. \tag{11.9.40}$$

Таким образом, оказывается, что коллапс до шварцшильдовского радиуса, с точки зрения внешнего наблюдателя, длится бесконечно долго, а коллапс до $R = 0$ извне ненаблюдаем.

Хотя коллапсирующая сфера визуально внезапно не исчезает, свет от нее постепенно слабеет из-за все более возрастающего красного смещения. Собственное время источника света на поверхности сферы — это как раз сопутствующее время t, а потому сопутствующий интервал времени между моментами испускания импульсов на поверхности равняется естественной длине волны λ_0, которая излучалась бы источником в отсутствие гравитации. Стандартный временной интервал $d\bar{t}'$ между моментами прибытия импульсов в точку $\bar{r}'$ равен наблюдаемой длине волны λ'; следовательно, относительное изменение длины волны вычисляется следующим образом:

$$z \equiv \frac{\lambda' - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{d\bar{t}'}{dt} - 1 = \frac{d\bar{t}}{dt} - a\dot{R}(t)\left(1 - \frac{2MG}{aR(t)}\right)^{-1} - 1 =$$
$$= -\dot{R}(t)\left(1 - \frac{ka^2}{R(t)}\right)^{-1}\left[\left(\frac{1-ka^2}{k}\right)^{1/2}\left(\frac{R(t)}{1-R(t)}\right)^{1/2} + a\right] - 1.$$

Используя (11.9.24) для определения $\dot{R}(t)$, получаем

$$z = \left(1 - \frac{ka^2}{R(t)}\right)^{-1}\left[(1-ka^2)^{1/2} + a\sqrt{k}\left(\frac{1-R(t)}{R(t)}\right)^{1/2}\right] - 1. \qquad (11.9.41)$$

Для того чтобы увидеть, как изменяется красное смещение z со временем $\bar{t}'$, предположим, что радиус сферы вначале намного превышает радиус Шварцшильда:

$$ka^2 = \frac{2GM}{a} \ll 1, \qquad (11.9.42)$$

и будем различать два периода в развитии коллапса:

А. Пока t подходит близко к T, имеем

$$\frac{ka^2}{R(t)} \ll 1. \qquad (11.9.43)$$

Подставляя (11.9.42) и (11.9.43) в (11.9.34), (11.9.39) и (11.9.41), получаем (для $\bar{r}' \gg a$)

$$\bar{t} \approx t,$$
$$\bar{t}' \approx \bar{t} + \bar{r}' - aR(t) \approx t + \bar{r}' - aR(t) \approx t + \bar{r}', \qquad (11.9.44)$$
$$z \approx a\sqrt{k}\left(\frac{1-R(t)}{R(t)}\right)^{1/2} \approx a\sqrt{k}\left(\frac{1-R(\bar{t}'-\bar{r}')}{R(\bar{t}'-\bar{r}')}\right)^{1/2}.$$

Б. В итоге имеем

$$\frac{ka^2}{R(t)} \to 1$$

в момент времени t_1, найденный с помощью (11.9.25) в виде

$$t_1 \approx \frac{1}{2\sqrt{k}}\left[\pi - \frac{4}{3}(ka^2)^{3/2}\right]. \qquad (11.9.45)$$

Тогда (11.9.34), (11.9.39) и (11.9.41) принимают вид

$$\bar{t} \approx -ka^3 \ln\left[1 - \frac{ka^2}{R(t)}\right] + \text{const},$$
$$\bar{t}' \approx \bar{t} - ka^3 \ln\left[1 - \frac{ka^2}{R(t)}\right] + \text{const} \approx -2ka^3 \ln\left[1 - \frac{ka^2}{R(t)}\right] + \text{const},$$
$$z \approx 2\left(1 - \frac{ka^2}{R(t)}\right)^{-1} \propto \exp\left(\frac{\bar{t}'}{2ka^3}\right). \qquad (11.9.46)$$

Рассматривая этапы А и Б вместе, приходим к выводу, что красное смещение с точки зрения наблюдателя, находящегося в точке $\overline{r}'$, отсутствует, когда коллапс только начинается, затем постепенно растет, но остается по величине порядка $a\sqrt{k} \ll 1$ до тех пор, пока время не становится почти равным $T = \pi/2\sqrt{k}$, а после этого растет экспоненциально с показателем $1/2ka^3$. Например, красное смещение для коллапсирующей сферы с массой $M = 10^8 M_{\odot}$ и радиусом $a = 100$ световых лет будет порядка 10^{-3} в течение периода порядка 10^5 лет, после чего красное смещение внезапно начнет расти экспоненциально, увеличиваясь в e раз за время порядка 1 мин. С практической точки зрения, коллапсирующая сфера внезапно становится полностью отрезанной от остальной Вселенной.

Действительно ли это так? Даже если коллапсирующее тело становится визуально не наблюдаемым, оно все же имеет гравитационное поле, и, как показано в § 6 гл. 7, измерение этого поля на больших расстояниях может быть использовано для определения энергии-импульса и углового момента тела. Если тело имеет ненулевой суммарный заряд, то измерение электрического поля на больших расстояниях также будет, по теореме Гаусса, говорить о заряде этого тела. Интересен вопрос: могут ли измерения гравитационного и (или) электромагнитного полей *вне* коллапсирующего тела давать какую-нибудь информацию об этом теле, кроме значений энергии, импульса, углового момента и заряда. В случае сферически-симметричного электрически нейтрального тела, который мы рассмотрели в этой главе, ответ дает теорема Биркгоффа, а именно: гравитационное поле вне сферически-симметричного тела должно быть шварцшильдовского типа, так что все, что мы сможем узнать когда-либо об этом теле, — это величина его массы. (Сферическая симметрия, естественно, предполагает нулевой импульс и нулевой угловой момент.) Картер [58] показал [1]), что, когда гравитационное поле *аксиально симметричного* коллапсирующего тела приходит в стационарное состояние, его внешняя метрика принадлежит к *двухпараметрическому* семейству решений, таких, как метрики Керра (§ 7 гл. 11), которые полностью определяются полной массой и угловым моментом. Большинство придерживается мнения, что гравитационное поле любого электрически нейтрального коллапсирующего тела будет в итоге приближаться к полю, описываемому метрикой Керра.

Как отмечалось во введении к этой главе, интерес к явлению гравитационного коллапса возродился в последнее десятилетие в связи с открытием квазизвездных источников, которые, повидимому, обладают какими-то новыми источниками энергии.

[1]) Другие строгие теоремы о возможных формах внешних метрик при различных условиях приведены в книге [59] и статьях [60—63].

Максимальная энергия, выделяющаяся при синтезе из водорода какого-нибудь наиболее стабильного ядра, например ядра железа, равна всего лишь 8 МэВ на нуклон, что составляет менее 1% от его массы покоя. Аннигиляция материи-антиматерии давала бы эффективность 100%, исключая энергетические потери на излучение нейтрино. Однако этот процесс может быть важен только в том случае, когда существует какой-то мощный естественный источник антинуклонов. Таким образом, единственным вероятным механизмом превращения массы в энергию со столь большой эффективностью остается гравитационный коллапс [64].

Облако пыли, коллапсирующее по модели Оппенгеймера — Снайдера, не будет выделять никакой энергии во внешний мир. Чтобы извлечь растущую кинетическую энергию падающих частиц, надо как-то замедлить их падение к центру: либо за счет какого-нибудь макроскопического «толчка» всей системы в целом, либо за счет столкновения частиц между собой, в результате чего коллапсирующий газ будет нагреваться. Подробные вычисления [65, 66] обнаруживают обескураживающе низкую эффективность превращения массы в действительную энергию при гравитационном коллапсе *изолированного тела*. Однако частицы, падающие в область с метрикой Керра, могут выйти из нее с более высокой энергией, возникающей за счет энергии вращения коллапсирующего тела [67].

Независимо от того, имеют или не имеют отношение квазизвездные источники к гравитационному коллапсу, остается такой вопрос: что случается с погасшей звездой, чья масса выше пределов Чандрасекара и Оппенгеймера — Волкова? В последние годы Пенроуз и Хоукинг использовали топологические методы, чтобы доказать ряд мощных теорем [68—70] (см. также [67]) о том, что при разумных требованиях (справедливости общей теории относительности, положительности энергии, заполненности Вселенной веществом, соблюдении принципа причинности) коллапс действительно становится неизбежным как только возникают *ловушечные* поверхности. Ловушка — это замкнутая пространственно-подобная двумерная поверхность, для которой как выходящее, так и входящее семейства направленных в будущее нулевых геодезических, ортогональных к этой поверхности, обязательно сходятся. (Для метрики Шварцшильда сферы с постоянными r и t являются ловушечными поверхностями при значениях r, меньших радиуса Шварцшильда $2MG$.) Однако не известно, может ли реальная массивная звезда развить в действительности ловушечную поверхность или звезда просто разорвется на части с достаточно малыми массами и превратится в стабильные нейтронные звезды или белые карлики.

Если гравитационный коллапс — действительно неизбежный конец эволюции *массивных* тел, то мы должны ожидать, что Вселенная полна черных дыр — коллапсирующих тел, чье существование выдают только их гравитационные поля или энергия, освобождающаяся при втягивании материи [1]). Надежда наблюдения гравитационного коллапса в основном связывается с двойной звездой, один из партнеров которой обычная видимая звезда, а другой партнер — черная дыра (см., например, [73,74]).

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

Релятивистская астрофизика в ОТО

Quasars and High Energy Astronomy, ed. K. N. Douglas, I. Robinson. A. Schild, E. L. Schucking, J. A. Wheeler and N. J. Woolf, Second «Texas» Symposium on Relativistic Astrophysics, Gordon and Breach, 1969.

High Energy Astrophysics, ed. L. Gratton, Proceedings of the International School of Physics «Enrico Fermi», Course XXXV, Academic Press, 1966.

Quasi-Stellar Sources and Gravitational Collapse, ed. I. Robinson, A. Schild and E. L. Schucking, First «Texas» Symposium on Relativistic Astrophysics, University of Chicago Press, 1965.

Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., УФН, 84, 377 (1964); 86, 447 (1965).

Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюция звезд, «Наука», 1971.

Я сожалею, что последней книги, охватывающей чрезвычайно много вопросов, еще не было во время написания этой главы.

Нерелятивистская теория звездных структур

Chandrasekhar S., An Introduction to the Study of Stellar Structure, Dover Publications, 1939 (см. перевод: *Чандрасекар Ш.*, Введение в учение о строении звезд, ИЛ, 1950).

Salpeter E. E., Stellar Structure Leading up to White Dwarfs and Neutron Stars, в книге Relativity Theory and Astrophysics. 3. Stellar Structure, ed. J. Ehlers, American Mathematical Society, 1967, p. 1.

Schwarzschild M., Structure and Evolution of the Stars, Princeton University Press, 1958 (см. перевод: *Шварцшильд М.*, Строение и эволюция звезд, ИЛ, 1961).

Пульсары и нейтронные звезды

Cameron A. G. W., Neutron Stars, в книге Annual Review of Astronomy and Astrophysics, Vol. 8, ed. L. Goldberg, Annual Reviews, Inc., 1970, p. 179.

Cameron A. G. W., How Are Neutron Stars Formed? Comments Astrophys. and Space Phys., 1, 172 (1969).

Frautschi S., Bahcall J. N., Steigman G., Wheeler J. C., Ultradense Matter Comments Astrophys. and Space Phys., 3, 121 (1971).

Ginzburg V. L., Superfluidity and Superconductivity in Astrophysics, Comments Astrophys. and Space Phys., 1, 81 (1969).

Gold T., The Nature of Pulsars, в книге Contemporary Physics — Trieste Symposium 1968, ed. A. Salam, Vol. 1, International Atomic Energy Agency, 1969, p. 477.

Hewish A., Pulsars, в книге Annual Review of Astronomy and Astrophysics, Vol. 8, ed. L. Goldberg, Annual Reviews, Inc., 1970, p. 265.

Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, Физматгиз, 1964, гл. 11.

[1]) Гравитационное излучение от осциллирующих черных дыр рассмотрено в статье [71]. Гравитационное излучение от вещества, падающего в черные дыры, рассмотрено в [72].