(т.е.пульсаров) уже обнаружено, и имеется по крайней мере один хороший кандидат на роль черной дыры (Лебедь X-1)[1] .

В оставшейся части этой главы мы обсудим, как можно оценить частоту встречаемости компактных объектов в окрестности Солнца на основании статистики рождения и гибели звезд. Значения, которые мы приводим, неточны, однако при лучшем понимании поздних стадий звездной эволюции можно будет получить более надежные оценки. К счастью, большинство свойств компактных объектов не зависит от плохо известной истории их предшественников. В следующей главе мы приступим к изучению физических процессов, определяющих эти свойства[2].

1.3. СТАТИСТИКА РОЖДЕНИЯ И ГИБЕЛИ ЗВЕЗД

Количественное определение скорости рождения и гибели звезд выполняется следующим образом [26, 39, 408, 435].

Определим

$$\phi(M_v) \equiv \text{функция светимости звезд поля,} \qquad (1.3.1)$$

т.е. число звезд *всех* типов (не только звезд главной последовательности) с данной абсолютной визуальной звездной величиной, содержащихся в *кубическом* парсеке галактического диска исключая звезды скоплений. [См. приложение А, в котором определены применяемые в астрономии единицы «абсолютная звездная величина» (мощность) и «парсек» (длина), а также кратко обсуждается эволюция звезд и описана главная последовательность.]

Далее определим

$$\phi_{\mathrm{MS}}(\lg M) \equiv \text{современная функция масс (СФМ) звезд } \textit{главной последовательности} \text{ в окрестности Солнца,} \qquad (1.3.2)$$

т.е. число звезд главной последовательности в единичном логарифмическом интервале массы на *квадратный* парсек. Заметим, что все массы в этом разделе [такие, как M в равенстве (1.3.2)] выражаются в единицах солнечных масс и что все логарифмы — десятичные. Величины ϕ_{MS} и $\phi(M_v)$ связаны соотношением:

$$\phi_{\mathrm{MS}}(\lg M) = \phi(M_v)\left|\frac{dM_v}{d\lg M}\right| 2H(M_v) f_{\mathrm{MS}}(M_v). \qquad (1.3.3)$$

---

[1] Другой объект — кандидат в черные дыры — открыт в Большом Магеллановом облаке. — *Прим. ред.*

[2] Возможно, при первом чтении многие читатели захотят пропустить относящиеся к астрономии технические детали в оставшейся части этой главы. Тем не менее, прежде чем двигаться дальше, им следует взглянуть на табл. 1.4 , имея, однако, в виду, что приведенные там данные содержат большие неопределенности.

Здесь множитель с производной переводит функцию светимости в функцию масс. Множитель $2H(M_v)$ возникает от интегрирования функции светимости по расстоянию z, измеряемому перпендикулярно к плоскости Галактики в предположении, что звезды распределены по закону $\exp(-|z|/H)$, где $H(M_v)$ — характерная высота. Множитель $f_{MS}(M_v)$ дает долю звезд данной величины, находящихся на главной последовательности.

Основная получаемая из наблюдений величина в равенстве (1.3.3) — это $\phi(M_v)$. Результаты многочисленных определений этой функции находятся в прекрасном согласии между собой [39, 398, 408]. В табл. 1.3 приведены значения, принятые в работе [39]. В этой таблице также указано соотноше-

Таблица 1.3

ВЕЛИЧИНЫ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ СОВРЕМЕННУЮ ФУНКЦИЮ МАСС (СФМ)

M_v	$\phi(M_v)$ [1)], звезд/(пс$^3 \cdot$ зв.вел.)	$\lg M/M_\odot$ [2)]	$-\dfrac{dM_v}{d\lg M}$ [2)]	$2H$, [3)] пс	$\lg T_{MS}$ [4)] лет	f_{MS} [5)]	$\phi_{MS}(\lg M)$, звезд/(пс$^2 \cdot \lg M$)
−6	1,49(−8)	2,07	3,7	180	6,42	0,40	3,97(−6)
−5	7,67(−8)	1,80	3,7	180	6,50	0,40	2,04(−5)
−4	3,82(−7)	1,53	3,7	180	6,58	0,41	1,04(−4)
−3	1,80(−6)	1,26	3,7	180	6,84	0,42	5,03(−4)
−2	7,86(−6)	0,99	3,7	180	7,19	0,43	2,25(−3)
−1	3,07(−5)	0,72	3,7	180	7,68	0,46	9,41(−3)
0	1,04(−4)	0,45	10,8	180	8,36	0,50	1,01(−1)
1	2,95(−4)	0,36	10,8	180	8,62	0,56	3,21(−1)
2	6,94(−4)	0,26	10,8	180	8,93	0,64	8,63(−1)
3	1,36(−3)	0,17	10,8	300	9,24	0,78	3,44(+0)
4	2,26(−3)	0,08	10,8	465	9,60	0,98	1,11(+1)
5	3,31(−3)	−0,02	10,8	630	9,83	1,00	2,25(+1)
6	4,41(−3)	−0,11	10,8	650	10,28	1,00	3,10(+1)
7	5,48(−3)	−0,20	10,8	650	—	1,00	3,85(+1)
8	6,52(−3)	−0,29	10,8	650	—	1,00	4,58(+1)
9	7,53(−3)	−0,39	10,8	650	—	1,00	5,29(+1)
10	8,52(−3)	−0,48	10,8	650	—	1,00	5,98(+1)
11	9,54(−3)	−0,57	10,8	650	—	1,00	6,70(+1)
12	1,06(−2)	−0,67	10,8	650	—	1,00	7,44(+1)
13	1,17(−2)	−0,76	10,8	650	—	1,00	8,21(+1)
14	1,29(−2)	−0,85	10,8	650	—	1,00	9,06(+1)
15	1,41(−2)	−0,94	10,8	650	—	1,00	9,90(+1)
16	1,41(−2)	−1,04	10,8	650	—	1,00	9,90(+1)

1) По работе Бакала и Сонейры [39], равенство (1).
2) По работе Бакала и Сонейры [39], равенство (17).
3) По работе Бакала и Сонейры [39], рис. 2.
4) По работе Миллера и Скало [408]. Мы интерполировали их результаты таким образом, чтобы они согласовывались с результатами Бакала и Сонейры при совпадающих значениях M, но не M_v, так как в теоретических расчетах T_{MS} обычно выражают как функцию M.
5) По работе Бакала и Сонейры [40], равенство (1).

ние масса— светимость, т.е. M_v в зависимости от $\lg M$, для главной последовательности, которое довольно хорошо определено как в результате наблюдений, так и теоретически. Изменение характерной высоты H в зависимости от M_v (и, следовательно, от M) определено не столь хорошо, кроме случая самых ярких звезд. Однако из табл. 1.3 ясно, что звезды с большой массой и большой светимостью сильнее сконцентрированы в плоскости диска, чем звезды малой массы. Поправочный множитель f_{MS} обусловлен присутствием звезд, эволюция которых зашла достаточно далеко, так что горение происходит в них не только за счет водорода. Как правило, $f_{MS} \sim$ ~ 1 для слабых звезд с $M_v > 3$ ($M \lesssim 1{,}4\, M_\odot$), а для ярких звезд с $M_v \leqslant 0$ ($M > 3{,}5\, M_\odot$) f_{MS} падает примерно до 1/2. Поправочный множитель f_{MS} для ярких звезд известен не очень хорошо. Полученная в результате согласно равенству (1.3.3) СФМ также приведена в табл. 1.3. Для звезд малой массы неопределенность в этом выражении в основном связана с $H(M)$; для звезд большой массы она обусловлена главным образом соотношением между M и M_v, а также $\phi(M_v)$.

Теперь определим начальную функцию масс (НФМ) для звезд поля:

$$\xi(\lg M) \equiv \text{полное число звезд, которые когда-либо образовались на единице площади в единичном логарифмическом интервале масс.} \tag{1.3.4}$$

В предположении о постоянстве темпа рождения[1)] скорость образования звезд поля в единичном интервале $\lg M$ равна просто $\xi(\lg M)/T_0$. Здесь T_0 — возраст Галактики (фактически равный возрасту Вселенной), который мы примем равным $12 \cdot 10^9$ лет.

Теперь мы можем связать ϕ_{MS} с ξ, введя время пребывания звезды на главной последовательности T_{MS}. Большинство массивных звезд, появившихся после начала звездообразования, уже давно ушли с главной последовательности ($T_{MS} < T_0$) и, следовательно, не вносят вклада в ϕ_{MS}. Поэтому

$$\phi_{MS}(\lg M) = \xi(\lg M)\frac{T_{MS}}{T_0}, \qquad T_{MS} < T_0. \tag{1.3.5}$$

Менее массивные звезды все еще находятся на главной последовательности, и потому

$$\phi_{MS}(\lg M) = \xi(\lg M), \qquad T_{MS} \geqslant T_0. \tag{1.3.6}$$

Величина T_{MS} в зависимости от M приведена в табл. 1.3; эту зависимость можно представить в приближенной аналитической форме:

$$T_{MS} = \frac{\Delta X_{MS} M E^*}{L}, \tag{1.3.7}$$

---

1) Миллер и Скало [408] приводят данные в пользу приемлемости этого приближения.

где ΔX_{MS} — доля массы водорода, сожженного, пока звезда находилась на главной последовательности, $\Delta X_{MS} \approx 0,13$, а E^* — энерговыделение на 1 г массы при реакции ядерного слияния H в He, т.е. $E^* \approx 0,007\ c^2 \approx 6,4 \times 10^{18}$ эрг/г. Из теории внутреннего строения известна грубая оценка

$$\frac{L}{L_\odot} \simeq \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{3,5}, \qquad M \lesssim 10M_\odot \tag{1.3.8}$$

(соотношение «масса — светимость» для главной последовательности). Равенства (1.3.7) и (1.3.8) теперь дают

$$T_{MS} \simeq 13 \times 10^9 \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-2,5} \text{лет}, \qquad M \lesssim 10M_\odot. \tag{1.3.9}$$

Упражнение 1.1. Определите степень надежности приближенных равенств (1.3.8) и (1.3.9), сравнивая их с более точной зависимостью L и T_{MS} от $(M/M_\odot)$, полученной с помощью табл. 1.3 и выражения (А.6).

Используя равенства (1.3.5) и (1.3.6) и значения ϕ_{MS}, приведенные в табл. 1.3, мы вычислим $\xi(\lg M)$. Результаты можно представить аналитически с помощью следующей подгоночной функции:

$$\lg \xi(\lg M) = A_0 + A_1 \lg M + A_2 (\lg M)^2,$$

$$A_0 = 1,41, \qquad A_1 = -0,90, \qquad A_2 = -0,28, \qquad \lg M > -1. \tag{1.3.10}$$

Здесь M измеряется в единицах $M_\odot$. Наклон начальной функции масс приближенно равен

$$\frac{d \lg \xi}{d \lg M} \simeq -(0,9 + 0,6 \lg M). \tag{1.3.11}$$

Эти значения не слишком отличаются от приведенных Миллером и Скало [408], если принять во внимание существующие неопределенности.

Современные определения ξ обычно сравнивают с функцией скорости рождения звезд, введенной Солпитером [495]. В своей пионерской работе, посвященной этой проблеме, Солпитер рассматривал концентрацию звезд в галактическом диске, пренебрегая множителем $H(M_v)$ и используя «старые» значения T_{MS}. Введенная Солпитером функция скорости звездообразования равна

$$\psi_s\, d\left(\frac{M}{M_\odot}\right) = 2 \times 10^{-12} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-2,35} d\left(\frac{M}{M_\odot}\right) \text{звезд/(пс}^3 \cdot \text{год)} \tag{1.3.12}$$

в диапазоне $0,4 \leqslant M/M_\odot \leqslant 10$.

Упражнение 1.2. Покажите, что НФМ ξ_s, соответствующая ψ_s, определяется выражением

$$\xi_s \, d \lg \left(\frac{M}{M_\odot} \right) = 2H(M) T_0 \psi_s \, d \left(\frac{M}{M_\odot} \right). \tag{1.3.13}$$

Из равенств (1.3.12) и (1.3.13) в пренебрежении зависимостью H от M получим

$$\frac{d \lg \xi_s}{d \lg M} \simeq -1{,}35, \tag{1.3.14}$$

В диапазоне масс $2 \div 10\, M_\odot$ такая зависимость вполне согласуется с более поздним результатом (1.3.11). Выше $10\, M_\odot$ наклон НФМ более крутой, чем показывает это равенство, в то время как ниже $2\, M_\odot$ — более пологий. Эти различия связаны с пренебрежением $H(M)$ и устаревшими значениями $T_{\rm MS}$.

Проверкой согласованности СФМ служит сравнение с *пределом Оорта.* Изучая динамику движения звезд нашей Галактики в окрестности Солнца, Оорт [424] нашел *полное* количество вещества, ответственного за наблюдаемые ускорения. Недавнее определение предела Оорта приводит к плотности $(0{,}14 \pm 0{,}003) M_\odot \cdot$ пс$^{-3}$ [319]. Используя СФМ, можно подсчитать полную массу звезд главной последовательности в окрестности Солнца. Бакал и Сонейра [39] получили оценку $0{,}040\, M_\odot \cdot$ пс$^{-3}$. В какой форме находится остальное вещество? Межзвездный газ дает $0{,}045\, M_\odot \cdot$ пс$^{-3}$ [549]. Наблюдаемые белые карлики ответственны еще за $0{,}005\, M_\odot \cdot$ пс$^{-3}$ [1]. В итоге остается примерно $0{,}05\, M_\odot \cdot$ пс$^{-3}$ «недостающей массы» в окрестности Солнца. Существует немало предположений относительно природы этой недостающей массы (астероиды, планеты, «медленные» карлики класса M, черные карлики, черные дыры и т.п.). В настоящее время мы не знаем ответа на этот вопрос.

Используя предел Оорта, можно прийти к выводу, что примерно половина массы Галактики уже заключена в звездах, закончивших свою эволюцию. Для $M > 0{,}9\, M_\odot$ время жизни звезды на главной последовательности, $T_{\rm MS}$, короче возраста Галактики $T_0 = 12 \cdot 10^9$ лет. (Это значение получено интерполяцией данных, приведенных в табл. 1.3.) Используя функ-

[1] Мы привели значение, данное Бакалом и Сонейрой [39]. Они предположили, что резкое падение количества очень слабых белых карликов, отмеченное Либертом и др. [361], является реально существующим эффектом, и таким образом определили, что концентрация белых карликов в окрестности Солнца равна 0,008 пс$^{-3}$. Умножение на среднюю массу «наблюдаемого» белого карлика $0{,}65\, M_\odot$ (см. сноску на стр. 115 в гл. 4) дает значение $0{,}005\, M_\odot \cdot$ пс$^{-3}$. Это в 4 раза меньше, чем оценка, приведенная в [605].

цию скорости звездообразования по Солпитеру в качестве приближенного выражения, найдем

$$\int_{0,9}^{\infty} \psi_s M\, d\left(\frac{M}{M_\odot}\right) = 5 \times 10^{-12} M_\odot \cdot \text{пс}^{-3} \cdot \text{год}^{-3}. \qquad (1.3.15)$$

Умножение на T_0 дает полную массу, прошедшую через яркие звезды. Таким образом, мы получим 0,06 $M_\odot$ пс$^{-3}$, т.е. примерно половину предела Оорта.

Теперь можно подсчитать скорость гибели массивных звезд и, следовательно, скорость рождения компактных объектов. Для звезд с массами $\gtrsim$ 0,9 $M_\odot$ имеем $T_{\text{MS}} < T_0$, и потому естественно предположить, что звездное население стационарно — средний темп гибели находится в примерном равновесии с темпом рождения. При упрощенном рассмотрении можно использовать аналитическую функцию скорости звездообразования, введенную Солпитером, которая не приводит к большим ошибкам в том диапазоне масс, который нас интересует.

Примем с иллюстративной целью, что массы звезд—предшественников белых карликов составляет 1—4 $M_\odot$ (см. табл. 1.2). Диапазон масс звезд—предшественников нейтронных звезд известен еще хуже, однако примем его равным 4—10 $M_\odot$ и будем считать, что все звезды с массой больше 10 $M_\odot$ заканчивают свою жизнь как черные дыры.

Функция скорости звездообразования по Солпитеру не учитывает зависимости от высоты H над плоскостью Галактики. Преобразуем скорость образования звезд в единице объема в полную скорость, умножая на эффективный объем Галактики:

$$V_{\text{disk}} = \pi r^2 (2H) = 1{,}3 \times 10^{11} \text{ пс}^3, \qquad (1.3.16)$$

где мы приняли $2H = 180$ пс, что справедливо для звезд с массами больше 2 $M_\odot$ (см. табл. 1.3), и характерный радиус галактического диска взяли равным $r = 15$ кпс[1].

Скорость образования (= скорости гибели) для звезд с массами в диапазоне от M_1 до M_2 равна

$$V_{\text{disk}} \int_{M_1/M_\odot}^{M_2/M_\odot} \psi_s\, d\left(\frac{M}{M_\odot}\right) = 0{,}19 \left.\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-1{,}35}\right|_{M_2/M_\odot}^{M_1/M_\odot} \text{год}^{-1}. \qquad (1.3.17)$$

[1] Эта оценка является весьма грубой, так как мы приняли, что темп рождения звезд во всей Галактике такой же, как в окрестности Солнца. Кроме того, «характерный» радиус диска — вовсе не четко определенная величина. (Солнце находится на расстоянии примерно 10 кпс от центра Галактики.)

Концентрация n компактных объектов, образовавшихся из звезд-предшественников с массами в диапазоне от M_1 до M_2, составляет

$$n = T_0 \int_{M_1/M_\odot}^{M_2/M_\odot} \psi_s \, d\left(\frac{M}{M_\odot}\right) = 0{,}018\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-1,35}\Bigg|_{M_2/M_\odot}^{M_1/M_\odot} \text{пс}^{-3} \quad . \qquad (1.3.18)$$

Для определения массовой концентрации ρ этих компактных объектов[1] нельзя просто проинтегрировать произведение $M\psi_s$. Интегрирование было бы возможным, если бы не существовало потери массы и вся масса звезды-предшественника оставалась в компактном объекте. Мы знаем, что для белых карликов и нейтронных звезд, которые имеют максимальные массы порядка 1,4 $M_\odot$ и 2—3 $M_\odot$ соответственно, это вовсе не так. Потому определим ρ, умножая n на среднюю массу $\langle M \rangle$, причем для белых карликов и нейтронных звезд соответственно примем $\langle M\rangle_{wd} = 0{,}65\, M_\odot$ и $\langle M\rangle_{ns} = 1{,}4\, M_\odot$. О черных дырах мы знаем еще меньше и в этом случае просто пренебрежем потерей массы. Рассматривая отношение ρ к полной плотности массы $\rho_T = 0{,}14\, M_\odot$ пс$^{-3}$ (предел Оорта), получим для белых карликов или нейтронных звезд

$$\frac{\rho}{\rho_T} = \frac{n\langle M\rangle}{\rho_T} \qquad (1.3.19)$$

в то время как для черных дыр

$$\frac{\rho}{\rho_T} = \frac{T_0}{\rho_T}\int_{M_1/M_\odot}^{M_2/M_\odot} M\psi_s \, d\left(\frac{M}{M_\odot}\right) = 0{,}49\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-0,35}\Bigg|_{M_2/M_\odot}^{M_1/M_\odot} . \qquad (1.3.20)$$

Среднее расстояние между компактными объектами данного типа в окрестности Солнца равно

$$\langle d\rangle = \frac{1}{(4\pi n/3)^{1/3}} . \qquad (1.3.21)$$

Используя вышеприведенные формулы, мы можем заполнить табл. 1.4.

Некоторые из результатов, приведенных в таблице, можно сравнить с наблюдениями. Бакал и Сонейра определили, что местная концентрация белых карликов равна 0,008 пс$^{-3}$ (см. сноску на стр. 24), что с точностью до множителя 2 совпадает с нашей теоретической оценкой. Разделив эту величину на T_0, получим оценку для скорости рождения белых карликов: 10^{-12} пс$^{-3}$ · год$^{-1}$.

[1] Массовая концентрация объектов — это величина массы, «размазанной» по полному объему и отнесенной затем к единице объема. — *Прим. ред.*

Таблица 1.4

КОМПАКТНЫЕ ОБЪЕКТЫ В СОЛНЕЧНОЙ ОКРЕСТНОСТИ[1)]

Объект	Диапазон значений массы звезды-предшественника, $M_{\odot}$	Интегральная галактическая скорость рождения, год$^{-1}$	Концентрация, пс$^{-3}$	$\frac{\rho}{\rho_T}$	$\langle d \rangle$, пс
Белые карлики	1—4	0,16	$1{,}5 \cdot 10^{-2}$	0,070	2,5
Нейтронные звезды	4—10	0,021	$2{,}0 \cdot 10^{-3}$	0,020	4,9
Черные дыры	>10	0,0085	$8{,}0 \cdot 10^{-4}$	0,22	6,7

[1)] Эти значения получены с помощью равенств (1.3.17)—(1.3.21).

Примечание. Ближайший известный белый карлик, Сириус В, находится на расстоянии 2,7 пс, ближайшая известная нейтронная звезда, PSR 1929 + 10, удалена на 50 пс, ближайший кандидат в черные дыры, Лебедь Х-1, — около 2 кпс.

Неопределенности в шкале расстояний до планетарных туманностей затрудняют определение их скорости рождения, но большинство оценок [9, 99, 428] согласуются со скоростью рождения белых карликов.

Эти результаты, по-видимому, подтверждают гипотезу, что звезды с массами 1—4 $M_{\odot}$ в конце своей жизни проходят через стадию планетарной туманности и что все белые карлики образовались в ходе такого процесса.

Данные по нейтронным звездам более неопределенные. По оценкам Арнетта [19] скорость образования пульсаров в Галактике составляет

$$R_{\mathrm{PSR}} \sim \frac{1}{35 \times 10^{\pm 1}} \text{ год}^{-1}, \tag{1.3.22}$$

$$\dot{\sigma}_{\mathrm{PSR}} \sim 4 \times 10^{-11 \pm 1} \text{ пс}^{-2} \cdot \text{год}^{-1}. \tag{1.3.23}$$

Тейлор и Манчестер [561] приводят оценку

$$\dot{\sigma}_{\mathrm{PSR}} \sim (3\text{–}10) \times 10^{-11} \text{ пс}^{-2} \cdot \text{год}^{-1}, \tag{1.3.24}$$

в то время как первоначальное значение, данное Ганном и Острайкером [252], составляет

$$\dot{\sigma}_{\mathrm{PSR}} = 5 \times 10^{-11} \text{ пс}^{-2} \cdot \text{год}^{-1}. \tag{1.3.25}$$

Эти оценки чувствительны к шкале расстояний до пульсаров; определяемой по их мере дисперсии (см. разд. 10.4).

Приведенные выше данные о пульсарах можно грубо сравнить с табл. 1.4, если разделить соотношение (1.3.24) на $2H = 180$ пс и умножить на $T_0 = 12 \cdot 10^9$ лет. В результате получим

$$n_{\mathrm{PSR}} \sim (2\text{–}6) \times 10^{-3} \text{ пс}^{-3}, \tag{1.3.26}$$

что свидетельствует о хорошем согласии данных. Более аккуратный анализ выполнен Шипманом и Грином [537].

Интересно сравнить скорости рождения пульсаров и сверхновых. Теоретики считают, что большинство пульсаров, если не все, возникают при вспышках сверхновых. (Сверхновая 1054 г., остаток которой отождествляется с Крабовидной туманностью, несомненно привела к рождению пульсара.) Тамманн [556] на основании исторических источников оценил скорость рождения сверхновых в Галактике как

$$R_{\mathrm{SN,\,hist}} = \frac{N}{f\Delta t} = 1/(28\ \text{лет}), \tag{1.3.27}$$

где число зарегистрированных в истории сверхновых $N = 6$ за время $\Delta t = 10^3$ лет. Величина $f = 60°/360°$ — часть галактического диска, в которой наблюдались сверхновые: по всей видимости, в других направлениях от Солнца сверхновые невидимы из-за поглощения света в Галактике. Приведенное значение скорости при делении на площадь галактического диска $\pi \cdot (15\ \text{кпс})^2$ дает

$$\dot{\sigma}_{\mathrm{SN}} \sim 5 \times 10^{-11}\ \ \text{пс}^{-2} \cdot \text{год}^{-1}. \tag{1.3.28}$$

Типичная скорость образования сверхновых в других галактиках [556] равна

$$R_{\mathrm{SN}} \sim 1/(300\ \text{лет})\ \text{на 1 галактику}. \tag{1.3.29}$$

Если установленный на основе исторических хроник темп рождения сверхновых в нашей Галактике является типичным, то, по всей видимости, большинство внегалактических сверхновых не видно наблюдателям. Тамманн считает, что выражение (1.3.27) является хорошей оценкой для истинной скорости образования сверхновых в нашей Галактике, в то время как Ван ден Берг [582] получил оценку

$$R_{\mathrm{SN}} \sim 1/(60\ \text{лет})\ \text{для нашей Галактики}, \tag{1.3.30}$$

что вдвое ниже оценки Тамманна. Заметим, что $\dot{\sigma}_{\mathrm{SN}} \sim \dot{\sigma}_{\mathrm{PSR}}$, что подтверждает наши теоретические идеи.

Сравнение вычисленной теоретической скорости рождения различных компактных объектов со статистикой галактических источников рентгеновского излучения было бы в принципе весьма показательным. Однако, поскольку эти источники, по всей видимости, являются компактными объектами в *двойных* системах (см. гл. 13), фундаментальные трудности в изучении их эволюции (касающиеся, например, потери массы и момента количества движения) в настоящее время затрудняют сколько-нибудь надежное сравнение.

Упражнение 1.3. Используя функцию скорости рождения по Солпитеру и предполагая, что все звезды с массами $> 10\ M_{\odot}$ образуют черные дыры, оцените среднюю массу черной дыры, образовавшейся в результате звездного коллапса. Потерей массы пренебречь.

Упражнение 1.4. Как изменятся числовые результаты в табл. 1.4 для нейтронных звезд и черных дыр, если $T_0 = 18 \cdot 10^9$ лет? $T_0 = 9 \cdot 10^9$ лет?

Упражнение 1.5. Главная последовательность для скопления Плеяды представлена звездами с $M \lesssim 6\, M_\odot$; более массивные звезды уже сошли с главной последовательности (см. приложение А.2). Открытие, что это скопление может содержать какой-нибудь белый карлик, вынуждает сделать вывод, что в конце концов белые карлики образуются из звезд с массами вплоть до $6\, M_\odot$ (почему?), а не только с массой, не превосходящей $4\, M_\odot$, как предполагалось при составлении табл. 1.4. Используя функцию скорости рождения по Солпитеру, переопределите данные, содержащиеся в табл. 1.4, с учетом этого результата. Сравните ваши теоретические предсказания с наблюдаемой звездной статистикой для белых карликов, планетарных туманностей, сверхновых и пульсаров. (*Замечание:* Романишин и Ангел [485] изучили четыре других звездных скопления, содержащие белые карлики, и в порядке рабочей гипотезы предположили, что звезды с массами вплоть до $7\, M_\odot$ образуют белые карлики.)

Упражнение 1.6 (основанное на работе [435]). Предположим, что звезды большой массы ($M > 8\, M_\odot$) создают пульсары, в то время как звезды промежуточной массы (4—8 $M_\odot$) взрываются полностью [22], причем при каждом взрыве из ядра выбрасывается масса, равная примерно $1{,}4\, M_\odot$, в виде элементов, близких по атомному номеру к железу.

а) Используя функцию скорости рождения по Солпитеру и $T_0 = 12 \cdot 10^9$ лет, вычислите полную плотность железа, выброшенного в межзвездную среду такими взрывами.

Ответ: $2 \cdot 10^{-3}\, M_\odot$ пс$^{-3}$.

б) Используйте предел Оорта, чтобы предсказать обилие железа (долю по массе) в галактическом диске, предполагая, что бóльшая часть железа возникла в результате таких взрывов. Сравните с наблюдаемым обилием $1{,}4 \cdot 10^{-3}$ [621].

Ответ: Предсказывается $1{,}7 \cdot 10^{-2}$.

Упражнение 1.7. Пересчитайте числа, приведенные в упр. 1.4, используя функцию скорости рождения, основанную на СФМ Бакала и Сонейры. Заметьте, что интегралы, возникающие при использовании равенств (1.3.10), выражаются через функцию ошибок. В качестве альтернативы можно использовать приближенное аналитическое выражение:

$$\xi(\lg M) = D_0 M^{D_1},$$

$$D_0 = 33, \qquad D_1 = -0{,}5, \qquad 0{,}1 \leqslant M \leqslant 1,$$

$$D_0 = 35, \qquad D_1 = -1{,}5, \qquad 1 \leqslant M \leqslant 10,$$

$$D_0 = 163, \qquad D_1 = -1{,}9, \qquad 10 \leqslant M,$$

где M выражается в единицах $M_\odot$. Заметьте, что в этом случае $d\lg M = dM/(M\ln 10)$.

На этом этапе следует сделать предостерегающее замечание. Помимо неопределенностей в наблюдениях, мы сделали еще ряд теоретических предположений, которые могут оказаться несправедливыми. В дополнение к тем, что упоминалось выше, мы пренебрегли эффектами медленной стационарной потери массы на поздних стадиях эволюции массивных звезд. Так, например, в сверхгигантах типа Р Лебедя скорость потери массы близка к $\dot{M} \sim 10^{-5} M_\odot \cdot$ год$^{-1}$; для вращающихся эмиссионных В-звезд $\dot{M} \sim 10^{-6} - 10^{-10} M_\odot \cdot$ год$^{-1}$. Никто не знает в настоящее время, какие звезды проходят фазу потери массы и сколько такая фаза длится. Известны три двойные системы, содержащие белые карлики, обращающиеся вокруг нормальных звезд, для которых возможно точное определение массы (см. разд. 3.6). Во всех трех случаях масса белого карлика *меньше* массы главного компонента, хотя белый карлик эволюционировал быстрее [ср. с равенством (1.3.9)]. Поскольку белый карлик достиг конечного пункта своей термоядерной эволюции, звезда-предшественник должна была потерять существенную часть своей массы. Так как расстояние между звездами в этих системах довольно велико, кажется правдоподобным, что потеря массы не зависит от того, что эти системы являются двойными.

Упражнение 1.8. Грубую оценку числа внегалактических случаев звездного коллапса в заданном объеме с центром на Земле можно сделать следующим образом [19]. Светимость нашей Галактики равна $L_G = 10^{10,5} L_\odot$. Предположим, что темп этих событий в нашей Галактике равен темпу образования сверхновых, установленному по историческим хроникам, $R_G = (30 \text{ лет})^{-1}$.

а) Используя эти числовые значения и предположение, что $R \propto L$ в любой большой области вокруг Земли, определите темп внегалактических событий как функцию объемной светимости L. Дайте обоснование предположению о линейной зависимости.

б) Оцените «космическую излучательную способность» ε в единицах $L_\odot$ Мпс$^{-3}$ по величине L_G и средней концентрации галактик $n_G \approx 0{,}02$ Мпс$^{-3}$. Определите $R(D)$, где D — радиус рассматриваемой области (в Мпс). Вычислите R для скопления Девы ($D \sim 10$ Мпс).

в) Найдите типичное значение D_{obs}, если типичная видимая звездная величина наблюдавшихся сверхновых равна 14^m, а абсолютная величина -18^m (вблизи максимума). Вычислите $R(D_{obs})$ и сравните с *наблюдаемым* темпом образования внегалактических сверхновых $R_{obs} \sim (300 \text{ лет})^{-1}$ в спиральной галактике.

Упражнение 1.9. (основанное на работах [34, 36]).

а) При типичной вспышке сверхновой должна излучиться энергия $\sim 0{,}1 M_\odot c^2$ в форме нейтрино со средней энергией $E \sim 10$ МэВ (см. гл. 18). Если бы сверхновая возникла на расстоянии R от Земли, она могла бы генерировать ядерные переходы в эксперименте Дэвиса по поискам солнечных нейтрино (на ^{37}Cl). Интервал времени между последовательными сборами продуктов захвата нейтрино в установке Дэвиса составляет около одного месяца. Чему равен эффективный поток нейтрино ϕ_{eff} в течение этого периода как функция R (в с$^{-1} \cdot$ см$^{-2}$)?

б) Примите условие $\phi_{eff}\, \sigma(E) \gtrsim 3\langle \phi\sigma \rangle$ в качестве критерия регистрации нейтрино. Здесь $\sigma(E)$ — сечение захвата ($= 2{,}7 \cdot 10^{-42}$ см^2 на атом ^{37}Cl при 10 МэВ), а

$\langle \phi\sigma \rangle$ — средняя скорость захвата солнечных нейтрино, для обнаружения которых предназначен эксперимент. Для этой величины можно использовать измеренное значение $\langle \phi\sigma \rangle$, которое равно $\sim$ 2 SNU (1 SNU = 10^{-36} захватов на один атом в секунду). До каких значений R установка способна обнаруживать сверхновую?

Ответ: $R \sim 4$ кпс.

Замечание: До сегодняшнего дня из всех промеров в эксперименте Дэвиса только в одном была обнаружена скорость захвата, достигавшая 6 SNU. Отсюда мы делаем вывод, что за последние 10 лет в ближайших областях нашей Галактики, составляющих $\sim$ 30% ее объема, произошло не более одного звездного коллапса.