конфигурация отвечает верхней границе массы белого карлика:

$$M_{\text{макс}} = \frac{2{,}02 \cdot 2^{\frac{7}{2}} A^{\frac{3}{2}}}{\pi^{\frac{1}{2}} B^2} \gamma^{-\frac{3}{2}}, \qquad (9{,}6{,}2)$$

которая при обычном значении гравитационной постоянной составляет 1,44 $M_\odot$.

Для наших целей зависимость η_1 и $\left(\eta^2 \frac{d\varphi}{d\eta}\right)_1$ от y_0 удобно представить графически. С уменьшением гравитационной константы при заданной массе звезды величина $\left(\eta^2 \frac{d\varphi}{d\eta}\right)_1$ убывает, отношение $\frac{\eta_1}{y_0}$ растет, радиус конфигурации увеличивается. Возрастает также предельная масса (9,6,2). Практически эти эффекты проявляются, конечно, только в том случае, если продолжительность стадии белого карлика достаточно велика.

В главе VII указывалось, что возрасты белых карликов, зависят от их светимостей. Сириус B со светимостью $3 \cdot 10^{-3}$ $L_\odot$ имеет возраст $\sim 10^9$ лет, что недостаточно для проявления эффектов переменной гравитации. Звезда Ван Маанена со светимостью $1{,}4 \times \times 10^{-4} L_\odot$ существует в стадии белого карлика $\sim 10^{10}$ лет. За это время коэффициент пропорциональности в законе Ньютона должен был уменьшиться приблизительно на $2 \cdot 10^{-8}$ $г^{-1} \cdot см^3 \cdot сек^{-2}$, и в эпоху формирования звезды как белого карлика он составлял около $9 \times \times 10^{-8}$ $г^{-1} \cdot см^3 \cdot сек^{-2}$. Считая, что масса звезды (0,85 $M_\odot$) оставалась постоянной, нетрудно найти величину $\left(\eta^2 \frac{d\varphi}{d\eta}\right)_1$ по формуле (9,6,1); она составит —1,8. По этому значению находится y_0, затем η_1 и, с помощью второго соотношения (9,6,1), вычисляется $r_1 \simeq 3 \cdot 10^8$ *см*.

Таким образом, за время существования этой звезды в стадии белого карлика ослабление гравитации вызвало увеличение радиуса от 3 тыс. *км* до современного — около 7 тыс. *км*. По формуле (9,6,2) находим, что гравитационной константе $\gamma = 9 \cdot 10^{-8}$ $г^{-1} \cdot см^3 сек^{-2}$ отвечает предельная масса 0,9 $M_\odot$. Это показывает, что в эпоху формирования звезды как белого карлика ее масса не слишком отличалась от предельной.

Таким образом, при переменной гравитации долгоживущие белые карлики не могут обладать массами, близкими к предельной, так как они возникали в эпоху, когда предельное значение массы (9,6,2) было меньше современного.

7. Время релаксации системы двойных звезд. Для обоснования современных оценок возраста звезд, получивших название «короткой

шкалы времени», важное значение имела работа В. А. Амбарцумяна [32], показавшего, что наблюдаемые закономерности в системе двойных звезд противоречат гипотезе о статистическом равновесии. Поэтому возраст системы должен быть меньше времени релаксации

$$t = \frac{v}{4\pi\gamma a m n \ln\left(1 + \frac{a^2 v^4}{4m^2\gamma^2}\right)}, \qquad (9,7,1)$$

где a — большая полуось относительной орбиты двойной звезды, v — средняя скорость звезд, возмущающих данную пару, n — число звезд в единице объема.

Уравнение (9,7,1) получено Амбарцумяном при учете только близких прохождений, для которых расстояние возмущаемого тела от направления начальной относительной скорости возмущающей звезды не превосходит большой полуоси орбиты двойной системы. Далекие прохождения не могут играть существенной роли, поскольку они вызывают главным образом ускорение двойной звезды в целом и почти не влияют на относительную орбиту.

При $a = \frac{1}{20}\,nc$, $m = m_\odot$ и при наблюдаемых скоростях звезд время релаксации не более 10^{10} лет. Поскольку в системе двойных звезд с указанными полуосями орбит распределение Больцмана не выполняется, можно заключить, что возраст системы не превышает 10^{10} лет.

Формулу (9,7,1) нетрудно обобщить для случая, когда коэффициент пропорциональности в законе тяготения Ньютона изменяется со временем, согласно уравнению $\gamma = \gamma_0 - \dot{\gamma} t$, где γ_0 — его современное значение.

Линейные скорости звезд в двойных системах со средними расстояниями между компонентами порядка 1000 астрономических единиц составляют около километра в секунду, тогда как средние относительные скорости звезд близки к 30 *км/сек*. Поэтому, вычисляя приращение кинетической энергии компонента двойной системы, можно с достаточной точностью считать возмущаемую звезду неподвижной, что значительно упрощает вычисление.

Приращение кинетической энергии, вызванное одним прохождением возмущающей звезды, равно

$$\frac{mv^2}{2}\,\frac{1}{1 + \frac{p^2 v^4}{4\gamma^2 m^2}},$$

где v — начальная скорость, p — расстояние возмущаемой звезды от направления начальной относительной скорости возмущающей звезды.

Допустим, что скорости возмущающих звезд одинаковы, а направления их в пространстве равновероятны. Число звезд в единице объема обозначим через n.

Умножим написанное выражение на $2\pi pvndpdt$. Выполнив затем интегрирование по переменной p в пределах от 0 до a, найдем приращение кинетической энергии, обусловленное звездными сближениями за время dt,

$$\frac{2\pi n\gamma^2 m^3}{v}\ln\left(1+\frac{a^2v^4}{4\gamma^2m^2}\right)dt.$$

Используя соотношение $\gamma=\gamma_0-\dot{\gamma}t$ и принимая во внимание неравенство $a^2v^4 \gg 4\gamma^2m^2$, можно написать

$$-\frac{2\pi n\gamma^2m^3}{v\dot{\gamma}}\ln\left(\frac{a^2v^4}{4\gamma^2m^2}\right)d\gamma.$$

Приращение энергии за время τ до момента $t=0$ составляет

$$-\frac{2\pi nm^3}{v\dot{\gamma}}\int\limits_{\gamma_1}^{\gamma_0}\gamma^2\left\{\ln\left(\frac{a^2v^4}{4m^2}\right)-2\ln\gamma\right\}d\gamma,$$

где для краткости принято $\gamma_1=\gamma_0+\dot{\gamma}\tau$.

Выполнив интегрирование, после необходимых преобразований найдем

$$\frac{2\pi nm^3\gamma_0^3}{3v\dot{\gamma}}\left\{\left[\left(\frac{\gamma_1}{\gamma_0}\right)^3-1\right]\left(\ln\frac{a^2v^4}{4\gamma_0^2m^2}+\frac{2}{3}\right)-\left(\frac{\gamma_1}{\gamma_0}\right)^3\ln\left(\frac{\gamma_1}{\gamma_0}\right)^2\right\}.$$

Статистическое равновесие наступит при условии, что приращение энергии будет сравнимо с абсолютным значением полной энергии двойной звезды, т. е. с величиной $\frac{\gamma_0m^2}{2a}$. Следовательно,

$$\frac{4\pi nma\gamma_0^2}{3v\dot{\gamma}}\left\{\left[\left(\frac{\gamma_1}{\gamma_0}\right)^3-1\right]\left(\ln\frac{a^2v^4}{4\gamma_0^2m^2}+\frac{2}{3}\right)-\left(\frac{\gamma_1}{\gamma_0}\right)^3\ln\left(\frac{\gamma_1}{\gamma_0}\right)^2\right\}=1. \quad (9,7,2)$$

Этим уравнением и определяется время релаксации системы двойных звезд при переменной гравитации. Для заданного значения большой полуоси необходимо найти отношение $\frac{\gamma_1}{\gamma_0}$, после чего время релаксации вычисляется по формуле $\tau=\frac{(\gamma_1-\gamma_0)}{\dot{\gamma}}$.

При $a=\frac{1}{20}$ *пс* корнем уравнения (9,7,2) является величина $\frac{\gamma_1}{\gamma_0}=1{,}16$, которой соответствует $\tau=5{,}6\cdot10^9$ лет вместо значения $t=6{,}4\cdot10^9$, вычисленного по формуле (9,7,1). При $a=\frac{1}{40}$ *пс*

получается $\frac{\gamma_1}{\gamma_0} = 1{,}30$, $\tau = 1{,}07 \cdot 10^{10}$ и $t = 1{,}40 \cdot 10^{10}$ лет. Таким образом, в случае принятого ослабления гравитации верхняя граница возраста системы двойных звезд практически почти не отличается от значения полученного по формуле Амбарцумяна при неизменной гравитационной константе.

8. Расширение Земли. Ослабление гравитации могло служить причиной различных геофизических процессов, представляющих интерес с точки зрения эволюции Земли и изменения биологических условий на ее поверхности. Если светимость Солнца в прошлом превосходила современную, то можно предположить, что температура на поверхности Земли была выше, облачность в атмосфере — более значительной, а условия для развития биологических процессов сильно отличались от существующих в настоящее время. Интересный обзор геофизических следствий переменной гравитации можно найти в статьях П. Иордана [33] и Р. Дике [34]. Здесь мы отметим эффект, относящийся к Земле в целом.

Расчет теоретической модели Земли как сферической конфигурации, находящейся в гравитационном равновесии, показывает, что линейные размеры земного шара должны зависеть от гравитационной постоянной. Поэтому, принимая гипотезу Дирака, следует допустить, что ослабление гравитации сопровождается расширением Земли. Относительное приращение радиуса определяется следующим приближенным соотношением:

$$\frac{\delta r}{r} \simeq -0{,}1\,\frac{\delta\gamma}{\gamma}. \qquad (9,8,1)$$

При упомянутом уменьшении гравитационной постоянной это соотношение дает $\frac{\delta r}{r} \simeq 3 \cdot 10^{-12}$ в год, откуда следует, что за миллиард лет радиус Земли должен увеличиться приблизительно на 20 *км*.

С расширением Земли некоторые авторы связывают различные особенности ее геологического строения. В частности, таким расширением объясняют разлом вдоль линии, образующей современное западное побережье Африки, а также последующее за этим разломом расхождение двух континентов — африканского и южноамериканского. Однако обсуждение этого и некоторых других косвенных геологических аргументов, свидетельствующих в пользу гипотезы Дирака, выходит далеко за рамки этой книги.

В заключение отметим, что приведенные оценки эффектов переменной гравитации являются лишь примерными, поскольку линейный закон может оказаться непригодным для больших промежутков времени. Возможно, что замена его более точным заметно изменит количественные оценки эффектов.