показывает, что относительная убыль гравитационной постоянной составляет приблизительно $3 \cdot 10^{-11}$ в год. Если ослабление гравитации аппроксимировать линейным законом вида $\gamma - \dot{\gamma} t$, где γ — современное значение, то следует принять $\dot{\gamma} \simeq 6 \cdot 10^{-26}\, г^{-1} \cdot см^3 \cdot сек^{-3}$.

В последние годы интерес к гипотезе Дирака несколько усилился в связи с обсуждением различных геофизических процессов, которые можно рассматривать как независимые аргументы в пользу этой гипотезы. Обсуждению гипотезы Дирака посвящены работы Дике [27], Бранса и Дике [28] и других авторов, а также недавнее исследование Саакяна и Мнацаканяна [29].

В настоящее время, по-видимому, еще преждевременно судить о перспективности подобного обобщения теории гравитации, тем более, что уравнения Иордана еще недостаточно изучены. Однако полезно перечислить возможные астрономические эффекты, обусловленные переменностью гравитации, и оценить их порядок. Некоторые оценки содержатся в обзоре Дике [30]. Далее рассматривается несколько эффектов переменной гравитации согласно [31]. Вычисления выполнены в приближении Ньютона, которое только и может представить интерес для количественной оценки эффектов.

5. Эволюция звезд главной последовательности. Переходим к рассмотрению некоторых астрономических эффектов, которые могут быть вызваны ослаблением гравитации. Для количественной оценки воспользуемся первым приближением, сохраняя обычный закон обратных квадратов с коэффициентом пропорциональности, убывающим по линейному закону.

Нетрудно убедиться в том, что небесно-механические эффекты переменной гравитации вследствие их крайней малости не представляют практического интереса. Так, в задаче двух тел ослабление притяжения вызывает появление радиального возмущающего ускорения $R = \frac{\dot{\gamma} t M}{r^2}$, где M — масса центрального тела, которая предполагается достаточно большой по сравнению с массой планеты. Пользуясь методом вариации элементов, можно показать, что обусловленные этим ускорением вековые изменения большой полуоси и эксцентриситета вполне пренебрежимы.

Значительно больший интерес может представить влияние переменной гравитации на скорость звездной эволюции.

Составим приближенное выражение для светимости звезды. Предполагая равновесие звезды лучистым, воспользуемся последним из уравнений (7,4,2)

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3}{16\pi a c} \frac{\alpha L(r)}{r^2 T^3}. \qquad (9,5,1)$$

Источники энергии сосредоточены в центральной части звезды.

Поэтому можно принять $L(r) = L$ при $r = \frac{r_1}{2}$. Согласно (7,1,7), средние значения температуры и ее градиента с достаточной точностью определяются соотношениями

$$T_m = \frac{\gamma\mu M}{3r_1 R}; \quad \left(\frac{dT}{dr}\right)_m = -\frac{\gamma\mu M}{2r_1^2 R}.$$

Поэтому из уравнения (9,5,1) следует

$$L = \frac{2\pi ac}{3^4 R^4} \frac{\gamma^4\mu^4 M^4}{\alpha_m r_1^3}, \tag{9,5,2}$$

где α_m — среднее значение коэффициента поглощения.

Если непрозрачность звездного вещества обусловлена фотоэлектрическим поглощением, то для коэффициента α_m, по формуле Крамерса (7,3,11), можно принять

$$\alpha_m = \frac{\alpha_0 \rho_m^2}{T^{3,5}}; \quad \alpha_0 = 4 \cdot 10^{25}(1 + x_{\text{H}} + x_{\text{He}})(1 - x_{\text{H}} - x_{\text{He}}).$$

В этом случае светимость звезды равна

$$L = \frac{2^5\pi^3 ac}{3^{9,5}\alpha_0 R^{7,5}} \mu^{7,5}\gamma^{7,5} M^{5,5} r_1^{-0,5}. \tag{9,5,3}$$

Можно отметить, что такая же зависимость светимости от молекулярного веса, массы и радиуса звезды имеет место и в стандартной модели Эддингтона.

Представим соотношение (9,5,3) в другом виде, исключив радиус звезды с помощью формулы (7,1,9) для центральной температуры T_c. Выполнив подстановку, получим

$$L = \frac{2^{5,5}\pi^3 ac}{3^{9,5}\alpha_0 R^7} \mu^7\gamma^7 M^5 T_c^{0,5}. \tag{9,5,4}$$

Эти формулы пригодны для оценки светимостей большинства звезд главной последовательности, за исключением звезд ранних классов, в которых непрозрачность вещества обусловлена томсоновским рассеянием света на свободных электронах. В последнем случае $\alpha = \alpha_1\rho$, где $\alpha_1 = 0{,}2\ (1 + x_{\text{H}})$. Согласно общей формуле (9,5,2), светимости звезд этих типов можно определить при помощи соотношения

$$L = \frac{2^3\pi^2 ac}{3^5\alpha_1 R} \gamma^4\mu^4 M^3. \tag{9,5,5}$$

Продолжительность стадии главной последовательности весьма существенно зависит от массы звезды. Для звезд с солнечной массой она составляет $\sim 10^{10}$ лет, при десятикратной массе Солнца — только $\sim 10^7$ лет.

Определим убыль светимости звезды вследствие ослабления гравитации, считая для простоты, что при постоянной гравитации конфигурация звезды, а следовательно, и ее светимость, оставались бы в течение всей стадии главной последовательности неизменными.

Пусть масса звезды совпадает с $M_\odot$. При постоянной массе формула $T_c = \frac{\gamma\mu M}{2r_1 R}$ связывает гравитационную константу с центральной температурой. Если положить $r_1 = \text{const}$, то за $\sim 10^{10}$ лет центральная температура при заданном молекулярном весе звездного вещества понизится приблизительно на 20%. Если же принять $T_c = \text{const}$, то произойдет соответствующее уменьшение радиуса. В первом случае современная светимость L и начальная L_0 будут связаны, согласно (9,5,3),соотношением $\frac{L}{L_0} = \left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right)^{7,5}$; во втором, согласно (9,5,4), получится $\frac{L}{L_0} = \left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right)^{7}$, где через γ и γ_0 обозначены соответствующие значения гравитационной константы. Практически оба соотношения совпадают и дают $\simeq 0,15$. За время около 10^{10} лет убыль светимости становится заметной, и потому можно ожидать, что переменность гравитации ускорит эволюцию звезды.

Для звезды с массой $\sim 10\, M_\odot$ зависимость светимости от гравитационной константы оказывается, согласно (9,5,5), менее острой: $\frac{L}{L_0} = \left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right)^{4}$. Поскольку же и продолжительность стадии главной последовательности для звезд с такими массами значительно короче, переменность гравитации не вызовет заметного эффекта. Таким образом, вековое ослабление гравитации должно несколько уменьшить дисперсию возрастов звезд, обусловленную различием их масс.

6. Белые карлики. В теории Чандрасекара массы и радиусы белых карликов определяются формулами (7,7,3) и (7,7,4).

$$M = -\frac{2^{\frac{7}{2}} A^{\frac{3}{2}}}{\pi^{\frac{1}{2}} B^2} \gamma^{-\frac{3}{2}} \left(\eta^2 \frac{d\varphi}{d\eta}\right)_1; \quad r_1 = \left(\frac{2A}{\pi\gamma}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\eta_1}{By_0}, \qquad (9,6,1)$$

где A и B — известные постоянные, η_1 и $\left(\eta^2 \frac{d\varphi}{d\eta}\right)_1$ — граничные значения, соответствующие поверхности звезды.

При увеличении параметра y_0 абсолютное значение $\left(\eta^2 \frac{d\varphi}{d\eta}\right)_1$, монотонно возрастает, стремясь к 2,02 при $y_0 \to \infty$, когда уравнение Чандрасекара переходит в дифференциальное уравнение Эмдена для политропного шара с индексом $n = 3$. Эта политропная