АСТРОФИЗИКА

ТОМ 48 ФЕВРАЛЬ, 2005 ВЫПУСК 1

УДК: 524.31.084

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ БЕЛОГО КАРЛИКА С ШЕРОХОВАТОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Д.М.СЕДРАКЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН, А.А.САДОЯН

Поступила 4 августа 2004

Белый карлик, вращающийся с максимальной угловой скоростью, может принимать форму трехосного эллипсоида из-за вращения и наличия гор на поверхности. Такой объект излучает гравитационные волны на частоте 2Ω, где Ω - угловая скорость вращения, а источником энергии излучения является кинетическая энергия вращения. Показано, что гравитационные волны от быстровращающихся белых карликов на среднем расстоянии 50 пк от земного наблюдателя имеют амплитуду порядка 10^{-24}, что делает возможным их детектирование приборами нового поколения. Рассмотрено также гравитационное излучение пульсирующего белого карлика с шероховатой поверхностью. Показано, что квазирадиальные пульсации белого карлика являются долгоживущими, т.е. однократно возмущенный белый карлик будет излучать гравитационные волны в течение всего времени жизни.

1. *Введение.* Известные до сих пор детекторы гравитационного излучения на основе земных (LIGO и Virgo) и космических (LISA) интерферометров покрывают довольно большой спектр частот излучения: от 10^{-5} Гц до 10^{4} Гц. Однако существует некоторая щель в диапазоне $0.1\,\text{Гц} \div 10\,\text{Гц}$ между рабочими частотами этих детекторов. В связи с этим планируется ввести в строй детекторы нового поколения, способные регистрировать гравитационные волны с частотами в вышеуказанном узком интервале. Поэтому возрос интерес к таким источникам, которые излучают гравитационные волны в диапазоне частот от $0.1\,\text{Гц}$ до $10\,\text{Гц}$.

Как известно, максимальные частоты вращения и частоты пульсаций белых карликов имеют значения порядка $\sim 1\,\text{Гц}$ [1], что делает их хорошими кандидатами как источников гравитационного излучения. Ранее возможность гравитационного излучения пульсациями вращающегося белого карлика рассматривалась в работе [2], где вычислены интенсивность и характерное время затухания такого излучения. Как показано в этой работе, пульсации белого карлика затухают за время порядка 10^{4} лет, и, следовательно, необходимо указать источник энергии для их непрерывного поддержания. Один из возможных источников энергии гравитационного излучения белого карлика предложен в работе [3]. В этой работе впервые рассматривалось замедление намагниченного белого карлика магнитодипольным излучением, а источником гравитационного излучения служила деформационная энергия замедляющейся звезды. Известно, что вращающаяся звезда более сплюснута, и поверхности равной плотности представляют собой эллипсоиды вращения. При замедлении звезда стремится принять более равновесную конфигурацию с меньшей сплюснутостью, чему мешает твердотельное вращение. Накопление критических напряжений сопровождается растрескиванием коры и возбуждением главной моды осцилляций белого карлика - квазирадиальных пульсаций. Более того, в работе [4] было показано, что часть деформационной энергии, которая преобразуется в джоулево тепло и в энергию магнитогидродинамических волн, одного порядка или на один порядок меньше по сравнению с энергией, уносимой гравитационными волнами. Еще один источник гравитационного излучения белого карлика предложен в работе [5]. В этой работе рассматривалось излучение дифференциально вращающихся белых карликов, испытывающих квазирадиальные пульсации. При заданном распределении угловой скорости вращения материи внутри звезды найдена энергия, которая выделяется в белом карлике при установлении однородного вращения. Предположив, что в виде гравитационных волн излучается около 1% диссипируемой в звезде энергии и что дифференциальное вращение существует в течение всего времени жизни звезды, для амплитуды гравитационных волн на Земле от популяции белых карликов в нашей Галактике получены значения порядка космологического фонового значения [5]. Однако неясно, сколько времени в действительности существует дифференциальное вращение и неясен также механизм преобразования энергии дифференциального вращения в энергию пульсаций. Эти факторы важны для более точных оценок интенсивности гравитационного излучения и амплитуды гравитационной волны.

В настоящей работе рассматриваются еще две возможности излучения гравитационных волн белым карликом. По сравнению с [3], где сплюснутость звезды обусловлена вращением, здесь предполагается, что звезда имеет шероховатую поверхность, т.е. на поверхности существуют горы. Эти горы могут возникнуть при остывании и кристаллизации белого карлика в начальной стадии эволюции. Наличие таких гор будем моделировать с помощью трехосной звезды, которая излучает гравитационные волны как при вращении, так и при пульсациях.

Цель данной статьи - рассмотреть возможность детектирования гравитационного излучения белого карлика в двух стадиях эволюции: в самом начале - при быстром вращении и в конце - при медленном вращении, но испытывающего квазирадиальные пульсации. Во второй части работы вычислены интенсивность гравитационного излучения и амплитуда гравитационных волн для наблюдателя на Земле при вращении трехосного белого карлика с максимальной угловой скоростью. Так как в этом случае энергия гравитационного излучения черпается из кинетической энергии вращения, можно найти также темп замедления вращения звезды реакцией излучения. В третьей части работы получено выражение для интенсивности излучения при подобных квазирадиальных пульсациях и оценено характерное время затухания таких пульсаций. В четвертой части приводятся оценки размеров шероховатости на поверхности белого карлика и обсуждается возможность детектирования гравитационного излучения от популяции белых карликов.

2. *Интенсивность гравитационного излучения трехосного белого карлика.* Как известно, вращающийся белый карлик из-за центробежных сил инерции сплющивается так, что его полярный радиус отличается от экваториального, т.е. он превращается в двухосный эллипсоид вращения. Мы предполагаем, что из-за наличия гор сечение звезды экваториальной плоскостью представляет собой не круг, как было бы в случае двухосного эллипсоида, а эллипс. Таким образом, белый карлик с шероховатой поверхностью мы будем представлять трехосным эллипсоидом вращения. Рассмотрим теперь вращение трехосного эллипсоида с полуосями a, b, c вокруг оси Oz. Такой объект обладает отличным от нуля квадрупольным моментом, который зависит от времени. Так как интенсивность гравитационного излучения пропорциональна квадрату производной третьего порядка квадрупольного момента, то трехосный белый карлик будет источником гравитационного излучения. Интенсивность гравитационного излучения определяется формулой [6]:

$$J_0 = \frac{G}{45c^5}\dddot{D}^2_{\alpha\beta}, \tag{1}$$

где

$$D_{\alpha\beta} = \int \rho\left(3x^\alpha x^\beta - r^2\delta_{\alpha\beta}\right)dV \tag{2}$$

тензор квадрупольного момента масс, G - гравитационная постоянная, c - скорость света. Далее целесообразно выразить компоненты $D_{\alpha\beta}$ через компоненты тензора момента инерции, записанные в координатной системе (x', y', z'), связанной с телом и с началом координат в центре масс. Связь инерциальной системы координат x_α с началом в центре масс с системой x'_α дается вращательной матрицей

$$x' = Rx\,,$$

где

$$R_{ij} = \begin{bmatrix} \cos\phi & \sin\phi & 0 \\ -\sin\phi & \cos\phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \qquad \phi = \Omega t\,,$$

а Ω - угловая скорость вращения звезды. Компоненты $D_{\alpha\beta}$ выражаются через компоненты тензора инерции следующим образом [7]:

$$D_{xx} = -\frac{3}{2}\cos 2\phi \cdot (I_1 - I_2) + const, \quad D_{yy} = -\frac{3}{2}\cos 2\phi \cdot (I_2 - I_1) + \text{const}\,,$$
$$D_{xy} = D_{yx} = \frac{3}{2}\sin 2\phi \cdot (I_2 - I_1), \quad D_{zz} = \text{const}, \quad D_{xz} = D_{zx} = 0\,, \tag{3}$$

где

$$I_{\alpha\beta} = \int \rho\left(x_\gamma^2\, \delta_{\alpha\beta} - x_\alpha\, x_\beta\right) dV\,,$$

а $I_1 = I_{xx}$, $I_2 = I_{yy}$, $I_3 = I_{zz}$. Подставляя выражения (3) для $D_{\alpha\beta}$ в (1), после несложных преобразований получим полную интенсивность гравитационного излучения в следующем виде:

$$J_0 = \frac{32}{5}\frac{G}{c^5}(I_1 - I_2)^2 \Omega^6\,. \tag{4}$$

Как увидим в дальнейшем, размеры "гор" на поверхности белого карлика достаточно малы, т.е. $|a - b| \ll a$. Если ввести величину

$$\varepsilon = \frac{a - b}{(a + b)/2}\,, \tag{5}$$

называемую эллиптичностью, то выражение (4) для J_0 можно привести к виду

$$J_0 = \frac{32}{5}\frac{G}{c^5} I_3^{\,2}\, \varepsilon^2 \Omega^6\,. \tag{6}$$

Можно найти также угловое распределение гравитационного излучения, которое определяется формулой

$$\frac{dJ}{d\Omega} = \frac{G}{36\pi c^5}\left[\frac{1}{4}\left(\dddot{D}_{\alpha\beta} n_\alpha n_\beta\right)^2 + \frac{1}{2}\dddot{D}_{\alpha\beta}^2 - \dddot{D}_{\alpha\beta} n_\beta \dddot{D}_{\alpha\gamma} n_\gamma\right], \tag{7}$$

где $\bar{n}$ - единичный вектор в направлении распространения волны. Используя соответствующие выражения для компонентов $D_{\alpha\beta}$ из (3) и выполняя соответствующие выкладки, выражение (7) можно преобразовать к следующему виду:

$$\frac{dJ}{d\Omega} = \frac{4G}{\pi c^5} I_3^2\, \varepsilon^2 \Omega^6 \left\{1 - \sin^2\theta + \frac{1}{8}\sin^4\theta\right\}, \tag{8}$$

где θ - угол между осью вращения и волновым вектором. Два типа линейно - поляризованных плоских гравитационных волн характеризуются величинами h_+ и $h_\times$, которые определяются как

$$h_+ = \frac{1}{2}\left(h_{xx} - h_{yy}\right) = -\frac{G}{3c^4 r}\left(\ddot{D}_{xx} - \ddot{D}_{yy}\right), \tag{9}$$

$$h_\times = h_{xy} = -\frac{2G}{3c^4 r}\ddot{D}_{xy}\,, \tag{10}$$

где r - расстояние белого карлика от наблюдателя на Земле. Подставляя в (9) и (10) выражения для $D_{\alpha\beta}$ из (3), для h_+ и $h_\times$ получим соответственно:

$$h_+ = \frac{4G}{c^4 r}(I_2 - I_1)\Omega^2 \cos 2\Omega t' = h_0 \cos 2\Omega t'\,, \tag{11}$$

$$h_\times = \frac{4G}{c^4 r}(I_2 - I_1)\Omega^2 \sin 2\Omega t' = h_0 \sin 2\Omega t', \tag{12}$$

где h_0 - амплитуда гравитационный волны и определяется как

$$h_0 = \frac{4G}{c^4 r}\varepsilon I_3 \Omega^2 = \frac{1}{\Omega r}\sqrt{\frac{2.5 J_0 G}{c^3}}, \tag{13}$$

а $t' = t - r/c$.

Для определения характерного времени замедления белого карлика, излучающего гравитационные волны, необходимо определить изменение углового момента вращения. Как следует из [6], оно определяется следующей формулой:

$$\frac{dM_\alpha}{dt} = \frac{2G}{45c^5} e_{\alpha\beta\gamma} \dddot{D}_{\beta\delta} \ddot{D}_{\gamma\delta}. \tag{14}$$

Используя значения $D_{\alpha\beta}$, приведенные в (3), из (14) можно получить теряемый в единицу времени момент импульса:

$$I_3 \frac{d\Omega}{dt} = -\frac{32}{5}\frac{G}{c^5}(I_2 - I_1)^2 \Omega^5. \tag{15}$$

Как и следовало ожидать, из (4) и (15) следует, что потери кинетической энергии, т.е. интенсивность гравитационного излучения и потери углового момента вращения связаны формулой

$$J_0 = \dot{M}_z \Omega. \tag{16}$$

Используя (15), находим характерное время замедления белого карлика гравитационным излучением:

$$\tau_0 \approx \frac{\Omega}{2|\dot{\Omega}|} = \frac{5c^5}{64 G I_3 \varepsilon^2 \Omega^4}. \tag{17}$$

Если значения τ_0 окажутся порядка времени жизни белого карлика (возраста Вселенной), то белый карлик с шероховатой поверхностью будет излучать гравитационные волны до сих пор. Значения τ_0, найденные из формулы (17), для различных конфигураций белых карликов будут обсуждаться в разделе 4.

3. *Гравитационное излучение пульсирующего белого карлика.* Рассмотрим невращающийся белый карлик с шероховатой поверхностью. Если бы не было шероховатости на его поверхности, то он имел бы форму шара. Предположим, что из-за наличия гор на поверхности сечение белого карлика экваториальной плоскостью представляет собой эллипс, как и в случае, рассмотренном в разделе 2. Пусть теперь невращающийся белый карлик с полуосями a, b, a испытывает квазирадиальные пульсации с частотой ω, при которой координаты x_α меняются по закону:

$$x_\alpha = x_\alpha^0 (1 + \eta \sin \omega t), \tag{18}$$

где η - относительная амплитуда этих пульсаций. Предполагается, что $\eta \ll 1$ и не зависит от радиальных и угловых координат. Подставляя (18) в (2), получим зависящий от времени квадрупольный момент пульсирующей звезды:

$$D_{\alpha\beta}(t) = D^0_{\alpha\beta}(1 + 2\eta\sin\omega t), \tag{19}$$

где $D^0_{\alpha\beta}$ - квадрупольный момент звезды без пульсаций. Вычисляя компоненты $D_{\alpha\beta}(t)$ и подставляя их в формулу (1), для интенсивности гравитационного излучения от пульсирующего белого карлика получим следующее выражение:

$$J_1 = \frac{G\eta^2\omega^6}{15c^5}\left|D^0_{\alpha\alpha}\right|^2. \tag{20}$$

Можно получить также выражения для величин h_+ и $h_\times$, характеризующих гравитационную волну:

$$h_+ = \frac{2G\eta\omega^2}{c^4 r} I_3\,\varepsilon\sin\omega t' = h_0\sin\omega t', \tag{21}$$

$$h_\times = 0, \tag{22}$$

где

$$h_0 = \frac{2G}{c^4}\frac{\eta\omega^2}{r} I_3\,\varepsilon. \tag{23}$$

Ясно, что без источника энергии пульсации белого карлика будут затухать. Время затухания можем оценить, если предположить, что единственным механизмом изменения энергии пульсаций является гравитационное излучение. Энергия пульсаций равна [2]:

$$W_p = \frac{1}{2}\int\rho\upsilon^2\,dV = \frac{1}{2}\int\rho\,\dot{r}^2 dV = \frac{1}{4}\omega^2\eta^2\int\rho\,r^{0^2} dV = \frac{1}{4}\omega^2\eta^2 I_0, \tag{24}$$

где

$$I_0 = \frac{M}{5}\left(2a^2 + b^2\right), \tag{25}$$

а M - масса звезды. Приравняв изменение энергии пульсаций в единицу времени интенсивности гравитационного излучения, для η получим уравнение:

$$\frac{d\eta}{dt} = -\frac{\eta}{\tau}, \tag{26}$$

где

$$\tau = \frac{15c^5}{2G\omega^4}\frac{I_0}{\left|D^0_{\alpha\alpha}\right|^2} \tag{27}$$

будет характерным временем затухания пульсаций. Значения времени затухания пульсаций для различных конфигураций белых карликов будут обсуждаться в разделе 4.

4. ***Оценки размеров "гор" на поверхности белого карлика и обсуждение результатов.*** Как показали наши вычисления, основные характеристики гравитационного излучения, такие, как интенсивность и амплитуда волн, зависят от эллиптичности ε. Для оценки этой величины необходимо знать характерные размеры гор на поверхности белого карлика. Найдем наибольшую высоту горы, которая может выдержать собственную тяжесть в условиях гравитационного поля белого карлика [8]. Как известно, модуль упругости коры по отношению к поперечным колебаниям равен

$$Y = \frac{Z^2 e^2}{a_0^4}, \tag{28}$$

где a_0 - межъядерное расстояние. Предельное напряжение сдвига составляет примерно 0.01 часть этой величины:

$$S = \frac{Z^2 e^2}{100\, a_0^4}. \tag{29}$$

А высоту горы можно оценить как

$$H = \frac{S}{\rho g} = \frac{10^{12}}{g} \rho^{1/3}\ \text{см}, \tag{30}$$

где ρ - плотность поверхностного слоя, g - ускорение свободного падения на поверхности. Принимая во внимание формулу (5), для эллиптичности ε получим выражение $\varepsilon = H/a$, которое будем использовать в дальнейшем для оценок интенсивности гравитационного излучения и амплитуды гравитационной волны.

Результаты численных расчетов гравитационного излучения от белых карликов приведены в табл.1 и 2. Сначала обсудим численные данные в табл.1. В первых пяти столбцах приведены значения центральной плотности ρ_c и интегральных параметров: массы M в единицах массы Солнца, экваториального радиуса $R_e = a$ и момента инерции I_3 относительно оси вращения конфигурации, вращающейся с угловой скоростью Ω_{max} [9].

Таблица 1

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ВРАЩАЮЩИХСЯ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ГРАВИТАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

$\rho_c \times 10^6$ г/см^3	$M / M_\odot$	$R_e \times 10^3$ км	$I_3 \times 10^{48}$ г см^2	Ω_{max} с$^{-1}$	H км	$\varepsilon \times 10^{-5}$	$J_0 \times 10^{29}$ эрг/с	$h_0 \times 10^{-24}$	$\tau_0 \times 10^1$ лет
2.403	0.5946	10.93	128	0.196	0.699	6.4	0.667	0.69	12.25
19.38	0.9993	7.342	88.6	0.476	0.187	2.56	10.5	1.13	3.19
157.7	1.2731	4.625	39.5	1.063	0.058	1.26	62.1	1.23	1.19
866.1	1.3502	3.044	15.9	2.04	0.024	0.784	197	1.14	0.56
2586	1.3412	2.287	8.17	3.11	0.014	0.059	373	1.03	0.35

Далее приведены значения размеров гор H на поверхности белого карлика, эллиптичности ε, интенсивности гравитационного излучения J_0, амплитуды h_0 гравитационной волны для наблюдателя на Земле и характерного времени замедления τ_0 белого карлика из-за гравитационного излучения. Как видно из табл.1, при увеличении массы конфигурации размеры неоднородностей уменьшаются, что связано с усилением гравитационного поля на поверхности звезды и неспособностью горы большей высоты выдержать собственный вес. Однако интенсивность гравитационного излучения быстро увеличивается почти на два порядка с увеличением массы почти в два раза. Такое поведение обусловлено сильной зависимостью интенсивности J_0 от угловой скорости вращения: $J_0 \sim \Omega^6$, тогда как Ω увеличивается почти на один порядок при увеличении массы звезды в указанном в табл.1 интервале. Если сравнить значения амплитуды h_0 гравитационной волны для различных конфигураций, то, как видно из табл.1, для них h_0 имеет значение порядка 10^{-24}. Заметим здесь, что при вычислении h_0 по формуле (13) для всех конфигураций мы приняли расстояние от наблюдателя на Земле равным 50 пк [3]. Сравним полученные значения h_0 для максимально вращающихся белых карликов с результатом работы [4], где h_0 вычислены для медленновращающихся реально наблюдаемых белых карликов. Сравнение показывает, что полученный нами результат на один порядок превышает значение, полученное в [4]. Это означает, что гравитационные волны от быстровращающихся белых карликов имеют достаточно большую амплитуду и их можно отделить от космического шума приборами нового поколения. Заметим, что быстровращающиеся белые карлики вполне могут существовать, так как характерное время замедления этих объектов гравитационным излучением порядка 10^{11} лет, что порядка возраста Вселенной (см. табл.1). Следовательно, если при рождении звезда имела угловую скорость вращения, близкую к максимальной, то, замедляясь реакцией излучения, в наше время ее угловая скорость вращения будет достаточно большой, и наши вычисления будут оставаться в силе.

Обратимся теперь к табл.2, в первых шести столбцах которой приведены интегральные параметры невращающихся белых карликов с той же центральной плотностью, что и в работе [9]. Далее указаны размеры шероховатостей на поверхности звезды (седьмой и восьмой столбцы) и в конце - время затухания квазирадиальных пульсаций данной конфигурации. Полученный нами результат о том, что время затухания пульсаций оказывается порядка времени жизни белого карлика, имеет важное значение, так как если по какой-либо причине возбуждаются квазирадиальные пульсации, то белый карлик до сих пор будет излучать гравитационные волны на частоте основной моды колебаний. Сравним эти данные с результатом, полученным в работе [2], где было рассмотрено гравитационное излучение пульсаций

Таблица 2

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ НЕВРАЩАЮЩИХСЯ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ГРАВИТАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

$\rho_c \times 10^6$ г/см^3	$M_0 / M_\odot$	$R \times 10^3$ км	$D^0_{ZZ} \times 10^{45}$ г см^2	$I_0 \times 10^{50}$ г см^2	ω с$^{-1}$	H км	$\varepsilon \times 10^{-5}$	$\tau_0 \times 10^{12}$ лет
2.403	0.5087	8.873	19.4	4.81	0.758	0.539	6.1	0.35
19.38	0.8854	5.903	5.73	3.70	0.794	0.137	2.3	2.59
157.7	1.1612	3.747	1.46	1.96	1.51	0.042	1.1	1.60
866.1	1.2538	2.492	0.43	0.934	1.99	0.017	0.69	2.92
2586	1.2582	1.888	0.19	0.538	0.967	0.010	0.52	160

белого карлика, вращающегося с максимальной угловой скоростью. Как видно из сравнения, время затухания пульсаций, полученное в этой работе, почти на шесть порядков меньше (~10^4-10^5 лет), чем значения, приведенные в табл.2. Это обусловлено тем, что время затухания пульсаций обратно пропорционально квадрату квадрупольного момента звезды. Эта величина имеет гораздо большее значение для максимально вращающихся белых карликов, рассмотренных в [2], нежели для статических конфигураций с шероховатой поверхностью, рассмотренных нами.

Ранее в работе [4] были рассмотрены квазирадиальные пульсации намагниченных белых карликов, где были получены значения для относительной амплитуды η таких пульсаций. Если предположить, что η имеет одинаковое значение как для вращающихся, так и для невращающихся звезд, то мы можем использовать данные о значении относительной амплитуды пульсаций η из работы [4] и оценить интенсивность гравитационного излучения пульсаций невращающегося белого карлика и амплитуду гравитационной волны по формулам (20) и (23). Например, для конфигурации с центральной плотностью $\rho_c = 1.58 \cdot 10^8$ г/см^3 они равны соответственно $J_1 = 4.7 \cdot 10^{26}$ эрг/с и $h_0 = 3.7 \cdot 10^{-26}$ при значении $\eta = 0.01$. Полученное значение h_0 порядка среднего значения амплитуды гравитационных волн от популяции намагниченных белых карликов [4]. Это означает, что для определения фонового значения интенсивности гравитационного излучения от белых карликов необходимо учесть также наличие невращающихся белых карликов в их распределении в пространстве.

Таким образом, наши результаты позволяют оценить интенсивность и амплитуду гравитационного излучения белых карликов в интервале частот 0.1 Гц - 6 Гц. Вычисление фонового значения интенсивности гравитационного излучения и амплитуды гравитационной волны от популяции белых карликов, требующее знания распределения белых карликов в пространстве, будет проведено в дальнейших работах.

Авторы выражают благодарность гранту CRDF N12006/NFSAT PH N067-02, в рамках которого была выполнена эта работа.

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: dsedrak@server.physdep.r.am

GRAVITATIONAL RADIATION OF THE WHITE DWARF WITH ROUGH SURFACE

D.M.SEDRAKIAN, M.V.HAYRAPETYAN, A.A.SADOYAN

The maximally rotating white dwarf can take the form of triaxial ellipsoid due to rotation and presence of mountains on a surface. Such object radiates gravitational waves on frequency 2Ω, where Ω - the angular velocity of rotation, and source of energy of radiation is the kinetic energy of rotation. It is shown, that the gravitational waves from speedily rotating white dwarfs on average distance 50 pc from the terrestrial observer have amplitude about 10^{-24} that makes possible their detecting by devices of new generation. The gravitational radiation of the pulsating white dwarf with a rough surface is considered also. It is shown, that quasi-radial pulsations of the white dwarf are long-lived, i.e. the perturbed white dwarf will radiate gravitational waves during all time of life.

Key words: *(stars:) white dwarfs: gravitational radiation*

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г.Г.Арутюнян, Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян*, Астрон. ж., 49, 1216, 1972.
2. *Ю.Л.Вартанян, Г.С.Аджян*, Астрон. ж., 54, 1047, 1977.
3. *M.Benacquista, D.M.Sedrakian, M.V.Hayrapetyan et al.*, Astophys. J., 596, L223-226, 2003.
4. *M.Benacquista, D.M.Sedrakian, M.V.Hayrapetyan et al.*, Астрофизика, 47, 2004 (в печати).
5. *D.M.Sedrakian, M.Benacquista, M.V.Hayrapetyan et al.*, Classical and Quantum Gravity, 2004 (submitted).
6. *Л.Д.Ландау, И.М.Лифшиц*, Теория поля, Наука, М., 1972.
7. *С.Шапиро, С.Тьюколски*, Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды, т.2, М., 1985.
8. *Ф.Дайсон, Д.Тер Хаар*, Нейтронные звезды и пульсары, М., 1973.
9. *Г.С.Саакян, Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян*, Астрофизика, 8, 541, 1972.