АСТРОФИЗИКА

ТОМ 48 НОЯБРЬ, 2005 ВЫПУСК 4

УДК: 524.3-6

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ПОЛИТРОПЫ $n = 1$

Д.М.СЕДРАКЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН

Поступила 25 апреля 2005

Рассмотрено гравитационное излучение политропы $n = 1$, испытывающей квазирадиальные пульсации. Вычислены интенсивность гравитационного излучения и амплитуда гравитационной волны политропных моделей белых карликов и нейтронных звезд, когда источником энергии излучения служит энергия вращения объекта. Расчетные значения h_0 показывают, что объекты с политропным уравнением состояния могут описать ожидаемое гравитационное излучение белых карликов и нейтронных звезд. Рассмотрено также гравитационное излучение политропных моделей галактических ядер и квазаров. Показано, что эти объекты могут создать достаточно большой фон гравитационного излучения на частоте 10^{-8}-10^{-11} Гц для детекторов гравитационных волн с рабочими частотами в этом диапазоне.

1. *Введение.* В последнее время возрастает интерес к проблеме гравитационного излучения в связи с планированием ввести в строй новые сверхчувствительные детекторы гравитационных волн. Пока существование гравитационных волн можно констатировать лишь косвенно из наблюдений двойной системы PSR 1913+16 Хаалса-Тейлора [1]. Известные детекторы гравитационного излучения (LIGO, Virgo, LISA) перекрывают спектр рабочих частот от 10^{-9} Гц до 10^{4} Гц и имеют цель прямого детектирования волн. Поэтому прежде всего необходимо указать источники гравитационного излучения и частоты этих волн с целью более эффективного выбора прибора и его характеристик.

Как известно, гравитационные волны излучает объект, квадрупольный момент которого зависит от времени. Следовательно, для рассмотрения гравитационного излучения от космических тел необходимо, чтобы в них происходили процессы, приводящие к временной зависимости квадрупольного момента. В работах [2-12] рассматривалось гравитационное излучение вращающихся компактных объектов - белых карликов и нейтронных звезд. Из-за вращения эти объекты сплющиваются и обладают отличным от нуля квадрупольным моментом. Если в силу каких-то причин в них возбуждается главная мода осцилляций звездного вещества - квазирадиальные пульсации, то квадрупольный момент звезды становится зависящим от времени. Следовательно, вращающийся и осциллирующийся белый карлик и нейтронная звезда являются потенциальными источниками гравитационных волн. Ранее возможность гравитационного излучения пульсациями вращающихся компактных объектов - белых карликов и нейтронных звезд - рассматривалась в работе [2], где вычислены интенсивность излучения и характерное время затухания таких пульсаций при их однократном возбуждении. Если в той работе материя нейтронной звезды считалась нормальной, то в работах [4-7] рассматривались различные моды пульсаций и прецессии нейтронной звезды с учетом сверхтекучести внутренних слоев звезды. Согласно результатам работы [6], где изучались долгоживущие прецессии трехосной нейтронной звезды, амплитуда гравитационной волны оказывается не выше 10^{-30}, что существенно ниже порога чувствительности планируемых детекторов. Что касается гравитационного излучения на различных модах пульсаций двухкомпонентной сверхтекучей системы в нейтронной звезде, предполагаемого в работе [5], то более точные расчеты показывают, что эти пульсации не могут вызвать изменения квадрупольного момента звезды, следовательно эти пульсации не могут сопровождаться излучением гравитационных волн [7]. В работах [8-12] предложены ряд источников для непрерывного поддержания квазирадиальных пульсаций белых карликов и нейтронных звезд. В них также вычислены интенсивности излучения этих источников и оценены амплитуды гравитационных волн для земного наблюдателя. Так, в работе [8] источником энергии гравитационного излучения нейтронной звезды принимается энергия деформации, выделяющаяся при замедлении звезды магнитодипольным излучением. Показано также, что источником энергии пульсаций может служить энергия, выделившаяся при нерегулярных изменениях угловой скорости вращения нейтронной звезды: микро- и макроскачках угловой скорости. Оценки амплитуды гравитационных волн для земного наблюдателя показывают, что ее значение пока ниже предела чувствительности существующих детекторов гравитационного излучения, что подтверждается недавними измерениями [13]. Как показано в работах [9,10], излучение энергии деформации в виде гравитационных волн также является эффективным механизмом излучения от намагниченных белых карликов. В этих работах была учтена также роль джоулевых потерь при квазирадиальных пульсациях и показано, что эти потери намного меньше энергии, переходящий в гравитационное излучение. Еще один источник гравитационного излучения белого карлика предложен в работе [11], где рассматривалось излучение дифференциально вращающихся белых карликов, испытывающих квазирадиальные пульсации. В этом случае принималось, что по мере установления однородного вращения в виде гравитационных волн со временем излучается часть энергии дифференциального вращения. Рассматривалось также гравитационное излучение белых карликов с шероховатой поверхностью [12]. Шероховатость, т.е. наличие гор на поверхности, приводит к эллиптичной форме экваториального сечения звезды и, следовательно, к отличному от нуля квадрупольному моменту. При вращении и квазирадиальных пульсациях появляется синусоидальная зависимость от времени в выражении квадрупольного момента, при котором звезда излучает гравитационные волны. Для быстровращающихся белых карликов источником энергии пульсаций служит кинетическая энергия вращения, т.е. принималось, что белый карлик замедляется гравитационным излучением. Заметим, что в этом случае звезда излучает и без квазирадиальных пульсаций. Как показывают расчеты, гравитационные волны от быстровращающихся белых карликов имеют достаточно большую амплитуду и их можно отделить от космического шума приборами нового поколения. Учитывая все вышеуказанные механизмы излучения гравитационных волн от белых карликов, можно ожидать, что среднее значение амплитуды гравитационных волн от популяции галактических белых карликов превысит космологическое фоновое значение. Этот результат имеет большое значение, так как наличие источников гравитационных волн с частотами ~1 Гц очень важно для планирующихся узкополосных детекторов с рабочими частотами именно в этом диапазоне.

Известно, что довольно большой класс космических тел с центральными плотностями порядка от 10^{-14} г/см^3 до 10^{15} г/см^3 хорошо описывается политропным уравнением состояния $P = K\rho^{1+1/n}$, где P - давление, ρ - плотность вещества, K - постоянная, n - показатель политропы. Эти объекты включают в себя квазары, галактические ядра, сверхмассивные звезды Главной последовательности, а также компактные объекты, как белые карлики и нейтронные звезды. Расчеты вращающихся политропных моделей звезд в нерелятивистской теории гравитации выполнены в работе [14]. Для политропы с показателем $n=1$, при различных значениях малого параметра $\beta = \Omega^2/8\pi G\rho_c$ найдены мультипольные моменты масс и форма поверхности звезды в зависимости от центральной плотности ρ_c, вплоть до приближения β^5. Задавая центральную плотность ρ_c конфигурации и значение параметра $\alpha = P_c/\rho_c c^2$, где P_c - давление в центре звезды, можно найти как радиусы звезды в экваториальном и полярном направлениях, так и массу и квадрупольный момент при разных значениях параметра β. В работе [15] при рассмотрении стабильности невращающихся и вращающихся релятивистских политроп найдены собственные частоты квазирадиальных пульсаций этих звезд в зависимости от значений параметра α. Таким образом, имеющиеся данные политроп с показателем $n=1$ достаточны, чтобы качественно рассмотреть гравитационное излучение от этих объектов.

Цель данной статьи - изучить возможность гравитационного излучения от объекта, описывающегося политропным уравнением состояния с $n=1$ испытывающего квазирадиальные пульсации. Результаты этих исследований могут быть сравнены с результатами, полученными ранее в работах [8-12], где изучалось гравитационное излучение компактных объектов. Кроме того, наши расчеты позволят оценить амплитуды гравитационных волн от галактических ядер и квазаров на соответствующей частоте излучения. Далее в разделе 2 приведены основные формулы, описывающие квазирадиальные пульсации политропы и связанное с ними гравитационное излучение. В разделе 3 приводятся основные параметры моделей политроп, используемых для расчета гравитационного излучения. В разделе 4 результаты вычислений сравнены с полученными ранее данными гравитационного излучения компактных объектов и приведены также оценки интенсивности излучения и соответствующие амплитуды волн от галактических ядер и квазаров.

2. *Гравитационное излучение политропы при квазирадиальных пульсациях.* Рассмотрим вращение политропы с $n=1$, испытывающей квазирадиальные пульсации, при котором координаты каждой ее точки меняются по закону

$$x_\alpha = x_\alpha^0(1+\eta\sin\omega t)', \tag{1}$$

где ω - частота, а η - относительная амплитуда этих пульсаций. Предполагается, что $\eta \ll 1$ и не зависит от радиальной и угловых координат. Тогда квадрупольный момент масс, который определяется по формуле

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

становится зависящим от времени по гармоническому закону:

$$D_{\alpha\beta}(t) = D_{\alpha\beta}^0(1+2\eta\sin\omega t)\,, \tag{3}$$

где $D_{\alpha\beta}^0$ - квадрупольный момент политропы без пульсаций. Заметим, что если выбрать ось z по оси вращения, то отличные от нуля компоненты $D_{\alpha\beta}^0$ будут:

$$-D_{zz}^0 = 2\,D_{xx}^0 = 2\,D_{yy}^0\,. \tag{4}$$

Так как $D_{\alpha\beta}$ зависит от времени, то политропа будет источником гравитационного излучения, интенсивность которого определяется формулой [16]

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

где G - гравитационная постоянная, c - скорость света. Подставляя выражение (3) в (5) и учитывая (4), для интенсивности гравитационного излучения получим:

$$J = \frac{2G}{15c^5}\left|D_{zz}^0\right|^2\eta^2\omega^6\cos^2\omega t' = J_0\cos^2\omega t'\,, \tag{6}$$

где $t' = t - r_0/c$ - время запаздывания для источника на расстоянии r_0, и

$$J_0 = \frac{2G}{15c^5}\left|D^0_{zz}\right|^2 \eta^2\omega^6 . \tag{7}$$

Вращая систему координат так, что волновой вектор гравитационных волн был направлен по оси x, два типа линейно-поляризованных плоских гравитационных волн будут характеризоваться величинами h_+ и $h_\times$, которые определяются как

$$h_+ = \frac{1}{2}\left(h_{yy} - h_{zz}\right) = -\frac{3G}{c^4 r_0}\left(\ddot{D}_{yy} - \ddot{D}_{zz}\right)\sin^2\theta =$$

$$= \frac{G\eta\omega^2\left|D^0_{zz}\right|^2}{c^4 r_0}\sin^2\theta\sin\omega t' = h_0 \sin\omega t' , \tag{8}$$

$$h_\times = h_{yz} = -\frac{2G}{c^4 r_0}\ddot{D}_{yz} = 0 . \tag{9}$$

Здесь θ - угол между осью вращения и волновым вектором и

$$h_0 = \frac{G\eta\omega^2}{c^4 r_0}\sin^2\theta \tag{10}$$

амплитуда гравитационных волн.

Ясно, что без источника энергии пульсации будут затухать. Время затухания можно оценить, если предположить, что единственным механизмом изменения энергии пульсаций является гравитационное излучение. Тогда для времени затухания получим [12]:

$$\tau = \frac{15c^5}{2G\omega^4}\frac{I_0}{\left|D^0_{zz}\right|^2}, \tag{11}$$

где I_0 - момент инерции политропы относительно центра.

Далее мы предполагаем, что источником энергии для непрерывного поддержания пульсаций является кинетическая энергия вращения политропы. Это значит, что интенсивность гравитационного излучения можно определить как

$$J_0 = \gamma\frac{W_{rot}}{\tau_0}, \tag{12}$$

где τ_0 - характерное время уменьшения угловой скорости вращения, а коэффициент γ показывает, какая часть энергии вращения W_{rot} уносится гравитационными волнами в течение этого времени.

3. *Политропные конфигурации с показателем политропы $n = 1$.* Как было отмечено выше, политропным уравнением состояния описывается большой класс космических объектов, в том числе белые карлики и нейтронные звезды. Для сравнения гравитационного излучения политропы

и этих компактных объектов, рассмотренных в работах [8-12], необходимо иметь модели политроп с интегральными параметрами белых карликов и нейтронных звезд. Такие модели можно получить из работы [14], если задать соответствующее значение параметра $\alpha = P_c/\rho_c c^2$, где P_c - давление в центре звезды, и уравнение состояния $P = P(\rho)$. Так, для политропных моделей белых карликов с центральной плотностью $\rho_c = 10^6 - 10^{11}$ г/см^3 мы использовали уравнение состояния [17]

$$c^2 \rho = \frac{32}{3}\left(\frac{m_e}{m_n}\right)^3 K_n\left(\frac{A}{Z}\right)x^3 , \tag{13}$$

$$P = \frac{4}{3}\left(\frac{m_e}{m_n}\right)^4 K_n\left[x\left(2x^2-3\right)\sqrt{1+x^2} + 3\ln\left(x+\sqrt{1+x^2}\right)\right], \tag{14}$$

где $x = p_e/m_e c$, p_e - ферми-импульс электрона, m_e и m_n - массы электрона и нейтрона, A и Z - атомный вес и номер ядер и $K_n = m_n^4 c^5/\left(32\pi^2\hbar^3\right)$. Для моделей нейтронных звезд с центральной плотностью от $\rho_c = 10^{12} - 10^{16}$ г/см^3 применялось уравнение состояния вырожденного идеального нейтронного газа [17]

$$c^2 \rho = K_n(\operatorname{sh} t - t), \tag{15}$$

$$P = \frac{1}{3}K_n\left(\operatorname{sh} t - 8\operatorname{sh}\frac{t}{2} + 3t\right), \tag{16}$$

где $t = 4\operatorname{ars}h(p_n/m_n c)$, а p_n - граничный импульс вырожденного газа нейтронов. Значения α, вычисленные на основе (13), (14) и (15), (16) по формуле $\alpha = P_c/\rho_c c^2$, приведены в табл.1. При заданном α вычисляются также интегральные параметры и частота пульсаций политропы, величины которых приведены в 3-8 столбцах табл.1. Как видно из табл.1, для всех приведенных в таблице конфигураций хорошо выполняется условие $\alpha \ll 1$. Поэтому значение безразмерной частоты пульсаций σ из работы [15] выбрано равным $\sigma = 0.2$, что соответствует нерелятивистскому пределу $\alpha = 0$. Это обусловлено тем, что, как показано в работе [15], σ очень слабо зависит от α, и при значениях, приведенных в табл.1, изменения σ несущественны по отношению к использованным значениям при $\alpha = 0$.

Для вычисления параметров конфигураций, описывающих галактические ядра и квазары, необходимо найти соответствующие значения величины α. Если принять, что конфигурация состоит из идеального невырожденного газа, то уравнение состояния имеет вид [18]:

$$P = \frac{k}{\mu}\rho_g T , \tag{17}$$

$$\rho = \rho_g + \frac{P/c^2}{\gamma - 1}, \tag{18}$$

где ρ_g - плотность массы покоя, μ - молекулярный вес, k - постоянная Больцмана, $\gamma = 1 + 1/n$ - адиабатический индекс. При $n=1$ имеем $\gamma = 2$, следовательно уравнение состояния примет вид:

$$P = \frac{k}{\mu}\rho_g T, \tag{19}$$

$$\rho = \rho_g + P/c^2. \tag{20}$$

Так как для характерных значений температуры T_c в центре звезды выполняется условие $\mu c^2 >> kT_c$, то из (19) и (20) можно получить, что

$$\alpha = \frac{P_c}{\rho_c c^2} = \frac{1}{1 + \mu c^2/kT_c} \approx \frac{kT_c}{\mu c^2}. \tag{21}$$

Значения интегральных параметров и частоты пульсаций соответствующих конфигураций будут приведены в разделе 4.

4. *Обсуждение результатов.* Для вычисления интенсивности гравитационного излучения по формуле (12), необходимо знать энергию

Таблица 1

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ГРАВИТАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛИТРОПЫ $n=1$ ПРИ $\beta=0.02$

ρ_c г/см^3	α $\times10^{-3}$	Ω с$^{-1}$	R_{eq} $\times10^8$ см	R_{pol} $\times10^8$ см	$M/M_\odot$	$\lvert D\rvert\times10^{46}$ г см^2	ω с$^{-1}$	$I\times10^{48}$ г см^2	$W_{rot}\times10^{49}$ эрг	$J_0\times10^{29}$ эрг/с	η $\times10^{-3}$	h_0 $\times10^{-25}$
10^6	0.03	0.18	10.9	6.78	0.41	482	0.21	256	0.43	1.36	33	13
10^7	0.09	0.58	6.2	3.85	0.75	284	0.67	151	2.53	8.01	4.3	10
10^8	0.24	1.83	3.13	1.94	0.96	92.6	2.11	49.1	8.23	26.1	0.76	5.7
10^9	0.54	5.79	1.49	0.92	1.03	22.5	6.67	11.9	20.0	63.4	0.15	2.8
10^{10}	1.2	18.31	0.69	0.43	1.05	5.0	21.06	2.65	44.4	141	0.03	1.3
10^{11}	2.5	57.9	0.32	0.2	1.05	1.08	66.6	0.57	96.2	305	0.007	0.6

ρ_c г/см^3	α $\times10^{-3}$	Ω с$^{-1}$	R_{eq} $\times10^6$ см	R_{pol} $\times10^6$ см	$M/M_\odot$	$\lvert D\rvert\times10^{42}$ г см^2	ω с$^{-1}$	$I\times10^{44}$ г см^2	$W_{rot}\times10^{49}$ эрг	$J_0\times10^{33}$ эрг/с	η $\times10^{-5}$	h_0 $\times10^{-27}$
10^{12}	0.6	183	4.98	3.09	0.04	9.5	183.1	5.0	0.84	0.27	110	3.3
10^{13}	2.8	579	3.38	2.1	0.12	14.0	579.0	7.2	12	3.8	0.1	3.9
10^{14}	10	1831	2.25	1.4	0.36	18.0	1831	9.5	160	51	0.83	4.5
10^{15}	50	5790	1.41	0.88	0.88	17.0	5790	9.1	1500	490	0.08	4.4
10^{16}	130	18310	0.75	0.46	1.29	7.0	18310	3.7	6300	2000	0.01	2.9

Примечания. ρ_c - центральная плотность политропы, Ω - максимальная угловая скорость вращения, R_{eq} и R_{pol} - экваториальный и полярный радиусы, M - масса, D - квадрупольный момент, ω - частота пульсаций, I - момент инерции, W_{rot} - энергия вращения, J_0 - интенсивность гравитационного излучения, η - относительная амплитуда квазирадиальных пульсаций, h_0 - амплитуда гравитационной волны.

вращения W_{rot} и характерное время излучения τ_0. Энергию вращения W_{rot} мы оценили как

$$W_{rot} = I\,\Omega^2/2\,, \tag{22}$$

где

$$I = 0.4\,M\left(R_{eq}+R_{pol}\right)^2/4\,. \tag{23}$$

Соответствующие значения величин I и W_{rot} приведены в девятом и десятом столбцах табл.1. Для вычисления J_0 мы выбрали значение τ_0 следующим образом. При центральной плотности конфигураций $\rho_c = 10^6 - 10^{11}$ г/см^3, описывающих белые карлики, принято, что $\tau_0 \approx 10^{10}$ лет, что порядка времени жизни Вселенной. Для конфигураций с центральной плотностью $\rho_c = 10^{12} - 10^{16}$ г/см^3, описывающих нейтронные звезды, принято $\tau_0 \approx 10^7$ лет, что порядка времени их жизни. Для всех компактных конфигураций мы приняли также, что $\gamma = 10^{-2}$ часть энергии вращения уносится гравитационными волнами. Значения интенсивности гравитационного излучения J_0, амплитуды волны h_0 для земного наблюдателя и амплитуды пульсаций η по формулам (12), (10) и (7), соответственно, приведены в конце табл.1. Отметим здесь, что для вычисления h_0 по формуле (10) от белых карликов мы приняли $r_0 \approx 50$ пк, а для нейтронных звезд $r_0 \approx 3$ кпк.

Интересно сравнить полученные нами значения h_0 со значениями этой величины, полученными в работах [8-12], где рассматривалось гравитационное излучение белых карликов и нейтронных звезд. В этих работах были оценены амплитуды гравитационных волн от белых карликов и нейтронных звезд и получено, что $h_0 \approx 10^{-25} - 10^{-26}$. При сравнении этого значения h_0 с аналогичными значениями из табл.1 оказывается, что эти значения одинакового порядка. Такое совпадение показывает, что объекты с политропным уравнением состояния при соответствующем выборе α могут описать ожидаемое гравитационное излучение от белых карликов и нейтронных звезд. Кроме этого, полученный результат подтверждает вычисления фонового значения амплитуды гравитационных волн от галактической популяции белых карликов, проводившиеся в работах [9-12].

Для оценки гравитационного излучения от галактических ядер мы задали температуру в центре объекта $T_c = 10^{10}$ К и вычислили значение α по формуле (21). Используя значение α, на основе работ [14,15] получим следующие интегральные параметры для конфигурации с центральной плотностью $\rho_c = 10^{-13}$ г/см^3 и $\beta = 2\cdot10^{-3}$: масса $M = 1.8\cdot10^8\,M_{\odot}$, радиус $R \approx 1.4\cdot10^{18}$ см, квадрупольный момент $D^0_{zz} = 6.6\cdot10^{74}$ г см^2, $\Omega = 10^{-11}$ с$^{-1}$, а значение частоты пульсаций равно $\omega = 5.8\cdot10^{-11}$ с$^{-1}$. Далее мы вычислили время затухания квазирадиальных пульсаций по формуле (11) и получили, что для этой политропы $\tau = 2.3 \cdot 10^{29}$ с. Это значение намного больше времени жизни Вселенной, поэтому однажды возмущенная политропа может излучать гравитационные волны практически с постоянной интенсивностью. С учетом вышесказанного, в формуле (12) для интенсивности J_0 мы положили характерное время излучения $\tau_0 = \tau$. Тогда J_0 будет $J_0 \approx 2 \cdot 10^{26}\gamma$ эрг/с, а из (10) и (7) получим соответственно $h_0 \approx 5.7 \cdot 10^{-23}\sqrt{\gamma}$ и $\eta = 0.44\sqrt{\gamma}$, принимая, что этот объект находится на расстоянии 10^9 световых лет. При $\gamma = 10^{-4}$ соответствующие значения вышеприведенных величин равны $J_0 =$ $2 \cdot 10^{22}$ эрг/с, $h_0 = 2.8 \cdot 10^{-25}$ и $\eta = 0.4 \cdot 10^{-2}$.

Для модели квазаров мы выбрали центральную плотность конфигурации $\rho_c = 10^{-8}$ г/см^3, $\beta = 2 \cdot 10^{-4}$ и центральную температуру $T_c = 10^{10}$ K и получили следующие интегральные параметры: масса $M = 0.5 \cdot 10^6 M_{\odot}$, радиус $R \approx 4.4 \cdot 10^{15}$ см, $\Omega = 1.8 \cdot 10^{-9}$ с$^{-1}$, а значение частоты пульсаций - $\omega = 1.8 \cdot 10^{-8}$ с$^{-1}$. Тогда, как следует из (11) и (12), при $\gamma = 10^{-4}$ значение интенсивности гравитационного излучения равно $J_0 = 2.3 \cdot 10^{19}$ эрг/с, значение амплитуды волны для земного наблюдателя на расстоянии 10^9 световых лет - $h_0 = 3.1 \cdot 10^{-29}$, а амплитуда квазирадиальных пульсаций - $\eta = 0.14 \cdot 10^{-2}$. Заметим, что при вышеприведенных расчетах для всех объектов мы получили $\eta \ll 1$, что говорит о правомерности наших вычислений, так как это условие является необходимым для применимости изложенной выше теории. Как видно из расчетных значений амплитуды h_0 гравитационной волны от галактических ядер и квазаров, фоновое значение излучения от этих объектов на частоте излучения порядка 10^{-8}-10^{-11} Гц может быть достаточно большим. Этот факт необходимо учесть при использовании детекторов гравитационного излучения, рабочая частота которых лежит в этом диапазоне.

Интересно было бы проводить аналогичные вычисления гравитационного излучения от политропных конфигураций, если источником энергии излучения является энергия деформации объекта. Эти исследования будут проведены в будущем.

Авторы выражают благодарность гранту ANSEF N05-PS-astroth-811-78 за финансовую поддержку.

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

GRAVITATIONAL RADIATION OF RELATIVISTIC POLYTROP $n = 1$

D.M.SEDRAKIAN, M.V.HAYRAPETYAN

The gravitational radiation of a polytrop $n = 1$ undergoing quasiradial pulsations is considered. The intensity of gravitational radiation and amplitude of a gravitational wave are calculated for polytropic models of the white dwarfs and neutron stars, when the source of energy radiation is the energy of rotation. The values of h_0 show that the objects with polytropic equation of state can describe expected gravitational radiation of the white dwarfs and neutron stars. The gravitational radiation of polytropic models of galactic nuclei and quasars is considered also. It is shown that these objects can create enough large background of the gravitational radiation in frequency range 10^{-8}-10^{-11} Hz for gravitational wave detectors with working frequencies in this range.

Key words: *Gravitation: relativistic polytrop*

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.H.Taylor*, *J.M.Weisberg*, Astrophys. J., **253**, 908, 1982.
2. *Ю.Л.Вартанян*, *Г.С.Аджян*, Астрон. ж., **54**, 1047, 1977.
3. *M.Zimmerman*, Phys. Rev., **D21**, 891, 1980.
4. *D.I.Jones*, *N.Andersson*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **324**, 811, 2001.
5. *N.Andersson*, *C.T.Comer*, astroph/0101193, 2001.
6. *A.D.Sedrakian*, *I.Wassserman*, *J.Cordes*, Astrophys. J., **524**, 341, 1999.
7. *A.D.Sedrakian*, *I.Wassserman*, Phys. Rev., **D63**, 024016, 2000.
8. *Д.М.Седракян*, *М.Бенаквиста*, *К.М.Шахабасян*, *А.А.Садоян*, *М.В.Айрапетян*, Астрофизика, **46**, 545, 2003.
9. *M.Benacquista*, *D.M.Sedrakian*, *M.V.Hairapetyan*, *K.M.Shahabasyan*, *A.A.Sadoyan*, Astrophys. J., **596**, L223, 2003.
10. *М.Бенаквиста*, *Д.М.Седракян*, *К.М.Шахабасян*, *А.А.Садоян*, *М.В.Айрапетян*, Астрофизика, **47**, 381, 2004.
11. *D.M.Sedrakian*, *M.Benacquista*, *M.V.Hairapetyan*, *K.M.Shahabasyan*, *A.A.Sadoyan*, Classical and Quantum Gravity, **21**, 5493, 2004.
12. *Д.М.Седракян*, *М.В.Айрапетян*, *А.А.Садоян*, Астрофизика, **48**, 69, 2005.
13. *B.Abbott*, *M.Kramer*, *A.G.Lyne et al.*, gr-qc/0410007.
14. *В.В.Папоян*, *Д.М.Седракян*, *Э.В.Чубарян*, Астрофизика, **3**, 41, 1967.
15. *В.В.Папоян*, *Д.М.Седракян*, *Э.В.Чубарян*, Астрофизика, **8**, 405, 1972.
16. *Л.Д.Ландау*, *И.М.Лифшиц*, Теория поля, Наука, М., 1972.
17. G.S.Sahakian, Yu.L.Vartanian, Nuovo Cimento, **30**, 82, 1963.
18. *R.F.Tooper*, Astrophys. J., **142**, 1541, 1965.