УДК: 524.31.084-423

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ
ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНО ВРАЩАЮЩИХСЯ И
ОСЦИЛЛИРУЮЩИХ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

Д.М.СЕДРАКЯН, К.М.ШАХАБАСЯН, М.К.ШАХАБАСЯН

Поступила 23 ноября 2005

Исследована возможность излучения гравитационных волн белыми карликами, выполняющими подобные колебания, источником энергии которых является энергия, выделяющаяся в процессе релаксации дифференциального вращения белых карликов. В работе рассматриваются два случая начального распределения углового момента. Предположено, что 1% энергии, диссипируемой в дифференциально вращающемся белом карлике, преобразовывается в энергию подобных колебаний и, следовательно, в энергию гравитационного излучения. Найдено значение относительной амплитуды гравитационного излучения изолированного белого карлика на расстоянии 50 пк меньше чем 10^{-27} . Излучение галактической популяции белых карликов может создать фон, перекрывающий стохастический космологический фон гравитационного излучения для предлагаемых усовершенствованных детекторов в декагерцовой частотной полосе.

1. *Введение.* Возможность излучения гравитационных волн твердо-тельно вращающимися и квазирадиально колеблющимися магнитными белыми карликами была исследована в работах [1,2], в которых предполагалось, что деформационная энергия, возникшая в процессе торможения, преобразовывается в энергию колебаний, а тормозящий момент обусловлен магнито-дипольным излучением. В работе [3] в качестве альтернативного источника энергии квазирадиальных колебаний немагнитных белых карликов рассматривалась энергия дифференциального вращения. Вместо торможения из-за магнитодипольного излучения рассматривалось торможение из-за трения между дифференциально вращающимися слоями звезды.

В настоящей статье для нахождения энергии дифференциального вращения использованы два новых распределения углового момента, рассмотренных в [4]. Как утверждалось в [4], эти распределения обладают повышенной точностью по сравнению с использованными ранее в [3].

Как известно, белый карлик состоит из одноатомной ядерной решетки и релятивистского вырожденного электронного газа. Следуя работе [5], предполагаем, что отношение A/Z переменное, где A - массовое число, а Z - атомный номер ядра. Это отношение равно 2

у поверхности и растет к центру звезды [5]. Для исследования дифференциального вращения предположим, что угловая скорость звезды выражается следующим образом: $\Omega = \Omega(r_{\perp})$, где $r_{\perp}$ - цилиндрический радиус. Предположим также, что меридиональная циркуляция отсутствует. Со временем дифференциальное вращение исчезает из-за трения между цилиндрическими слоями и потерь на гравитационное излучение. Если угловой момент звезды сохраняется во время эволюции, внутреннее дифференциальное вращение будет развиваться как расширение или сжатие различных частей звезды во время эволюции звезды [6]. Мы предполагаем, что не существует механизма существенных потерь углового момента для аксиально-симметричных немагнитных белых карликов, следовательно белый карлик вращается дифференциально до тех пор, пока силы трения не заставят звезду вращаться твердотельно.

Существующие детекторы гравитационных волн не перекрывают полностью весь спектр, существует щель между частотами космических (LISA) и земных интерферометров (LIGO и VIRGO), которая была предложена как "чистое окно", лишенное компактных источников непрерывного излучения, сквозь которое можно зафиксировать космологический фон гравитационного излучения [7]. Большинство двойных белых карликов сливаются, прежде чем их частота гравитационного излучения повышается до 0.1 Гц, тогда как более массивные двойные системы, содержащие нейтронные звезды и черные дыры, пройдут сквозь этот частотный диапазон на пути к своему возможному слиянию в частотном диапазоне земных интерферометров. Рассчитанные частоты гравитационных волн, излучаемых дифференциально вращающимися и колеблющимися белыми карликами, как раз находятся внутри этой частотной щели. Эти источники будут монохроматичными и долгоживущими. Гравитационное излучение многочисленной популяции белых карликов нашей Галактики создаст фон в этом частотном диапазоне, который замаскирует космологический фон.

Во второй части мы рассматриваем энергию дифференциального вращения белого карлика и предлагаем два вида распределения углового момента. В третьей части рассчитаны энергетические потери для дифференциально вращающихся белых карликов. Результаты численных вычислений представлены в четвертой части. Выводы сделаны в пятой части.

2. *Энергия дифференциального вращения.* Без восполнения потерь в ходе гравитационного излучения, колебательная энергия белого карлика выветится в виде гравитационного излучения за 10^3 лет [8]. В наших предыдущих работах мы рассмотрели энергию

деформации для вращающихся звезд как возможный источник энергии колебаний [1,2]. Здесь мы рассматриваем энергию дифференциального вращения белого карлика как источник энергии подобных колебаний. Мы предполагаем, что при рождении белый карлик вращается дифференциально с угловой скоростью, являющейся функцией радиуса. Из-за трения вращение через какое-то время станет твердотельным. Разность энергий звезды в этих состояниях мы и называем энергией дифференциального вращения. Для описания дифференциально вращающейся звездной конфигурации мы должны задать распределение плотности и распределение углового момента внутри звезды. Следуя работе [9], перейдем к цилиндрическим координатам, где, согласно теореме Пуанкаре, распределение углового момента зависит только от лагранжевой цилиндрической массы u . Это отношение массы, находящейся внутри цилиндра радиуса $r_{\perp}$, к общей массе M . Для звезды с радиусом R мы имеем (в цилиндрических координатах)

$$u(r_{\perp}) = \frac{4\pi}{M} \int_0^{r_{\perp}} r'_{\perp} dr'_{\perp} \int_0^{\sqrt{R^2 - r'_{\perp}{}^2}} \rho(\sqrt{r'_{\perp}{}^2 + z^2}) dz, \quad (1)$$

где $\rho(r)$ - распределение плотности в сферических координатах.

Наши расчеты сделаны для следующих распределений углового момента [4]:

$$I_1(u) = 3.068133 + 0.203667(1-u)^{0.801297} - 3.271800(1-u)^{0.500}, \quad (2)$$

$$I_2(u) = 3.825819 + 0.857311(1-u)^{0.650981} - 4.68313(1-u)^{0.400}. \quad (3)$$

Первая интерполяционная формула относится (с точностью до одного процента) к твердотельно вращающейся политропе с показателем $n=0.5$, а вторая - к твердотельно вращающейся политропе с показателем $n=1.5$. Надо учесть, что давление в белых карликах обеспечивает ультрарелятивистский электронный газ, а распределение плотности описывается функцией Лейна-Эмдена с индексом 3. Если применить распределения (2) и (3) к этим звездам, то в них вращение будет дифференциальным [4].

Энергия дифференциального вращения равна разнице вращательных энергий дифференциально вращающейся звезды E_{dr} и твердотельно вращающейся звезды E_w . Энергия твердотельно вращающейся звезды задается так: $E_{wr} = I \Omega_0^2 / 2$, где I и Ω_0 - момент инерции и постоянная угловая скорость твердотельно вращающейся звезды. Следовательно,

$$E_{diff} = 2\pi \int_0^R (\Omega^2(r_{\perp}) - \Omega_0^2) r_{\perp}^3 dr_{\perp} \int_0^{\sqrt{R^2 - r_{\perp}{}^2}} \rho(\sqrt{r_{\perp}{}^2 + z^2}) dz, \quad (4)$$

где $\Omega(r_{\perp})$ - угловая скорость дифференциально вращающейся звезды

как функция цилиндрической координаты $r_{\perp}$ задается формулой

$$\Omega(r_{\perp}) = \frac{L}{Mr_{\perp}^2} I(u(r_{\perp})), \quad (5)$$

где $L = I \Omega_0$ - угловой момент звезды.

Угловые скорости для двух распределений углового момента определяются так:

$$\Omega_1(r_{\perp}) = \frac{I \Omega_0}{Mr_{\perp}^2} (3.068133 + 0.203667(1-u)^{0.801297} - 3.271800(1-u)^{0.500}), \quad (6)$$

$$\Omega_2(r_{\perp}) = \frac{I \Omega_0}{Mr_{\perp}^2} (3.825819 + 0.857311(1-u)^{0.650981} - 4.68313(1-u)^{0.400}). \quad (7)$$

Как видно из уравнений (4) и (5), энергия дифференциального вращения пропорциональна квадрату полного углового момента L .

3. *Тепловые потери.* Общее уравнение переноса тепла в магнитной гидродинамике гласит [10]:

$$\rho T \left(\frac{\partial S}{\partial t} + (\bar{v} \nabla) S \right) = \frac{\xi}{2} \left(\sigma_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} (\nabla \bar{v}) \right)^2 + \zeta (\nabla \bar{v})^2 + \frac{c^2}{16\pi^2 \sigma_e} (\nabla \times \bar{b})^2 + \nabla (\kappa \nabla T), \quad (8)$$

где S - энтропия единицы массы, ξ и ζ - коэффициенты первой и второй вязкости, κ - коэффициент теплопроводности, σ_{ij} - тензор напряжений, σ_e - коэффициент электрической проводимости, $\bar{b}$ - напряженность магнитного поля, T - температура. Первое и второе слагаемые представляют собой энергию, диссипируемую в виде тепла благодаря вязкости, третье - джоулево тепло, четвертое же дает диссипацию, связанную с теплопроводностью. Тензор напряжений определяется как

$$\sigma_{ij} = \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i}. \quad (9)$$

Коэффициент электрической проводимости вещества белых карликов имеет следующий вид [11]:

$$\sigma_e = 5.34 \times 10^{21} \frac{\sqrt{1 + \rho_6^{2/3}}}{Z}, \quad (10)$$

где ρ_6 - плотность в единицах 10^6 г/см^3 и Z - атомный номер вещества.

Подобные колебания дифференциально вращающегося белого карлика приведут к излучению гравитационных волн. Эти колебания описываются формулой:

$$r_{\perp} = r_{\perp}^0 (1 + \eta \sin \omega t), \quad z = z^0 (1 + \eta \sin \omega t), \quad (11)$$

где $r_{\perp}^0$ и z^0 - невозмущенные значения координат среды, η -

относительная амплитуда этих колебаний. Предполагается, что $\eta \ll 1$ и не зависит от координат. Далее компоненты скорости плазмы в цилиндрических координатах имеют вид:

$$v_{r\perp} = \frac{r_{\perp} \eta \omega \cos \omega t}{1 + \eta \sin \omega t}, \quad v_z = \frac{z \eta \omega \cos \omega t}{1 + \eta \sin \omega t}, \quad v_{\Phi} = r_{\perp} \Omega(r_{\perp}). \quad (12)$$

Учитывая (12), получаем для компонент тензора напряжений следующие выражения:

$$\sigma_{r\perp r\perp} = \sigma_{zz} = \sigma_{\Phi\Phi} = \frac{2\eta \omega \cos \omega t}{1 + \eta \sin \omega t}, \quad \sigma_{r\perp\Phi} = r_{\perp} \frac{\partial \Omega(r_{\perp})}{\partial r_{\perp}}, \quad \sigma_{r\perp z} = \sigma_{z\Phi} = 0. \quad (13)$$

Далее, так как дивергенция скорости в цилиндрических координатах имеет вид

$$\frac{2}{3} \nabla \bar{v} = \frac{2\eta \omega \cos \omega t}{1 + \eta \sin \omega t}, \quad (14)$$

мы получаем для первого слагаемого в правой части уравнения (8) (энергии, диссипируемой в единице объема в единицу времени) следующее выражение:

$$J = \frac{\xi}{2} \left(\sigma_{\eta} - \frac{2}{3} \delta_{\eta} (\nabla \bar{v}) \right)^2 = \frac{\xi}{2} \left(\frac{\partial \Omega(r_{\perp})}{\partial r_{\perp}} r_{\perp} \right)^2. \quad (15)$$

Здесь мы пренебрегли вторым слагаемым в (8), потому что считаем вещество звезды одноатомным. Джоулевы потери, обусловленные третьим слагаемым, также малы по сравнению с потерями из-за вязкости [1]. Четвертое слагаемое в (8) также мало, так как большая теплопроводность вырожденного электронного газа обуславливает чрезвычайно малый температурный градиент внутри звезды. Это слагаемое существенно только в тонком слое вблизи поверхности звезды, где выделяемая энергия излучается в виде теплового излучения.

Полная энергия, диссипируемая в единицу времени, определяется так:

$$J_T = \int_0^R \int_0^{\sqrt{R^2 - r_{\perp}^2}} 2\pi r_{\perp} \frac{\xi}{2} \left(r_{\perp} \frac{\partial \Omega}{\partial r_{\perp}} \right)^2 dz dr_{\perp}. \quad (16)$$

Здесь коэффициент первой вязкости ξ определяется следующим образом [12]:

$$\xi = 1.893 \times 10^6 \frac{(\rho_6 / \mu_e)^{5/3}}{Z(1 + 1.018(\rho_6 / \mu_e))^2} \frac{1}{S_{\mathcal{F}}}, \quad (17)$$

где $\mu_e = A/Z$, $S_{\mathcal{F}}$ - интеграл статического структурного фактора, $S_{\mathcal{F}} \approx 0.8$ для белых карликов. Для вычисления диссипации энергии (16) нам необходимо определить распределение плотности вещества

звезды. Поэтому мы интегрируем звездные конфигурации, используя известное уравнение состояния белых карликов [13]. Давление определяется давлением вырожденного газа электронов, а плотность - массами атомов:

$$P = \frac{4}{3} \left(\frac{m_e}{m_n} \right)^4 K_n \left[x(2x^3 - 3)\sqrt{1+x^2} + 3\ln(x + \sqrt{1+x^2}) \right], \quad (18)$$

$$\rho = \frac{32}{3} \left(\frac{m_e}{m_n} \right)^3 \frac{K_n}{c^2} \frac{A}{Z} x^3, \quad (19)$$

где m_n - масса нуклона, $K_n = m_n^4 c^5 / 32\pi^2 \hbar^3$ и $x = p_e / m_e c$, где p_e - ферми-импульс электрона. Отношение A/Z для вырожденной плазмы следующее [5]:

$$\frac{A}{Z} = 2 + 1.255 \times 10^{-2} x + 1.755 \times 10^{-5} x^2 + 1.376 \times 10^{-6} x^3, \quad (20)$$

где безразмерный параметр x изменяется от значения x_{cent} (решение уравнения $\rho(x_{cent}) = \rho_{cent}$) до 0.03, которое соответствует плотности 50 г/см³ вблизи поверхности звезды, где уравнение состояния еще верно.

Для определения характерного времени τ релаксации дифференциального вращения предположим, что потери энергии из-за дифференциального вращения определяются полной энергией, диссипируемой в единицу времени:

$$\tau = \frac{E_{diff}}{J_T}. \quad (21)$$

Для определения энергии дифференциального вращения нужно задать значение Ω_0 . В наших вычислениях Ω_0 положено равным кеплеровской угловой скорости на поверхности твердотельно вращающейся звезды, соответствующей началу истечения вещества с поверхности звезды. Эта оценка дает наибольшую энергию, обусловленную этим механизмом.

Используя модели белых карликов, построенные в работе [14], мы вычислили энергию, высвободившуюся во время дифференциального вращения, по формуле (16). В первых шести столбцах табл.1 приведены значения следующих параметров: массы M звезды в единицах массы Солнца, кеплеровской угловой скорости Ω_k для твердотельно вращающейся звезды, момента инерции I_{48} и квадрупольного момента Q_{48} в 10^{48} г·см², частоты ω подобных колебаний в Гц [15,16], экваториального радиуса R_e вращающегося белого карлика в единицах 10^8 см. Все интегральные параметры вращающегося белого карлика взяты из [14]. Далее приведены энергия дифференциального вращения $E_{diff(49)}$ в единицах 10^{49} эрг, энергия, диссипируемая в единицу времени $J_{T(32)}$, в 10^{32} эрг/с, характерное время релаксации дифференциального

Таблица 1

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ВРАЩАЮЩИХСЯ
БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

$M / M_{\odot}$	Ω_k	I_{43}	Q_{43}	ω	R_s	$E_{d(49)}$	$J_{T(2)}$	τ	E_{ur} / E_{gr}
0.5946	0.196	128	20.48	0.758	10.93	0.17	0.049	11.17	0.07
0.5946	0.196	128	20.48	0.758	10.93	0.14	0.043	10.33	0.07
0.9993	0.476	88.6	14.27	0.794	7.342	0.56	0.92	1.96	0.06
0.9993	0.476	88.6	14.27	0.794	7.342	0.42	0.81	1.68	0.05
1.2731	1.063	39.5	4.766	1.51	4.625	1.03	8.31	0.39	0.04
1.2731	1.063	39.5	4.766	1.51	4.625	0.69	7.24	0.31	0.04
1.3502	2.042	15.9	1.554	1.99	3.044	1.41	38.8	0.12	0.03
1.3502	2.042	15.9	1.554	1.99	3.044	0.89	33.6	0.08	0.03

вращения τ в 10^9 лет, отношение кинетической энергии вращения к гравитационной потенциальной энергии E_{ur}/E_{gr} для белого карлика. Для каждой конфигурации в первой и во второй строках приведены результаты, соответствующие распределениям углового момента l_1 и l_2 . Отметим, что вековая неустойчивость возникает, если $E_{ur}/E_{gr} > 0.15$ [17]. Следовательно, все четыре конфигурации, рассмотренные в табл.1, стабильны. Заметим, что средняя масса белого карлика порядка $0.6 M_{\odot}$, и время релаксации для большинства белых карликов сравнимо с возрастом галактики (10^{10} лет).

4. *Амплитуды гравитационных волн.* Измерение угловой скорости вращения белых карликов затруднено из-за того, что гравитационное уширение спектральных линий превосходит ожидаемое уширение этих линий из-за вращения [18]. Угловые скорости некоторых изолированных немагнитных белых карликов были измерены, используя узкие сердцевины спектральных линий водорода в спектре белых карликов класса DA. Однако наблюдение частот g -моды колебаний в переменных белых карликах свидетельствует о наличии периодов вращения порядка одного дня [18]. Параметры некоторых белых карликов, периоды которых определены этим методом, приведены в табл.2. В первых четырех столбцах таблицы приведены следующие величины: наименование белого карлика, масса M звезды в единицах массы Солнца, период вращения P в днях, спектральный тип звезды. В пятом приводится период P_* , определенный спектроскопическим методом; в шестом - расстояние до звезды r в парсеках. Все данные, кроме некоторых расстояний, взяты из работы [18]. Расстояния с индексом "a" - из архива WhiteDwarf.org, с индексом "b" - из [19].

Гравитационное излучение дифференциально вращающихся белых карликов может создать фон гравитационного излучения на частоте 0.1 Гц,

ПЕРИОДЫ ВРАЩЕНИЯ И МАССЫ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

Обозначение	$M/M_{\odot}$	P	Тип	P_{ν}	r
G29-38	0.6	1.35	DAV	0.014	13.7 ^a
GD165	0.6	4.20	DAV	0.024	29.2
L19-2	0.6	1.10	DAV	0.017	22.7 ^a
HS0507	0.6	1.54	DAV		49 ^b
GD358	0.61	1.20	DBV		36.6 ^a
PG0122+200	0.68	1.60	DOV		-
PG2131+066	0.62	0.21	DOV		600
PG1159-035	0.59	1.38	DOV		-
RXJ2117	0.56	1.16	PNNV		760
NGC1501	0.55	1.17	PNNV		-

который замаскирует космологический фон. Оценим максимальное значение этого фона, считая, что 1% энергии, выделившейся в процессе дифференциального вращения, преобразуется в энергию квазирадиальных колебаний и далее в энергию гравитационного излучения. Мы выбрали эту часть энергии так, чтобы относительная амплитуда колебаний η была сравнима с величиной наблюдаемых нерадиальных колебаний [20].

Для определения расстояния до ближайшего белого карлика примем локальную пространственную плотность белых карликов $\rho_s = 0.003$ пк⁻³ [21] и получим:

$$r_{min} = 2 \left(\frac{3}{4\pi\rho_s} \right)^{1/3} = 8.6 \text{ пк.} \quad (22)$$

Считая, что галактическая популяция белых карликов находится в диске, используем следующую функцию распределения плотности:

$$\rho = \rho_0 e^{-r/R_0} e^{-z/h} \quad (23)$$

в галактоцентрических цилиндрических координатах с $R_0 = 2.5$ кпк и $h = 200$ пк. Принимая солнечные координаты $\rho_s = 8.5$ кпк и $z_s = 0$ пк, получаем $\rho_0 = 0.09$ пк⁻³, и полное число белых карликов в галактике $N = 2.2 \times 10^8$. Для определения амплитуды гравитационной волны от изолированного белого карлика и от всей галактической популяции мы должны найти мощность гравитационного излучения. Начнем наши вычисления с определения Ω_0 для каждого белого карлика из табл.2, используя распределения углового момента (2) и (3) и $\Omega(R_p) = 2\pi/P$. Далее вычисляем энергию дифференциального вращения $E_{\text{дв}}$ (4) и скорость диссипации энергии J_T . Характерные времена релаксации $\tau = 11.7 \times 10^9$ лет и $\tau = 9.3 \times 10^7$ лет для распределений углового момента (2) и (3) белого карлика с массой $0.6 M_{\odot}$. Принимая мощность гравита-

ционного излучения $J_0 = 0.01 J_T$, вычисляем амплитуду гравитационной волны h_0 [2]:

$$h_+ = \sqrt{\frac{15 G J_0}{2 c^3}} \frac{1}{r \omega} \sin^2 \vartheta \sin \omega t' = h_0 \sin^2 \vartheta \sin \omega t', \quad (24)$$

и относительную амплитуду колебаний η [2]

$$J = \frac{6 G}{5 c^5} \eta^2 \omega^6 |Q^0|^2 \cos^2 \omega t' = J_0 \cos^2 \omega t', \quad (25)$$

где $t' = t - r/c$, r - расстояние от источника. Результаты вычислений представлены в табл.3 для распределений l_1 и l_2 . Для звезд DOV и PNNV расстояние принято равным 400 пк. В первых пяти столбцах табл.3 приведены следующие величины: наименование белого карлика, энергия дифференциального вращения $E_{\text{диф}}$, скорость диссипации энергии J_T , безразмерная амплитуда гравитационной волны h_0 , относительная амплитуда колебаний η . В шестом столбце приведен поток энергии гравитационной волны F на земле для популяции, состоящей только из одного вида белых карликов. Поток энергии определяется по формуле [22]:

Таблица 3

ХАРАКТЕРИСТИКИ ГРАВИТАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
 ДЛЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ l_1 (ВЕРХНЯЯ СТРОКА) И
 l_2 (НИЖНЯЯ СТРОКА)

Обозначение	$E_{\text{диф}} \times 10^{40}$ эрг	$J_T \times 10^{23}$ эрг/с	$h_0 \times 10^{-28}$	η	$F \times 10^{-15}$ эрг/с см ²
G29-38	12.841	3.701	2.587	0.0497	1.43
G29-38	10.575	3.248	2.423	0.0465	1.26
GD165	1.327	0.382	0.39	0.154	0.148
GD165	1.092	0.335	0.365	0.145	0.13
L19-2	19.341	5.575	1.916	0.0405	2.16
L19-2	15.928	4.892	1.795	0.0379	1.89
HS0507	9.868	2.844	0.634	0.0567	1.10
HS0507	8.126	2.496	0.594	0.0531	0.967
GD358	16.252	4.684	1.089	0.0441	1.81
GD358	13.384	4.111	1.02	0.0414	1.59
PG0122+200	9.142	2.635	0.075	0.0589	1.02
PG0122+200	7.528	2.312	0.07	0.0551	0.896
PG2131+066	530.68	152.96	0.38	0.0077	59.27
PG2131+066	430.03	134.23	0.356	0.0073	52.01
PG1159-035	12.289	3.542	0.087	0.0508	1.37
PG1159-035	10.12	3.108	0.081	0.0476	1.20
RXJ2117	17.392	5.013	0.054	0.0427	1.94
RXJ2117	14.323	4.399	0.051	0.04	1.7
NGC1501	17.096	4.928	0.1	0.043	1.91
NGC1501	14.079	4.324	0.096	0.0403	1.67

$$F = \frac{4\pi\rho_S hJ_0 f(h)}{4\pi(3 \times 10^{18})^2}, \quad (26)$$

где $h = 200$ пк и $f(h) = 6.15$ определено с использованием приложения А из [22].

Заметим, что простое усреднение амплитуд гравитационных волн в табл.3 дает $\bar{h}_0 = 0.73 \times 10^{-28}$ и $\bar{h}_0 = 0.68 \times 10^{-28}$ и средний поток $F = 7.22 \times 10^{-15}$ эрг/с см² и $F = 6.33 \times 10^{-15}$ эрг/с см² для распределений углового момента l_1 и l_2 . Как видно из табл.1, этот поток распределен в диапазоне частот от $\nu_1 = 0.12$ Гц до $\nu_2 = 0.32$ Гц, который находится в середине декагерцного диапазона частот, предложенного в качестве щели в диапазоне частот детекторов гравитационных волн. Оценивая среднюю гравитационную амплитуду галактической популяции пульсирующих белых карликов, используя усредненное по углам и поляризации выражение из работы [23] и усредняя еще по $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1$, получаем:

$$\bar{h}_0 = \frac{\ln \nu_2 / \nu_1}{\Delta\nu} \sqrt{\frac{4GF}{\pi c^3}}, \quad (27)$$

что дает $\bar{h}_0 = 2.34 \times 10^{-26}$ и $\bar{h}_0 = 2.19 \times 10^{-26}$ для распределений углового момента l_1 и l_2 . Характеристическая амплитуда стохастического космологического фона для наблюдений в течение года определяется так [24]:

$$h \approx 7.1 \times 10^{-22} \left[\frac{h_{100}^2 \Omega(\nu)}{10^{-8}} \right]^{1/2} (\nu/1 \text{ МГц})^{-3/2}, \quad (28)$$

где значение постоянной Хаббла есть $100 h_{100}$ км с⁻¹ Мпк⁻¹ и $\Omega(\nu)$ - отношение критической плотности энергии гравитационного излучения к логарифму частоты. Для стандартной медленной инфляции из данных эксперимента COBE [25] $h_{100}^2 \Omega \leq 10^{-15}$. Следовательно, для амплитуды стохастического космологического фона в этом частотном диапазоне получаем $h_0 \approx 10^{-28}$.

5. Заключение. Мы определили относительные амплитуды гравитационного излучения изолированных белых карликов и возможную величину фона гравитационного излучения галактической популяции белых карликов, обусловленного подобными колебаниями. Для нахождения этих величин мы использовали два новых распределения углового момента [4]. Найденные значения по порядку величины совпадают с полученными в [3], за исключением фона гравитационного излучения, который на порядок больше, чем в [3]. Таким образом, энергия дифференциального вращения представляет собой эффективный источник энергии, способный поддерживать долгоживущие колебания. Следовательно, эти колебания представляют собой долгоживущие

монохроматические источники гравитационного излучения. Мы не указали механизм превращения энергии дифференциального вращения в энергию колебаний. Однако, если такой механизм существует и поддерживает квазирадиальные колебания с амплитудой, сравнимой с наблюдаемыми низкочастотными колебаниями, то тогда галактическая популяция белых карликов может создать стохастический фон, сравнимый по интенсивности с ожидаемым стохастическим космологическим фоном в том же диапазоне частот.

Авторы выражают благодарность гранту ANSEF No05-PS-astroth-811-78 за финансовую поддержку, а также гранту CRDF/NFSAT №ARP2-3232-YE-04.

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

GRAVITATIONAL RADIATION FROM DIFFERENTIALLY ROTATING AND OSCILLATING WHITE DWARFS

D.M.SEDRAKIAN, K.M.SHAHABASYAN, M.K.SHAHABASYAN

We examine the possibility of gravitational radiation from white dwarfs undergoing self-similar oscillations which are fed by the energy released during the relaxation of the differential rotation of the white dwarf. We consider two typical cases of initial angular momentum distribution. Assuming the energy of the self-similar oscillations causing gravitational wave emission is about 1% of the energy dissipated in the differentially rotating white dwarf, the strain amplitudes are found to be less than 10^{-27} for a white dwarf at ≈ 50 pc. The gravitational radiation of the galactic population of white dwarfs may produce a confusion limited foreground above the stochastic cosmological background for proposed advanced detectors in the decihertz frequency band.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. *М.Бенаквиста, Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, К.М.Шахабасян, А.А.Садоян*, *Астрофизика*, **47**, 381, 2004.
2. *М. Benacquista, D.M.Sedrakian, M.V.Nayrapetyan, K.M.Shahabasyan, A.A.Sadoyan*, *Astrophys. J.*, **596**, L223, 2003.
3. *D.M.Sedrakian, M.Benacquista, M.V.Nayrapetyan, K.M.Shahabasyan, A.A.Sadoyan*, *Class. & Quantum. Grav.*, **21**, 5493, 2004.
4. *P.Bodenheimer, J.P.Ostriker*, *Astrophys. J.*, **180**, 159, 1973.
5. *Г.С.Саакян, Э.В.Чубарян*, *Сообщ. БАО*, **34**, 99, 1963.
6. *S.D.Kawaler, T.Seki, D.Gough*, *Astrophys. J.*, **516**, 349, 1999.
7. *N.Seto, S.Kawamura, T.Nakamura*, *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 221103, 2001.
8. *Ю.Л.Вартамян, Г.С.Аджян*, *Астрон. ж.*, **54**, 1047, 1977.
9. *J.P.Ostriker, J.W.-K.Mark*, *Astrophys. J.*, **151**, 1075, 1968.
10. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц*, *Электродинамика сплошных сред*, М., 1988.
11. *Д.М.Седракян, А.К.Аветисян*, *Астрофизика*, **26**, 491, 1987.
12. *R.Nandkumar, C.J.Pethick*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **209**, 511, 1984.
13. *Г.С.Саакян*, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, Наука, М., 1972.
14. *Г.Г.Арутюнян, Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян*, *Астрофизика*, **7**, 467, 1971.
15. *В.В.Папоян, Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян*, *Астрон. ж.*, **49**, 750, 1972.
16. *Г.Г.Арутюнян, Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян*, *Астрон. ж.*, **49**, 1216, 1972.
17. *J.P.Ostriker, J.M.Tassoul*, *Astrophys. J.*, **155**, 987, 1969.
18. *S.D.Kawaler*, *Proc. IAU Symp.*, **215**, 2003.
19. *S.Jordan, D.Koester, G.Vauclair et al.*, *Astron. Astrophys.*, **330**, 277, 1998.
20. *R.Kotak, M.H.Kerwijk, J.C.Clemens, D.Koester*, *Astron. Astrophys.*, **397**, 1043, 2003.
21. *J.Liebert, C.C.Dahn, D.G.Monet*, *Astrophys. J.*, **332**, 891, 1988.
22. *D.Hils, P.L.Bender, R.F.Webbink*, *Astrophys. J.*, **360**, 75, 1990.
23. *D.H.Douglas, V.G.Braginsky*, *General Relativity*, Cambridge, **30**, 1979.
24. *C.Ungarelli, A.Vecchio*, *Phys. Rev. D*, **63**, 064030, 2001.
25. *M.S.Turner*, *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 435, 1997.