

УДК 537.312.62:535.317.1

СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН, РЕЛИКТОВЫХ ФОТОНОВ ОТ БИНАРНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР, НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

© 2019 г. В. С. Абрамов*

Государственное учреждение Донецкий физико-технический институт имени А.А. Галкина, Донецк, Украина

*E-mail: vsabramov2018@gmail.com

Взрывы сверхновых типа 1a, процессы слияния бинарных черных дыр, нейтронных звезд рассматриваются как отдельные импульсные источники во Вселенной. Для описания переходных сигналов и характерных параметров используется модель сверхизлучения Дикке и квантовая статистическая теория. Даны оценки параметров гравитационных волн, реликтовых фотонов, бозона и поля Хиггса, бинарных черных дыр, нейтронных звезд до и после слияния.

DOI: 10.1134/S0367676519010277

ВВЕДЕНИЕ

На основе анализа спектра и углового распределения γ -излучения из галактического центра, синхротронной эмиссии от радиофиламентов Млечного пути, диффузионной синхротронной эмиссии от внутренней области Галактики и сигналов (наблюдаются пики вблизи 2.4 кэВ) от трех прямых экспериментов (DAMA/LIBRA, CoGeNT, CRESST-II collaborations) в [1] была предложена модель частиц темной материи с энергией вблизи 10 ГэВ. Эта модель согласуется с данными о тепловом реликтовом излучении фотонов и о плотности распределения темной материи $\rho_{dm} \sim r^{-1.3}$ (где r — расстояние до галактического центра) при гидродинамическом моделировании. Сделано предположение о наличии в галактическом центре сверхмассивной черной дыры или неразрешенного точечного источника типа миллисекундного пульсара. Частицы темной материи и темной энергии можно также наблюдать в экспериментах на большом адронном коллайдере (ЛНС) [2]. В [3] предложены теоретические модели частиц темной материи и темной энергии для варианта симметричной физики во Вселенной, результаты которых согласуются с экспериментальными наблюдениями из [1]. Гипотезу о наличии темной материи, темной энергии во Вселенной можно проверить на основе прямых эффектов гравитационных волн [4]. Электромагнитное излучение (фотоны) этой прямой информации не несет. За создание детектора гравитационных волн и экспериментальное доказательство их существования Р. Вайсу, К. Торну и Б. Бэрришу в 2017 г. была присуждена Нобелевская премия по физике. Слияние двух черных дыр с выделением

энергии в форме гравитационных волн (ГВ) было зарегистрировано интерферометрами LIGO на детекторах в Ливингстоне (LD) и Хэнфорде (HD) [5]. Эти сигналы представляют собой зависимости амплитуд ГВ от времени. Появление ГВ от слияния двух нейтронных звезд впервые было зафиксировано 17 августа 2017 г. [6]. Эти достижения в космологии дают толчок для развития новых теоретических моделей фрактальных структур Вселенной: Галактик, сверхскоплений Галактик, стен, филаментов, войдов [7], супервойда или “Холодного реликтового пятна” [8], черных дыр, нейтронных звезд [9]. Гипотеза иерархического строения Вселенной дает возможность использовать модели фрактальных дислокаций, квантовых точек [10–13] с переменными параметрами для описания отдельных элементов фрактальных структур Вселенной [14–16]. Целью работы является описание анизотропии переходных сигналов от бинарных объектов (черных дыр, нейтронных звезд).

АНИЗОТРОПНАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ БИНАРНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР

Расщепленные ветви энергий $2\varepsilon_{02}$, $2\varepsilon_{01}$ были получены с учетом энергии покоя бозона Хиггса E_{H0} и параметра порядка для поля Хиггса $\Delta'_0 = 21.932728$ ГэВ (наличие бозе-конденсата). На основе $2\varepsilon_{01} = 253.88297$ ГэВ, $2\varepsilon_{02} = 246.18734$ ГэВ, $E_{H0} = 125.03238$ ГэВ, параметров S'_{0x} ($x = 1, 2, 3, 4$) из [13–16] получим энергетические спектры $\varepsilon_{sx} = 2\varepsilon_{01}S'_{0x}$, $\varepsilon'_{sx} = 2\varepsilon_{02}S'_{0x}$ (при $\Delta'_0 \neq 0$); $E_{Hx} = 2E_{H0}S'_{0x}$ (при $\Delta'_0 = 0$). Эти спектры дают возможность по-

лучить значения энергий $\varepsilon_{s3} + \varepsilon'_{s2} = 125.29515$ ГэВ и $\varepsilon_{s3} + \varepsilon'_{s1} = 126.63719$ ГэВ для бозона Хиггса, которые согласуются со значениями энергий 125.3 и 126.5 ГэВ (наблюдаются особенности типа пиков), полученными на ЛНС [2]. Здесь $\varepsilon'_{s1} = 9.7345630$ ГэВ, $\varepsilon'_{s2} = 8.3925264$ ГэВ, $\varepsilon_{s1} = 10.03886$ ГэВ, $\varepsilon_{s2} = 8.6548704$ ГэВ – акустические ветви спектра. Энергия $\varepsilon'_{s1z_{A2}} = 10.066602$ ТэВ (где $z'_{A2} = 1034.109294$ – обычное красное смещение [14, 16]) близка к оценке 10.103 ТэВ для частиц темной энергии из [3]. Для оптических ветвей спектра $\varepsilon_{s3} = 116.90262$ ГэВ, $\varepsilon'_{s3} = 113.35911$ ГэВ наблюдаются особенности типа “полочки”. На основе параметров $(\xi'_0)^2$, $|\xi_{0H}|^2$ и молярной массы $M_H = 24.4158758$ г из [13–16] вводим компоненты восприимчивости

$$\begin{aligned} \chi_{11} &= |\xi_{0H}|^2; \quad \chi_{21} = \chi_{02} = [(\xi'_0)^2 - 1]/\chi_{11}; \\ \chi_{31} &= -\chi_{01}; \quad n_F + n'_F = 1; \quad n_F = M_{02}/M_H = \\ &= \chi_{02}/\chi_{11}; \quad n'_F = M_{01}/M_H = -\chi_{01}/\chi_{11}. \end{aligned} \quad (1)$$

С учетом (1) находим численные значения: $\chi_{11} = 0.1818001$, $\chi_{02} = 0.1719429$, $\chi_{01} = -0.009857$, $n_F = 0.9457801$, $n'_F = 0.0542199$, $M_{01} = 1.3235946$ г, $M_{02} = 23.087993$ г. На основе (1) и E_{H0} находим характерные энергии

$$\begin{aligned} E_{1v} &= -\chi_{01}E_{H0} = n'_FE_H; \quad E_{2v} = \chi_{02}E_{H0} = \\ &= n_FE_H; \quad E_H = \chi_{11}E_{H0} = 22.730902 \text{ ГэВ}; \\ E_{1v} &= M_{01}c_0^2 = 1.2324679 \text{ ГэВ}; \\ E_{2v} &= M_{02}c_0^2 = 21.498434 \text{ ГэВ}. \end{aligned} \quad (2)$$

С учетом $E_{2x} = E_{2v}S'_{0x}$, $\varepsilon_{Hx} = E_H S'_{0x}$ находим энергии $E_{23} = 9.8991413$ ГэВ, $\varepsilon_{H3} = 10.466642$ ГэВ оптических ветвей спектров, близких к энергиям покоя частиц темной материи (на дне ям). Значение $\varepsilon_{H1}/N'_{02} = 2.4420836$ кэВ лежит на акустической ветви спектра (вблизи пика 2.4 кэВ в спектре модуляции [1]).

Далее вводим вектор-строку $\hat{\chi}_1 = (\chi_{11}, \chi_{21}, \chi_{31})$ и вектор-столбец $\hat{\chi}_1^+$. Эффективные восприимчивость $|\chi_{ef}| = M_{ef}/m_{H0} = 0.2504252$, молярную массу $M_{ef} = 33.626373$ г находим из условий

$$\begin{aligned} \hat{\chi}_1 \hat{\chi}_1^+ &= |\chi_{ef}|^2 = |\chi_{01}|^2 + |\chi_{02}|^2 + |\xi_{0H}|^4, \\ M_{ef}^2 &= M_{01}^2 + M_{02}^2 + M_H^2. \end{aligned} \quad (3)$$

Для учета нелинейных зависимостей эффективных смещений $u_\mu = F(\varphi_\mu; k_\mu)$ (где F – неполный эллиптический интеграл первого рода) от угла φ_μ , модуля k_μ эллиптических функций типа $\text{sn}(u_\mu; k_\mu)$, $\text{cn}(u_\mu; k_\mu)$ используем модель фрактального осциллятора [12, 13], где введена матрица \hat{T}_{ef} . Действие \hat{T}_{ef} на $|\chi_{ef}|$ приводит к матрице $\hat{\chi}_{ef} = \hat{T}_{ef} |\chi_{ef}|$ с элементами χ_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$)

$$\begin{aligned} \chi_{11} &= k'_\mu |\chi_{ef}|; \quad \chi_{21} = k_\mu |\chi_{ef}| \text{cn}(u_\mu; k_\mu); \\ \chi_{31} &= k_\mu |\chi_{ef}| \text{sn}(u_\mu; k_\mu); \quad \chi_{12} = -k'_\mu |\chi_{ef}|; \\ \chi_{22} &= \chi_{11} \cos \varphi_\mu; \quad \chi_{32} = \chi_{11} \sin \varphi_\mu; \\ \chi_{23} &= -|\chi_{ef}| \sin \varphi_\mu; \quad \chi_{13} = 0; \quad \chi_{33} = |\chi_{ef}| \cos \varphi_\mu; \\ k'_\mu &= \chi_{11}/|\chi_{ef}|; \quad (k'_\mu)^2 + k_\mu^2 = 1. \end{aligned} \quad (4)$$

Численные значения равны: $\chi_{12} = -0.1722252$, $\chi_{22} = 0.1815021$, $\chi_{32} = 0.0104052$, $\chi_{23} = -0.014332913$, $\chi_{33} = 0.2500148$, $k'_\mu = 0.7259655$, $\sin \varphi_\mu = 0.0572343$. Характерные углы $\varphi_\mu = 3.2810763^\circ$, $\varphi'_\mu = \pi/2 - \varphi_\mu = 86.718923^\circ$, $\varphi^*_\mu = \pi/2 + 2\varphi_\mu$ можно определять по наличию пиков в рентгеновских структурных спектрах.

Если $\Delta'_0 = 0$, то $2\varepsilon_{02} = 2\varepsilon_{01} = 2E_{H0}$. Отсюда следует, что $(\xi'_0)^2 = 1$, $\chi_{21} = 0$, а из (4) получим условие $k_\mu |\chi_{ef}| \text{cn}(u_\mu; k_\mu) = 0$. Это условие может быть выполнено либо при $k_\mu = 0$, либо при $\text{cn}(u_\mu; k_\mu) = 0$. При этом χ_{ij} будут принимать численные значения, отличные от приведенных выше.

На основе $Q_{H6} = 1.5377463$ из [14, 16] и компонентов восприимчивости χ_{ij} запишем для тензора спина черной дыры \hat{n}_{hs} элементы в виде $n_{ij} = 2/(2Q_{H6} - z_{ij})$, где $z_{ij} = \chi_{ij}/2$. Для диагональных элементов находим $n_{11} = 0.6701082$, $n_{22} = 0.6700747$, $n_{33} = 0.6778546$. После слияния бинарных черных дыр (БЧД) в [5] определено конечное значение спина черной дыры 0.67 и значение красного смещения $z_s = 0.09$. Наши расчетные значения n_{22} и $z_{22} = 0.0907511$ близки к этим данным. Это указывает на тензорный характер спина черной дыры \hat{n}_{hs} и красного смещения z_{ij} , которые связаны с χ_{ij} .

Основной параметр n_{A0} определяет спектр для чисел заполнения $n_{Ax} = n_{A0} S'_{0x}$ черных дыр. Числа квантов БЧД до $(n_{h1} = M_{h1}/M_s, n_{h2} = M_{h2}/M_s)$ и черной дыры после $(2n_{A4} = M_{A4}/M_s)$ слияния

определяются через космологическое красное смещение z'_μ , параметр Q_{H2} из [14, 16] и n_{A0} из

$$\begin{aligned} \sin^2 \varphi'_{\mu\lambda} &= 2z_Q/(3z_Q + 1); \\ \cos^2 \varphi'_{\mu\lambda} &= (z_Q + 1)/(3z_Q + 1); \\ z_Q &= 1/(2n_{A0} - 1); \quad n_{A0} = (z'_{\mu\lambda})^2 - 1 = \\ &= (z'_\mu + 3/2)(z'_\mu - 1/2); \quad z'_{\mu\lambda} = z'_\mu + 1/2; \\ 1/z'_{\mu\lambda} &= \sin \varphi'_{\mu\lambda}; \quad n'_{A0} = (z'_{\mu\lambda})^2; \quad n'_{A0} - n_{A0} = 1; \\ z'_Q - z_Q &= 1; \quad \varphi'_{\mu\lambda} = \varphi_a Q_{H2}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь M_{h1} , M_{h2} – массы первой и второй черных дыр до слияния; M_{A4} – масса черной дыры после слияния; M_\odot – масса Солнца. Используя значения параметров $Q_{H2} = 1/3$, $z'_\mu = 7.184181$ [14, 16], находим $\sin \varphi'_{\mu\lambda} = 0.1301375$, $n_{A0} = 58.046639$. Угол $\varphi_a = 22.432612^\circ$ можно определять по положению пика на аморфном основании в рентгеновском структурном спектре. На основе спектра n_{Ax} находим число квантов черной дыры $2n_{A4} = 62.0042587$, которая образовалась после слияния двух черных дыр. Число квантов второй черной дыры до слияния $n_{h2} = n_{A0}/2 = n_{A4} - n_{A2} = n_{A3} + n_{A1} = 29.023319$. В результате слияния этих БЧД гравитационными волнами уносятся число квантов $n_G = 1/Q_{H2} = 3$. Число квантов первой черной дыры до слияния n_{h1} находим из уравнения $(n_{h1} + n_{h2}) - 2n_{A4} = n_G$, получим $n_{h1} = 35.980939$.

В [14, 16] при описании анизотропии реликтового излучения были получены связи температур $T_A = T_r/N_{ra} = 2.617399$ мК, $T'_A = T_r/z'_{A2} = 2.6355822$ мК с температурой реликтового излучения $T_r = 2.72548$ К, где $N_{ra} = z'_{A2} + z'_\mu = 1041.293475$. Отклонение температур $\delta T_A = T'_A - T_A = 18.183633$ мК согласуется с экспериментальной средней величиной 18 мК колебаний температуры реликтового фона во фрактальной модели Вселенной. С другой стороны, в нашей модели супервойд или “Холодное реликтовое пятно” определяется температурой T_A^* , числом квантов N_{ra}^* , параметром z'_μ^*

$$\begin{aligned} T_A^* &= T_r/N_{ra}^*; \quad N_{ra}^* = z'_{A2} + z'_\mu^*; \\ z'_\mu^* &= 2n_{A4} + (n_{A1} - n_{A2}). \end{aligned} \quad (6)$$

Параметр $z'_\mu^* = 62.3206873$ допускает интерпретацию как эффективного космологического смещения на ранних этапах формирования структуры Вселенной после Большого взрыва и связан с числом

квантов черной дыры $2n_{A4}$, n_{A1} , n_{A2} . Численные значения равны: $N_{ra}^* = 1096.429981$, $T_A^* = 2.4857766$ мК, $\delta T_A^* = T_A^* - T'_A = -149.8055448$ мК – отклонение температур согласуется с отклонением (–150 мК) из [8]. Знак “–” указывает на то, что область супервойда холоднее, чем соседние области.

ПЕРЕХОДНЫЕ СИГНАЛЫ ОТ БИНАРНЫХ ОБЪЕКТОВ

Взрывы сверхновых типа Ia, процессы слияния БЧД, бинарных нейтронных звезд (БНЗ) можно рассматривать как отдельные импульсные источники во Вселенной. При этом дополнительно (на фоне теплового реликтового излучения) возникают переходные гравитационно-волновые сигналы, излучение фотонов, интенсивность которых пропорциональна квадрату числа излучателей [17–21]. Для описания переходных сигналов излучения ГВ от слияния БЧД или БНЗ будем использовать полуклассическую модель сверхизлучения Дикке [17] и квантовую статистическую теорию сверхизлучения [18, 19]. Для интенсивности излучения J имеем [17]

$$\begin{aligned} J &= J_0[(a_0^2 - a_m^2) + (a_0 + a_m)] = \\ &= J_0(a_0 + a_m)[(a_0 - a_m) + 1]. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь J_0 – начальная интенсивность излучения; параметры $a_0(t)$, $a_m(t)$ в общем случае зависят от времени t , частоты и амплитуды ГВ, характеристик БЧД или БНЗ. Если $J = J_m$ при $t = t_m$, где J_m – максимальная интенсивность излучения, то из (7) получим выражения для критической плотности ρ_c

$$\rho_c^2 = (z'_{A2} - 1)/2 + J_m/(2J_0); \quad (8)$$

$$a_0^2(t_m) = a_m^2(t_m) + z'_\mu(z'_\mu + 2/4); \quad a_m = (z'_{A2})^{1/2},$$

где $a_m(t_m) = 32.1575698$, $a_0(t_m) = 32.4130298$, $J_m/J_0 = 81.0658042$. Значение $\rho_c = 23.6027009$ близко к значению 23.6 для БЧД из [5]. Параметр a_0 близок к отношению амплитуды сигнала к амплитуде шума 32.4 для БНЗ [6].

Для расчета длины волны $\lambda_{\gamma b}$ от источника для БНЗ используем энергетические спектры $\epsilon_{\mu x} = 2\epsilon'_{01}S'_{0x}$, $\epsilon_{\mu x} = 2\epsilon'_{02}S'_{0x}$ на основе энергий

$$\begin{aligned} 2\epsilon'_{01} &= 2[E_{H0}^2 + (\delta_\mu)^2]^{1/2}; \\ 2\epsilon'_{02} &= 2[E_{H0}^2 - (\delta_\mu)^2]^{1/2}; \\ \delta_\mu &= E_{H0} \sin \varphi_\mu / Q_{H6}; \end{aligned} \quad (9)$$

$$\lambda_{\gamma b} = R_{H0} |\chi_{ef}| (\epsilon_{\mu 4} + \epsilon_{\mu 2}) / (2E_{H0}).$$

Отметим, что параметр порядка $\delta_\mu = 4.6536541$ ГэВ (описывает наличие бозе-конденсата) зависит

от угла φ_μ , параметра Q_{H6} , что следует из (4), (5). Значения равны $2\varepsilon'_{01} = 250.23791$ ГэВ, $2\varepsilon'_{02} = 249.89149$ ГэВ, $\lambda_{\gamma b} = 17081.85081$ нм. На основе $\lambda_{\gamma b}$ от источника для БНЗ находим характерные параметры

$$\begin{aligned} v_{\gamma b} &= v_0/\lambda_{\gamma b}; \quad \Omega'_{c2} = v_{\gamma b}^2/(4|\lambda|^2 N); \\ v_{\gamma b}^2 &= v_0^2/\Omega'_{c2}; \quad \Omega_{01} = v_{01}^2/v_{\gamma b}^2, \end{aligned} \quad (10)$$

где $v_{\gamma b} = 3.9749732$ ГГц – частота, $\Omega'_{c2} = 0.2240917$ – плотность холодной темной материи, $v_{\gamma b} = 14.3435364 \cdot 10^6$ см \cdot с $^{-1}$ – эффективная скорость Ферми, связанные с нейтронными звездами; $\Omega_{01} = 0.2604412$. Здесь $v_0 = 6.7835402 \cdot 10^6$ см \cdot с $^{-1}$ – скорость в модели плоской космологии с постоянной Хаббла H_0 . С учетом (1), связей $n'_{Fv} = (n'_F)^2$, $n_{Fv} = n_F(1 + n'_F)$ находим оценки плотностей нейтрино $\Omega_{0v} = n'_{Fv} = 0.0029398$ и холодной темной материи $\Omega_{c1} = \Omega'_{c2} + \Omega_{0v} = 0.2270315$ (близко к оценке 0.227 из [4]). Длина волны $\lambda_{\gamma h} = 15091.54856$ нм, связанная с источником от черных дыр, определяется выражениями

$$\begin{aligned} \lambda_{\gamma h} &= \lambda_{\gamma b}/\eta_{bh}; \\ \eta_{bh} &= (1 + \Omega_{01}/2)[1 + (n'_F)^2/2] = 1.1318819. \end{aligned} \quad (11)$$

Значения $\lambda_{\gamma h}$, $\lambda_{\gamma b}$ близки к длинам волн 15091.4 нм, 17081.7 нм источников от БЧД [5], БНЗ [6], соответственно. Из (9), (11) следуют взаимосвязи между бозе-конденсатами для черных дыр и нейтронных звезд через E_{H0} . Величина $z_Q = 0.0086886$ из (5) близка к красному смещению 0.009 для БНЗ [6].

Находим спектр для чисел заполнения n_{cx} (на основе $n_{ch} = 5.3329458$) и полное число квантов n_{tot} после слияния БНЗ из выражений

$$\begin{aligned} n_{cx} &= n_{ch}S'_{0x} = M_{cx}/M_s; \quad n_{ch} = 1/(\psi_{ch} - 1); \\ \psi_{ch}^* &= z'_Q \psi_{ch}; \quad \psi_{ch} = 1 + S'_{02}/\chi_{11}; \\ n_{tot} &= M_{tot}/M_s = 2n_{c4} - n_{1c} = 2n_{3c} + (2n_{2c} + n_{1c}); \\ n'_{tot} &= 2n_{c4} - 2(n_{c1} - n_{c2}), \end{aligned} \quad (12)$$

где M_{cx} и M_{tot} – эффективные молярные массы до и после слияния. Расчетные значения $\psi_{ch} = M_{ch}/M_s = 1.1875136$; $\psi_{ch}^* = M_{ch}^*/M_s = 1.1978315$ близки к 1.188 и 1.1977 для эффективных молярных масс M_{ch} и M_{ch}^* в рамках детектора ГВ от источника БНЗ [6]; $n_{tot} = 2.7428373$ и $n'_{tot} = 2.8192016$ близки к 2.74 и 2.82 (низко-спиновое и высоко-спиновое приближения) [6].

Для характерной частоты гравитационной волны v_{GW} имеем

$$\begin{aligned} v_{GW} &= 4v_{\lambda 0} = N_{ra}v_{\gamma 0}; \quad v_{\lambda 0} = 1/(N'_0 - N'_{02})\tau_{s0}; \\ \tau_{s0} &= 2(|S'_{01}| + S'_{02})/|\lambda_{v0}|; \quad \tau_{s0} = \tau_{\lambda 2}/N'_{02} = \\ &= \tau'_{\lambda 2}/N'_0; \quad \tau'_{\lambda 2} - \tau_{\lambda 2} = \tau_{\lambda 0} = 1/v_{\lambda 0}; \\ v_0 &= 2z'_{\mu}v_{\lambda 0}/(2z'_{\mu} + 1). \end{aligned} \quad (13)$$

Параметр $|\lambda_{v0}| = 130.5593846$ кГц связан с параметром δ_μ из (9), описывающим наличие бозе-конденсата для нейтронных звезд. При $|\lambda_{v0}| = 0$ из (13) следует, что частоты мягких мод $v_{\lambda 0} = 0$ и $v_{GW} = 0$. Далее из (13) находим $\tau_{s0} = 1.1279355$ мкс, $v_{\lambda 0} = 152.94372$ Гц, $v_{GW} = 611.774864$ Гц, $v_0 = 142.99186$ Гц, $\tau_{\lambda 0} = 6.538353$ мс, $\tau_{\lambda 2} = 0.4151367$ с, $\tau'_{\lambda 2} = 0.4216751$ с.

Время появления γ -излучения после слияния нейтронных звезд $\tau_{\gamma 0}$ определяется разностью времен коалесценции τ'_{c0} , τ_{c0} по формулам

$$\begin{aligned} \tau_{\gamma 0} &= \tau'_{c0} - \tau_{c0} = 1/v_{\gamma 0}; \quad \tau'_{c0} = \tau_{\gamma 0}n'_{A0}; \\ \tau_{c0} &= 1/v_{c0} = \tau_{\gamma 0}n_{A0}; \quad 2\varepsilon'_{dm} = A_d\tau'_{c0}; \\ 2\varepsilon^*_{dm} &= A_d\tau_{c0}; \quad \tau_0 = 1/v_0 = \tau_{\lambda 0}(1 + 1/2z'_{\mu}); \\ v_{\gamma 0} &= v_{c0}n_{A0} = v'_{c0}n'_{A0}; \quad v'_{c0} = 1/\tau'_{c0}. \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь $A_d = 2 \cdot 10^{40} N_r^2$ ГэВ \cdot с $^{-1}$, $N_r^2 = 1.0948944 \cdot 10^{-41}$, $\tau_{\gamma 0} = 1.7020861$ с, $\tau_{c0} = 98.800376$ с, $\tau'_{c0} = 100.5024616$ с, $v_{\gamma 0} = 0.5875144$ Гц, $v_{c0} = 0.0101214$ Гц, $v'_{c0} = 0.009950005$ Гц. Время задержки ГВ между детекторами LD и HD $\tau_0 = 6.9934050$ мс из (14) определяется через время $\tau_{\lambda 0}$ из (13) и космологическое красное смещение z'_μ . С учетом спектров $\varepsilon_{dx} = 2\varepsilon^*_{dm}S'_{0x}$, $\varepsilon'_{dx} = 2\varepsilon'_{dm}S'_{0x}$ находим энергии $\varepsilon_{d3} = 9.9621148$ ГэВ, $\varepsilon'_{d3} = 10.1337373$ ГэВ оптических ветвей спектров, которые близки к энергии покоя частиц темной материи (в потенциальной яме). Значение $\varepsilon'_{d1}/N'_{02} = 2.3644101$ кэВ лежит на акустической ветви спектра (вблизи пика 2.4 кэВ в спектре модуляции [1]).

Запишем спектры $v_{rx} = 2v_{ra}S'_{0x}$ и $v'_{zx} = 2v'_{z\mu}S'_{0x}$ на основе v_{ra} и $v'_{z\mu}$, где

$$\begin{aligned} v_{ra} &= \Omega_{ra}v_{\lambda 0} = \Omega_{ra}v_{GW}/4; \quad v'_{z\mu} = v_{ra}z'_{\mu}; \\ \Omega_{ra} &= N_{ra}\Omega'_{c1}/z'_{A2}; \quad v_{ra} = v_{r3} + v_{r1} = v_{r4} - v_{r2}; \\ v'_{z\mu} &= v'_{z3} + v'_{z1} = v'_{z4} - v'_{z2}; \\ v^*_{z\mu} &= v'_{z3} + v'_{z2} = v'_{z4} - v'_{z1}. \end{aligned} \quad (15)$$

Численные значения равны $\Omega_{ra} = 0.2296560$, $\nu_{ra} = 35.124438$ Гц, $\nu'_{zu} = 252.34032$ Гц, $\nu^*_{zu} = 249.589164$ Гц. Если $z'_u = 1$, то из (15) следует, что спектр ν'_{zu} переходит в спектр ν_{ra} . При слиянии черных дыр детекторы LD и HD зафиксировали сигналы как серию импульсов, частота которых увеличивалась с 35 до 250 Гц. При этом амплитуда сигналов возрастала до максимального значения, а затем резко падала до уровня шума. Наши расчетные значения частот ν_{ra} , ν'_{zu} , ν^*_{zu} согласуются с данными по обнаружению ГВ при слиянии БЧД [5].

Далее запишем спектр $\nu_{wx} = \nu_{GW} S'_{0x}$ на основе частоты ν_{GW} . Значение частоты $\nu_{w1} = 24.1903624$ Гц согласуется с частотой 24 Гц, которую начинает регистрировать LD в эксперименте по обнаружению ГВ при слиянии БНЗ [6].

Пусть h_{mL} , h_{mH} — максимальные значения амплитуд сигналов ГВ, регистрируемых детекторами LD, HD; $h_{\xi L}$, $h_{\xi H}$ — уровень шума после прохождения ГВ. Сигнал ГВ на детекторе HD появляется позже на время задержки τ_0 , чем на детекторе LD. С учетом (7), (8) запишем связи для амплитуд сигналов ГВ, возникающих при слиянии черных дыр

$$\begin{aligned} 2h_{mH}/h_{mL} &= (1 + a_m/a_0)[1 + (a_0 - a_m)]; \\ h_{mH}h_{\xi L} &= h_{mL}h_{\xi H}; \quad 2h_{\xi H}/(2h_{mH} + h_{\xi H}) = \\ &= 2h_{\xi L}/(2h_{mL} + h_{\xi L}) = |\xi_{0H}|^2. \end{aligned} \quad (16)$$

На основе (16) получим численные значения $h_{mL} = 0.9168936 \cdot 10^{-21}$, $h_{mH} = 1.146587 \cdot 10^{-21}$, $h_{\xi L} = 0.1833587 \cdot 10^{-21}$, $h_{\xi H} = 0.2292923 \cdot 10^{-21}$.

Регистрируемые LD максимальное h'_{mL} значение амплитуды сигнала ГВ, уровень шума ГВ до и после слияния БНЗ $h^*_{\xi L}$ и $h'_{\xi L}$ находим из выражений

$$\begin{aligned} h'_{mL} &= 2a_0/n_{Q2} = 2a_0h_{mH}; \quad h^*_{\xi L} = 2a_m/n_{J0} = \\ &= 2a_mh_{\xi H}; \quad 1/n_{J0} = h_{\xi H}; \quad h'_{\xi L} = \\ &= 2h'_{mL} |\xi_{0H}|^2 / (2 - |\xi_{0H}|^2); \\ 1/n_{Q2} &= h_{mH} = |\xi_q|^2 E_G / (4 |\lambda|^2 N_{ra} E_{H0} N'_{02}). \end{aligned} \quad (17)$$

Численные значения равны $h'_{mL} = 7.4328715 \cdot 10^{-20}$, $h^*_{\xi L} = 1.4746969 \cdot 10^{-20}$, $h'_{\xi L} = 1.4864119 \cdot 10^{-20}$, $E_G = 12.117531$ мкЭВ; $h'_{mL}/h^*_{\xi L} = 5.0402707$. Полученные оценки из (16) и (17) согласуются с данными из [5, 6].

В нашей модели частота $2|\lambda|N^{1/2} = 8.3969452$ ГГц определяет щель в спектре элементарных возбуждений типа поляритонов [15, 21] и связана с частотой акустической ветви соотношением $2|\lambda|N^{1/2}|S'_{01}| = 332.0259764$ МГц. Этот результат

согласуется с данными из наблюдений радиофиламентов [1] о том, что темная материя доминирует на частоте 330 МГц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена анизотропная модель для описания основных параметров БЧД, БНЗ (источник спина которых носит тензорный характер). С учетом поля Хиггса выполнены оценки энергий бозона Хиггса, реликтовых фотонов, отклонения температуры реликтового фона. Показано, что природа супервойда или “Холодного реликтового пятна” связана с наличием черной дыры и ее влиянием на реликтовые фотоны. Щель в спектре элементарных возбуждений типа поляритонов свидетельствует о наличии возможных частиц темной энергии и темной материи. Выполнены оценки основных параметров переходных сигналов в модели сверхизлучения гравитационных волн.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hooper D. // Dark Universe. 2012. № 1. P. 1.
2. Carroll S. The Particle at the End of the Universe. Publ. by Dutton / N.Y., 2012.
3. Suh P.K. // IJARPS. 2018. V. 5. P. 19.
4. Punturo M. // Europhys. News. 2013. V. 44. № 2. P. 17.
5. Abbott B.P. et al. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. 061102. P. 16.
6. Abbott B.P. et al. // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 119. 161101. P. 18.
7. Новосядлый Б. // Вселенная, пространство, время. 2016. 6(143). С. 4.
8. Mackenzie R. et al. // arXiv:1704.03814v1 [astroph.CO]. P. 12. Apr. 2017.
9. Hawking S. Black Holes and Baby Universes. Transworld Publishers. 1994.
10. Abramova O.P., Abramov A.V. // CMSIM J. 2017. № 2. P. 169.
11. Абрамова О.П. // Вестник Донецкого ун-та. Сер. А. 2017. № 1. С. 50.
12. Abramov V.S. // In book Applied Non-Linear Dynamical Systems. (Ed. J. Awrejcewicz). Springer Proceedings in Mathematics & Statistics. 2014. 93. P. 337.
13. Abramov V.S. // CMSIM J. 2015. № 1. P. 27.
14. Абрамов В.С. // Вестник Донецкого ун-та. Сер. А. 2017. № 1. С. 36.
15. Abramov V. // XI Intern. Symp. on Photon Echo and Coherent Spectros. (PECS-2017). EPJ Web Conf. 2017. V. 161. 02001. P. 2.
16. Abramov V.S. // CMSIM J. 2017. № 4. P. 441.
17. Dicke R.H. // Phys. Rev. 1954. V. 93. № 1. P. 99.
18. Bonifacio R., Schwendimann P., Haake F. // Phys. Rev. A4. 1971. № 1. P. 302.
19. Bonifacio R., Schwendimann P., Haake F. // Phys. Rev. A4. 1971. № 3. P. 854.
20. Андреев А.В., Емельянов В.И., Ильинский Ю.А. // УФН. 1980. Т. 131. № 4. С. 653.
21. Абрамов В.С., Копвиллем У.Х. // Изв. ВУЗов. Физика. 1993. Т. 36. № 7. С. 5.