1

УДК 531.51

М. В. Сажин

О КОСМИЧЕСКИХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ИЗЛУЧЕНИЯХ, ИМЕЮЩИХ ХАРАКТЕР ШУМА

В ближайшее время будут введены в действие гравитационные антенны нового поколения, обладающие большой чувствительностью [1]. При этом не исключено, что перспективнее могут оказаться не поиски редких гравитационно-волновых импульсов от космических катастроф типа вспышек сверхновых или столкновения нейтронных звезд, а детектирование другого вида излучения — гравитационно-волнового шума (ГВШ) [2]. Он возникает из-за спонтанного рождения гравитонов при расширения Вселенной и является свидетелем того, что было в самые ранние $t = t_{pl}$ и в последующие стадии расширения $t > t_{pl}$. Наблюдение спектра ГВШ — единственный способ получить информацию об этих стадиях эволюции Вселенной.

Следы реликтовой эпохи могут быть «замыты» дальнейшими гравитационными излучениями; возникающими в ходе расширения или генерируемыми сейчас в Галактике. В настоящей статье рассмотрены три возможных механизма, дающие случайное гравитационное излучение, и указаны «окна», где предсказываемый реликтовый ГВШ может замываться излучениями, имеющими другую причину. Первые два из этих механизмов относятся к излучению гравитационных воли космологической плазмой, последний — гравитационное излучение от совокупности пульсаров нашей Галактики.

Рассмотрим вначале механизмы излучения гравитационных волн (ГВ) горячей космологической плазмой: испускание гравитонов при кулоновских столкновениях и фоторождение гравитонов. Оба процесса будем рассматривать, когда температура плазмы становится ниже чем 10°К, т. е. мы рассматриваем нерелятивистскую плазму $kT < mc^2$.

Энергопроизводительность тормозного гравитационного излучения при больших значениях борновского параметра $v = e^2/\hbar \vartheta \gg 1$ была рассчитана в работе [3].

$$\frac{dz}{dt} = -\frac{64\pi G}{c^5} - \frac{e^2 n^2}{m} k^2 T^2.$$
 (1)

Это выражение справедливо при температурах $T < 10^5$ °К. Для случая малых v, или температурах $> 10^5$ °К, необходимо проводить точный квантовомеханический расчет, который выполнен в работе [4]. Его энергопроизводительность выражается формулой

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{160G}{c^5} \frac{e^4mn^2}{\hbar} \left(\frac{3kT}{m}\right)^{3/2}.$$
(2)

Энергопроизводительность процесса фоторождения (см. [5])

$$\frac{de}{dt} = \frac{8Ge^3k^4}{\pi c^6\hbar^3} T^4 \left(n_e + \sum_i n_i z_i^2 \right) \varphi \left(\xi\right), \tag{3}$$

где $\varphi(\xi) - \varphi$ ункция параметра $\xi = \frac{\hbar e \sqrt{n}}{k \sqrt{mT}}$. При интересующих нас временах

10² с $< t < 10^{12}$ с $\varphi(\xi) \approx 100$. Во время раднационно-доминированной стадии космологического расширения тяжелые ядра составляют ничтожную долю всех частиц; поэтому будем считать, что $n_e + \sum_i n_i z_i^2 \approx n$ общая плотность.

Плотность энергии гравитационных волн меняется по закону

$$\varepsilon(t) a^4(t) = \text{const},$$

где a(t) — масштабный фактор. К концу РД-стадии плотность гравитационных волн

$$\varepsilon = a^{-4} (t_k) \int_{t_H}^{t_k} a^4 (t) d\varepsilon (t).$$
(4)

Поскольку уравнение состояния в РД-плазме $p = \frac{\varepsilon}{3}$, то расширение идет по закону $a \sim \sqrt{t}$ и отсутствует сверхадиабатическое усиление ГВ.

Температура и плотность плазмы в горячей Вселенной зависит от времени как (см. [6])

$$T(^{\circ}K) \approx \frac{5 \cdot 10^{10}}{\sqrt{t}}$$
 $n(cm^{-3}) \approx \frac{5 \cdot 10^{31}}{\sqrt{t^{3}}}.$ (5)

До конца РД-стадии излучение гравитационных волн обусловливается обоими механизмами. После эпохи рекомбинации излучение ГВ пренебрежимо мало, поэтому илотность гравитационного излучения в современную эпоху находится из уравнения $\varepsilon_0 t_0^{8/3} = \varepsilon_k t_k^{8/3}$, г де $t_0 \approx 4 \cdot 10^{17}$ с, t_k — время, соответствующее концу РД — стадии. Применяя формулы (1)—(5) к излучению ГВ космологической плазмой, находим,

применяя формулы (1)—(5) к излучению т.В космологической плазмой, находим что общая плотность фоторожденных гравитонов $\varepsilon_0 \approx 10^{-36} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}$, а их спектр

$$\frac{d\varepsilon}{d\omega} = \frac{K\omega^3}{e^{\beta\omega} - 1} \ln (\alpha\omega),$$

где $\beta \approx 2,5 \cdot 10^{-12}$ с, $\alpha \approx 1,3 \cdot 10^{-8}$ с. В области частот, где $\omega \beta \gg 1$, указанный спектр экспоненциально убывает; в области низких частот — ограничен частотой $\omega_{\rm H} \approx 8 \cdot 10^7$ с. Рассмотрим второй механизм. Здесь плотность тормозных гравитонов на 4 по-

рядка меньше, а их спектр в длинноволновой области описывается формулой

$$\frac{de}{d\omega} = L \left[5 + 3 \ln \left(\frac{\gamma}{\omega} \right) \right],$$

тде $\gamma \approx 10^{12}$ с⁻¹. В области высоких частот спектр тормозных гравитонов экспоненциально убывает при $\omega \gg \gamma$.

Рассмотрим теперь гравитационное излучение, приходящее на Землю от совокупности пульсаров нашей Галактики. Несмотря на то что отдельные пульсары—источники монохроматического излучения, все вместе они дают случайное гравитационно-волновое поле. Существенное отличие этого вида излучения от обсуждавшихся выше, во-первых, в том, что излучение пульсаров неизотропно, максимум его направлен на центр Галактики; во-вторых, в том, что, хоть излучение его и широкополосное, все же ширина его спектра порядка средней частоты, а не много больше средней частоты, как это имеет место в спектре космологического ГВШ.

Для того чтобы вычислить основные характеристики излучения от галактических пульсаров, сделаем следующие предположения о параметрах пульсаров. Массу, радиус и напряженность магнитного поля всех пульсаров будем считать одинаковыми и равными соответственно $M \approx \frac{1}{2} M_{\odot}$, $R_p \approx 10^8$ см, $H \approx 10^{12}$ Гс, а их общее число в Галактике ~10⁵. Поток гравитационной энергии будем определять по формуле (см [7])

$$I = \frac{GD^2}{45c^5} \frac{\Omega^5}{R_0^2},$$

тде $D^2 = D_{ij}D^{ij}$ — квадрат квадрупольного момента, Ω — частота пульсара, R_0 — расстояние до наблюдателя. Переменную часть квадрупольного момента пульсара напиием согласно [8].

$$D \sim \frac{\frac{R_p^3 H_p^2}{GM_p^2}}{\frac{GM_p^2}{R_p}} MR_p^2 \sin^2 \psi,$$

где ψ — угол между осью вращения и осью магнитного поля.

Плотность энергии ГВ, создаваемая совокупностью всех пульсаров, в окрестности солнечной системы может быть выражена формулой

$$\varepsilon \approx 2,5 \cdot 10^7 \int dr \sin \theta d\theta d\phi \rho_0 \exp\left\{-\frac{|r\cos \theta|}{a}\right\} \times \int \Omega^6 n\left(\Omega\right) d\Omega,$$

где $\rho_0 = \frac{3 \cdot 10^5}{4\pi R_{\Gamma}^2}$ -плотность пульсаров в Галактике, $n(\Omega)$ — распределение их по

 $r(\theta, \phi) + \cos \theta = 1$

 $\exp\left\{-\frac{|r\cos\theta|}{a}\right\}$ появляется из-за концентрации пульсаров к частоте. Множитель галактической плоскости. Излучение приходит неизотропно, наибольшая интенсивность достигается в направлении на центр Галактики. Угловое распределение излучения опи-

гле

сывается функцией

$$\frac{1}{|\cos \theta|} \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{1}{a}\right] \right\},$$

$$t(\theta, \phi) = b \sin \theta \cos \phi + \sqrt{R_{\Gamma}^2 - b^2 (1 - \sin^2 \phi \cos^2 \phi)},$$

Г

£.

n

Здесь b — расстояние Солнца до центра Галактики, ф — угловая координата, лежащая в плоскости Галактики, а $\theta = \frac{\pi}{2}$, $\phi = 0$ соответствует направлению на центр Га-

лактики.

Плотность ГВШ У Земли будет ε≈ $\approx 8 \cdot 10^{-34}$ эрг/см без учета трех самых короткопериодических пульсаров. Они здесь не учиты-ваются, поскольку в области частот $\Omega \sim 10$ Ги пульсаров мало и излучение состоит из нескольких узких линий. В области частот Ω~1 Гц линии излучения отдельных пульсаров расположеные столь тесно, что сливаются в сплошной спектр.

Спектры ГВШ как реликтового, так и рас-смотренных здесь трех механизмов, приведены на рисунке. Кроме рассматриваемых здесь спектров на графике отложен спектр ГВШ, возникающий из-за излучения всех двойных звезд пашей Галактики [9]

Согласно расчетам [10] спектр реликтового ГВШ имеет степенную зависимость $\hat{\varepsilon}(\omega) = K\omega^{\delta}$

вплоть до $\omega \sim 10^{11}$ Гц, после которой он экспоненциально спадает до нуля. Показатель δ связан с постоянной q в уравнении состояния p=qe зависимостью q=2t. Если, ца-

пример, с момента $t \sim t_{pl}$ уравнение состояния мало отличалось от $q = \frac{1}{3}$, т. е. было

 $q = \frac{1}{3} + 10^{-13}$, то $\varepsilon(\omega) \approx 10^{-60} \omega$ эрг/см³Гц. Для обнаружения выгоден высокочастотный конец спектра. Но выше частот $\omega = 10^{10}$ Гц фоторожденные гравитоны ока-

зываются более интенсивными, чем реликтовые.

Если, например, $g \sim \frac{1}{s}$, то $\varepsilon(\omega) \approx 10^{-35} \omega^{-1}$ эрг/см³ Гц, и наиболее благоприя-

тен для обнаружения длинноволновый конец спектра ГВШ. Но при поиске реликтово-го ГВШ следует избегать частот $\omega \sim 10^4$ Гц и $\omega \sim 1$ Гц, где случайные излучения, генерируемые в нашей Галактике, оказываются интенсивнее, чем реликтовый ГВШ. Хоть тормозные гравитоны могут превышать в низкочастотной области реликтовые, но их так мало, что из-за слабости сигнала в этой частотной области необнаружимы ни реликтовые, ни тормозные гравитоны.

Из изложенного выше следует, что реликтовый ГВШ может замываться в области частот $\omega \sim 10^{-4}$ Гц и $\omega \sim 1$ Гц, $\Delta \omega \sim 10^8 \div 10^{12}$ Гц гравитационными излучениями, имеющими другую природу, поэтому при поиске реликтового ГВШ этих частот следует избегать.

В заключение автору хочется поблагодарить Я. Б. Зельдовича, Л. П. Грищука, Ю. В. Граца за обсуждение работы и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Брагинский В. Б., Манукин А. Б. Измерение малых сил в физических экспериментах. М., 1974.
- 2. Грищук Л. П. «Письма в ЖЭТФ», 1976, 23, 326.

2. Гришук Л. П. «Письма в Дого», 1970, 23. 3. Сагтеli М. «Phys. Rev.», 1967, D 158, 1243. 4. Гальцов Д. В., Грац Ю. В. «Известия вузов. Физика», 1974, № 12, 94. 5. Гальцов Д. В. ЖЭГФ, 1974, 67, 425. 6. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Строение и эволюция Вселенной. М., 1975. 7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М., 1973.



8. Ostriker Gunn. «Appl. J.», 1969, 157, 1395. 9. Мироновский В. Н. «Астрономический журнал», 1965, 42, 977. 10. Грищук Л. П. In.: «Proc. of 8-th Texas Symp. on relat. astrophys». «Ann. N. Y. Acad. Sci» (in press).

> Поступила в редакцию 14.6 1977 г. Кафедра астрофизики

УДК 532

Г. Е. Кононкова К. В. Показеев

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИСПЕРСИОННОГО соотношения для составляющих ЧАСТОТНОГО СПЕКТРА ВЕТРОВЫХ ВОЛН

В основе современной спектральной теории ветровых волн заложено предположение, что для каждой гармонической составляющей спектра выполняется дисперсионное соотношение, полученное в линейной теории потенциальных волн. Однако, поскольку развитие ветровых воли неразрывно связано с процессом формирования дрейфовых. течений, то фазовая скорость спектральной составляющей должна зависеть не только-от ее частоты, но и от параметров ветра. Теоретически вопрос о фазовой скорости волн в движущейся среде рассмотрен в [1]. В [1] рассмотрено распространение звуковых волн, но результаты можно распространить на волны на поверхности жидкости. В [2] на основе анализа радиосигналов, рассеянных взволнованной поверхностью, обнаружена зависимость фазовой скорости спектральных компонентов ветровых волн от скорости ветра, однако более детальных данных не приведено.

В настоящей работе выполнено экспериментальное исследование воздействия ветра на дисперсионное соотношение для спектральных составляющих и полученые соответствующие эмпирические формулы. В нескольких точках вдоль оси аэрогидроканала, описанного в [3], производилась синхронная регистрация возвышений поверхности, созданных ветровыми волнами. Посредством взаимного спектрального анализаосциллограмм возвышений в двух точках, отстоящих на расстояний l друг от друга, вычислялись когерентность $\gamma^2(\omega)$ и угол сдвига фаз $\phi(\omega)$ для спектральных составляющих колебаний поверхности в этих точках.

Значения $\phi(\omega)$ и $\gamma^2(\omega)$ при двух расстояниях *l* представлены на рис. 1. При уменьшении расстояния *l* фазовый угол $\phi(\omega)$ уменьшается, а когерентность растет. Достаточно высокие значения когерентности (0,8—0,9) процессов позволили проводить дальнейший анализ и определить по экспериментальным данным волновое число

$$k(\omega) = -\frac{\varphi(\omega)}{l} \tag{1}$$

и фазовую скорость

$$c(\omega) = \frac{l\omega}{\varphi(\omega)}.$$
 (2)

Погрешность в определении $c(\omega)$ и $k(\omega)$ зависит в основном от погрешности в определении $\phi(\omega)$. Последняя определяется числом степеней свободы и величиной функции когерентности [4]. Для каждой частоты ω величина $\varphi(\omega)$ определялась при различных значениях l (2,3; 4; 6,3; 9,3 см) и находилось ее среднее значение. Это позволило более надежно определить волновое число и фазовую скорость.

Экспериментально найденные значения волнового числа и фазовой скорости, полученные при трех ветровых режимах, которые характеризуются величинами динамических скоростей V_{*} = 20,8; 63; 99 см/с, приведены на рис. 2 и рис. 3. Они отличаются от значений, рассчитанных по формулам линейной потенциальной теории волн на глубокой воде

$$\omega = \sqrt{gk}, \qquad c = \sqrt{\frac{g}{k}}.$$
 (3)