УДК 530.12

У. Х. КОПВИЛЛЕМ, Р. Н. КУЗЬМИН

О ВОЗМОЖНОСТИ ОБНАРУЖЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО И ГАММА-ГРАВИТОНОВ

До настоящего времени поиск гравитационных волн космического происхождения проводился только в диапазоне 10—10^3 Гц. По-видимому, это объясняется тем, что из-за слабости гравитационных эффектов для генерации гравитационных волн необходимы колебания масс порядка или больше, чем массы звезд. Так как такие громадные массы не могут колебаться с очень высокими частотами, то отсюда якобы следует отсутствие перспективы для поиска гравитационных волн оптического и более высоких частот космического происхождения. Можно также предполагать, что вселенная в настоящее время находится в квазиравновесном состоянии при достаточно низкой температуре, что приводит к гипотезе о малых плотностях во вселенной гравитонов сверхвысоких частот.

Из общих соображений иного характера можно прийти к другому заключению.

Во-первых. Вселенная является открытой существенно независимой системой, где невозможно ввести какую-либо температуру для характеристики вероятностей обнаружения гравитонов различных частот. Скорее нужно исходить из зависимости вероятностей P_ν спонтанного испускания гравитонов веществом в зависимости от их частоты ν. В случае некогерентного процесса имеем $P_\nu \sim \nu^n \, (n \geqslant 3)$; а в случае когерентного — $P'_{\nu_k} \sim (cT_2^*)^3 N_0 \nu^n \lambda^2 s^{-1}$, где c — скорость света, T_2^* время обратимой фазовой релаксации, N_0 — число возбужденных частиц в единице объема, λ — длина волны и s — сечение излучающего объекта когерентности. Согласно этим оценкам некогерентные гравитоны будут излучаться на максимально возможной по величине частоте. Из-за деструктивной интерференции максимум когерентного гравитационного излучения можно ожидать в рентгеновском и мягком гамма-диапазоне.

Во-вторых, массивные космические объекты образованы из масс элементарных частиц, которые могут колебаться с произвольно высокими частотами. Если же эти колебания еще происходят когерентно, то и сверхмассивные космические объекты могут иметь колебания на сверхвысоких частотах.

В-третьих, большое числовое значение отношения вероятностей испускания фотонов и гравитонов одинаковой частоты веществом, которое затрудняет проведение опытов генерация — прием гравитонов, в лабораторных условиях может оказаться несущественным из-за возрастания m при релятивистских скоростях движения частиц и из-за слабого взаимодействия гравитонов с веществом $\left(\delta \sim \frac{e^2}{m^2 G} \ll 1\right.$, где e — заряд частицы, m — масса и G — гравитационная постоянния$\left.\right)$. По этой же причине любой плотный космический объект, внутри которого частицы излучают фотоны и гравитоны, является хранителем фотонов вследствие процессов их перепоглощения и генератором гравитонов для окружающего пространства вследствие их способности без перепоглощения покидать объект. Сказанное относится и к черным дырам, так как именно гравитоны способны диффундировать к их поверхности и совершать квантовые туннельные переходы во внешнее пространство: можно предполагать, что примордиальные «маленькие» черные дыры ($m \sim 10^{15}$ г) являются эффективными излучателями сверхвысокочастотных гравитонов.

В-четвертых, времена жизни рентгеновских уровней атома и возбужденных квазимолекулярных уровней настолько коротки ($\tau \sim \sim 10^{-16}$—10^{-21} с), что вероятности испускания гравитонов на этих же переходах достаточно велики — $W \sim 10^{20}$—10^{15} $с^{-1}$ даже в нерелятивистских условиях.

В общих чертах процесс генерации рентгеновских и гамма-гравитонов во вселенной можно себе представить следующим образом.

В результате некоторой космической катастрофы образовался объект массы M из неравновесных молекул или ядер. Для достаточно плотного объекта наиболее вероятным процессом релаксации будет гравитационная (бозонная) лавина [1] в объеме когерентности $V_k \sim (T_2^* c)^3$, который содержит $V_k N_0 = N_k$ возбужденных частиц, где N_0 — число частиц в единице объема. Всего таких лавин в объекте может быть порядка V/V_k, где V — объем объекта. В результате такой совокупности лавин объект будет иметь мощность гравитационного излучения $W \leqslant n_0 (N_k \hbar\omega/\tau_k)$, где τ_k — время выхода гравитонов из V_k, мощность потока гравитонов на расстоянии R от объекта будет

$$W_R \leqslant \frac{n_0}{2\pi R^2} \frac{1}{\tau_k} N_k \hbar\omega.$$

Наиболее мощная космическая катастрофа, которую можно себе представить на основании данных современной космологии, это примордиальный взрыв с образованием вселенной (ПВ). При катастрофе ПВ будет участвовать масса $M_{ПВ} = \theta N_Г N_З M_\odot$, где $\theta \geqslant 1$ — коэффициент для учета массы сверхгалактики, $N_Г$ — число галактик во вселенной и $N_З$ — число звезд и других массивных объектов в одной галактике. Принимая $\theta = 10^3$, $N_Г = 10^{10}$, $N_З = 10^{11}$ и $N_\odot = 10^{33}$ г, получим $M_{ПВ} = 10^{57}$ г. Такие архипримордиальные взрывы (АПВ) могли произойти в «доисторический» период нашей вселенной при $t_{АПВ} \gg \gg 10^{17}$ с. Из данных современной физики следует, что такие промежутки времени $t_{АПВ}$ имеют физический смысл, например, имея аналог времени жизни изолированного возбужденного спина в магнитном поле.

Пусть

$$T_2^* = T_{RГ} = T_{OГ}^{-1}, \quad \eta = N_k (\lambda^2/s),$$

где соответственно $T_{RГ}$, $T_{OГ}$ и η — время конкретной спонтанной гравитационной релаксации, изолированного массового квадруполя и параметр бозонного конденсата гравитонов. При

$$N_0 = 10^{15}\ см^{-3},\ \lambda = 10^{-8}\ см,\ s = 1\ см^2 \text{ и } T_{OГ} = 10^{19}\ с$$

получим

$$\eta = 10^{14} \cdot N_k = 10^{30},\ R = 10^5\ см,\ V_k = 10^{15}\ см^3,\ T_{RГ} = 10\ с^5.$$

Мы воспользовались соотношениями

$$(N_k/N_0) = \left(\frac{T_{OГ}\, sc}{N_k \lambda^2}\right)^3,\ N_k = (N_0^{1/3}\, T_{OГ}\, sc/\lambda^2)^{3/4}. \qquad (1)$$

Если $N_0=10^{90}$, то $V=10^{65}$ см^3 и $n_0=10^{56}$. Примерно за $t_0=10^{12}$ с вся энергия $E=6\cdot 10^{71}$ эрг будет излучена объектом средней мощности $P_0=6\cdot 10^{50}$ эрг$\cdot$с$^{-1}$.

Согласно недавно опубликованной работе [2] это число является вполне реальным и на него можно ориентироваться. Для постановки экспериментов необходимо провести оценку числа гравитонов, приходящихся на единицу площади. Исходя из значения $P_0=10^{55}$ эрг$\cdot$с$^{-1}$ [2] на расстоянии $R=10^{27}$ см, имеем поток на детекторе $P_0/4\pi R^2=$ $=10$ эрг$\cdot$с$^{-1}$ или 10^7 грав$\cdot$с$^{-1}$см$^{-2}$ (для $\omega=10^{20}$ рад$\cdot$с$^{-1}$).

Полученное значение отвечает полному спектру гравитонов, испускаемых данной звездой. При числе частиц 10^{22} и вероятности перехода 10^{-34} получим следующую скорость счета в 1 с:

$$10^7\cdot 10^{22}\cdot 10^{-34}=10^{-3}\,{}_{\text{квант}}\cdot\text{с}^{-1}\,\text{см}^{-2}.$$

Современные эксперименты по регистрации мёссбауэровского излучения для низкой границы порога шумов дают следующее значение $\sim 10^{-2}$ квант$\cdot$с$^{-1}$ см$^{-2}$ [3]. Сравнивая эти значения, можно заключить, что современная техника мёссбауэровского эксперимента может быть использована для поиска гамма гравитонов. Из существующих экспериментальных данных оценка для $I_r \leqslant 10^{10}$ грав$\cdot$с$^{-1}$см$^{-2}$ в области $\omega=10^{20}$ рад$\cdot$с$^{-1}$.

Приведенная оценка для гамма-диапазона может стать более благоприятной при возбуждении высокочастотными гравитонами рентгеновских уровней атомов. В этом случае регистрация излучения должна проводиться интегрирующими детекторами по всему спектру. Дифференциация гамма-гравитонов от высокочастотного электромагнитного излучения той же энергии может быть обеспечена путем создания защиты в области энергий $E_{\text{гр}}=E_{\text{фот}}$. С целью выделения резонансного возбуждения можно предложить следующую технику регистрации: резонансный детектор [4], настроенный только на мёссбауэровский переход, обладает высокой избирательностью, но значительно проигрывает эффективности скорости счета, которая определяется отношением ширины мёссбауэровского перехода $\Gamma=10^{-8}$ эВ (^{57}Fe) ко всему спектру излучения гравитонов $\sim 10^5$ эВ. Поэтому указанная скорость счета должна уменьшаться соответственно в 10^{13} раз.

Следовательно, $I_r' \ll 10^{23}$ грав$\cdot$с$^{-1}$ см$^{-2}$, именно такое количество грамма-гравитонов должно приходиться на 1 см^2 поверхности Земли в интервале энергии, равном 10^{-8} эВ. Выполнение подобных экспериментов проблематично. Но некоторые данные позволяют надеяться на успех. Так обнаружено [5], что электромагнитное излучение, которое идет от взрыва сверхновых звезд, содержит линии спектра ионов железа, поэтому эксперименты по поиску гамма-гравитонов могут вестись на распространенном мёссбауэровском изотопе ^{57}Fe. Известная сложность обнаружения гамма-гравитона (Г) может заключаться в том, что он участвует в процессах аннигиляции и, возможно, с фотонами.

Процессы фоторасщепления ядер железа ^{56}Fe могут идти как с помощью γ-квантов, так и Г-гравитонов или комбинации γ-квантов и Г-гравитонов по реакции

$$\gamma+\Gamma+\gamma\ \ldots\ \Gamma+\gamma+{}^{56}\text{Fe}\rightarrow 13\alpha+4n-124\ \text{МэВ}$$

или

$$\gamma+\Gamma+\gamma\ \ldots\ \Gamma+\gamma+{}^{56}\text{Fe}\rightarrow 26p+30n-493\ \text{МэВ},$$

при этом происходит излучение нейтрино.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Held A. GPG, 1977, 8, N 1, 1.
2. Kishner R. P. Sci. Amer., 1976, 235, N 6, 89—101.
3. Zasimov V. S., Kuz'min R. N. Phys. Stat. Sol., 1975, (b)70, K55.
4. Митрофанов К. П., Плотникова М. В., Рохлов Н. И. Приборы и техника эксперимента, 1965, 4, 55; 1964, 6, 689.
5. Грищук Л. П. Успехи физ. наук, 1977, 121, № 4, 629.

Поступила в редакцию
02.11.78

УДК 533.6.011.72

М. В. ПИСКАРЕВА, Ф. В. ШУГАЕВ

ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ГАЗА ВНУТРИ НЕОДНОРОДНОСТИ НА ИЗМЕНЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ПРОХОДЯЩЕЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Пусть плоская ударная волна с числом Маха M_0, распространяющаяся из области $a<0$ по однородному покоящемуся газу, встречает в точке $a=0$ границу слабой неоднородности ($\rho=\rho_0$ при $a\leqslant 0$, $\rho=\rho_0+\delta\rho(a)$ при $a>0$, $\delta\rho(a)\leqslant 0$, $\delta\rho(0)=0$, $|\delta\rho|/\rho_0\ll 1$, a — лагранжева координата, ρ — плотность). Газ внутри неоднородности покоится, давление постоянно. Представим давление и плотность за волной, а также число Маха волны в виде

$$p_1(a, t) = p_1(0, 0) + \delta p_1(a, t) + \delta^2 p_1(a, t) + \dots,$$

$$\rho_1(a, t) = \rho_1(0, 0) + \delta \rho_1(a, t) + \delta^2\rho_1(a, t) + \dots,$$

$$M(a) = M_0 + \delta M(a) + \delta^2 M(a) + \dots .$$

Из граничного условия на контактной поверхности [1, 2] и выражения для производной dM/dt вдоль луча получается с точностью до членов третьего порядка относительно $\delta\rho/\rho_0$

$$M(a) - M_0 = A_1(\delta\rho/\rho_0) + A_2(\delta\rho/\rho_0)^2 +$$

$$+\frac{A_3}{\rho_0^2}\int\limits_0^a \delta\rho(\alpha)\frac{d\,\delta\rho(\xi)}{d\xi}\,d\alpha,\quad A_i = A_i(M_0, \gamma),\quad \xi = (2\alpha + h_1 a)/h_2, \qquad (1)$$

$$h_1 = \sqrt{g/f} - 1,\quad h_2 = \sqrt{g/f} + 1,\quad g = 2\gamma M_0^2 - \gamma + 1,$$

$$f = (\gamma - 1)M_0^2 + 2,\quad \gamma = c_p/c_v.$$

Первые два члена в (1) соответствуют распаду волны на слабой неоднородности $\delta\rho(a)=\mathrm{const}$ и зависят только от разности $\rho(a)-\rho_0$. Третий член дает зависимость изменения числа M от профиля неоднородности. В таблице приведены формулы для коэффициентов A_i и их значения при различных M_0, γ.

Если перепад плотности $\delta\rho(a_0)$ фиксирован, то из (1) следует, что для квадратичного распределения плотности внутри неоднородности $\delta\rho/\rho_0=k_1 a+k_2 a^2$, в принятом нами приближении величина $M_0-M(a_0)$ минимальна при $k_1=0$.