

энергии гравитационных волн в масштабе скоплений галактик на сегодняшний момент:

$$\rho_g (M \approx 10^{13} M_\odot) \approx 10^{-9} \rho_\gamma \approx 10^{-49} \text{ г/см}^3,$$

$$\epsilon_g \approx 10^{-20} \text{ эрг/см}^3, \quad \dot{h} = 10^{-23} \text{ сек}^{-1} = 10^{-5} H.$$

Таким образом, в том масштабе, в котором известны возмущения плотности, плотность энергии гравитационных волн мала (конечно, все только в гипотезе равномерного распределения). В еще большем масштабе об амплитуде гравитационных волн можно судить по возмущениям реликтового излучения; этот вопрос рассматривается дальше, в § 7. В масштабе, меньшем $10^{13} M_\odot$, возмущения реликтового излучения гравитационными волнами наблюдать трудно.

Возмущения плотности в масштабе, меньшем $M = 10^{13} M_\odot$, затухают до рекомбинации, но тепло, выделяемое ими при затухании, должно менять спектр реликтового излучения. Такие изменения не наблюдаются, что накладывает ограничение $\epsilon_{\text{акуст}} < 0,05 \epsilon_\gamma$ в диапазоне масс $10^{13} M_\odot > M > 10^{-5} M_\odot$. Гипотеза равномерного распределения дает $\epsilon_g < 0,05 \epsilon_\gamma$ в том же диапазоне масс.

Если предположить плоский спектр скалярных возмущений метрики, который может объяснить и структуру и энтропию Вселенной (см. § 9 гл. 23), и если считать справедливой гипотезу равномерного распределения, то приходим к выводу, что гравитационные волны вносят малый вклад в общую плотность энергии во всем диапазоне длин волн, от миллиметров до 10^{10} пс. Однако сам этот плоский спектр скалярных возмущений пока не доказан.

§ 6. Генерация гравитационных волн в современную эпоху и оценки общей плотности энергии гравитационных волн

В современную эпоху генерация гравитационных волн происходит двойными звездами и пульсарами, при взрывах сверхновых, а также в ядрах галактик и квазарах. Все эти явления хотя и связаны с космологией лишь косвенно, заслуживают рассмотрения уже потому, что желательно собрать в одном месте всю информацию о гравитационных волнах любого происхождения во Вселенной.

Гравитационные волны некосмологического происхождения рассматривались в ТТ и ЭЗ. Там большое внимание было уделено опытам Вебера по детектированию гравитационных волн; сделаны оценки энергии пакета гравитационных волн, необходимой для возбуждения веберовского детектора; отмечена трудность объяснения результатов Вебера в рамках того, что известно астрофизике. В момент написания ТТ и ЭЗ не было других экспериментальных данных.

В настоящее время можно считать установленным, что всплески и совпадения, наблюдаемые Вебером, не вызваны гравитационными

волнами. Применяя схожие антенны, но изменив способ регистрации, Брагинский с сотрудниками (1974) показал, что статистически значимых совпадений нет. К тому же выводу об отсутствии веберовских всплесков гравитационных волн пришел и Тайсон (1973).

Таким образом, при оценке некосмологического гравитационного излучения нужно обратиться к теории генерации волн, освобождаясь от гипноза первоначальных, неподтвердившихся экспериментальных данных [см. Зельдович, Полнарев (1974)].

Начнем с общих энергетических соображений.

Во всех случаях, кроме столкновения двух «черных дыр», выделение энергии в форме электромагнитного излучения больше, чем в форме гравитационных волн. Это утверждение относится и к столкновениям обычных звезд, и к столкновению белых карликов и нейтронных звезд, и к излучению пульсаров. Значит, плотность энергии гравитационных волн такого происхождения меньше плотности энергии некосмологического (нереликтового) электромагнитного излучения, т. е. существенно меньше 10^{-18} эрг/см³, что соответствует $\rho < 10^{-34}$ г/см³.

При столкновении двух черных дыр гравитационное излучение достигает, вероятно, нескольких процентов массы покоя.

Гравитационное излучение может играть роль в эволюции скопления, состоящего из множества черных дыр [Зельдович, Подурец (1964, 1965)]. Но такое скопление теряет устойчивость, когда гравитационный дефект массы достигает нескольких процентов *). Только часть этой потери энергии приходится на гравитационное излучение.

Следовательно, один важный вывод можно сделать немедленно: некосмологическое гравитационное излучение не может составлять существенную долю всей плотности материи во Вселенной и, следовательно, не может сделать мир замкнутым! Если для этого недостаточно суммарная масса обычного вещества и всех черных дыр всех масштабов, то учет гравитационного излучения, испущенного перечисленными телами, ничего не изменит.

Вместе с тем, если черные дыры дают, к примеру, 10% плотности материи и, в свою очередь, 10% массы черных дыр превратились в гравитационное излучение, то последнее составляет 1% плотности материи, т. е. $\sim 10^{-32}$ г/см³.

Напомним способы наблюдательного обнаружения слабозаимодействующих частиц, которые пригодны также для обнаружения гравитационного излучения. Во всех случаях, рассматриваемых

*) В самом выгодном случае диска дефект массы достигает 40% [Бардин, Вагонер (1971)]. Для тела, состоящего из отдельных фрагментов, дефект массы как в случае диска [Солпитер (1971)], так и в случае сферы [Бисноватый-Коган (1972б)] может сколь угодно близко приближаться к Mc^2 .

ниже, основой является влияние любой формы материи и энергии на общую динамику расширения Вселенной.

Возраст, плотность и постоянная Хаббла связаны между собой. В гл. 1 даны формулы, связывающие возраст Вселенной, плотность материи и постоянную Хаббла. Применим эти формулы для того, чтобы из оценок возраста Вселенной оценить плотность материи. Хотя возраст Вселенной (от момента сингулярности) точно и не известен, но для него есть неравенства. С большой вероятностью возраст больше $(10-12) \cdot 10^{10}$ лет и с абсолютной достоверностью больше $5 \cdot 10^9$ лет. Последняя цифра представляет собой возраст Солнечной системы.

Отсюда для плотности получается неравенство $\rho < 2 \cdot 10^{-28}$ г/см³ при $H=75$ км/сек·Мпс и при $H=50$ км/сек·Мпс. Под ρ надо иметь в виду плотность всех видов материи, в том числе и гравитационных волн. Эти величины получены в предположении $P=\epsilon/3$, они во много раз превосходят плотность электромагнитного излучения и в этом смысле малоинтересны.

Другой способ связан с косвенным влиянием слабозаимодействующих частиц и, в частности, гравитационных волн на развитие возмущений плотности. Отсылая за подробностями к работе Гюйо и Зельдовича (1970), напомним суть дела. В стационарной Вселенной возмущения плотности растут по закону $\frac{\delta\rho}{\rho} \sim e^{\omega t}$, $\omega = \sqrt{4\pi G\rho_{\text{вещ.}}}$. Естественным обобщением этого закона на случай расширяющейся Вселенной является выражение $e^{\int \omega dt}$, согласно с точным расчетом улучшается при введении множителя $t^{-1/2}$ (см. § 2 гл. 9).

От плотности гравитационных волн зависит закон расширения. Запишем:

$$\rho_{\text{вещ.}} = \rho_{\text{вещ.}, 0} (1+z)^3 = \rho_c \Omega_{\text{вещ.}} (1+z)^3,$$

$$dt = \frac{1}{H_0} \frac{dz}{(1+z)^2 \sqrt{1 + \Omega_{\text{вещ.}} z^2 + (\Omega_\gamma + \Omega_g) z(2+z)}}.$$

Здесь $\Omega_{\text{вещ.}}$ есть отнесенная к критической плотности нерелятивистского вещества (того, которое собирается в галактики), Ω_γ , Ω_g — то же для электромагнитного излучения и гравитационных волн.

Подставляя выражения ω и ρ_c , получим, интегрируя от момента рекомбинации до настоящего времени (когда и происходит рост возмущений),

$$\alpha = \sqrt{\frac{2}{3}} \int_{z=0}^{z=z_{\text{рек}}} \omega dt = \int_{z=0}^{z=z_{\text{рек}}} \frac{\sqrt{\Omega_{\text{вещ.}}} dz}{\sqrt{(1+z) [1 + \Omega_{\text{вещ.}} z^2 + (\Omega_\gamma + \Omega_g) z(2+z)]}}.$$

При $\Omega_{\text{вещ.}}=1$, $\Omega_\gamma=\Omega_g=0$ это дает известный результат:

$$\alpha = \ln(z_{\text{рек}} + 1), \quad e^\alpha = z_{\text{рек}} + 1 \approx 1401.$$

Теперь посмотрим, как влияют поправки. Зададимся для примера $\Omega_{\text{вещ}} = 0,2$. Как известно, $\Omega_{\gamma} = 10^{-4}$. Если $\Omega_g = 0$, то член с Ω_{γ} практически не играет роли:

$$\begin{aligned} \text{при } \Omega_{\gamma} = 0 & \quad \alpha_0 = 5,6, \quad e^{\alpha_0} = 270; \\ \text{при } \Omega_{\gamma} = 10^{-4} & \quad \alpha_1 = 5,35, \quad e^{\alpha_1} = 210. \end{aligned}$$

Однако, задавшись $\Omega_{g2} = 100\Omega_{\gamma}$ и $\Omega_{g3} = 1000\Omega_{\gamma}$, получим значительное уменьшение роста возмущений:

$$\alpha_2 \approx 2, \quad e^{\alpha_2} = 10, \quad \alpha_3 \approx 1, \quad e^{\alpha_3} = 3.$$

Мы знаем, что скопления галактик сформировались в настоящее время, а скорее даже раньше, при $z \sim 4$. Необходимые для этого начальные возмущения тем больше, чем меньше e^{α} . В варианте $\Omega_{g2} = 100\Omega_{\gamma}$ возмущения плотности на момент рекомбинации должны были достигать $\frac{\delta\rho}{\rho} \sim 0,1$; при адиабатических возмущениях этому соответствует $\frac{\delta T}{T} \sim 0,03$. Такие флуктуации реликтового фона исключены имеющимися наблюдениями.

Теория вопроса недостаточно разработана; главный недостаток, однако, заключается в том, что по ходу рассуждений приходится делать много допущений, что снимает доказательную силу аргументации.

Обратимся, наконец, к оценке плотности гравитационного излучения из рассмотрения нуклеосинтеза в ходе космологического расширения.

Напомним, что в § 5 гл. 7 мы рассматривали влияние тяготения, создаваемого неизвестными частицами, на скорость расширения Вселенной и, как следствие этого, на процесс нуклеосинтеза. Вывод состоял в том, что $\rho_{\text{нечив}}/\rho_{\text{нв}} < 3-4$, ибо в противном случае дозвездное вещество более чем на 50% состояло бы из He.

Таким образом, $\rho_g/\rho_{\gamma} < 3-4$. В расчете предполагается, что нейтринный заряд равен нулю, налицо симметрия $\nu_e = \bar{\nu}_e$ — иначе число вариантов стало бы необозримо.

Итак, есть три метода оценки плотности гравитационного излучения. Общей основой этих методов является усредненное гравитационное поле гравитационного излучения, т. е. эффект, квадратичный по амплитуде h волны.

Можно ли выбрать из трех методов один, наиболее чувствительный, дающий нижнюю границу для ρ_g ?

Такой подход был бы неправилен, и не только потому, что каждый метод не является абсолютно надежным и использует дополнительные предположения. Дело в том, что методы не вполне перекрываются, так как относятся к различным участкам спектра. В каж-

дый момент времени t в уравнениях динамики в плотности ϵ_g нужно включать вклад «уже волн», $\lambda < ct$, но не «будущих волн», $\lambda > ct$.

Приведем окончательные результаты (см. табл. XV). Энергию гравитационных волн характеризуем отношением ее к энергии электромагнитного излучения*) с температурой $2,7^\circ\text{K}$. Длины волн приведены к настоящему времени. Напомним, что $\Omega_\gamma/\Omega_{\text{вещ}}$ лежит в пределах $5 \cdot 10^{-5} - 5 \cdot 10^{-8}$.

ТАБЛИЦА XV

Ограничения на возможную плотность гравитационных волн во Вселенной

Метод	ρ_g/ρ_γ	Область спектра
Нуклеосинтез	< 4	$0 < \lambda < 3 \cdot 10^{17} \text{ см}$
Развитие возмущений	< 200	$0 < \lambda < 5 \cdot 10^{26} \text{ см}$
Возраст Вселенной	$< 20\ 000$	$0 < \lambda < 10^{28} \text{ см}$

§ 7. Влияние гравитационных волн на реликтовое излучение

Как и всякое нестационарное возмущение метрики, гравитационное излучение влияет на реликтовое излучение. По общим законам оптики это влияние приводит к тому, что наблюдаемая температура излучения T становится различной в разных направлениях. Вид спектра не изменяется; в частности, если спектр был равновесным в момент рекомбинации, то он и остается равновесным, планковским в каждом данном направлении. Теорема Лиувилля в сочетании с ОТО обеспечивает изменение плотности потока фотонов пропорционально T^3 в соответствии с изменением частоты фотонов и температуры.

Таким образом, рассматриваются величины $T(\theta, \varphi)$ или $\Delta T(\theta, \varphi) = T(\theta, \varphi) - \bar{T}$ при наличии гравитационных волн. Важнейшие теоретические работы по этому вопросу выполнены в Потсдамской обсерватории Докуром (1969).

Не воспроизводя математические выкладки, дадим качественное описание результатов. Очевидно, что безразмерное изменение частоты данного луча электромагнитной волны или изменение температуры вдоль данного луча выражается через безразмерную амплитуду гравитационной волны h (для краткости не пишем индексов).

Так как в ходе расширения h уменьшается, то в ответ входят значения h на момент рекомбинации, ибо в этот момент гравитацион-

*) При этом в ответ не входит неопределенность постоянной Хаббла и плотности материи.