

Стандартная процедура квантования показывает, что гравитац. волны можно рассматривать как поток квантов — г р а в и т о н о в, представляющих собой нейтральные частицы с нулевой массой покоя и со спином 2 (в единицах \hbar). Спиральность гравитона (проекция его спина на направление движения) всегда равна ± 2 . Гравитоны подчиняются *Бозе — Эйнштейна статистике* и могут неограниченно накапливаться в одном квантовом состоянии, образуя когерентный конденсат, к-рый представляет собой классич. гравитац. волну.

Аналогично вектор-потенциалу эл.-магн. поля $\hbar_{\mu\nu}$ является калибровочным полем: ур-ния поля не изменяются при замене

$$\hbar_{\mu\nu} \rightarrow \hbar_{\mu\nu} + \frac{\partial a_\mu}{\partial x^\nu} + \frac{\partial a_\nu}{\partial x^\mu}, \quad (2)$$

где a_μ — произвольное векторное поле. Калибровочная инвариантность теории классич. слабого гравитац. поля есть следствие общей ковариантности ОТО (см. *Тяготение*). Соответственно требование калибровочной инвариантности накладывается на квантовую теорию гравитонов, а также (после надлежащего ковариантного обобщения преобразования (2)) на К. т. г. в целом.

Нелинейность ОТО приводит к нелинейности К. т. г.; в след. порядке теории возмущений по $\hbar_{\mu\nu}$ гравитоны начинают взаимодействовать друг с другом и со всеми остальными квантовыми частицами. Типичный процесс — рассеяние гравитона на гравитоне: $g+g \rightarrow g+g$; его сечение

$$\sigma \sim l_{Pl}^2 (\mathcal{E}/m_{Pl}c^2)^2, \quad (3)$$

где $m_{Pl} = (\hbar c/G)^{1/2} \approx 10^{-5}$ г, $m_{Pl}c^2 \approx 10^{19}$ ГэВ, G — гравитац. постоянная, $l_{Pl} = \hbar/m_{Pl}c \approx 10^{-33}$ см, \mathcal{E} — полная энергия гравитонов в системе центра инерции ($\mathcal{E} \ll m_{Pl}c^2$). Величины l_{Pl} и m_{Pl} наз. соответственно планковскими длиной и массой, поскольку их впервые ввёл М. Планк (М. Planck), исходя из соображений размерности. Ввиду крайней малости l_{Pl} это сечение ничтожно мало в подавляющем большинстве процессов во Вселенной. Др. процессами такого типа, к-рые интересны с принципиальной точки зрения, являются двухгравитонное рождение пары частица-античастица любого негравитац. квантового поля и обратный процесс двухгравитонной аннигиляции пары: $g+g \rightarrow N+\bar{N}$. Если $\mathcal{E} \gg m_Nc^2$, где m_N — масса покоя частицы N , то сечение обоих процессов также даётся ф-лой (3). Т. о., на квантовом уровне обнаруживается взаимопревращаемость всех видов материи, включая гравитац. поле.

Из-за наличия калибровочной симметрии поле $\hbar_{\mu\nu}$ содержит лишние степени свободы, соответствующие нефиз. значениям спиральности 0, ± 1 . Поэтому, как и в случае эл.-магн. поля, возможны два способа квантования: каноническое и ковариантное. В первом случае для построения К. т. г. используется нековариантный гамильтон формализм. При этом релятивистская ковариантность теории нарушается путём выбора некой системы отсчёта и расщепления единого четырёхмерного пространства-времени на отдельные пространство и время [т. н. (3+1)-расщепление], после чего все нефиз. степени свободы в принципе могут быть исключены. Доказывается, однако, независимость всех физ. результатов от выбора системы отсчёта. Это направление в К. т. г. известно также под назв. к в а н т о в о й г е о м е т р о д и н а м и к и, а его осн. ур-ние, представляющее собой обобщение Шрёдингера уравнения на случай гравитац. поля с бесконечным числом степеней свободы, наз. Уилера — де Витта уравнением. При ковариантном квантовании гравитац. поля используется лагранжево формализм, к-рый позволяет сохранить релятивистскую ковариантность на всех этапах вычислений. Нефиз. степени свободы не исключаются явно, но их вклад во все физ. процессы компенсируется введением вспомогат. полей (т. н. Фаддеева — Попова дуглов), обладающих неправильной связью спина со

статистикой. Доказана формальная эквивалентность канонич. и ковариантного квантования во всех порядках по $\hbar_{\mu\nu}$.

Однако практич. расчёт физ. процессов в высших порядках теории возмущений по $\hbar_{\mu\nu}$, для к-рых Фейнмана диаграммы содержат более одной замкнутой гравитонной петли (замкнутая петля изображает пару виртуальных гравитонов), оказывается невозможным из-за перенормируемости К. т. г., основанной на лагранжиане ОТО. Причина этой фундамент. трудности в том, что в лагранжиане ОТО (после его деления на \hbar) входит размерная константа l_{Pl}^2 . Поэтому диаграммы, содержащие всё большее кол-во гравитонных петель, формально приводят к появлению бесконечного числа расходящихся радиационных поправок к лагранжиану ОТО, к-рые нельзя устранить перенормировкой. Если ограничиться расчётом только тех диаграмм Фейнмана, в к-рых внеш. гравитонные линии лежат на массовой поверхности, т. е. соответствуют реальным гравитонам (удовлетворяющим классич. ур-ниям Эйнштейна в пустоте $R_{\mu\nu}=0$, где $R_{\mu\nu}$ — т. н. Риччи тензор, выражающийся через $g_{\mu\nu}$ и его первые и вторые производные по координатам), то диаграммы, содержащие только одну гравитонную петлю, оказываются конечными ввиду обращения в нуль всех возможных общековариантных контрчленов в данном порядке. Поэтому К. т. г. на массовой поверхности конечна в однопетлевом приближении. Начиная с диаграмм Фейнмана, имеющих две гравитонные петли, К. т. г. не является конечной даже на массовой поверхности.

В настоящее время рассматриваются три подхода к проблеме перенормируемости К. т. г. Первый из них связан с переходом к квантовой супергравитации и с надеждой найти такую теорию, к-рая, несмотря на наличие размерной константы в лагранжиане, окажется конечной на массовой поверхности. Из-за наличия дополнит. симметрии число расходимостей в квантовой супергравитации уменьшается. В частности, уже простейшая её разновидность — т. н. $N=1$ супергравитация, содержащая в дополнение к гравитону безмассовую фермионную спиральную частицу со спином $3/2$ (гравитино), оказывается конечной на массовой поверхности в двухпетлевом приближении (вследствие обращения в нуль всех возможных обще- и суперковариантных контрчленов). Пока не удалось построить ни одного варианта квантовой супергравитации, для к-рого была бы доказана конечность в трёхпетлевом приближении. Осн. надежды здесь связываются с наиб. симметричным и богатым физ. полями вариантом — $N=8$ супергравитацией. Другой, альтернативный подход основан на видоизменении ОТО путём добавления в её лагранжиан квадратичных по тензору Риччи общековариантных членов. Коэффициенты при этих членах оказываются безразмерными, так что эта процедура ведёт к построению перенормируемой К. т. г. Как и в др. перенормируемых квантовых теориях, для констант связи этого варианта К. т. г. можно написать ур-ния ренормализационной группы. Возникающая в результате этого зависимость констант связи от энергии отвечает (при соответствующем выборе знака констант) случаю асимптотической свободы (как и для полей Янга — Миллса), т. е. константы логарифмически убывают с ростом энергии \mathcal{E} при $\mathcal{E} \gg m_{Pl}c^2$. В такой К. т. г., помимо обычного гравитона, содержатся ещё две массивные универсально взаимодействующие частицы: со спином 0 и со спином 2 (на классич. уровне это соответствует тому, что ур-ния теории представляют собой дифференц. ур-ния четвертого порядка для $g_{\mu\nu}$). Массы покоя этих частиц порядка m_{Pl} , умноженной на безразмерные константы связи. Учёт радиац. поправок приводит к нестабильности массивных частиц: они могут распадаться на пару гравитонов или пару частица-античастица любых квантовых негравитац. полей. Массивная частица со спином 2 представляет собой