Low Temperature Physics/Фізика низьких температур, 2020, т. 46, № 8, с. 954–958

О возможном подобии электрослабого и гравитационного взаимодействий

Э.А. Пашицкий, В.И. Пентегов

Институт физики НАН Украины, Киев, 03028, Украина
E-mail: pashitsk@iop.kiev.ua
pentegov@iop.kiev.ua

Статья поступила в редакцию 14 апреля 2020 г., опубликована онлайн 22 июня 2020 г.

На основе совпадения размерностей гравитационной постоянной Ньютона G_N и феноменологической константы Ферми G_F для слабых сил в естественной системе единиц ($\hbar = c = 1$) предложен вариант квантово-полевой теории гравитации, аналогичный по своей структуре теории единого электрослабого взаимодействия Глэшоу–Салама–Вайнберга.

Ключевые слова: гравитационное взаимодействие, квантовая теория поля, бозоны, общая теория относительности.

1. Современная теоретическая физика характеризуется единством подходов и методов, применяемых при рассмотрении задач в, казалось бы, совершенно различных областях. Например, единый теоретико-полевой подход, учитывающий фундаментальные представления о спонтанном нарушении различных скрытых симметрий при фазовых переходах второго рода, является стандартным для физики конденсированного состояния. Но он также оказывается продуктивным и для квантовой теории поля, что свидетельствует о единстве законов природы в чрезвычайно широком диапазоне энергий и температур в 35 порядков, начиная от сверхтекучих квантовых ферми- и бозе-жидкостей ^{3}He и ^{4}He с критическими температурами $2\cdot10^{-3}$ и 2 К соответственно, вплоть до физики высоких энергий с характерными энергиями порядка 100 ГэВ (10^{15} К) и квантовой гравитации с энергиями порядка планковской 10^{19} ГэВ (10^{32} К). Характерным примером выявления такой универсальности может служить история развития представлений о механизме генерации массы. Нелинейное уравнение с мнимым «массовым» параметром в статическом нерелятивистском приближении было впервые предложено Гинзбургом и Ландау в 1950 г. для феноменологического описания фазового перехода второго рода в металлах при переходе из нормального состояния в сверхпроводящее ниже критической температуры [1]. Релятивистский вариант такого нелинейного уравнения в 1964 г. впервые применен Хиггсом [2,3] в квантовой теории поля, а в 1972 г. это уравнение было использовано Киржницем [4] для описания горячей Вселенной, когда массовый параметр зависит от температуры.

В настоящей работе развивается предположение о том, что между гравитационным и слабым взаимодействиями, несмотря на колоссальную разницу их констант $G_N / G_F \approx 6\cdot10^{-34}$, существует определенное подобие, согласно которому «сверхслабые» гравитационные силы обусловлены обменом «сверхтяжелыми» виртуальными тензорными бозонами, по аналогии со слабым взаимодействием.

Как известно, одно из основных препятствий на пути построения перенормируемой квантово-полевой теории гравитации связано с тем, что соответствующая константа взаимодействия — гравитационная постоянная Ньютона G_N — является размерной величиной. Тем не менее аналогичная трудность с размерностью феноменологической константы Ферми G_F для слабого взаимодействия была успешно преодолена при построении квантово-полевой теории единого электрослабого взаимодействия Глэшоу–Салама–Вайнберга [5–7].

Как отмечалось в работе [8], соотношение между константами G_F и G_N может быть представлено в виде $G_F = \zeta(\hbar/c)^2 G_N$, где ζ — безразмерный коэффициент, равный $\zeta = 1,73867\cdot10^{33}$. Отсюда следует, что в естественной системе единиц при $\hbar = c = 1$ размерности констант G_N и G_F совпадают, а их отношение равно $G_N / G_F \approx 5,75\cdot10^{-34}$. На основе этого наблюдения в работе [9] высказано предположение о возможности существования сходства в структуре квантово-полевой природы гравитационного и слабого взаимодействий.

Согласно современным представлениям, короткодействующие слабые ядерные силы обусловлены обменом промежуточными бозонами $W^{\pm}$ и Z^0, массы которых возникают в результате спонтанного нарушения калибровочной симметрии электромагнитного поля благодаря его взаимодействию с нелинейным скалярным полем Хиггса [2,3]. При этом сохраняются безмассовые фотоны, ответственные за дальнодействующее электромагнитное взаимодействие между зарядами, которое в статическом пределе сводится к закону Кулона.

В настоящей работе показано, что на малых расстояниях, сравнимых с планковским масштабом длины $l_P = 1/M_P \approx 10^{-33}$ см, где $M_P = 1/\sqrt{G_N}$ — масса Планка (здесь и далее полагаем $\hbar = c = 1$), могут существовать короткодействующие гравитационные силы, обусловленные обменом виртуальными массивными тензорными бозонами со спином $S = 2$. Генерация массы таких бозонов возникает в результате спонтанного нарушения калибровочной симметрии линейного тензорного гравитационного поля за счет его взаимодействия с фундаментальным нелинейным скалярным полем. При этом сохраняются безмассовые гравитоны, переносящие дальнодействующее гравитационное взаимодействие, которое в классическом приближении описывается нелинейными уравнениями общей теории относительности (ОТО) [10], а в статическом пределе сводится к закону всемирного тяготения Ньютона.

2. Согласно ОТО, слабое гравитационное поле в линейном приближении по малым возмущениям $h_{\mu\nu}$ метрического тензора $g_{\mu\nu}$ может быть представлено следующим тензорным уравнением (см., например, [11]):

$$\Box^2 h_{\mu\nu} - \frac{\partial^2}{\partial x^\lambda \partial x^\mu} h_\nu^\lambda - \frac{\partial^2}{\partial x^\lambda \partial x^\nu} h_\mu^\lambda + \frac{\partial^2}{\partial x^\mu \partial x^\nu} h_\lambda^\lambda = 0 \quad (1)$$

($\Box$ — оператор Даламбера). Это уравнение определяет свободное тензорное поле безмассовых гравитонов со спином $S = 2$ в отсутствие тяготеющих масс и обладает свойством точной локальной калибровочной симметрии.

Рассмотрим вопрос о спонтанном нарушении локальной калибровочной симметрии этого линейного тензорного поля за счет его взаимодействия с некоторым фундаментальным нелинейным вещественным скалярным полем Φ, лагранжиан которого в 4D пространстве-времени имеет вид

$$L_\Phi = \frac{g^{\mu\nu}}{2} \partial_\mu \Phi \cdot \partial_\nu \Phi + \frac{\mu^2}{2} \Phi^2 - \frac{g^2}{4} \Phi^4, \quad (2)$$

где $\mu = im$ — параметр «мнимой массы», g — параметр нелинейности скалярного поля. Такое скалярное поле имеет два равновероятных основных состояния в одинаковых симметричных минимумах плотности потенциальной энергии $U_0 = -\mu^2 \Phi_0^2 / 4$ при двух вакуумных средних значениях амплитуды $\Phi = \pm\Phi_0 = \pm\mu / g$. Возбуждениями поля Φ являются нейтральные скалярные бозоны с массой $M_B = \mu\sqrt{2}$ и спином $S = 0$.

Для описания процедуры спонтанного нарушения калибровочной симметрии поля гравитонов воспользуемся методом, приведенным в [12] для лагранжиана взаимодействия «цветных» векторных полей $A_\mu^\alpha(x)$, где α и μ — цветовой и координатный индексы, с семейством нелинейных скалярных полей $\tilde{\phi}_n$:

$$L_{\phi A} = -\frac{1}{2} \sum_n \left(\partial_\mu \tilde{\phi}_n - i \sum_{m,\alpha} t_{nm}^\alpha A_\mu^\alpha \tilde{\phi}_m \right)^2. \quad (3)$$

Здесь t_{nm}^α — генераторы нарушенной симметрии некоторой группы G, а $\tilde{\phi}_n(x) = \sum_m \gamma_{nm}^{-1}(x) \phi_m(x)$ — перенормированные с помощью преобразования $\gamma^{-1}(x)$ амплитуды скалярных полей, удовлетворяющие условию ортогональности по отношению к голдстоуновским модам:

$$\sum_{n,m} \tilde{\phi}_n(x) t_{nm}^\alpha \upsilon_m = 0, \quad (4)$$

где $\upsilon_m = \langle \phi_m(0) \rangle$ — вакуумные средние скалярных полей.

По аналогии с (3) введем эффективный лагранжиан взаимодействия тензорного линейного гравитационного поля с фундаментальными скалярными полями Φ_n:

$$L_{\phi h} = -\frac{1}{2} \sum_{\mu,n} \left(\partial_\mu \Phi_n - i \sum_{\nu,m} t_{nm}^\nu h_{\mu\nu} \Phi_m \right)^2, \quad (5)$$

где ν, как и μ, — координатный индекс 4D пространства-времени.

Полагая $\Phi_n = \upsilon_n + \varphi_n$, при условии $|\varphi_n| \ll \upsilon_n$ во втором порядке по φ_n и $h_{\mu\nu}$ получаем

$$L_{\varphi h} = -\frac{1}{2} \sum_{\mu,n} \left(\partial_\mu \varphi_n - i \sum_{\nu,m} t_{nm}^\nu h_{\mu\nu} \upsilon_m \right)^2. \quad (6)$$

Переходя к перенормированным полям $\tilde{\varphi}_n(x)$, которые удовлетворяют условию ортогональности, аналогичному (4), и исключая с помощью этого условия перекрестные члены $(\tilde{\varphi}_n h)$, приведем лагранжиан взаимодействия (6) к следующему виду:

$$L_{\varphi h} = -\frac{1}{2} \sum_{\mu,n} \partial_\mu \tilde{\varphi}_n \partial^\mu \tilde{\varphi}_n - \frac{1}{2} \sum_{\mu,\nu} M_{\mu\nu}^2 h_{\mu\nu} h^{\mu\nu}, \quad (7)$$

где

$$M_{\mu\nu}^2 = -\sum_{n,m,l} t_{nm}^\mu t_{nl}^\nu \upsilon_m \upsilon_l. \quad (8)$$

Поскольку генераторы t^μ и t^ν чисто мнимые и антисимметричны (эрмитовы), массовая матрица $M_{\mu\nu}^2$ действительна, симметрична $M_{\mu\nu}^2 = M_{\nu\mu}^2$ и положительна $M_{\mu\nu}^2 \geq 0$.

В частности, для вещественного нелинейного скалярного поля Φ с лагранжианом (2) плотность потенциальной энергии

$$U(\Phi) = -\frac{\mu^2 \Phi^2}{2} + \frac{g^2 \Phi^4}{4} \quad (9)$$

имеет два одинаковых минимума глубиной $U_{\min} = -\mu^4/4g^2$ при двух разных значениях вакуумных средних $\upsilon_{\pm} = \pm\Phi_0$, где $\Phi_0 = \mu/g$. Если пренебречь эффектом туннелирования поля через потенциальный барьер между минимумами, такое поле можно рассматривать как два независимых скалярных поля с отрицательной $\Phi < 0$ и положительной $\Phi > 0$ амплитудами. В этом случае условие ортогональности перенормированных полей $\tilde{\varphi}_{\pm}$, аналогичное условию (4), принимает вид

$$\left(\tilde{\varphi}_- t_-^{\nu}\upsilon_- + \tilde{\varphi}_+ t_+^{\nu}\upsilon_+\right) = 0. \tag{10}$$

Условие (10) и условие положительности массовой матрицы (8) выполняются, если генераторы $t_{\pm}^{\nu}$ связаны соотношением $t_+^{\nu} = -t_-^{\nu} = it_0$.

В общем случае симметричный тензор масс (8) имеет 10 независимых вещественных компонент. Если предположить, что коэффициенты t^{μ} и t^{ν} образуют пары взаимно ортогональных 4D векторов, то в этом случае отлично от нуля только их скалярное произведение, а тензор (8) является диагональным $M_{\mu\nu}^2 = M_T^2\delta_{\mu\nu}$. При этом величина $M_T^2 = t_0^2\Phi_0^2$ определяет квадрат массы тензорного бозона со спином $S = 2$, а остальные шесть недиагональных компонент тензора (8) равны нулю. Это означает, что в данном случае, наряду с генерацией конечной массы тензорных бозонов M_T, сохраняется калибровочное безмассовое поле гравитонов, которые имеют пять спиновых состояний $(+2, +1, 0, -1, -2)$, а оставшаяся шестая нулевая компонента тензора соответствует дополнительной моде (дилатону) с нулевыми значениями массы и спина.

Таким образом, наряду с короткодействующим обменным взаимодействием, которое переносится массивными тензорными бозонами с массой $M_T = t_0\Phi_0$, в данном случае сохраняется дальнодействующее гравитационное взаимодействие, которое переносится безмассовыми гравитонами. В этом состоит подобие между квантово-полевыми теориями гравитационного и электрослабого взаимодействий.

3. Для массивного векторного поля фурье-представление функции Грина в сигнатуре метрического тензора $g_{\mu\nu}$ с мнимым временем имеет вид (см., например, [13])

$$D_{\mu\nu}(p) = \frac{1}{p^2 + m^2}\left(g_{\mu\nu} + \frac{p_{\mu}p_{\nu}}{m^2}\right). \tag{11}$$

Здесь p_{μ} — компоненты 4D вектора энергии-импульса, $p^2 \equiv g^{\mu\nu}p_{\mu}p_{\nu} = (\bar{\omega}^2 + \mathbf{k}^2)$, $\bar{\omega} = i\omega$ — мнимая энергия, m — масса векторного бозона, в данном случае равная массе $m_Z \approx 92{,}5$ ГэВ нейтрального промежуточного Z^0-бозона. Сравнительно небольшое уменьшение массы заряженных $W^{\pm}$-бозонов $m_W \approx 82{,}5$ ГэВ по сравнению с m_Z обусловлено их дополнительным взаимодействием с электромагнитным полем.

Для перехода от микроскопического теоретико-полевого описания слабого взаимодействия, обусловленного обменом виртуальными промежуточными бозонами, к феноменологической теории Ферми [14] используем свертку функции Грина (11) с метрическим тензором $g^{\mu\nu}$, которая в пределе $p \to 0$ с учетом условия нормировки $g^{\mu\nu}g_{\mu\nu} = 4$ равна

$$D_V \equiv g^{\mu\nu}D_{\mu\nu}(0) = 4/m^2. \tag{12}$$

В соответствии с размерностью константы Ферми $[G_F] = [e^2/m^2]$ введем некоторый эффективный «заряд» слабого взаимодействия e_w и представим эту константу в следующем виде:

$$G_F \equiv \frac{1}{4}e_w^2 D_V \equiv e_w^2 \big/ m_Z^2. \tag{13}$$

С учетом эмпирических значений константы $G_F \approx 1{,}1664\cdot 10^{-5}$ ГэВ$^{-2}$ и массы Z^0-бозона получаем оценку для безразмерной константы слабой связи $e_w^2 \approx 0{,}4$, которая определяется в терминах теории электрослабого взаимодействия следующим соотношением: $e_w^2 = g^2 m_Z^2/4\sqrt{2}m_W^2$, где g — одна из констант слабого взаимодействия, имеющая размерность электрического заряда (вторая константа равна $g' = g\,\mathrm{tg}\theta_W$, где θ_W — угол Вайнберга).

Таким образом, согласно соотношению (13), малость размерной феноменологической константы Ферми G_F обусловлена не малостью безразмерной константы слабого взаимодействия e_w^2, а большой массой промежуточных бозонов, обмен которыми экранирует взаимодействие и делает его слабым на расстояниях, превышающих длину волны де Бройля Z-бозона $\lambda_Z = 1/m_Z$.

4. Согласно приведенному в [15] матричному элементу вакуум-вакуумного перехода для массивного тензорного поля со спином $S = 2$, фурье-компонента функции Грина тензорных бозонов с массой $m = M_T$ имеет следующий вид [9]:

$$D_{\mu\nu,\kappa\lambda}^{T}(p) = \frac{\bar{g}_{\mu\nu}(p)\,\bar{g}_{\kappa\lambda}(p)}{p^2 + M_T^2}, \tag{14}$$

где

$$\bar{g}_{\mu\nu}(p) = g_{\mu\nu} + \frac{p_{\mu}p_{\nu}}{M_T^2}. \tag{15}$$

Для упрощенного феноменологического описания запаздывающего взаимодействия, обусловленного обменом виртуальными тензорными бозонами со спином $S = 2$, рассмотрим двойную свертку функции Грина (14) с метрическими тензорами $g^{\mu\nu}$ и $g^{\kappa\lambda}$ в пределе $p \to 0$:

$$D_T \equiv g^{\mu\nu}g^{\kappa\lambda}D_{\mu\nu,\kappa\lambda}^{T}(0) = \frac{16}{M_T^2}. \tag{16}$$

По аналогии с (13), определим гравитационную постоянную как

$$G_N \equiv \frac{1}{16} e_g^2 D_T \equiv e_g^2 \big/ M_T^2, \qquad (17)$$

где e_g — эффективный «гравитационный заряд».

Предположим, что константы связи e_g^2 и e_w^2 при условии $M_T \gg m_Z$ связаны между собой асимптотическим логарифмическим ренормализационным соотношением [12]:

$$e_g^2 = e_w^2 \ln(M_T / m_Z). \qquad (18)$$

В результате с учетом соотношений (13), (17) и (18) получаем следующее трансцендентное уравнение для определения отношения масс тензорных M_T и промежуточных m_Z бозонов:

$$\left(\frac{M_T}{m_Z}\right)^2 = \frac{G_F}{G_N} \ln\left(\frac{M_T}{m_Z}\right). \qquad (19)$$

Уравнение (19) имеет два корня, меньший из которых с точностью порядка 10^{-33} равен единице и соответствует области энергий порядка 100 ГэВ, характерных для стандартной модели в теории элементарных частиц.

Второй корень уравнения (19) равен $M_T / m_Z \approx \approx 2,6 \cdot 10^{17}$ и соответствует массе тензорных бозонов $M_T \approx 2,4 \cdot 10^{19}$ ГэВ, что вдвое превышает планковскую массу $M_P \equiv 1/\sqrt{G_N} \approx 1,2 \cdot 10^{19}$ ГэВ. Поскольку асимптотическое соотношение (18) является точным только в пределе $M_T / m_Z \to \infty$, в дальнейшем будем полагать $M_T = M_P$. В этом случае из соотношения (18) следует, что безразмерная константа гравитационного взаимодействия равна $e_g^2 \approx 16$, т.е. более чем на три порядка превышает электромагнитную константу $e^2 = 1/137$.

Если предположить, что плотность потенциальной энергии скалярного поля равна предельной планковской плотности $|U_{\min}| = M_P^4$, то для вакуумного среднего и константы нелинейности поля получаем значения $\Phi_0 = 2M_P\sqrt{2}$ и $g = 1/4$.

С другой стороны, из соотношений (16) и (17) следует, что интенсивность запаздывающего гравитационного взаимодействия на реальных частотах при условии $M_T = M_P$ определяется зависящей от энергии ω и импульса $\mathbf{k}$ функцией:

$$\tilde{G}_N(\mathbf{k}, \omega) = G_N \left(1 - \frac{\omega^2 - \mathbf{k}^2}{M_P^2}\right). \qquad (20)$$

В статическом длинноволновом пределе, когда $\omega \to 0$ и $|\mathbf{k}| \to 0$, а также для любых безмассовых полей со спектром возбуждений $\omega(\mathbf{k}) = |\mathbf{k}|$, функция (20) сводится к гравитационной постоянной Ньютона G_N.

Однако для массивных полей на малых пространственно-временных масштабах, сравнимых с планковскими масштабами длины и времени $l_P = t_P = 1/M_P$, величина $\tilde{G}_N$ может существенно отличаться от G_N. В частности, для массивного тензорного поля со спектром

$$\Omega_T(\mathbf{k}) = \sqrt{M_T^2 + |\mathbf{k}|^2} \qquad (21)$$

при $M_T = M_P$ функция (20) тождественно обращается в нуль, т.е. гравитационное взаимодействие выключается. Это означает, что для виртуальных тензорных бозонов, которые переносят короткодействующую часть гравитационного взаимодействия, 4D пространство-время является плоским. Именно в таком пространстве, как было показано выше, возможен механизм спонтанного нарушения калибровочной симметрии поля безмассовых гравитонов за счет их взаимодействия с вакуумными средними нелинейного скалярного поля Φ, в результате чего и происходит генерация конечной массы тензорных бозонов.

Поскольку спектр квантовых флуктуаций вакуума, заполненного фундаментальным скалярным полем с массой скалярного бозона M_B, при абсолютном нуле температуры характеризуются δ-образным пиком на частоте

$$\Omega_B(\mathbf{k}) = \sqrt{M_B^2 + |\mathbf{k}|^2}, \qquad (22)$$

для таких возбуждений при $M_B \neq M_T$ функция (20) равна $\tilde{G}_N = G_N(1 - M_B^2 / M_T^2)$, причем во избежание неустойчивости вакуума при $\tilde{G}_N < 0$, т.е. под действием «антигравитации», необходимо, чтобы выполнялось неравенство $M_B < M_T$.

При условии равенства масс скалярных и тензорных бозонов, $M_B = M_T = M_P$, функция (20) тождественно равна нулю, так что в этом случае гравитационное взаимодействие полностью исчезает. При этом 4D пространство-время становится эффективно плоским, что обеспечивает возможность генерации массы тензорных бозонов за счет рассмотренного выше механизма спонтанного нарушения калибровочной симметрии безмассового поля гравитонов. Кроме того, равенство нулю эффективной гравитационной константы $\tilde{G}_N$ устраняет расходимость ньютоновского потенциала при $r \to 0$.

Отсюда следует, что тензорные нелинейные уравнения ОТО, основанные на принципе эквивалентности инерционной и гравитационной масс, представляют собой феноменологический способ описания гравитации в классическом приближении с размерной гравитационной константой Ньютона G_N на основе геометрических представлений об искривлении 4D пространства на больших масштабах, которые существенно превышают планковские масштабы длины и времени. Квантовые поправки к гравитационной постоянной и уравнениям Эйнштейна становятся существенными только на планковских масштабах длины и времени: $l_P = t_P = 1/M_P$.

Таким образом, согласно предложенной выше квантово-полевой модели гравитационного взаимодействия, аномальная малость гравитационной константы Ньютона $G_N = e_g^2 / M_T^2$ по сравнению с константой слабого взаимодействия Ферми $G_F = e_w^2 / m_Z^2 \approx 1,67 \cdot 10^{33} G_N$ обусловлена аномально большой величиной массы промежуточных тензорных бозонов $M_T \approx 10^{19}$ ГэВ по сравнению с массой промежуточных векторных бозонов $m_Z \approx 100$ ГэВ.

В то же время дальнодействующие гравитационные силы переносятся квантами безмассового тензорного поля — гравитонами со спином $S = 2$, аналогично тому, как дальнодействующее электромагнитное взаимодействие переносится безмассовыми фотонами со спином $S = 1$.

При этом масса промежуточных тензорных бозонов генерируется за счет спонтанного нарушения калибровочной симметрии поля гравитонов в результате его взаимодействия с фундаментальным нелинейным скалярным полем со спином $S = 0$, масса бозонов которого на 17 порядков превышает массу бозона Хиггса.

Настоящая работа приурочена к 90-летию выдающегося физика-теоретика Виктора Григорьевича Барьяхтара, который всегда интересовался фундаментальными проблемами теоретической физики, в том числе теорией гравитации.

1. В.Л. Гинзбург, Л.Д. Ландау, *ЖЭТФ* **20**, 1064 (1950).
2. P.W. Higgs, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 508 (1964).
3. P. Higgs, *Phys. Lett.* **12**, 132 (1964).
4. Д.А. Киржниц, *Письма в ЖЭТФ* **15**, 745 (1972).
5. S.L. Glashow, *Nucl. Phys.* **10**, 107 (1959).
6. A. Salam and J.C. Ward, *Il Nuovo Cimento (1955-1965)* **11**, 568 (1959).
7. S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264 (1967).
8. R. Onofrio, *Mod. Phys. Lett. A* **28**, 1350022 (2013).
9. Э.А. Пашицкий, В.И. Пентегов, *ЖЭТФ* **151**, 508 (2017) [*JETP* **124**, 433 (2017)].
10. A. Einstein, *Preussische Akademie der Wissenschaften* **1915 (2)**, 778 (1915).
11. С. Вайнберг, *Гравитация и космология*, Мир, Москва (1975).
12. С. Вайнберг, *Квантовая теория поля. Т. 2: Современные приложения*, Физматлит, Москва (2003).
13. В.Б. Берестецкий, Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский, *Квантовая электродинамика (Теоретическая физика)*, Физматлит, Москва (2002).
14. E. Fermi, *Z. Phys.* **88**, 161 (1934).
15. Ю. Швингер, *Частицы, источники, поля*, Мир, Москва (1973).

Про можливу подібність електрослабкої та гравітаційної взаємодій

Е.А. Пашицький, В.І. Пентегов

На підставі збігу розмірностей гравітаційної сталої Ньютона G_N та феноменологічної константи Фермі G_F для слабких сил у природній системі одиниць ($\hbar = c = 1$) запропоновано варіант квантової теорії поля тяжіння, аналогічний за структурою до теорії єдиної електрослабкої взаємодії Глешоу–Салама–Вайнберга.

Ключові слова: гравітаційна взаємодія, квантова теорія поля, бозони, загальна теорія відносності.

On the possible similarity of electroweak and gravitational interactions

E.A. Pashitskii and V.I. Pentegov

Based on the coincidence of the dimensions of the Newton's gravitational constant G_N and the Fermi's phenomenological constant G_F for weak forces in the natural system of units ($\hbar = c = 1$), a version of the quantum field theory of gravity is proposed, similar in structure to the theory of the unified electroweak interaction by Glashow–Salam–Weinberg.

Keywords: gravitational interaction, quantum field theory, bosons, general theory of relativity.