ВЫЧИСЛЕНИЕ ДВУХВРЕМЕННЫХ ФУНКЦИЙ ГРИНА ДВУХФЕРМИОННОЙ СИСТЕМЫ В ТЕОРИИ ВАЙНБЕРГА – САЛАМА

Я.И. Аверченко

Цель данной работы – вычисление двухвременных функций Грина системы, состоящей из двух фермионов (например, $e^- \mu^-$). Взаимодействие двух спинорных частиц осуществляется посредством обмена γ - квантом и Z^0-бозоном. Процесс обмена γ - квантом был рассчитан в рамках чистой квантовой электродинамики [1]. Чтобы учесть обмен Z^0 - бозоном, необходимо использовать теорию Вайнберга – Салама.

Интересующая нас часть лагранжиана взаимодействия для рассматриваемой системы имеет вид

$$L_{в з} = \sum_{e,\mu} \cos\theta \, D^{\alpha}_{kl} \overline{\psi}_k A_{\alpha} \psi_l - \sin\theta \, D^{\alpha}_{kl} \overline{\psi}_k Z_{\alpha} \psi_l \,, \qquad (1)$$

$$D^{\alpha}_{kl} = -\frac{ig}{2}\left[\frac{\left(1-\gamma^5\right)_{km}}{2} \gamma^{\alpha}_{mn} \frac{\left(1+\gamma^5\right)_{nl}}{2} + 2\frac{\left(1+\gamma^5\right)_{km}}{2} \gamma^{\alpha}_{mn} \frac{\left(1-\gamma^5\right)_{nl}}{2} \right] , \qquad (2)$$

где θ - угол Вайнберга, A_{α} - электромагнитное поле, Z_{α} - поле, описывающее нейтральные бозоны.

Функция Грина строится как вакуумное среднее от хронологического произведения операторов поля:

$$G(x_1, x_2; y_1, y_2) = \langle 0 | T\{\psi_1(x_1)\psi_2(x_2)\overline{\psi_2}(y_2)\overline{\psi_1}(y_1) e^{\int L_{в з}(z)dz}\} | 0 \rangle , \qquad (3)$$

где $\psi_1(x_1), \psi_2(x_2)$ - операторы электронного и мюонного полей в представлении взаимодействия.

Переход к двухвременной функции Грина осуществляется путем приравнивания времен: $x_1^0 = x_2^0$, $y_1^0 = y_2^0$. В импульсном пространстве эта операция означает интегрирование по относительным энергиям (начальной и конечной).

В импульсном пространстве получаем

$$G_{(0)}(p_1, p_2, k_1, k_2) = \left((2\pi)^4 i\right)^2 \Delta_{ad}(p_1)\Delta_{bc}(p_2)\delta(P-K)\delta(p-k) , \qquad (4)$$

$$G_{(2)}(p_1,p_2;k_1,k_2) = C^{\alpha\beta}_{kl\gamma\delta}\Delta_{ak}(p_1)\Delta_{b\gamma}(p_2)\Delta_{ld}(k_1)\Delta_{\delta c}(k_2)\times$$
$$\times\{g^{\alpha\beta}\cos^2\theta\,\frac{1}{(k_1-p_1)^2+i\varepsilon}+i^2\sin^2\theta\,\frac{g^{\alpha\beta}-(k_1-p_1)_\alpha(k_1-p_1)_\beta/m_z^2}{m_z^2-(k_1-p_1)^2-i\varepsilon}\}, \qquad (5)$$

где

$$C^{\alpha\beta}_{kl\gamma\delta}=i(2\pi)^4 D^{\alpha}_{kl}D^{\beta}_{\gamma\delta}, \quad \Delta_{ak}(p_1)=\frac{(m+\hat{p}_1)_{ak}}{m_1^2-p_1^2-i\varepsilon}. \qquad (6)$$

Диаграммы Фейнмана, отвечающие этим выражениям, изобразятся следующим образом:

В выражениях (1)-(3) нетрудно перейти к полным и относительным импульсам (например, $P=p_1+p_2$, $p=(p_1-p_2)/2$).

Тогда двухвременная функция Грина

$$\tilde{G}_{(j)}(P;\bar{p},\bar{k})=\int dp_0 dk_0 G_{(j)}(P;p,k), \quad \tilde{G}_{(j)}(p_1,p_2;k_1,k_2)=\delta(P-K)\tilde{G}_{(j)}(P;\bar{p},\bar{k}), \qquad (7)$$

$$\tilde{G}(P;\bar{p},\bar{k})=\tilde{G}_{(0)}(P;\bar{p},\bar{k})+\tilde{G}_{(2)}(P;\bar{p},\bar{k})+\dots. \qquad (8)$$

Для вычисления этого интеграла нами была написана программа на языке MAPLE V. Полученные результаты занимают много места и будут приведены в более подробной публикации.

Литература

1. Капшай В. Н., Дей Е. А., Тюменков Г. Ю., Алферова Т. А. Квазипотенциалы однофотонного обмена N—частичных систем//Известия вузов. Физика. 1997. Т. 40, №9. С. 12—25.