Массовый оператор нейтрино и его магнитный момент

А.А.Добрынина, Н.В.Михеев, Е.Н.Нарынская

Ярославский гос.университет им.П.Г.Демидова

Сессия-конференция «Физика фундаментальных взаимодействий»' 2011

Введение

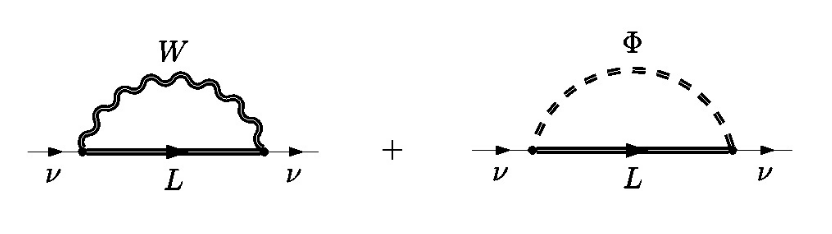
Введение

Введение

Введение

Массовый оператор массивного нейтрино $\Sigma(p)$ "формально"определяется амплитудой процесса перехода $\nu \to \nu$

$$M_{(\nu \to \nu)} = -\,\overline{U}(p)\,\Sigma(p)\,U(p)$$


W
ν
L
ν
+
Φ
ν
L
ν

Если существует четвертое поколение фермионов, то существует массивное "нейтрино" с массой $m_\nu > m_Z/2$, и в этом случае требуется вычисление массового оператора для массивного нейтрино

Физические условия:

- постоянное относительно слабое электромагнитное поле: $eB, e\mathcal{E} \ll m_W^2$
- нейтрино на массовой поверхности: $p^2 = m_\nu^2$

Магнитный момент нейтрино

Лагранжиан взаимодействия фермионов и бозонов

$$\mathcal{L} = \frac{g}{2\sqrt{2}} (\bar{\psi}_L \gamma_\alpha (1+\gamma_5) \psi_N) W_\alpha \quad + \quad \frac{g}{2\sqrt{2}} (\bar{\psi}_N \gamma_\alpha (1+\gamma_5) \psi_L) W^*_\alpha -$$
$$- \frac{g}{\sqrt{2}\, m_W} ((\bar{\psi}_N K \psi_L) \Phi^* \quad + \quad (\bar{\psi}_L \overline{K} \psi_N) \Phi),$$

где ψ_N, ψ_L, W_α и Φ – поля массивной нейтральной частицы („нейтрино“), заряженного лептона, W-бозона и заряженного скалярного бозона соответственно, $K = m\,\gamma_R - m_\nu\,\gamma_L$, $\gamma_{L,R} = (1 \pm \gamma_5)/2$, $\overline{K} = \gamma_0\, K^+ \gamma_0$, m_ν, m и m_W – массы „нейтрино“, заряженного лептона и W-бозона соответственно.

Собственно-энергетический оператор „нейтрино“ может быть представлен в виде суммы:

$$\Sigma(p) = \Sigma^{(W)}(p) + \Sigma^{(\Phi)}(p)$$

$$\Sigma^{(W)}(p) = -\frac{ig^2}{2}\int \frac{d^4q}{(2\pi)^4}\left(\gamma_\alpha\,\gamma_L\,G^L(p+q)\,\gamma_\beta\,\gamma_L\right)\,G^W_{\beta\alpha}(q),$$

$$\Sigma^{(\Phi)}(p) = -\frac{ig^2}{2m_W^2}\int \frac{d^4q}{(2\pi)^4}\left(K\,G^L(p+q)\,\overline{K}\right)G^\Phi(q).$$

Здесь

$G^\Phi(q)$ – пропагатор заряженного скалярного бозона,
$G^W_{\beta\alpha}(q)$ – пропагатор W-бозона,
$G^L(q)$ – пропагатор заряженного лептона.

Пропагаторы в линейном приближении по полю в ξ – калибровке имеют вид:

$$
\begin{aligned}
G^{\Phi}(q) &= \frac{i}{q^2 - \xi\, m_W^2} + \cdots \\
G^{W}_{\beta\alpha}(q) &= -\frac{i\, g_{\beta\alpha}}{q^2 - m_W^2} - \frac{2eF_{\beta\alpha}}{(q^2 - m_W^2)^2} + \\
&+ \frac{1}{2m_W^2}\left(\frac{1}{q^2 - m_W^2} - \frac{1}{q^2 - \xi m_W^2}\right)\{2i\, q_\beta\, q_\alpha - e\, F_{\beta\alpha}\} - \\
&- \frac{e}{m_W^2}\left(\frac{1}{(q^2 - m_W^2)^2} - \frac{1}{(q^2 - \xi m_W^2)^2}\right)\{(Fq)_\beta\, q_\alpha - q_\beta\,(Fq)_\alpha\}\cdots \\
G^{L}(q) &= i\,\frac{(q\gamma) + m}{q^2 - m^2} - \frac{2e(q\tilde{F}\gamma)\,\gamma_5 + iem(\gamma\, F\gamma)}{2(q^2 - m^2)^2} + \cdots
\end{aligned}
$$

Общая структура полевого вклада в массовый оператор в линейном по полю приближении имеет вид:

$$\Sigma(p) = C_L \, (p\tilde{F}\gamma) \, \gamma_L + C_R \, (p\tilde{F}\gamma) \, \gamma_R + i \, m_\nu \, K_2 \, (\gamma F \gamma),$$

где

p^μ – 4-импульс нейтрино,
C_R, C_L, K_2 – численные коэффициенты,
$F^{\mu\nu}$ и $\tilde{F}^{\mu\nu}$ – тензор и дуальный тензор электромагнитного поля.

Вклад диаграммы с обменом W-бозоном

$$C_L^{(W)} = \frac{eg^2}{16\pi^2}\left\{\int\limits_0^1 \frac{(1-x)\,(2-x)\,dx}{\Delta(1)} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2m_W^2}\int\limits_0^1 (2x - x^2 - 1)\,dx \ln\left(\frac{\Delta(\xi)}{\Delta(1)}\right)\right\}$$

$$C_R^{(W)} = \frac{eg^2 m_\nu^2}{32 m_W^2 \pi^2}\int\limits_0^1 x^3\,(1-x)\,dx\left(\frac{1}{\Delta(1)} - \frac{1}{\Delta(\xi)}\right)$$

$$K_2^{(W)} = \frac{eg^2}{64 m_W^2 \pi^2}\int\limits_0^1 (1 - x - x^2)\,dx \ln\left(\frac{\Delta(\xi)}{\Delta(1)}\right)$$

$$\Delta(\xi) = m_W^2\,(1-x) + m^2\,x - m_\nu^2\,x\,(1-x), \quad \Delta(1) = \Delta(\xi)|_{\xi=1}$$

Вклад диаграммы с обменом Ф-бозоном

$$C_L^{(\Phi)} = -\frac{eg^2 m^2}{32 m_W^2 \pi^2} \int\limits_0^1 \frac{x\,(1-x)\,dx}{\Delta(\xi)}$$

$$C_R^{(\Phi)} = \frac{eg^2 m_\nu^2}{32 m_W^2 \pi^2} \int\limits_0^1 \frac{x\,(1-x)\,dx}{\Delta(\xi)}$$

$$K_2^{(\Phi)} = \frac{eg^2 m^2}{64 m_W^2 \pi^2} \int\limits_0^1 \frac{x\,dx}{\Delta(\xi)}$$

$$\Delta(\xi) = m_W^2\,(1-x) + m^2\,x - m_\nu^2\,x\,(1-x)$$

Напомним, что структура полевого вклада в массовый оператор нейтрино имеет вид

$$\Sigma(p) = C_L\,(p\tilde{F}\gamma)\,\gamma_L + C_R\,(p\tilde{F}\gamma)\,\gamma_R + i\,m_\nu\,K_2\,(\gamma F\gamma)$$

Следует отметить, что по отдельности коэффициенты C_L, C_R, K_2 не имеют физического смысла и, как следствие, калибровочно зависимы.

Физически наблюдаемым является сдвиг энергии нейтрино ΔE, обусловленный наличием электромагнитного поля:

$$\Delta E = \frac{1}{4E}\,Sp\,\{((p\gamma) + m_\nu)\,(1 + (s\gamma)\,\gamma_5)\,\Sigma(p)\}\,.$$

С учетом общего вида массового оператора $\Sigma(p)$:

$$\Delta E = -\frac{m_\nu}{2}\left(C_L - C_R + 4K_2\right)\left(\vec{\sigma}\cdot\left(\vec{B}_t + \frac{m_\nu}{E}\,\vec{B}_l + [\vec{v}\times\vec{\mathcal{E}}]\right)\right),$$

$\vec{\sigma}$ – удвоенный вектор среднего спина нейтрино, $\vec{v}$ – вектор скорости нейтрино, $\vec{B}_l$ и $\vec{B}_t$ – продольный и поперечный относительно направления движения нейтрино векторы напряженности магнитного поля соответственно, $\vec{\mathcal{E}}$ – вектор напряженности электрического поля.

ΔE – есть не что иное, как энергия нейтрино с магнитным моментом μ_ν в электромагнитном поле:

$$\mu_\nu = \frac{m_\nu}{2}\left(C_L - C_R + 4K_2\right).$$

Комбинация параметров $C_L - C_R + 4K_2$
не зависит от калибровочного параметра ξ !!!

$$\mu_\nu = e\, G_F\, m_\nu\, J/8\sqrt{2}\,\pi^2,$$

в интервале масс $|m_W - m| < m_\nu < m + m_W$:

$$\begin{aligned}
J &= \frac{2m_W^2 + m^2 + m_\nu^2}{m_\nu^2} + \\
&+ \frac{1}{2m_\nu^4}\left(m_\nu^2\,(3m_W^2 - m^2) + m^4 + m^2\, m_W^2 - 2\, m_W^4\right) \ln\left(\frac{m_W^2}{m^2}\right) + \\
&+ \frac{1}{m_\nu^4}\left(m_\nu^2\, m_W^2\,(m_\nu^2 + 7m^2 - m_W^2) - (2m_W^2 + m^2)\, l^2\right) \times \\
&\times \frac{1}{l}\left\{\mathrm{arctg}\left(\frac{m_\nu^2 + m_W^2 - m^2}{l}\right) + \mathrm{arctg}\left(\frac{m_\nu^2 - m_W^2 + m^2}{l}\right)\right\},
\end{aligned}$$

где $\quad l = \sqrt{(m_\nu^2 - (m_W - m)^2)\,((m + m_W)^2 - m_\nu^2)}.$

При $m_\nu < |m_W - m|$ $\qquad \left(\frac{1}{i}\ \mathrm{arctg}(ix) = \frac{1}{2}\ \left(\ln\frac{1-x}{1+x}\right)\right)$

В пределе $m_\nu^2 \ll m^2, m_W^2$

$$\mu = \frac{3eG_F m_\nu}{8\sqrt{2}\pi^2}\left(\frac{2-5\lambda^2+\lambda^4}{2(1-\lambda^2)^2} - \frac{\lambda^4}{(1-\lambda^2)^3}\ln\lambda^2\right), \quad \lambda = \frac{m}{m_W}$$

L. G. Cabral-Rosetti, J. Bernab'eu, J. Vidal, and A. Zepeda, Eur. Phys. J. (2000).

при $\lambda \ll 1$

$$\mu = \frac{3eG_F m_\nu}{8\sqrt{2}\pi^2}$$

B.W. Lee and R.E.Shrok, Phys. Rev. D, (1977).

Заключение

- Получено выражение для магнитного момента массивного нейтрино во внешнем электромагнитном поле в произвольной калибровке.
- Из полученного общего выражения в соответствующих приближениях воспроизводятся частные известные в литературе случаи.