

MÜON NEYTRİ NOSUNUN $\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$ ELEKTRONDAN SƏPİLMƏSİ

Hüseynova N.M., Əhmədov A.İ.

Bakı Dövlət Universiteti

hseynova1999@internet.ru

İşdə neytrino-elektron səpilməsi prosesi öyrənilmişdir. $\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$ prosesinin tam effektiv kəsiyinin analitik ifadəsi hesablanmışdır. Bəzi xüsusi hallar araşdırılmışdır.

Neytrinonun iki növü vardır. Əgər neytrino öz antineytrinosu ilə eyni olarsa, onda neytrino Mayorana zərrəciyi adlanır. Əgər neytrino öz antineytrinosu ilə eyni olmazsa, onda neytrino Dirak zərrəciyi adlanır. Mayorana və Dirak neytrinoları arasındakı fərq yalnız nəzəri deyil. Kütləli Dirak neytrinosu sıfırdan fərqli maqnit momentinə və elektrik dipol momentinə malik olmalıdır.

Bu isə eksperimental olaraq müşahidə oluna bilər. Mayorana neytrinosu isə maqnit momentinə və elektrik dipol momentinə malik deyil. Mayorana neytrinosu anapol momentə malikdir.

Müon neytrinosunun elektrondan səpilməsi prosesinin $\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$ qarşılıqlı təsir həddi aşağıdakı şəkildədir [1, 2]:

$$H_{int}(\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-) = \frac{G}{\sqrt{2}} \int d^3 \left[\bar{u}_{\nu_\mu} \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) u_{\nu_\mu} \right] [\bar{u}_e \gamma_\alpha (g_V - g_A \gamma_5) u_e] \quad (1)$$

$\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$ prosesinin matris elementini aşağıdakı şəkildə yazı bilərik:

$$M = \left[\bar{u}_{\nu_\mu}(k) \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) u_{\nu_\mu}(k) \right] [\bar{u}_e(p', s) \gamma_\alpha (g_V - g_A \gamma_5) u_e(p, s)] \quad (2)$$

Onda $\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$ prosesinin tam effektiv kəsiyini aşağıdakı formada yazı bilərik:

$$\sigma = \frac{G^2}{8\pi^2} \frac{1}{16(k \cdot p)} \int \frac{d^3 k'}{k'_0} \int \frac{d^3 p'}{p'_0} \delta^4(p' + k' - p - k) \frac{1}{2} \sum_{s,s'} |M|^2 \quad (3)$$

Matrisin izini hesablanması qaydalarını tətbiq etsək onda $|M|^2$ - ı üçün alırıq:

$$\frac{1}{2} \sum_{s,s'} |M|^2 = 32(g_V + g_A)^2 (p \cdot k) (p' \cdot k') + 32(g_V - g_A)^2 \cdot (p' \cdot k)^2 (p \cdot k) - 32(g_V^2 - g_A^2) m_e^2 (k \cdot k') \quad (4)$$

(4) ifadəsini (3) - də yazıb və sonra son zərrəciklərin 3-ölçülü impulsları üzrə inteqrallamayı hesabladıqdan sonra tam effektiv kəsik üçün alırıq:

$$\begin{aligned} \bar{\sigma} = \frac{G^2}{4\pi^2} \left\{ (g_V + g_A)^2 \pi s \left(1 - \frac{m_e^2}{s}\right)^2 + (g_V - g_A)^2 \frac{\pi}{6} \left(1 - \frac{m_e^2}{s}\right)^2 \cdot \left[(s - m_e^2) + \right. \right. \\ \left. \frac{2[(k+p) \cdot p][(k+p) \cdot k] \left(1 + \frac{2m_e^2}{s}\right)}{(k \cdot p)} \right] - (g_V^2 - g_A^2) \frac{\pi(s - m_e^2)^2}{s^2} m_e^2 \left. \right\} = \frac{G^2}{4\pi} s \left(1 - \frac{m_e^2}{s}\right)^2 \left[(g_V + \right. \\ \left. g_A)^2 + \frac{1}{3} (g_V - g_A)^2 \left(1 + \frac{m_e^2}{s} + \frac{m_e^4}{s^2}\right) - (g_V^2 - g_A^2) \frac{m_e^2}{s} \right] \quad (5) \end{aligned}$$

Əgər burada nəzərə alsaq $k^2 = 0$ və $p^2 = m_e^2$ onda alırıq:

$$\bar{\sigma} = \frac{G^2}{3\pi} s \left(1 - \frac{m_e^2}{s}\right)^2 \left\{ (g_V^2 + g_A g_V + g_A^2) - (g_V^2 + 4g_A g_V - 5g_A^2) \frac{m_e^2}{8s} + \frac{1}{2} (g_V - g_A)^2 \frac{m_e^2}{s^2} \right\} \quad (6)$$

Əgər səpilmə prosesi enerjinin böyük qiymətlərində baş verirsə onda biz elektronun kütləsini nəzərə almaya bilərik, yəni $m_e = 0$. Onda (6) ifadəsi aşağıdakı formada olar:

$$\bar{\sigma}(\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-) \simeq \frac{G^2 s}{3\pi} (g_V^2 + g_V g_A + g_A^2) \quad (7)$$

$\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$ prosesinin tam effektiv kəsiyinin eksperimental qiyməti aşağıdakı tərtibdədir:

$$\frac{1}{E_{\nu_\mu}} \sigma(\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-) = (1,45 \pm 0,26) \cdot 10^{-42} \text{ sm}^2 / \text{QeV} \quad (8)$$

Ədəbiyyat:

1. Ф. Хелзен, А. Мартин. Кварки и Лептоны. Издательство Мир, 1987.
2. Ю.Комминс, Ф. Буксбаум. Слабые взаимодействия лептонов и кварков. Москва Энергоатомиздат, 1987.