

**ULDUZLARIN MAQNİT SAHƏSİNDƏ ANTİNEYTRİNOLARIN İŞTİRAKI
İLƏ GEDƏN TƏRS YÜKLÜ LEPTON PARÇALANMASI PROSESLƏRİNDƏ
POLYARLAŞMA EFFEKTLƏRİ**

R.E.QASIMOVA

Naxçıvan Dövlət Universiteti

vgusseinov@yahoo.com

Başlanğıc və son haldakı antineytrinoların impulslarının polyar və azimutal bucaqları, ixtiyari enerjili yüklü leptonların uzununa polyarlaşmaları və Fermi-Dirak paylanma funksiyaları nəzərə alınmaqla ulduzların maqnit sahəsində antineytrinoların iştirakı ilə gedən tərs yüklü lepton parçalanması proseslərinə ($\bar{\nu}_l + l^- \rightarrow \bar{\nu}_l + l^-$) baxılmışdır. Proseslərin diferensial effektiv kəsikləri üçün ümumi ifadələr alınmış və polyarlaşma effektləri təhlil edilmişdir.

Maqnit sahəsində tərs yüklü lepton parçalanması proseslərinin tədqiq olunması güclü maqnitləşmiş ulduzlarda gedən bir sıra fiziki prosesləri (məsələn, pulsarların asimmetrik təkən alması, onların böyük sürətlə fırlanması və s.) və bu proseslərdə ortaya çıxan asimmetriyaları izah etmək baxımından astrofiziki əhəmiyyətə malikdir. Maqnit sahəsində tərs yüklü lepton parçalanması prosesləri hesabına aşağı enerjili neytrinoların və antineytrinoların qeydə alınmasının eksperimental reallaşmasının, prinsipcə, mümkün olması bu proseslərin öyrənilməsinə olan elmi marağı daha da artırır.

Müsbət yükə malik olan yüklü leptonların parçalanmasının tərsi olan proseslər

$$\nu_l + l^- \rightarrow \nu_l + l^- \quad (1)$$

reaksiyası ilə təsvir olunur. Burada l^-, L^- bir-birindən fərqli olan yüklü leptonları, ν_l, ν_L isə bir-birindən fərqli olan neytrinoları göstərir. Bu proseslərə kross-simmetrik olan proseslər

$$\bar{\nu}_l + l^- \rightarrow \bar{\nu}_l + l^- \quad (2)$$

reaksiyası üzrə gedir. Bu reaksiyalarda iştirak edən ilkin neytrinoların mənbəyi müxtəlif ola bilər. Məsələn, π^\pm -mezonların və müonların parçalanması nəticəsində müxtəlif neytrinolar və antineytrinolar buraxılır [1].

Tərs müon parçalanması prosesi 1979-cu ildən etibarən eksperimental olaraq fəal tədqiq olunur [2]. Maqnit sahəsinin olmadığı sərbəst halda tərs yüklü lepton parçalanması prosesləri

$$s \geq m_l^2 \quad (3)$$

astanasına malikdir [3]. $s = (k + p)^2$ invariantı ətalət mərkəzi sistemində başlanğıc haldakı antineytrino ilə başlanğıc haldakı yüklü leptonun enerjiləri cəminin kvadratı, k və p , uyğun olaraq, başlanğıc haldakı antineytrionun və başlanğıc haldakı yüklü leptonun 4-ölçülü impulsu, m_l - son haldakı yüklü leptonun kütləsidir. Tərs müon

parçalanması reaksiyası ilk dəfə 1979-cu ildə CERN-də Qarqamell qabarcıqlı kamerasında müşahidə olunmuşdur [2]. Həmin eksperimentdə 266 hadisədən ibarət siqnal qeydə alınmışdır. Bu eksperiment $V - A$ nəzəriyyənin doğruluğunu bir daha təsdiq etmişdir. Tərs müon parçalanması prosesində müonların energetik spektri Bardin və Dokuçayeva [4] tərəfindən hesablanmışdır. Həmin işdə hesablamalar müonun kütləsi və daxili tormozlanma şüalanması fotonlarının qeydə alınma astanası nəzərə alınmaqla bir ilgəklilik elektrozaif düzəlişlər dəqiqliyi ilə yerinə yetirilmişdir. Göstərilmişdir ki, CHARM-II (CERN) eksperimentinin şərtlərində tam effektiv kəsiyə olan yekun düzəlişi 4% təşkil edir. Tərs müon parçalanması prosesi intensiv elektromaqnit dalğası sahəsində və sabit çarpaz sahədə Lyulka tərəfindən öyrənilmişdir [5]. Həmin işdə prosesin ehtimalının χ dinamik parametrindən və κ kinematik parametrindən asılılığı yalnız ədədi üsullarla tədqiq olunmuş, prosesin ehtimalı üçün ümumi ifadə alınmış və nəticələr qrafiklər şəklində verilmişdir.

Elektron əsas halda olduqda tərs müon parçalanması prosesi sabit, bircins maqnit sahəsində Borisov və Hüseynov tərəfindən [6] tədqiq olunmuş, müon neytrinosunun yüksək enerjijə malik olduğu oblastda, zəif və güclü sahələr halında effektiv kəsiyin asimptotikaları tapılmışdır. Tərs müon parçalanmasının kəsiyinin yüksək dəqiqliklə ölçülməsinə dair yeni nəticələr CHARM II [7] və NuTeV [8] eksperimentlərindən alınmışdır. CHARM II eksperimentindən tərs müon parçalanmasının kəsiyi üçün $(16,51 \pm 0,93) \times 10^{-42} \text{ sm}^2 \cdot \text{QeV}^{-1}$ alınmışdır. Bu nəticə Standart Modelin qabaqcadan söylədiyi $17,23 \times 10^{-42} \text{ sm}^2 \cdot \text{QeV}^{-1}$ qiymətinə çox uyğun gəlir. NuTeV eksperimentinin nəticələrinə görə tərs müon parçalanması prosesinin effektiv kəsiyinin qiyməti $(13,8 \pm 1,4) \times 10^{-42} \text{ sm}^2 \cdot \text{QeV}^{-1}$ - dir.

Tərs müon parçalanması prosesi sabit, çarpaz elektromaqnit sahəsi ($\vec{E} \cdot \vec{H} = \vec{E}^2 - \vec{H}^2 = 0$) halında Borisov, Morozova və Nanaa tərəfindən [9] polyarlaşma effektləri nəzərə alınmadan tədqiq edilmişdir. Bu proses və ona kross-simmetrik olan $\tilde{\nu}_e + e^- \rightarrow \tilde{\nu}_\mu + \mu^-$ prosesi Borisov, Hüseynov və Pavlova tərəfindən [10] elektron və müon kvaziklassik halda olduqda elektronun və müonun eninə və uzununa polyarlaşmaları nəzərə alınmaqla zəif və güclü sahələr halında ətraflı öyrənilmişdir. [10] işində neytrinoların (antineytrinoların) maqnit sahəsi boyunca yönəlmiş Oz oxu üzrə hərəkətinə, elektronun və müonun kvaziklassik halda yerləşməsinə baxılmışdır. Qeyd olunan işlərdə elektron və müonların Fermi-Dirak paylanma funksiyaları nəzərə alınmamışdır. [10] işindən fərqli olaraq burada məqsəd başlanğıc və son haldakı antineytrinoların impulslarının polyar və azimutal bucaqlarını və ixtiyari enerjili yüklü leptonların uzununa polyarlaşmalarını və Fermi-Dirak paylanma funksiyalarını nəzərə almaqla Vaynberq-Salam nəzəriyyəsinin 4-fermionlu yaxınlaşmasında xarici, sabit, bircins maqnit sahəsində antineytrinoların iştirakı ilə gedən tərs yüklü lepton parçalanması proseslərinin ($\tilde{\nu}_l + l^- \rightarrow \tilde{\nu}_l + l^-$) diferensial effektiv kəsiyi üçün ümumi ifadələr almaq, bucaq və spin dəyişənlərinin rolunu aydınlaşdırmaq, alınmış nəticələrin astrofiziki və mümkün eksperimental tətbiqlərini göstərməkdir.

Burada biz elektrozaif qarşılıqlı təsirin Vaynberq-Salam nəzəriyyəsindən istifadə edirik. Kiçik impuls ötürmələrində $|q^2| \ll m_w^2$ (burada m_w - W^\pm -bozonun

kütləsidir) Vaynberq-Salam nəzəriyyəsinin 4-fermionlu yaxınlaşmasından istifadə oluna bilər. 4-ölçülü potensialın kalibrləşməsi $A_\mu = (0, 0, xH, 0)$ şəklindədir və xarici maqnit sahəsinin \vec{H} intensivlik vektoru Oz oxu istiqamətində yönəlir.

Proseslərin matris elementini

$$M = 2\pi A \delta(E' + \omega' - E - \omega) \quad (4)$$

şəklində yazmaq olar. (4) ifadəsində

$$A = \frac{2\sqrt{2}G_F\pi^2}{VL_yL_z(\alpha\omega)^{1/2}} \delta(p'_y - p_y - q_y) \delta(p'_z - p_z - q_z) e^{-i\alpha_0} e^{i(n-n')\varphi} [\bar{u}(k')\gamma_\alpha(1+\gamma^5)u(k)] J^\alpha \quad (5)$$

proseslərin amplitudu, $E(E')$ - başlanğıc (son) haldakı yüklü leptonun enerjisi, $\omega(\omega')$ - başlanğıc (son) haldakı antineytrinonun enerjisidir. Amplitudun ifadəsində γ^α - Dirak matrisləri, $\gamma^5 = -i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$, $G_F = 1,02 \times 10^{-5} / m_p^2 = (294QeV)^{-2}$ - zəif qarşılıqlı təsirin Fermi sabiti, L_y və L_z , uyğun olaraq, Oy və Oz oxları boyunca yönəlmiş normallaşdırıcı uzunluqlar, V - normallaşdırıcı həcm, $p_y(p_z)$ və $p'_y(p'_z)$, uyğun olaraq, başlanğıc və son halda olan yüklü leptonların 4-ölçülü impulslarının $y(z)$ - komponentləri, $n = 0, 1, \dots (n' = 0, 1, \dots)$ - başlanğıc (son) halda olan yüklü leptonun Landau enerji səviyyələrinin nömrəsini göstərən baş kvant ədədi, $\varphi' = \varphi - \pi/2$, $\text{tg}\varphi = q_y/q_x$, $\alpha_0 = (q_x/2h)(p'_y + p_y)$, $u(k)$, $\bar{u}(k')$, uyğun olaraq, k və k' 4-ölçülü impulslarına malik başlanğıc və son haldakı kütləsiz antineytrinonların bispinorları, $q = k - k'$, $q_y = k_y - k'_y$, $q_z = k_z - k'_z$, $h = eH$, e - elementar elektrik yüküdür. (5) ifadəsində J^α - tərs yüklü lepton parçalanması prosesləri üçün 4-ölçülü cərəyanın keçid amplitududur və onun komponentləri başlanğıc və son halda yerləşən yüklü leptonların uzununa polyarlaşma halından asılıdır. 4-ölçülü cərəyanın keçid amplitudunun komponentlərini bir qədər sonra verəcəyik.

Prosesin (5) ifadəsi ilə verilən amplituduna görə onun vahid zamandakı diferensial ehtimalı üçün

$$dw = \frac{G_F^2 L_y L_z}{(2\pi)^4 V^2 \omega \omega'} \tilde{R} \delta(E' + \omega' - E - \omega) \delta(p'_y - p_y - q_y) \delta(p'_z - p_z - q_z) \times \\ \times f(1 - f') dp_y dp_z dp'_y dp'_z d\vec{k}' \quad (6)$$

ümumi ifadəsini alırıq. Burada $f = f(E) = \left\{ \exp[(E - \mu)/T] + 1 \right\}^{-1}$ başlanğıc haldakı yüklü leptonların, $f' = f'(E')$ isə son haldakı yüklü leptonların Fermi-Dirak paylanma funksiyalarıdır. [11] işindəki \tilde{R} kəmiyyətindən fərqli olan və (6) ifadəsinə daxil olan \tilde{R} kəmiyyəti aşağıdakı kimi təyin edilir:

$$\tilde{R} = N_{\alpha\beta} J^\alpha J^{\beta*}, \quad (7)$$

$$N_{\alpha\beta} = k_\alpha k'_\beta + k'_\alpha k_\beta - g_{\alpha\beta}(kk') + i\varepsilon_{\alpha\beta\mu\nu} k^\mu k'^\nu \quad (8)$$

Burada $g_{\alpha\beta}$ - metrik tenzor və $\varepsilon_{\alpha\beta\mu\nu}$ - vahid antisimmetrik tenzordur ($\alpha, \beta, \mu, \nu = 0, 1, 2, 3$).

İlkin və son haldakı antineytrinoların hərəkətinin ixtiyari kinematikasını halında \tilde{R} kəmiyyəti üçün aşağıdakı ümumi ifadə doğrudur:

$$\begin{aligned} \tilde{R} = & (\omega\omega' + k_x k_x' + k_y k_y' + k_z k_z') (J^0)^2 + (\omega\omega' + k_x k_x' - k_y k_y' - k_z k_z') |J_1^2| + (\omega\omega' - k_x k_x' + k_y k_y' - k_z k_z') \times \\ & \times |J^2|^2 + (\omega\omega' - k_x k_x' - k_y k_y' + k_z k_z') (J^3)^2 - 2(\omega k_x' + k_x \omega') \operatorname{Re} J^0 J^1 - 2(\omega k_y' + k_y \omega') \operatorname{Re} J^0 J^2 - \\ & - 2(\omega k_z' + k_z \omega') J^0 J^3 + 2(k_x k_y' + k_y k_x') \operatorname{Re} J^1 J^2 + 2(k_x k_z' + k_z k_x') \operatorname{Re} J^1 J^3 + \\ & - 2(\omega k_z' + k_z \omega') J^0 J^3 + 2(k_x k_y' + k_y k_x') \operatorname{Re} J^1 J^2 + 2(k_x k_z' + k_z k_x') \operatorname{Re} J^1 J^3 + \\ & + 2(k_y k_z' + k_z k_y') \operatorname{Re} J^2 J^3 - 2(k_y k_z' - k_z k_y') \operatorname{Im} J^0 J^1 - 2(k_z k_x' - k_x k_z') \operatorname{Im} J^0 J^2 + \\ & + 2(\omega' k_z - \omega k_z') \operatorname{Im} J^1 J^2 - 2(\omega' k_x - \omega k_x') \operatorname{Im} J^2 J^3 + 2(\omega' k_y - \omega k_y') \operatorname{Im} J^1 J^3. \end{aligned} \quad (9)$$

dp_y' və dp_z' üzrə inteqrallamaları delta funksiyaların köməyiylə yerinə yetirsək və $\int dp_y = eHL_x$ olduğunu nəzərə alsaq, prosesin vahid zamandakı diferensial ehtimalı üçün aşağıdakı düsturu alırıq:

$$dw = \frac{G_F^2 eH}{(2\pi)^4 \omega \omega' V} \tilde{R} f(1-f') \delta(E' + \omega' - E - \omega) dp_z d\vec{k}'. \quad (10)$$

$d\vec{k}' = \omega'^2 d\omega' d\Omega'$ ($d\Omega'$ - cisim bucağı elementidir və son haldakı antineytrinonun \vec{k}' impulsu boyunca yönəlibdir) olmasını sonuncu ifadədə nəzərə aldıqda, diferensial ehtimalı V^{-1} -ə bərabər olan antineytrino selinə böldükdə, başlanğıc və son haldakı yüklü lepton halları üzrə cəmləmə və \vec{k}' impulsu üzrə inteqrallama apardıqda, maqnit sahəsində tərs yüklü lepton parçalanması proseslərinin diferensial effektiv kəsiyi üçün

$$\frac{d\tilde{\sigma}}{d\omega' d\Omega'} = \frac{G_F^2 eH\omega'}{(2\pi)^4 \omega} \sum_{n,n'=0}^{\infty} \int \tilde{R} f(1-f') \delta(E' + \omega' - E - \omega) dp_z \quad (11)$$

ümumi ifadəsi alınır. [11] işindəki $d\sigma$ kəmiyyətindən fərqləndirmək üçün burada $d\tilde{\sigma}$ işarələməsindən istifadə olunmuşdur.

Polyarlaşma effektlərinə baxacağımıza görə başlanğıc və son haldakı yüklü leptonların spinləri üzrə cəmləmə aparmırıq.

Başlanğıc və son halda olan yüklü leptonların uzununa polyarlaşmaları halında prosesin 4-ölçülü cərəyanının keçid amplitudunun komponentləri üçün aşağıdakı ümumi ifadə alınır:

$$J^\alpha = (s_0 + s) f_i, \quad (i = 0, 1, 2, 3) \quad (12)$$

$$f_{0,3} = B_1 B_1' I_{n-1, n'-1} \pm B_2 B_2' I_{nn'}, \quad (13)$$

$$f_1 = B_1' B_2 e^{i\varphi} I_{n, n'-1} + B_1 B_2' e^{-i\varphi} I_{n-1, n'}, \quad (14)$$

$$f_2 = -iB_1' B_2 e^{i\varphi} I_{n, n'-1} + iB_1 B_2' e^{-i\varphi} I_{n-1, n'}, \quad (15)$$

Burada

$$s_0 = \frac{1}{4} (A_1 A_1' + A_2 A_2'), \quad (16)$$

$$s = \frac{1}{4} (A_1 A_2' + A_1' A_2), \quad (17)$$

$I_{nn'}$, $I_{n,n'-1}$, $I_{n-1,n'}$, $I_{n-1,n'-1}$ - Lyaher funksiyaları və

$$A_1 = \left(1 \pm \frac{m_l}{E}\right)^{1/2}, \quad A_1' = \left(1 \pm \frac{m_l}{E'}\right)^{1/2}, \quad (18)$$

$$A_2 = \pm \zeta \left(1 - \frac{m_l}{E}\right)^{1/2}, \quad A_2' = \pm \zeta' \left(1 - \frac{m_l}{E'}\right)^{1/2}, \quad (19)$$

$$B_1 = \left(1 + \zeta \frac{P_z}{\sqrt{E^2 - m_l^2}}\right)^{1/2}, \quad B_1' = \left(1 + \zeta' \frac{P_z'}{\sqrt{E'^2 - m_l^2}}\right)^{1/2}, \quad (20)$$

$$B_2 = \zeta \left(1 - \zeta \frac{P_z}{\sqrt{E^2 - m_l^2}}\right)^{1/2}, \quad B_2' = \zeta' \left(1 - \zeta' \frac{P_z'}{\sqrt{E'^2 - m_l^2}}\right)^{1/2} \quad (21)$$

spin əmsallarıdır. (18)-(21) ifadələrində ştrixlənmiş kəmiyyətlər başlanğıc haldakı yüklü leptonlara, ştrixlənmiş kəmiyyətlər isə son haldakı yüklü leptonlara uyğundur.

Yüklü leptonların uzununa polyarlaşmaları halında \tilde{R} kəmiyyəti üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$\tilde{R} = \omega \omega' \tilde{R}_0, \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \tilde{R}_0 = & d_1 (\tilde{l}_4 I_4^2 + \tilde{l}_5 I_3^2) + 2d_2 (\tilde{l}_1 I_1^2 + \tilde{l}_2 I_2^2) + 4d_3 \tilde{l}_3 I_3 I_4 + 4d_4 \tilde{l}_3 I_1 I_2 - \\ & - d_5 (\tilde{l}_4 I_4^2 - \tilde{l}_5 I_3^2) - 2d_6 (\tilde{l}_1 I_1^2 - \tilde{l}_2 I_2^2) - 2d_7 (\tilde{l}_6 I_1 I_4 + \tilde{l}_7 I_2 I_4 + \tilde{l}_8 I_1 I_3 + \tilde{l}_9 I_2 I_3) + \\ & - 2d_8 (\tilde{l}_6 I_1 I_4 - \tilde{l}_8 I_1 I_3 - \tilde{l}_7 I_2 I_4 + \tilde{l}_9 I_2 I_3) - 2d_9 (\tilde{l}_6 I_1 I_4 - \tilde{l}_8 I_1 I_3 + \tilde{l}_7 I_2 I_4 - \tilde{l}_9 I_2 I_3) + \\ & + 2d_{10} (\tilde{l}_6 I_1 I_4 - \tilde{l}_7 I_2 I_4 + \tilde{l}_8 I_1 I_3 - \tilde{l}_9 I_2 I_3). \end{aligned} \quad (23)$$

Burada [11] işindəki l_i əmsallarından fərqli olan \tilde{l}_i əmsalları

$$\tilde{l}_1 = \frac{1}{4} (b_5' - b_6' \zeta + b_3' \zeta' + b_4' \zeta \zeta'), \quad (24)$$

$$\tilde{l}_2 = \frac{1}{4} (b_1' + b_2' \zeta - b_7' \zeta' + b_8' \zeta \zeta'), \quad (25)$$

$$\tilde{l}_3 = \frac{1}{4} (e_1 + e_2 \zeta + e_3 \zeta' + e_4 \zeta \zeta'), \quad (26)$$

$$\tilde{l}_4 = \frac{1}{2} (b_5 - b_6 \zeta - b_7 \zeta' + b_8 \zeta \zeta'), \quad (27)$$

$$\tilde{l}_5 = \frac{1}{2} (b_1 + b_2 \zeta + b_3 \zeta' + b_4 \zeta \zeta'), \quad (28)$$

$$\tilde{l}_6 = \frac{1}{4} (c_5' + c_6' \zeta + c_7' \zeta' + c_8' \zeta \zeta'), \quad (29)$$

$$\tilde{l}_7 = \frac{1}{4}(c_5 + c_6\zeta + c_7\zeta' + c_8\zeta\zeta'), \quad (30)$$

$$\tilde{l}_8 = \frac{1}{4}(c_1 + c_2\zeta + c_3\zeta' + c_4\zeta\zeta'), \quad (31)$$

$$\tilde{l}_9 = \frac{1}{4}(c'_1 + c'_2\zeta + c'_3\zeta' + c'_4\zeta\zeta'), \quad (32)$$

kimi təyin edilir və $b_i(b'_i)$, $c_i(c'_i)$, e_i əmsalları aşağıdakı kimidir:

$$b_1(b'_1) = (1 + \sigma\nu)(1 \pm \sigma'v'), \quad (33)$$

$$b_2(b'_2) = (\sigma + \nu)(1 \pm \sigma'v'), \quad (34)$$

$$b_3(b'_3) = (\sigma' + \nu')(1 \pm \sigma\nu), \quad (35)$$

$$b_4(b'_4) = (\sigma \pm \nu)(\sigma' + \nu'), \quad (36)$$

$$b_5(b'_5) = (1 - \sigma\nu)(1 \mp \sigma'v'), \quad (37)$$

$$b_6(b'_6) = -(\sigma - \nu)(1 \mp \sigma'v'), \quad (38)$$

$$b_7(b'_7) = -(\sigma' - \nu')(1 \mp \sigma\nu), \quad (39)$$

$$b_8(b'_8) = (\sigma \mp \nu)(\sigma' - \nu'), \quad (40)$$

$$c_1(c_5) = \sigma\beta(1 \pm \sigma'v'), \quad (41)$$

$$c'_1(c'_5) = \sigma'\beta'(1 \pm \sigma\nu), \quad (42)$$

$$c_2(c_6) = 1 \pm \sigma'v'\beta, \quad (43)$$

$$c'_2(c'_6) = \sigma'\beta'(\sigma \pm \nu), \quad (44)$$

$$c_3(c_7) = \sigma\beta(\sigma' \pm \nu'), \quad (45)$$

$$c'_3(c'_7) = 1 \pm \sigma\nu\beta', \quad (46)$$

$$c_4(c_8) = \beta(\sigma' \pm \nu'), \quad (47)$$

$$c'_4(c'_8) = \beta'(\sigma \pm \nu), \quad (48)$$

$$e_1 = \beta\beta'\sigma\sigma', \quad (49)$$

$$e_2 = \beta\beta'\sigma', \quad (50)$$

$$e_3 = \beta\beta'\sigma, \quad (51)$$

$$e_4 = \beta\beta'. \quad (52)$$

Burada

$$\nu = \frac{p_z}{\sqrt{E^2 - m_i^2}}, \quad \nu' = \frac{p'_z}{\sqrt{E'^2 - m_i'^2}}, \quad (53)$$

$$\beta = (1 - \nu^2)^{1/2}, \quad \beta' = (1 - \nu'^2)^{1/2}, \quad (54)$$

$$\sigma = (1 - \rho^2)^{1/2}, \quad \rho = \frac{m_l}{E}, \quad (55)$$

$$\sigma' = (1 - \rho'^2)^{1/2}, \quad \rho' = \frac{m_l}{E'}, \quad (56)$$

$\zeta(\zeta')$ - başlanğıc (son) haldakı yüklü leptonların spinlərinin öz ümumiləşmiş impulsarı üzrə proyeksiyası ($\zeta, \zeta' = \pm 1$) [12], d_i isə φ bucağından, başlanğıc (son) haldakı antineytrinoların impulslarının $\mathcal{G}(\mathcal{G}')$ polyar bucağından və $\alpha(\alpha')$ azimutal bucağından asılı olan funksiyalardır.

Enerjinin saxlanması ifadə edən delta funksiyanı sadələşdirməklə, J^α 4-ölçülü cərəyanının keçid amplitudunun komponentlərini, başlanğıc və son haldakı yüklü leptonların uzununa polyarlaşmalarını nəzərə almaqla prosesin diferensial effektiv kəsiyi üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$\frac{d\tilde{\sigma}}{d\omega' d\Omega'} = \frac{G_F^2 e H \omega'^2}{(2\pi)^4} \sum_{n, n'=0}^{\infty} \sum_l \frac{E_l E_l'}{|E_l' p_{zl} - E_l p_{zl}'|} \tilde{R}_0 f_l (1 - f_l') \quad (57)$$

Fiziki eksperimentlərdə müon və tau lepton hədəfləri olmadığına görə burada biz elektron hədəflərindən səpilməyə baxacağıq. Bu səpilmə prosesləri

$$\tilde{\nu}_e + e^- \rightarrow \tilde{\nu}_L + L^- \quad (58)$$

reaksiyası ilə təsvir olunur. Burada $L = \mu, \tau$ və $\tilde{\nu}_L = \tilde{\nu}_\mu, \tilde{\nu}_\tau$. Konkret tətbiqlər üçün biz aşağıdakı kinematikaya baxırıq və yüklü leptonların Fermi-Dirak paylanma funksiyalarını nəzərə almırıq. Tutaq ki, başlanğıc halda olan antineytrinolar maqnit sahəsi boyunca hərəkət edir, yəni antineytrinoların 4-ölçülü impulsarı

$$k^\mu = \omega(1, 0, 0, 1) \quad (59)$$

şəklindədir. Biz burada

$$H \ll H_\perp = \frac{m_l^2}{e} \quad (60)$$

intensivliyinə malik maqnit sahəsində elektronların yüksək eninə impulsa malik olduğu

$$p_\perp = (2eHn)^{1/2} \gg m_l \quad (61)$$

halına baxırıq. Bu halda baş kvant ədədi $n \gg 1$ olduğuna görə elektronların hərəkəti kvaziklassik olacaq. Oz oxu boyunca Lorens dönməsi etməklə (bu, maqnit sahəsini dəyişmir) və əvvəlki kinematik şərtləri saxlamaqla elektronların uzununa impulslarının sıfıra bərabər olduğu hesablama sisteminə keçə bilərik. Biz başlanğıc halda olan neytrinoların ω enerjisinin

$$\frac{eH}{p_\perp} \ll \omega \ll m_l \quad (62)$$

intervalında yerləşdiyini fərz edirik. Yuxarıdakı şərtlər daxilində prosesin diferensial effektiv kəsiyi yalnız iki invariant parametrdən,

$$\chi = \frac{e}{m_l^3} \left[- (F_{\alpha\beta} p^\beta)^2 \right]^{1/2} = \frac{H}{H_\perp} \frac{p_\perp}{m_l} \quad (63)$$

dinamik parametrindən və

$$\kappa = \frac{2\omega E}{m_L^2} = \frac{2kp}{m_l^2} \quad (64)$$

kinematik parametrindən asılı olacaq. Burada $F_{\alpha\beta} = \partial_\alpha A_\beta - \partial_\beta A_\alpha$ xarici sahə tenzorudur. Biz invariant

$$u = \frac{\chi}{\chi'} - 1 = \frac{p_\perp}{p'_\perp} - 1 \approx \frac{\omega'}{E - \omega} \quad (65)$$

spektral dəyişəninə və invariant

$$\tau = \frac{e}{m_l^4} \frac{p^\alpha \tilde{F}_{\alpha\beta} k'^\beta}{\chi - \chi'} = \gamma \frac{k'_z}{\omega'} \approx \gamma\theta \quad (66)$$

bucaq dəyişəninə istifadə edəcəyik. Burada $\tilde{F}_{\alpha\beta} = (1/2)\varepsilon_{\alpha\beta\lambda\sigma} F^{\lambda\sigma}$ - xarici sahənin $F_{\alpha\beta}$ tenzoruna dual olan tenzordur, $\gamma = E/m_L$ və $\theta = \pi/2 - \mathcal{G}$. Bizim təhlil aparacağımız oblastda $|\theta| \leq \gamma^{-1} \ll 1$. Kviziklassik halda maqnit sahəsində $\tilde{\nu}_e + e^- \rightarrow \tilde{\nu}_l + L$ proseslərinin diferensial effektiv kəsiyini hesablamaq üçün [10] işində inkişaf etdirilmiş üsuldən istifadə edəcəyik.

Beləliklə, başlanğıc haldakı antineytrinolar maqnit sahəsi boyunca hərəkət etdikdə, prosesdə iştirak edən yüklü leptonlar uzununa polyarlaşmaya malik olduqda və kvaziklassik halda yerləşdikdə maqnit sahəsində $\tilde{\nu}_l + l^- \rightarrow \tilde{\nu}_l + L$ proseslərinin diferensial effektiv kəsiyi üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}(\zeta, \zeta') = & 4 \frac{G_F^2}{\pi^2} m_L^2 \int_0^\infty \frac{udu}{(1+u)^4} \int_{-\infty}^\infty d\tau [(2\tilde{\chi})^{-1/3} \zeta'_+ (\zeta_+ \delta^2 + \\ & + \zeta_- \tau^2) \Phi^2(y) + (2\tilde{\chi})^{1/3} \zeta'_- \zeta_- \Phi'^2(y) - 2\zeta'_- \zeta_- \tau \Phi(y) \Phi'(y)]. \end{aligned} \quad (67)$$

Burada

$$\Phi(y) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int_{-x}^x dt \exp\left[i\left(yt + \frac{t^3}{3}\right)\right] \quad (68)$$

Eyri funksiyası olub,

$$y = \left(\frac{u}{2\chi}\right)^{2/3} \left(1 + \tau^2 + \frac{\kappa_0 - \kappa}{u}\right) \quad (69)$$

dəyişəninə asılıdır, $\Phi'(y) = d\Phi(y)/dy$ - Eyri funksiyasının törəməsidir, $\tilde{\chi} = \chi/u$, $\zeta_\pm = (1 \pm \zeta)/2$, $\zeta'_\pm = (1 \pm \zeta')/2$, $\kappa_0 = 1 - (m_e/m_L)^2$, $\delta = m_l/m_L$. Sonuncu ifadədən $\tilde{\sigma} \sim 1 - \zeta'$ olduğu alınır. Bu, o deməkdir ki, başlanğıc halda olan antineytrinolar maqnit sahəsi boyunca hərəkət etdikdə və başlanğıc və son halda olan yüklü leptonlar kvaziklassik halda olduqda maqnit sahəsində $\tilde{\nu}_l + l^- \rightarrow \tilde{\nu}_l + L$ proseslərində «sağ» polyarlaşmış yüklü leptonların yaranması qadağan olunubdur, proseslərdə yalnız «sol» polyarlaşmış yüklü leptonlar yaranır. «Sol» polyarlaşmış lepton dəstələri alınmasında bu nəticədən, prinsipcə, praktik olaraq fiziki eksperimentdə istifadə oluna bilər.

Tərs yüklü lepton parçalanması proseslərində son haldakı antineytrinoların

asimmetrik buraxılması güclü maqnitləşmiş ulduzların asimmetrik təkan almasına gətirib çıxarır. Bu işə nəticədə güclü maqnitləşmiş ulduzların öz oxu ətrafında fırlanma sürətinə əlavə pay verir.

ƏDƏBİYYAT

1. Walter H.K. Nuclear Physics B, 1987, v.279, №1,2, p.133-142.
2. Armenise N. et al. Physics Letters B, 1979, v.84., p. 137-149.
3. Окунь Л.Б. Лептоны и кварки. М.: Наука, 1990, 346 с.
4. Bardin D.Yu., Dokuchaeva V.A. Nuclear Physics B, 1987, v.287, №4, p. 839-851.
5. Люлька В.А. Ядерная физика, 1984, т.39, № 3, с.680-688.
6. Борисов А.В., Гусейнов В.А. Ядерная физика, 1994, т.57, № 3, с.496-500.
[Borisov A.V., Guseinov V.A. Physics of Atomic Nuclei, 1994, v.57, №3, p.466-470].
7. Vilain P. et al. Physics Letters B, 1995, v.364, p. 121-126.
8. Formaggio J. A. et al. Physical Review Letters, 2001, v.87, p. 071803.
9. Борисов А.В., Морозова Л.В., Нанаа М.К. Известия вузов. Физика, 1992, № 12, с.106-111.
10. Борисов А.В., Гусейнов В.А., Павлова О.С. Ядерная физика, 1998, т.61, № 1, с. 103-110. [Borisov A.V., Guseinov V.A., Pavlova O.S. Physics of Atomic Nuclei, 1998, v. 61, № 1, p. 94-101].
11. Hüseynov V.A., Qasımova R.E. Fizikanın müasir problemləri I Respublika konfransı // 6-8 dekabr 2007-ci il, Bakı, Azərbaycan Respublikası. Məqalələr toplusu. Bakı, 2007, s.25-26.
12. Соколов А.А., Тернов И.М. Релятивистский электрон. М.: Наука, 1983, 304 с.

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПРОЦЕССАХ ОБРАТНОГО РАСПАДА ЗАРЯЖЕННЫХ ЛЕПТОНОВ С УЧАСТИЕМ АНТИНЕЙТРИНО В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ЗВЕЗД

Р.Э.ГАСИМОВА

РЕЗЮМЕ

Рассмотрены процессы обратного распада заряженных лептонов с участием антинейтрино ($\bar{\nu}_l + l^- \rightarrow \bar{\nu}_l + L^-$) в магнитном поле звезд с учетом полярных и азимутальных углов импульсов начальных и конечных антинейтрино, продольных поляризаций заряженных лептонов произвольной энергии и их функции распределения Ферми-Дирака. Получены общие выражения для дифференциальных эффективных сечений процессов и анализированы поляризационные эффекты.

POLARIZATION EFFECTS IN THE PROCESSES OF INVERSE DECAY OF CHARGED LEPTONS WITH PARTICIPATION OF ANTINEUTRINOS IN A MAGNETIC FIELD OF STARS

R.E.GASIMOVA

SUMMARY

The processes of an inverse decay of charged leptons with participation of antineutrinos ($\bar{\nu}_l + l^- \rightarrow \bar{\nu}_l + L^-$) in a magnetic field of stars with allowance for the polar and azimuthal angles of the initial and final antineutrino momenta, the longitudinal polarizations and the Fermi-Dirac distribution functions of the charged leptons of an arbitrary energy are considered in the paper. The general expressions for the differential cross sections of the processes are obtained and the polarization effects are analyzed.