

UOT 539.12-17

 **$e^-e^+$  -ANNİHİLYASIYASINDA POLYARİZƏ OLUNMUŞ  
BARİONLARIN YARANMASI****S.Q.ABDULLAYEV, M.Ş.QOCAYEV, A.S.ALIYEVA***Bakı Dövlət Universiteti**s\_abdullayev@mail.ru, m\_qocayev@mail.ru*

*Elektron-pozitron annihilasiyasında polarizə olunmuş barionların yaranması proseslərinə baxılmışdır:  $e^-e^+ \Rightarrow (\gamma, Z^0) \Rightarrow BX$ . Kvark-parton modeli çərçivəsində proseslərin diferensial effektiv kəsikləri hesablanmış, barionun uzununa polarlaşma dərəcəsi təyin edilmişdir. Polarlaşma dərəcəsinin və irəli-geri asimetriyanın enerjiden asılılıq qrafikləri qurulmuşdur.*

**Açar sözlər.** Sol və sağ rabitə sabitləri, kvark-parton modeli, fraqmentasiya funksiyaları, spirallıq, uzununa polarlaşma dərəcəsi.

Elementar zərrəciklər fizikasında əsas informasiya mənbələrindən biri də qarşı-qarşıya hərəkət edən elektron-pozitron dəstələri ilə aparılan təcrübələrdir. Elektron-pozitron toqquşmasında baş verən müxtəlif proseslər elektrozəif qarşılıqlı təsirlərin öyrənilməsində müstəsna əhəmiyyətə malikdir [1].

Elektron-pozitron cütünün müxtəlif zərrəciklərə annihilasiyası prosesi  $\gamma$  -kvantla yanaşı  $Z^0$  -bozonla da gedə bilər. Aralıq halda ağır  $Z^0$  -zərrəciyinin olması proseslərin effektiv kəsiklərinin enerjiyə görə paylanması dəyişdirir, həmçinin də neytral zəif cərəyanların hesabına spesifik effektlərin yaranmasına səbəb olur. Belə effektlərin öyrənilməsi həm başlanğıc, həm də son zərrəciklərin neytral zəif cərəyan parametrlərini təyin etməyə imkan verir [2, 3].

Təqdim olunan işdə elektron-pozitron toqquşmasında polarizə olunmuş barionun yarıinklüziv doğulması

$$e^- + e^+ \Rightarrow (\gamma; Z^0) \Rightarrow B + X \quad (1)$$

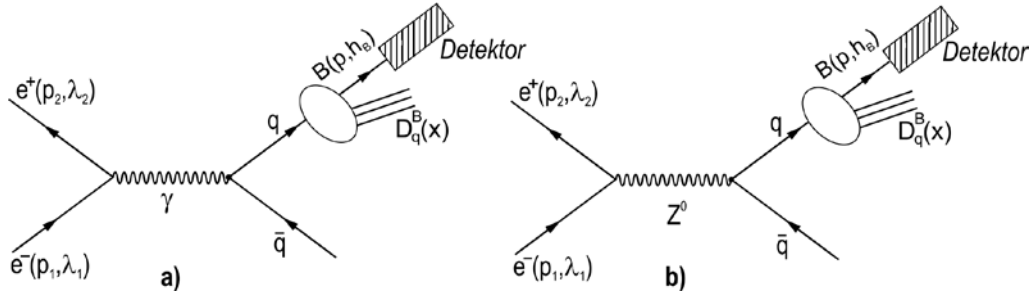
proseslərinə baxılmışdır, burada  $B$  – təcrübələrdə polarizasiyası ölçülən  $1/2$  spinə malik barion ( $B = \Lambda^0, \Sigma^+, \Sigma^-, \Lambda_c, \Sigma_c$  və s.);  $X$  isə qeydə alınmayan hadronlar sistemidir.

Kvark-parton modelinə (KPM) görə, (1) prosesi iki mərhələdə baş verir.

Əvvəlcə aralıq foton və ya  $Z^0$ -bozon kvark-antikvark cütünə çevrilir, sonra isə onlar hadronlara fraqmentasiya edirlər (şəkil 1). Fərz edək ki, prosesdə kvarkın impulsunun böyük hissəsini daşıyan sürətli barion ( $x = E_B/E_q = 2E_B/\sqrt{s} \sim 1$ ) qeydə alınmışdır. Hesab etmək olar ki, belə barion eyni istiqamətdə hərəkət edən sürətli kvarkdan formalaşmışdır, sürətli kvark çatışmayan iki kvarkı «dənizdən» zəbt edərək sürətli bariona çevrilir.

Elektron-pozitron annihilyasiyasında 4-ölçülü  $p$  impulsuna və  $h_B$  spirallığına malik barionun doğulması prosesinin amplitudunu yazaq:

$$M = \frac{e^2}{2} \sum_i \bar{v}(p_2, \lambda_2) \gamma_\mu [G_L^i(1 + \gamma_5) + G_R^i(1 - \gamma_5)] u(p_1, \lambda_1) \langle B(p, h_B) X | J_\mu^i | 0 \rangle, \quad (2)$$



Şəkil 1.  $e^- e^+ \Rightarrow BX$  prosesinin Feynman diaqramları

burada  $p_1(\lambda_1)$  və  $p_2(\lambda_2)$  – uyğun olaraq elektronun və pozitronun 4-ölçülü impulsları (spirallıqları);  $G_{L(R)}^i = \frac{g_{L(R)}^i(e)}{s - M_i^2 + iM_i\Gamma_i}$ ; cəmləmə aralıq foton və  $Z^0$ -bozon üzrə aparılır ( $i = \gamma; Z^0$ ) (bundan sonra cəm işarəsi yazılmayacaqdır);  $M_Z$  və  $\Gamma_Z$  –  $Z^0$ -bozonun kütləsi və tam eni (foton halında  $M_\gamma = \Gamma_\gamma = 0$ );  $J_\mu^i - i \Rightarrow B + X$  keçidini təsvir edən hadron cərəyanı;  $g_L^i(e)$  və  $g_R^i(e)$  – elektronun fotonla və ya  $Z^0$ -bozonla qarşılıqlı təsirinin sol və sağ rabitə sabitləri

$$g_L^\gamma(e) = g_R^\gamma(e) = -1, \quad g_L^Z(e) = \frac{-1/2 + \sin^2 \theta_w}{\sin \theta_w \cdot \cos \theta_w}, \quad g_R^Z(e) = \sin \theta_w;$$

$\theta_w$  – Vaynberq bucağı adlandırılan parametrlər;  $s$  – kütlə mərkəzi sistemində elektronla pozitronun enerjiləri cəminin kvadratıdır.

(1) prosesinin diferensial effektiv kəsiyi bərabərdir:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{16} x dx L_{\mu\nu}^{ik} \bar{H}_{\mu\nu}^{ik}, \quad (3)$$

burada  $x = 2E_B/\sqrt{s}$  – barionun enerjisinin elektronun enerjisinə nisbəti;  $\Omega(\theta, \varphi)$  – barionun çıxış cisim bucağı;  $L_{\mu\nu}^{ik}$  və  $\bar{H}_{\mu\nu}^{ik}$  – lepton və hadron tenzorlarıdır.

Uzununa polarizə olunmuş elektronla pozitron halında  $L_{\mu\nu}^{ik}$  lepton tenzoru

(2) amplitudu əsasında asanlıqla hesablanılır:

$$L_{\mu\nu}^{ik} = [g_1^{ik}(1 - \lambda_1\lambda_2) + g_2^{ik}(\lambda_2 - \lambda_1)]L_{\mu\nu}^{(S)} + [g_2^{ik}(1 - \lambda_1\lambda_2) + g_1^{ik}(\lambda_2 - \lambda_1)]L_{\mu\nu}^{(A)}. \quad (4)$$

Burada

$$g_{1,2}^{ik} = G_L^i G_L^{*k} \pm G_R^i G_R^{*k}, \quad L_{\mu\nu}^{(S)} = P_{1\mu}P_{2\nu} + P_{2\mu}P_{1\nu} - (P_1P_2)g_{\mu\nu}, \quad L_{\mu\nu}^{(A)} = -i\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}P_{1\rho}P_{2\sigma}.$$

Hadron tenzorunun ( $\bar{H}_{\mu\nu}^{ik}$ ) üzərindəki xətt qeydə alınmayan hadronların polyarizasiya hallarına görə cəmləmənin, impulslarına görə isə inteqrallamanın aparıldığını göstərir:

$$\bar{H}_{\mu\nu}^{ik} = (2\pi)^3 \sum_{spin} \int \langle B(p, h_B) X | J_\mu^i | 0 \rangle \langle B(p, h_B) X | J_\nu^k | 0 \rangle \delta(q - p - P_X) d\phi_X, \quad (5)$$

$q = p_1 + p_2$  – hadronlara ötürülən 4-ölçülü impuls;  $P_X$  və  $d\Phi_X$  – qeydə alınmayan hadronların tam impulsu və faza həcmidir.

(5) inteqralından aydın olur ki, hadron tenzoru  $\bar{H}_{\mu\nu}^{ik}$  barionun  $h_B$  spirallığı ilə 4-ölçülü  $p$  və  $q$  impulslarından asılı olmalıdır. Həmin impulslardan dörd tenzor –

$$P_\mu P_\nu, \quad P_\mu q_\nu, \quad q_\mu P_\nu, \quad q_\mu q_\nu$$

və bir psevdotenzor

$$\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} P_\rho q_\sigma$$

düzəltmək mümkündür. Bundan əlavə, ixtiyarımızda  $g_{\mu\nu}$  tenzoru da vardır.

Deməli, hadron tenzorunu aşağıdakı şəkildə təsvir edə bilərik:

$$\begin{aligned} \bar{H}_{\mu\nu}^{ik} = & (W_1^{ik} + h_B G_1^{ik}) \left( -g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) + (W_2^{ik} + h_B G_2^{ik}) \cdot \frac{1}{q^2} \cdot \left( q_\mu - p_\mu \frac{q^2}{(p \cdot q)} \right) \times \\ & \times \left( q_\nu - p_\nu \frac{q^2}{(p \cdot q)} \right) - i(W_3^{ik} + h_B G_3^{ik}) \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \frac{P_\rho P_\sigma}{(p \cdot q)} + (W_4^{ik} + h_B G_4^{ik}) \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} + \\ & + (W_5^{ik} + h_B G_5^{ik}) \cdot \frac{P_\mu q_\nu + P_\nu q_\mu}{(p \cdot q)} + i(W_6^{ik} + h_B G_6^{ik}) \cdot \frac{P_\mu q_\nu - P_\nu q_\mu}{(p \cdot q)}. \end{aligned} \quad (6)$$

Qeyd edək ki,  $W_r^{ik}$  və  $G_r^{ik}$  ( $r=1 \div 6$ ) –  $s$  və  $x$  dəyişənlərindən asılı struktur funksiyalardır. Onlardan  $W_{1,2,4,5,6}^{ik}$  və  $G_3^{ik}$  –  $P$ -invariantdır.  $W_3^{ik}$  və  $G_{1,2,4,5,6}^{ik}$  isə fəza cütlüyünü pozur.

Elektronun kütləsini nəzərdən atdıqda, lepton tenzorları saxlanılır:

$$L_{\mu\nu}^{ik} \cdot q_\mu = L_{\mu\nu}^{ik} \cdot q_\nu = 0.$$

Nəticədə  $e^- + e^+ \Rightarrow B + X$  prosesinin effektiv kəsiyi yalnız  $W_{1,2,3}^{ik}$  və  $G_{1,2,3}^{ik}$  struktur funksiyalarından asılı olacaqdır (barionun kütləsi də nəzərə alınmır):

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dx d\Omega} = & \frac{\alpha^2}{16} s x \{ [g_1^{ik}(1 - \lambda_1\lambda_2) + g_2^{ik}(\lambda_2 - \lambda_1)] [2(W_1^{ik} + h_B G_1^{ik}) + \\ & + (W_2^{ik} + h_B G_2^{ik}) \sin^2 \theta + 2[g_2^{ik}(1 - \lambda_1\lambda_2) + g_1^{ik}(\lambda_2 - \lambda_1)] (W_3^{ik} + h_B G_3^{ik}) \cos \theta] \}. \end{aligned} \quad (7)$$

Kvark-parton modeli çərçivəsində struktur funksiyaları təyin edək. Həmin modelə görə,  $e^- + e^+ \Rightarrow B + X$  prosesinin diferensial effektiv kəsiyi aşağıdakı

şəkildə yazılır:

$$\frac{d\sigma}{dx d\Omega} = \sum_{q, h_q} \frac{d\sigma_q(h_q)}{d\Omega_q} D_{q, h_q}^{B, h_B}(x) + \sum_{\bar{q}, h_{\bar{q}}} \frac{d\sigma_{\bar{q}}(h_{\bar{q}})}{d\Omega_{\bar{q}}} D_{\bar{q}, h_{\bar{q}}}^{B, h_B}(x), \quad (8)$$

cəmlənmə  $B$  barionunun tərkibinə daxil olan bütün kvarklara görə aparılır;  $D_{q, h_q}^{B, h_B}(x)$  ( $D_{\bar{q}, h_{\bar{q}}}^{B, h_B}(x)$ ) – spirallığı  $h_q$  ( $h_{\bar{q}}$ ) olan kvarkın (antikvarkın)  $h_B$  spirallıqlı bariona fraqmentasiya funksiyası,  $\frac{d\sigma_q(h_q)}{d\Omega_q}$  – uzununa polyarizə olunmuş kvark-

ların bucaqlara görə paylanmasını xarakterizə edən elementar  $e^- + e^+ \Rightarrow (\gamma; Z^0) \Rightarrow q + \bar{q}$  alt prosesinin effektiv kəsiyidir:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_q(h_q)}{d\Omega_q} = & \frac{\alpha^2 N_c s}{32} \{ [g_1^{ik} (1 - \lambda_1 \lambda_2) + g_2^{ik} (\lambda_2 - \lambda_1)] (q_1^{ik} - h_q q_2^{ik}) (1 + \cos^2 \theta) + \\ & + 2 [g_2^{ik} (1 - \lambda_1 \lambda_2) + g_1^{ik} (\lambda_2 - \lambda_1)] (q_2^{ik} - h_q q_1^{ik}) \cos \theta \}, \end{aligned} \quad (9)$$

burada  $q_{l(2)}^{ik} = g_L^i(q) g_L^k(q) \pm g_R^i(q) g_R^k(q)$ ,  $N_c = 3$  – rəng vuruğu,  $g_L^i(q)$  və  $g_R^i(q)$  – kvarkın fotonla və ya  $Z^0$ -bozonla qarşılıqlı təsirinin sol və sağ rabitə sabitləridir.

Uzununa polyarizə olunmuş antikvarkın bucaqlara görə paylanması (9) düsturunda  $h_q \Leftrightarrow -h_{\bar{q}}$  və  $\cos \theta \Leftrightarrow -\cos \theta$  əvəzləmələrini aparmaqla almaq mümkündür.  $e^- + e^+ \Rightarrow (Z^0) \Rightarrow q + \bar{q}$  prosesində yaranan kvarklar böyük polyarizasiya dərəcəsinə malikdirlər. Məsələn,  $Z^0 \Rightarrow s + \bar{s}$  prosesində yaranan  $s$ -kvarkın uzununa polyarlaşma dərəcəsi  $P_s = -0,94$  tərtibindədir. Lakin kvarklar sərbəst şəkildə müşahidə edilmədiyindən onların polyarlaşma dərəcəsinə bilavasitə təcrübələrdə ölçmək mümkün deyildir. Fərziyyə qəbul etmək olar ki, sürətli kvark öz polyarizasiyasını  $B$  barionuna ötürür. Məhz bu səbəbdən  $e^- + e^+ \Rightarrow B + X$  proseslərində müxtəlif barionların polyarizasiyasının öyrənilməsi mühüm əhəmiyyətə malikdir.

Kvarkın bariona fraqmentasiyası prosesində P-cütlüyü saxlanıldığından

$$D_{q, h_q}^{B, h_B}(x) = D_{q, -h_q}^{B, -h_B}(x)$$

münasibəti doğrudur. Aşağıdakı işarələri qəbul edək:

$$D_q^B(x) = D_{q, +1}^{B, +1}(x) + D_{q, -1}^{B, +1}(x),$$

$$\Delta D_q^B(x) = D_{q, +1}^{B, +1}(x) - D_{q, -1}^{B, +1}(x),$$

burada  $D_q^B(x)$  – polyarizə olunmamış kvarkın polyarizə olunmamış bariona fraqmentasiya funksiyasıdır.

Kvark və antikvarkların bucaqlara görə paylanmalarını nəzərə almaqla, (7) və (8) düsturlarının müqayisəsindən hadronların struktur funksiyaları üçün aşağıdakı ifadələri alırıq:

$$\begin{aligned}
xW_1^{ik} &= -xW_2^{ik} = \frac{1}{2}N_C \sum_q q_1^{ik} [D_q^B(x) + D_{\bar{q}}^B(x)], \\
xW_3^{ik} &= \frac{1}{2}N_C \sum_q q_2^{ik} [D_q^B(x) - D_{\bar{q}}^B(x)], \\
xG_1^{ik} &= -xG_2^{ik} = -\frac{1}{2}N_C \sum_q q_2^{ik} [\Delta D_q^B(x) - \Delta D_{\bar{q}}^B(x)], \\
xG_3^{ik} &= -\frac{1}{2}N_C \sum_q [\Delta D_q^B(x) + \Delta D_{\bar{q}}^B(x)].
\end{aligned} \tag{10}$$

KPM-də alınmış  $W_2^{ik} = -W_1^{ik}$  və  $G_2^{ik} = -G_1^{ik}$  münasibətlərini nəzərə almaqla  $e^- + e^+ \Rightarrow B + X$  prosesinin diferensial effektiv kəsiyini

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{dx d\Omega} &= \frac{\alpha^2 s x}{16} g_1^{ik} W_1^{ik} (1 + \cos^2 \theta) \times \\
&\times [1 + A_{FB}(s, x, \theta)] [1 + \lambda_1 A_{LR}(s, x, \theta) + h_B P_B A_{LR}(s, x, \theta)]
\end{aligned} \tag{11}$$

şəklində göstərmək olar. Burada  $A_{FB}(s, x, \theta)$ ,  $A_{LR}(s, x, \theta)$  və  $P_B(s, x, \theta)$  – irəli-geri bucaq asimetriyası, sol-sağ spin asimetriyası və barionun uzununa polyarlaşma dərəcəsidir. Təcrübələrdə ölçülə bilən həmin diferensial xarakteristikalar aşağıdakı ifadələrlə verilir:

$$A_{FB}(s, x, \theta) = A_{FB}(s, x) f(\theta), \tag{12}$$

$$A_{LR}(s, x, \theta) = \frac{A_{LR}^{(1)}(s, x) + A_{LR}^{(2)}(s, x) f(\theta)}{1 + A_{FB}(s, x) f(\theta)}, \tag{13}$$

$$P_B(s, x, \theta) = \frac{P_B^{(1)}(s, x) + P_B^{(2)}(s, x) f(\theta)}{1 + A_{FB}(s, x) f(\theta)}, \tag{14}$$

burada

$$\begin{aligned}
f(\theta) &= \frac{2 \cos \theta}{1 + \cos^2 \theta}, & A_{FB}(s, x) &= \frac{g_2^{ik} W_3^{ik}}{g_1^{ik} W_1^{ik}}, \\
A_{LR}^{(1)}(s, x) &= \frac{g_2^{ik} W_1^{ik}}{g_1^{ik} W_1^{ik}}, & A_{LR}^{(2)}(s, x) &= \frac{g_1^{ik} W_3^{ik}}{g_1^{ik} W_1^{ik}}, \\
P_B^{(1)}(s, x) &= -\frac{g_1^{ik} G_1^{ik}}{g_1^{ik} W_1^{ik}}, & P_B^{(2)}(s, x) &= -\frac{g_2^{ik} G_3^{ik}}{g_1^{ik} W_1^{ik}}.
\end{aligned} \tag{15}$$

İrəli-geri  $A_{FB}(s, x, \theta)$ , sol-sağ  $A_{LR}(s, x, \theta)$  asimetriyalarının və barionun uzununa polyarlaşma dərəcəsi  $P_B(s, x, \theta)$ -nin enerji və bucaqlara görə paylanmalarının təcrübələrdə öyrənilməsi kvarkların barionlara fraqmentasiya funksiyaları haqqında informasiya verə bilər.

$Z^0$ -rezonansı oblastında ( $s = M_Z^2$  olduqda)  $e^- + e^+ \Rightarrow B + X$  prosesinin effektiv kəsiyi sadə şəkil alır:

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{dx} &= \frac{\alpha^2}{16} s x \{ (g_1^{ZZ} - \lambda_1 g_2^{ZZ})(W_1^{ZZ} + h_B G_1^{ZZ})(1 + \cos^2 \theta) + \\
&+ 2(g_2^{ZZ} - \lambda_1 g_1^{ZZ})(W_3^{ZZ} + h_B G_3^{ZZ}) \cos \theta \} d\Omega.
\end{aligned} \tag{16}$$

Həmin effektiv kəsik əsasında aşağıdakı inteqral xarakteristikaları ala bilərik:

1) *irəli-geri bucaq asimetriyası*

$$A_{FB} = \frac{d\sigma_F/dx - d\sigma_B/dx}{d\sigma_F/dx + d\sigma_B/dx} = \frac{3}{4} \frac{g_2^{ZZ}}{g_1^{ZZ}} \frac{W_3^{ZZ}}{W_1^{ZZ}} = \frac{3}{4} \frac{(g_L^Z(e))^2 - (g_R^Z(e))^2}{(g_L^Z(e))^2 + (g_R^Z(e))^2} \cdot \frac{\sum_q [(g_L^Z(q))^2 - (g_R^Z(q))^2] [D_q^B(x) - D_{\bar{q}}^B(x)]}{\sum_q [(g_L^Z(q))^2 + (g_R^Z(q))^2] [D_q^B(x) + D_{\bar{q}}^B(x)]}, \quad (17)$$

burada  $d\sigma_F/dx$  və  $d\sigma_B/dx$  – irəli ( $\cos\theta > 0$ ) və geri ( $\cos\theta < 0$ ) yarımşferalarda barionun doğulmasının effektiv kəsikləridir;

2) *sol-sağ spin asimetriyası*

$$A_{LR} = \frac{d\sigma_L/dx - d\sigma_R/dx}{d\sigma_L/dx + d\sigma_R/dx} = \frac{g_2^{ZZ}}{g_1^{ZZ}} = \frac{(g_L^Z(e))^2 - (g_R^Z(e))^2}{(g_L^Z(e))^2 + (g_R^Z(e))^2}, \quad (18)$$

burada  $d\sigma_L/dx$  və  $d\sigma_R/dx$  – uyğun olaraq  $e^- + e^+ \Rightarrow B + X$  və  $e^- + e^+ \Rightarrow B + X$  proseslərinin bucaqlara görə inteqrallanmış effektiv kəsikləridir;

3) *barionun uzununa polyarlaşma dərəcəsi*

$$P_B = \frac{d\sigma(h_B=1)/dx - d\sigma(h_B=-1)/dx}{d\sigma(h_B=1)/dx + d\sigma(h_B=-1)/dx} = \frac{G_1^{ZZ}}{W_1^{ZZ}} = \frac{\sum_q [(g_L^Z(q))^2 - (g_R^Z(q))^2] [\Delta D_q^B(x) - D_{\bar{q}}^B(x)]}{\sum_q [(g_L^Z(q))^2 + (g_R^Z(q))^2] [\Delta D_q^B(x) + D_{\bar{q}}^B(x)]}. \quad (19)$$

Göründüyü kimi,  $Z^0$ -rezonans oblastında sol-sağ spin asimetriyası  $A_{LR}$  yalnız elektronun, barionun uzununa polyarlaşma dərəcəsi  $P_B$  isə yalnız kvarkların  $Z^0$ -bozonla sol və sağ rabitə sabitlərindən asılıdır. İrəli-geri bucaq asimetriyası  $A_{FB}$  həm elektronun, həm də kvarkların neytral zəif cərəyan parametrlərindən asılıdır.

LEP sürətləndirici mərkəzdə  $e^- + e^+ \Rightarrow \Lambda^0 + X$  prosesində  $\Lambda^0$ -hiperonun uzununa polyarlaşma dərəcəsi  $P_\Lambda$  və irəli-geri bucaq asimetriyası  $A_{FB}^\Lambda$  bir neçə qrup tərəfindən ölçülmüşdür. Polyarizə olunmuş kvarkların polyarizə olunmuş  $\Lambda^0$ -hiperona fraqmentasiya funksiyaları məlum olmadığından  $P_\Lambda$  və  $A_{FB}^\Lambda$  xarakteristikalarını qiymətləndirmək üçün fraqmentasiya funksiyalarını [4-9] işlərində olduğu kimi seçmişik:

$$\begin{aligned} D_q^\Lambda(x) &= N_q x^{\alpha_q} (1-x)^{\beta_q}, \\ \Delta D_s^\Lambda(x) &= x^\gamma D_s^\Lambda(x), \\ \Delta D_u^\Lambda(x) &= \Delta D_d^\Lambda(x) = N_u \Delta D_s^\Lambda(x). \end{aligned} \quad (20)$$

Burada  $N_u = 1$  olduğu, yəni  $u$ -,  $d$ - və  $s$ -kvarklarının fraqmentasiya funksiyalarına verdiyi payların eyni tərtibdə olduğu qəbul edilmişdir.

Şəkil 2-də  $\Lambda^0$ -hiperonun uzununa polyarlaşma dərəcəsinin (a) və irəli-geri bucaq asimetriyasının (b)  $x$  dəyişəndən asılılığı ALEPH qrupunun aldığı təcrübi nəticələrlə [10, 11] müqayisə olunmuşdur. Bütöv əyri (20) fraqmentasiya funksiyaları əsasında qurulmuşdur. Qrafikin təcrübələrin nəticələri ilə uyğunluğu qənaətbəxşdir.

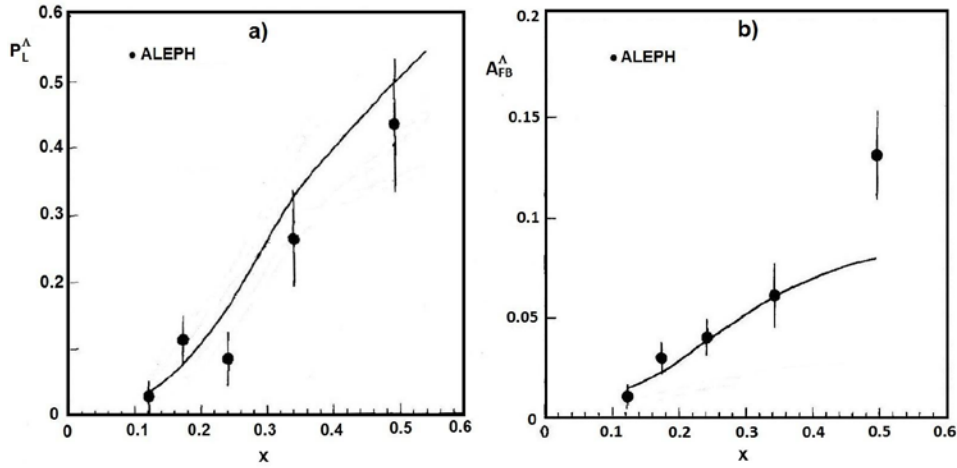
Şəkil 3-də  $\Lambda^0$ -hiperonun uzununa polyarlaşma dərəcəsinin (a) və irəli-geri bucaq asimetriyasının (b)  $x$  dəyişəndən asılılığı OPAL qrupunun aldığı təcrübi nəticələrlə [11, 12] müqayisə olunmuşdur. Bütöv əyri (20) fraqmentasiya funksiyaları əsasında qurulmuşdur. Qrafikin təcrübələrin nəticələri ilə uyğunluğu qənaətbəxşdir.

Təcrübələrdə  $e^- + e^+ \Rightarrow B + X$  prosesində yaranan barionların uzununa və eninə polyarlaşma dərəcələrinin, həmçinin də irəli-geri bucaq asimetriyasının tədqiq edilməsi kvarkların hadronlaşması mexanizminə müəyyən aydınlıq gətirə bilər.

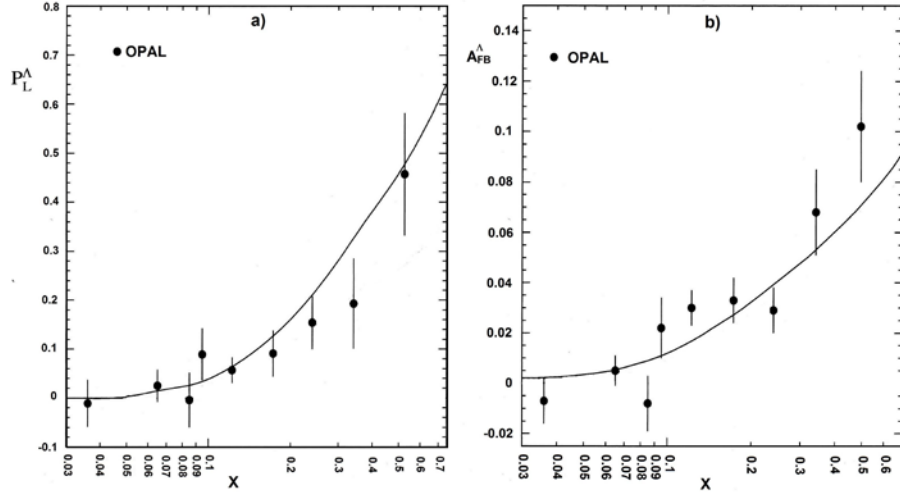
LEP-də  $Z^0$ -rezonans oblastında aparılmış təcrübələr kvarkların  $\Lambda^0$ -hiperona fraqmentasiya funksiyaları haqqında informasiya əldə etmək üçün çox maraqlıdır. Belə ki,  $e^- + e^+ \Rightarrow Z^0 \Rightarrow \Lambda^0 + X$  prosesinin bucaqlara görə inteqrallanmış effektiv kəsiyi

$$\frac{d\sigma}{dx} = \pi\alpha^2 M_Z^2 (|G_L^Z|^2 + |G_R^Z|^2) \sum_q [(g_L^Z(q))^2 + (g_R^Z(q))^2] [D_q^\Lambda(x) + D_{\bar{q}}^\Lambda(x)] \quad (21)$$

ifadəsi ilə verilir.



Şəkil 2.  $\Lambda^0$ -hiperonun uzununa polyarlaşma dərəcəsinin və  $A_{FB}^\Lambda$  asimetriyasının  $x$ -dən asılılığı



Şəkl. 3.  $e^-e^+ \Rightarrow \Lambda^0 X$  prosesində  $\Lambda^0$ -hiperonun uzununa polyarlaşma dərəcəsinin və irəli-geri bucaq asimmetriyasının  $x$ -dən asılılığı

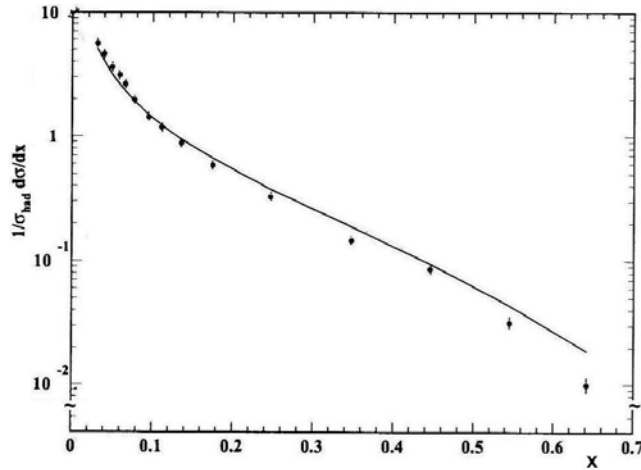
4-cü şəkildə

$$\frac{1}{\sigma_{had}} \frac{d\sigma}{dx} = \frac{\sum_q [(g_L^Z(q))^2 + (g_R^Z(q))^2] [D_q^\Lambda(x) + D_{\bar{q}}^\Lambda(x)]}{\sum_q [(g_L^Z(q))^2 + (g_R^Z(q))^2]} \quad (22)$$

effektiv kəsiyinin  $x$  dəyişməndən asılılıq qrafiki verilmişdir. Qrafikdə təsvir olunan təcrübi nöqtələr OPAL qrupuna məxsusdur [12]. Burada

$$\sigma_{had} = \pi\alpha^2 M_Z^2 (|G_L^Z|^2 + |G_R^Z|^2) \sum_q [(g_L^Z(q))^2 + (g_R^Z(q))^2] \quad (23)$$

$e^- + e^+ \Rightarrow hadronlar$  prosesinin tam effektiv kəsiyidir.



Şəkl. 4.  $e^-e^+ \Rightarrow \Lambda X$  prosesinin diferensial kəsiyi  $\frac{1}{\sigma_{had}} \frac{d\sigma}{dx}$ .

## ƏDƏBİYYAT

1. Abdullayev S.Q. Lepton-lepton və lepton-hadron qarşılıqlı təsirlərində zəif cərəyan effektləri (I hissə). Bakı, «AM 965 MMC», 2012, 484 s.
2. Абдуллаев С.К., Мухтаров А.И. «Суперструйный  $Z'$ -бозон в  $e^-e^+$ -аннигиляции» // Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1995, т. 26, в. 5, с. 1264-1321
3. Abdullayev S.K., Mukhtarov A.I., Gojayev M.Sh. The Longitudinal Polarization of B-Baryon in Semi-Inclusive Reactions // Azerb. Journal of Phys., Fizika, 2010, No 3-4, s. 70-78.
4. Abdullayev S.K., Mukhtarov A.I., Gojayev M.Sh. The Structure Functions for Large  $P_T$ -Hadron Production in Semi-Inclusive DIS // Azerb. Journal of Phys. Fizika, 2012, No 1, p. 7-15.
5. De Florean D., Stratman M., Vogelsang W. QCD Analysis of Unpolarized and Polarized  $\Lambda$ -Baryon Production in Leading and Next-to-Leading Order // Phys. Rev. D., 1998, v.57, No 9, p.5811-5824
6. Abdullayev S.K., Mukhtarov A.I. B-Barion Polarization in semi-Inclusive Reactions  $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)N \Rightarrow \mu^-(\mu^+)BX$ ,  $\mu^-(\mu^+)N \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)BX$  // Fizika, 2008, c. XIV, No1, p.14-18.
7. Abdullayev S.K., Gojayev M.Sh. The Polarization of B-Baryon in semi-Inclusive Reactions // Azerb. Journal of Physics. Fizika, 2013, v. XIX, No 3, p.25-29.
8. Kotzinian A., Bravar A., Von Harrach D.  $\Lambda$  and  $\bar{\Lambda}$  Polarization in Lepton induced Processes // Eur. Phys. J., 1998, c 2, p.329-337
9. Gustafson G., Häkkinen J.  $\Lambda$ -Polarization in  $e^-e^+$ -Annihilation at the  $Z^0$ -Pole // Phys. Lett., 1993, b. 303, p.350-354
10. ALEPH Collaboration. Measurement of  $\Lambda$ -Polarization from  $Z$  Decays // Phys. Lett., 1996, B. 374, p.319-330
11. OPAL Collaboration. Polarization and Forward-Backward Asymmetry of  $\Lambda$  Baryons in Hadronic  $Z$  Decays. CERN-PPE/97-104, 1997
12. OPAL Collaboration. Strange Baryon Production in Hadronic  $Z$  Decays // Z. Phys., 1997, c. 73, p.569-585

## РОЖДЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ БАРИОНОВ В $e^-e^+$ -АННИГИЛЯЦИИ

С.Г.АБДУЛЛАЕВ, М.Ш.ГОДЖАЕВ, А.С.АЛЫЕВА

## РЕЗЮМЕ

Рассмотрены процессы рождения поляризованных барионов в электрон-позитронной аннигиляции  $e^-e^+ \Rightarrow BX$ . В рамках кварк-партонной модели получены дифференциальные эффективные сечения процессов, определены степени продольной поляризации бариона  $P_B$  и угловая асимметрия вперед-назад  $A_{FB}$ . Построены графики зависимостей их от переменной  $x$  в области энергий LEP ( $s = M_Z^2$ ).

**Ключевые слова:** левая и правая константы связи, кварк-партонная модель, функции фрагментации, спиральность, степень продольной поляризации.

**THE PRODUCTION OF POLARIZED BAYRONS  
IN  $e^-e^+$ -ANNIHILATION**

**S.G.ABDULLAYEV, M.Sh.GOJAYEV, A.S.ALIYEVA**

**SUMMARY**

In the present paper, physical arguments are given in favour of measuring the fragmentation function  $D_q^B(x)$  and  $\Delta D_q^B(x)$  in the process  $e^-e^+ \Rightarrow BX$  ( $B = \Lambda^0, \Sigma^+, \Sigma^-, \dots$  is an identified, baryon,  $X$  stands for all others) at LEP energies. The measurement of the forward-backward asymmetry and the degree of longitudinal polarization of baryon in the reaction  $e^- + e^+ \Rightarrow B + X$  will make it possible to determine the structure function  $G_{1,2,3}(s, x)$  that contains the fragmentation function  $\Delta D_q^B(x)$ .

**Key words:** left and right coupling constants, quark-parton model, fragmentation functions, spirality, degree of longitudinal polarization.

*Redaksiyaya daxil oldu: 15.09.2014-cü il*  
*Çapa imzalandı. 26.11.2014-cü il*