

FİZİKA

UOT 539.12-17

YARIİNKLÜZİV $\mu^- (\mu^+) N \Rightarrow \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) h^\pm X$ PROSESLƏRİNDƏ
POLYARİZASIYA ASİMMETRİYALARIS.Q.ABDULLAYEV
Bakı Dövlət Universiteti
S_abdullayev@mail.ru

Standart nəzəriyyə və kvark-parton modeli çərçivəsində yarıinklüziv $\mu^- (\mu^+) N \Rightarrow \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) h^\pm X$ proseslərində $A_N^{h^+}, A_N^{h^-}$ və $A_N^{h^+h^-}$ asimetriyalar tədqiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, $A_N^{h^+}$ və $A_N^{h^-}$ asimetriyaları kvarkların həm paylanma, həm də fraqmentasiya funksiyalarından asılı olduğu halda, $A_N^{h^+h^-}$ asimetriyası yalnız kvarkların paylanma funksiyalarından asılıdır.

Açar sözlər: yüklü zəif cərəyanlar, kvarkların paylanma funksiyaları, kvark-parton modeli, polyarizasiya asimetriyaları

Son illərdə yeni növ proseslər – lepton-nuklon dərin qeyri-elastiki səpilmədə (DQS) yarıinklüziv hadronların doğulması prosesləri geniş tədqiq olunur [1-8]. Bu fakt onunla əlaqədardır ki, belə proseslər polyarizə olunmuş kvarkların paylanma və fraqmentasiya funksiyaları haqqında informasiya mənbəyidir.

Burada polyarizə olunmuş müon(antimüon)-nuklon toqquşmasında yarıinklüziv h^\pm hadronun doğulması proseslərinə baxılmışdır:

$$\mu^-(\lambda) + N(h_N) \Rightarrow \nu_\mu + h^\pm + X, \quad (1)$$

$$\mu^+(\lambda) + N(h_N) \Rightarrow \bar{\nu}_\mu + h^\pm + X, \quad (2)$$

λ -müonun (antimüonun) spirallığı; h_N -nuklon hədəfin uzununa polyarizasiyası; h^\pm isə π^\pm - və ya K^\pm -mezonlardır.

Kvark-parton modeli çərçivəsində yarıinklüziv (1) prosesin diferensial effektiv kəsiyi aşağıdakı şəkildə yazıla bilər:

$$\frac{d\sigma(\mu^- N)}{dx dy dz} = \sum_{q, h_q} f_{q(h_q)}^{N(h_N)}(x) \frac{d\hat{\sigma}}{dy} D_q^h(z) \quad (3)$$

Burada $f_{q(h_q)}^{N(h_N)}(x)$ -polyarizə olunmuş kvarkın polyarizə olunmuş nuklon daxilində paylanma funksiyası; $D_q^h(z)$ -kvarkın h hadronuna fraqmentasiya funksiyası; $\frac{d\hat{\sigma}}{dy}$ -parton alt proseslərinin diferensial effektiv kəsikləri; x, y və z -DQS prosesinin kinematik dəyişənləridir.

Kvarkların zəif yüklü cərəyanı

$$J_\alpha = (\bar{d} \cos \theta_c + \bar{s} \sin \theta_c) \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u + (\bar{s} \cos \theta_c - \bar{d} \sin \theta_c) \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) c \quad (4)$$

şəklindədir, burada u, d, s, c -uyğun kvarkın dördkomponentli spinoru, θ_c - Kabibbo bucağıdır.

Müon səpilərkən neytrino yaranır, bu səbəbdən partonun (kvarkın və ya antikvarkın) elektrik yükü bir vahid azalmalıdır. Antimüon-nuklon toqquşmasında antineytrino doğulur və bu prosədə partonun yükü bir vahid artmalıdır. Kvark cərəyanının (4) ifadəsindən aydın görünür ki, müon u -və ya c -kvarkla (\bar{d} -və ya \bar{s} -antikvarkla) qarşılıqlı təsirdə ola bilər ki, nəticədə d -və ya s -kvark (\bar{u} və ya \bar{c} -antikvark) yaranar:

$$\begin{aligned} \mu^- + q_i &\Rightarrow \nu_\mu + q_j, \\ \mu^- + \bar{q}_j &\Rightarrow \nu_\mu + \bar{q}_i \end{aligned} \quad (5)$$

Analoji şəkildə, antimüon \bar{d} -və ya \bar{s} -antikvarkla (\bar{u} və ya \bar{c} -antikvarkla) qarşılıqlı təsirdə olarkən u -və ya c -kvark (\bar{d} -və ya \bar{s} -antikvark) yarana bilər:

$$\begin{aligned} \mu^+ + q_j &\Rightarrow \nu_\mu + q_i \\ \mu^+ + \bar{q}_i &\Rightarrow \bar{\nu}_\mu + \bar{q}_j \end{aligned} \quad (6)$$

Burada $q_i = u, c$ və $q_j = d, s$ əvəzləmələri qəbul edilmişdir.

Kvarkların kütlələri nəzərdən atıldıqda spirallıq saxlanılır və hər bir altproses yalnız bir spiral amplituda malikdir:

$$\begin{aligned}\hat{M}_{LL;LL}(\mu^- q_i \Rightarrow \nu q_j) &= \hat{M}_{RR;RR}(\mu^+ \bar{q}_i \Rightarrow \bar{\nu} q_j) = \\ &= -\frac{4\pi\alpha U_{ij}}{\sin^2 \theta_W} \cdot \frac{sx}{sxy + M_W^2},\end{aligned}\quad (7)$$

$$\begin{aligned}\hat{M}_{LR;LR}(\mu^- \bar{q}_j \Rightarrow \nu \bar{q}_i) &= \hat{M}_{RL;RL}(\mu^+ q_j \Rightarrow \bar{\nu} q_i) = \\ &= -\frac{4\pi\alpha U_{ij}}{\sin^2 \theta_W} \cdot \frac{sx}{sxy + M_W^2} \cdot (1-y)\end{aligned}\quad (8)$$

burada $\sin^2 \theta_W$ -Vaynberq parametri, M_W -aralıq W-bozonun kütləsi, s-müon (antimüon)-nuklon sisteminin tam enerjisinin kvadratı,

$$\begin{aligned}U_{ud} = U_{cs} = \cos \theta_c, \quad U_{us} = -U_{cd} = \sin \theta_c \\ \text{və } U_{ij} = U_{ji}^*.\end{aligned}\quad (9)$$

Elementar parton proseslərinin effektiv kəsikləri

$$\frac{d\sigma_{\lambda\lambda'}}{dy} = \frac{1}{16\pi xs} \left| \hat{M}_{\lambda\lambda';\lambda\lambda'} \right|^2 \quad (10)$$

düsturu əsasında hesablanır:

$$\frac{d\hat{\sigma}_{LL}(\mu^- \bar{q}_i \Rightarrow \nu q_j)}{dy} = \frac{d\hat{\sigma}_{RR}(\mu^+ \bar{q}_i \Rightarrow \bar{\nu} q_j)}{dy} = \frac{\pi\alpha^2}{xs} \cdot \frac{|U_{ij}|^2}{\sin^4 \theta_W} \cdot \left(\frac{xs}{xys + M_W^2} \right)^2, \quad (11)$$

$$\begin{aligned}\frac{d\hat{\sigma}_{LR}(\mu^- \bar{q}_j \Rightarrow \nu \bar{q}_i)}{dy} &= \frac{d\hat{\sigma}_{RL}(\mu^+ q_j \Rightarrow \bar{\nu} q_i)}{dy} = \\ &= \frac{\pi\alpha^2}{xs} \cdot \frac{|U_{ij}|^2}{\sin^4 \theta_W} \cdot \left(\frac{xs}{xys + M_W^2} \right)^2 (1-y)^2.\end{aligned}\quad (12)$$

Buradan aydın görünür ki, sol müon (sağ antimüon) yalnız sol spirallı kvarklarla və sağ spirallı antikvarklarla qarşılıqlı təsirdə olur.

(3), (10) və (11) düsturları əsasında (1) və (2) yarıinklüziv proseslərinin diferensial effektiv kəsikləri üçün aşağıdakı ifadələr alınmışdır:

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma(\mu^- N)}{dx dy dz} &= \frac{\pi\alpha^2}{4xs} \left(\frac{xs}{xys + M_W^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta} (1-\lambda) \sum_{q_i} \sum_{q_j} |U_{ij}|^2 \times \\ &\times \left\{ f_{q_i}^N(x) D_{q_j}^h(z) + (1-y)^2 f_{\bar{q}_j}^N(x) D_{q_i}^h(z) - h_N \left[\Delta f_{q_i}^N(x) D_{q_j}^h(z) - (1-y)^2 \Delta f_{\bar{q}_j}^N(x) D_{q_i}^h(z) \right] \right\}\end{aligned}\quad (13)$$

$$\frac{d\sigma(\mu^+ N)}{dx dy dz} = \frac{\pi\alpha^2}{4xs} \left(\frac{xs}{xys + M_W^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta} (1 + \lambda) \sum_{q_i} \sum_{q_j} |U_{ij}|^2 \times \quad (14)$$

$$\times \left\{ f_{q_i}^N(x) D_{q_j}^h(z) + (1-y)^2 f_{q_j}^N(x) D_{q_i}^h(z) - h_N \left[\Delta f_{q_j}^N(x) D_{q_i}^h(z) - (1-y)^2 \Delta f_{q_i}^N(x) D_{q_j}^h(z) \right] \right\}$$

Burada

$$f_q^N(x) = f_{q(+1)}^{N(+1)}(x) + f_{q(-1)}^{N(+1)}(x),$$

$$\Delta f_q^N(x) = f_{q(+1)}^{N(+1)}(x) - f_{q(-1)}^{N(+1)}(x),$$

$f_q^N(x)$ -kvarkın nuklon daxilində adi paylanma funksiyasıdır.

Diferensial effektiv kəsiklərin (13) və (14) ifadələri əsasında aşağıdakı ikispinli asimmetriyaları təyin etmək olar:

$$A_N^{h^\pm} = \frac{\sigma_p^{h^\pm} - \sigma_a^{h^\pm}}{\sigma_p^{h^\pm} + \sigma_a^{h^\pm}}, \quad (15)$$

$$A_N^{h^+ - h^-} = \frac{(\sigma_p^{h^+} - \sigma_p^{h^-}) - (\sigma_a^{h^+} - \sigma_a^{h^-})}{(\sigma_p^{h^+} - \sigma_p^{h^-}) + (\sigma_a^{h^+} - \sigma_a^{h^-})}, \quad (16)$$

Burada $\sigma_p^{h^\pm}$ ($\sigma_a^{h^\pm}$)-müonun və nuklon hədəfin spinləri paralel (antiparalel) olduğu halda yarınklüziv h^\pm hadronun doğulması prosesinin diferensial effektiv kəsiyidir. Hesablamalar göstərir ki, $A_N^{h^+}$ və $A_N^{h^-}$ ikispinli asimmetriyalar həm kvarkların paylanma funksiyalarından, həm də fraqmentasiya funksiyalarından asılıdır [8], lakin $A_N^{h^+ - h^-}$ ikispinli asimmetriya isə yalnız nuklon daxilində kvarkların paylanma funksiyalarından asılıdır. Məsələn, müon-proton toqquşmasında yarınklüziv π^\pm -mezonların yaranması prosesinə baxaq. Yük qoşma və izospin invariantlığından aşağıdakı münasibətlər alınır:

$$\begin{aligned} D_u^{\pi^+} &= D_{\bar{u}}^{\pi^-} = D_d^{\pi^-} = D_{\bar{d}}^{\pi^+}, \\ D_u^{\pi^-} &= D_{\bar{u}}^{\pi^+} = D_d^{\pi^+} = D_{\bar{d}}^{\pi^-}, \\ D_s^{\pi^+} &= D_s^{\pi^-} = D_{\bar{s}}^{\pi^+} = D_{\bar{s}}^{\pi^-}. \end{aligned} \quad (17)$$

Nəticədə $\mu^- + p \Rightarrow \nu_\mu + \pi^\pm (K^\pm) + X$ proseslərində ikispinli $A_N^{h^+ - h^-}$ asimmetriyalar üçün alırıq (c-kvarkın payı nəzərdən atılır):

$$A_p^{\pi^+-\pi^-}(\mu^- p \Rightarrow \nu_\mu \pi^\pm X) = \frac{\Delta U_g(x) + \Delta U_s(x) - (1+R)(1-y)^2 \Delta \bar{d}_s(x)}{U_g(x) + U_s(x) + (1+R)(1-y)^2 \bar{d}_s(x)}, \quad (18)$$

$$A_p^{K^+-K^-}(\mu^- p \Rightarrow \nu_\mu K^\pm X) = \frac{R[\Delta U_g(x) + \Delta U_s(x)] - (1+R)(1-y)^2 \Delta \bar{d}_s(x)}{R[U_g(x) + U_s(x)] + (1+R)(1-y)^2 \bar{d}_s(x)} \quad (19)$$

Burada $R = tg^2 \theta_c = 0,056$; $U_g(x)(U_s(x))$ -valent (dəniz) u-kvarkın proton daxilində paylanma funksiyası, $\bar{d}_s(x)$ -dəniz \bar{d} - antikvarkının proton daxilində paylanma funksiyasıdır.

Antimüon-proton toqquşmasında $\mu^+ + p \Rightarrow \bar{\nu}_\mu + \pi^\pm(K^\pm) + X$ uyğun ikispinli asimetriyalar bərabərdir:

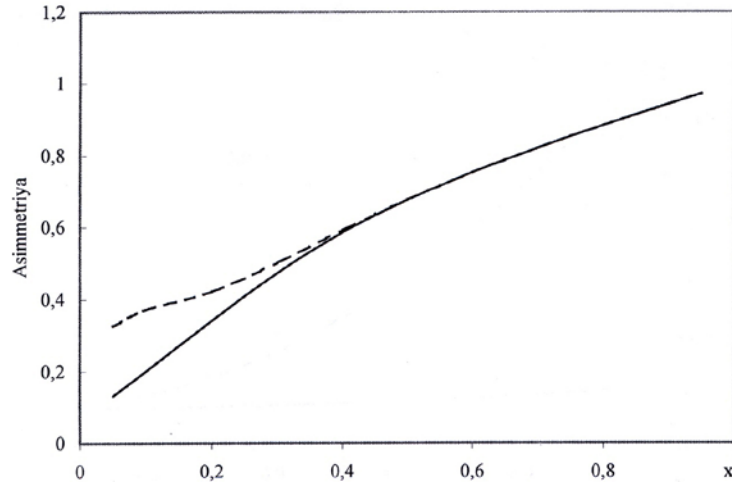
$$\begin{aligned} A_p^{\pi^+-\pi^-}(\mu^+ p \Rightarrow \bar{\nu}_\mu \pi^\pm X) &= \\ &= \frac{-(1-y)^2[\Delta d_g(x) + (1+R)\Delta \bar{d}_s(x)] + \Delta \bar{U}_s(x)}{(1-y)^2[d_g(x) + (1+R)d_s(x)] + \bar{U}_s(x)} \end{aligned} \quad (20)$$

$$A_p^{K^+-K^-}(\mu^+ p \Rightarrow \bar{\nu}_\mu K^\pm X) = \frac{-(1-y)^2[\Delta d_g(x) + (1+R)\Delta S_s(x)] + R\Delta \bar{U}_s(x)}{(1-y)^2[d_g(x) + (1+R)S_s(x)] + R\bar{U}_s(x)} \quad (21)$$

İkispinli asimetriyalar (18)-(21) kvarkların proton daxilində paylanma funksiyalarından asılıdır. Paylanma funksiyaları təcrübələrdən təyin olunur, onların ifadələri bir sıra elmi işlərdə verilmişdir [9-12]. Burada [12] elmi əsərində verilmiş paylanma funksiyalarından istifadə etməklə, ikispinli asimetriyalar qiymətləndirilmişdir.

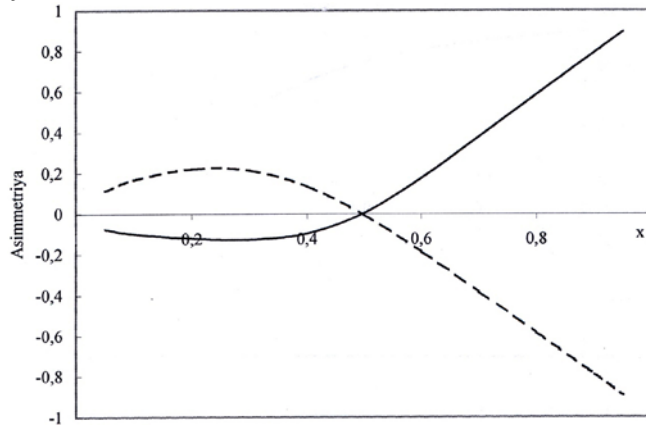
$\mu^- + p \Rightarrow \nu_\mu + \pi^\pm + X$ və $\mu^- + p \Rightarrow \nu_\mu + K^\pm + X$ proseslərində

$A_p^{\pi^+-\pi^-}$ və $A_p^{K^+-K^-}$ asimetriyalarının $y=0,5$ qiymətində x kinematik dəyişənindən asılılıq qrafikləri 1-ci şəkildə təsvir edilmişdir. Hər iki asimetriya müsbətdir və x dəyişəninin artması ilə monoton artaraq vahidə yaxınlaşır. Qrafiklərdən görüldüyü kimi, $A_p^{\pi^+-\pi^-}(\mu^- p)$ və $A_p^{K^+-K^-}(\mu^- p)$ asimetriyaları arasındakı fərq yalnız x dəyişəninin $x < 0,4$ qiymətlərində müşahidə olunur. Qeyd edək ki, $A_p^{\pi^+-\pi^-}(\mu^- p)$ və $A_p^{K^+-K^-}(\mu^- p)$ asimetriyaları y dəyişənindən çox zəif asılıdır. $\mu^- + p \Rightarrow \nu_\mu + \pi^\pm + X$ və $\mu^- + p \Rightarrow \nu_\mu + K^\pm + X$ proseslərində $A_p^{\pi^+-\pi^-}$ və $A_p^{K^+-K^-}$ asimetriyalar həm x , həm də y dəyişənlərindən kəskin asılıdır.



Şək.1. $A_p^{\pi^+-\pi^-}(\mu^- p)$ (bütöv əyri) və $A_p^{K^+-K^-}(\mu^- p)$ (qırıq əyri) asimetriyalarının x dəyişənindən asılılığı ($y=0,5$).

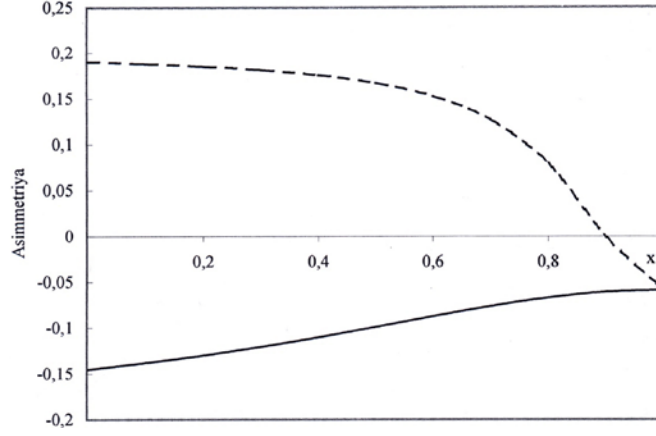
2-ci şəkildə $y=0,5$ olduqda $A_p^{\pi^+-\pi^-}$ və $A_p^{K^+-K^-}$ asimetriyalarının x -dən asılılıq qrafikləri verilmişdir. $A_p^{\pi^+-\pi^-}$ asimetriyası əvvəlcə mənfidir, x -in artması ilə tədricən artır və spektrin sonunda vahidə yaxınlaşır. $A_p^{K^+-K^-}$ asimetriyalarının x -dən asılılığı tamamilə əks xarakterlidir, belə ki, spektrin əvvəlində asimetriya müsbətdir, x dəyişənin artması ilə azalaraq mənfə vahidə yaxınlaşır.



Şək. 2. $A_p^{\pi^+-\pi^-}(\mu^+ p)$ (bütöv əyri) və $A_p^{K^+-K^-}(\mu^+ p)$ (qırıq əyri) asimetriyalarının x dəyişənindən asılılığı ($y=0,5$).

$x=0,1$ olduqda $A_p^{\pi^+-\pi^-}(\mu^+ p)$ və $A_p^{K^+-K^-}(\mu^+ p)$ asimetriyalarının y -dəyişənindən asılılıq qrafikləri 3-cü şəkildə göstərilmişdir. $A_p^{\pi^+-\pi^-}(\mu^+ p)$ asim-

metriyası mənfidir, $A_p^{K^+-K^-}(\mu^+p)$ asimetriyası isə y-dəyişənin artması ilə azalır və yalnız spektrin sonunda mənfi qiymətlər alır.



Şəkl. 3. $A_p^{\pi^+-\pi^-}(\mu^+p)$ (bütöv əyri) və $A_p^{K^+-K^-}(\mu^+p)$ (qırıq əyri) asimetriyalarının y-dən asılılığı ($x=0,1$).

Ədədi hesablamalar göstərir ki, $\mu^- + p \Rightarrow \nu_\mu + h^\pm + X$ və $\mu^+ + p \Rightarrow \bar{\nu}_\mu + h^\pm + X$ proseslərində ikisipinli asimetriyalar kifayət qədər böyük qiymətə malikdir və təcrübələrdə ölçülə bilər. Onların ölçülməsi polyarizə olunmuş kvarkların polyarizə olunmuş nuklon daxilində paylanma funksiyaları haqqında yeni informasiya verə bilər.

ƏDƏBİYYAT

1. Barone V., Melis S., Prokudin A. Boer-Mulders effect in unpolarized SIDIS: An analysis of the COMPASS and HERMES data on the $\cos 2\Phi$ asymmetry // Phys. Rev.D. 2010, v.81, p.114026-1-9.
2. Barone V., Prokudin A., Ma B-Q. Systematic phenomenological study of the $\cos 2\Phi$ asymmetry in unpolarized semi-inclusive DIS// Phys.Rev.D, 2008, V.78 p. 045022-1-10.
3. Mulders P.J. Polarized structure functions//Progress in Particle and Nuclear Physics, 2005, N.55, p.243-269.
4. Giordano A.Lamb R. Measurement of azimuthal asymmetries of the unpolarized cross sections at HERMES//AIP Conf.Proc.1149., 2009, p.423-426
5. Abdullayev S.K., Mukhtarov A.I., Gojayev M.Sh. The Structure Functions for large- P_T Hadron Production in semi-inclusive DIS// Azerbaijan Journal of Physics, Fizika, 2012, №1, p.7-15.
6. Abdullayev S.K., Mukhtarov A.I., Gojayev M.Sh. The longitudinal polarization of B-baryon in semi-inclusive reactions//Azerbaijan Journal of Physics, Fizika, 2010, №3-4, p.70-78.
7. Abdullayev S.K., Mukhtarov A.I., Gojayev M.Sh. Double spin asymmetries DIS//Fizika, 2009, №1, p.61-67.
8. Абдуллаев С.К. Годжаев М.Ш. Поляризационные асимметрии в полуинклюзивных реакциях $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)N \Rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)h^\pm X$. //Bakı Universitetinin xəbərləri, fizika-riyaziyyat elmləri seriyası, 2011, №1, s.157-164.

9. De Florian D., Navarro G.A., Sassot R. Sea quarks and gluon polarization in the nucleon at NLO accuracy//Phys.Rev.D, 2005, v.71, p.094018-1-12.
10. De Florian D., Stratman M., Volgelsang W. QCD analysis of unpolarized and polarized λ -baryon production in leading and next-to-leading order// Phys. Rev.D, 1998, v.63, p.5811-5824.
11. Martin A.D. et.all. Parton distributions for the LHC. //IPPP/08/95; DCPT/08/190; Cavendish-HEP-08/16 2009, p.157.
12. Cheng H.Y.,Liu H.H,Wu C.-Yi. Polarized parton distribution functions reexamined // Phys.Rev.D., 1996, v.53.№5, p.2380-2389.

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ АСИММЕТРИИ В ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫХ

$$\text{РЕАКЦИЯХ } \mu^{-}(\mu^{+})N \Rightarrow \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu})h^{\pm}X$$

С.К. АБДУЛЛАЕВ

РЕЗЮМЕ

В рамках стандартной теории и в кварк-партонной модели проведено исследование продольных спиновых асимметрий $A_N^{h^+}, A_N^{h^-}$ и $A_N^{h^+-h^-}$ в полуинклюзивных процессах $\mu^{-}(\mu^{+})N \Rightarrow \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu})h^{\pm}X$. Показано, что асимметрии $A_N^{h^+}$ и $A_N^{h^-}$ зависят как от функций распределения, так и от функций фрагментации кварков. Однако, спиновая асимметрия $A_N^{h^+-h^-}$ зависит только от функций распределения кварков в нуклоне.

Ключевые слова: заряженные слабые токи, функции распределения кварков, кварк-партонная модель, поляризационные асимметрии

THE POLARIZATION-ASYMMETRIES IN SEMI-INCLUSIVE $\mu^{-}(\mu^{+})N \Rightarrow \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu})h^{\pm}X$ PROCESSES

S.K.ABDULLAYEV

SUMMARY

By the standard theory and the quark-parton model, the general expressions for the polarization asymmetries $A_N^{h^+}, A_N^{h^-}$ and $A_N^{h^+-h^-}$ are obtained in semi-inclusive $\mu^{-}(\mu^{+})N \Rightarrow \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu})h^{\pm}X$ processes. It is shown that the asymmetries $A_N^{h^+}$ and $A_N^{h^-}$ depend on the distribution and fragmentation functions of quarks. The asymmetry $A_N^{h^+-h^-}$ doesn't depend on the fragmentation functions of quarks.

Key words: Charge weak currents, distribution functions of quarks, quark-parton model, polarization asymmetry.

Redaksiyaya daxil oldu: 10.04.2013-cü il

Çapa imzalandı: 24.05.2013-cü il