Azerbaycan Milli Elmler Akademiyasi
Fizika Institutu
"Nuve tedqiqatlari ve Yuksek enerjiler fizikasi laboratoriyasinin elmi emekdashi" ve
Birleshmish Nuve Tedqiqatlari Institutunun
N.N.Bogolyubov adina Nezeri Fizika Laboratoriyasinin
elmi emekdashi
Ahmedov Azad Inshalla oglu

H E S A B A T

Bu iller erzinde iki ders vesati chap olunmushdur:
1. А.И. Ахмедов и др., "Уравнения в частных производных и методы математической физики", Дубна 2009.
2. А.И. Ахмедов и др., "Термодинамика и статистическая физика", Краснодар 2011.

Gorulen ishlerin qisa mezmunu:

I. THE SPIN-SPIN ASYMMETRIES FOR NEUTRAL PION PRODUCTION IN PROTON - PROTON COLLISION AT LARGE TRANSVERSE MOMENTUM

Relativistic Heavy Ion Colliderinde aparilan STAR ve PHENIX experimentlerinin neticelerine uygun olaraq protonun (nuklonun) spin qurulushunu oyrenmek uchun protonun protonla qarshiliqli tesiri prosesinde neytral pionlarin emele gelmesi prosesine baxilmishdir. Bu proses bele tesvir olunur:

$$p(p_1) + p(p_2) \to p(p_3) + p(p_4) + \pi^0(q). \tag{1}$$

Bu prosesde qarshiliqli tesirde olan her iki protonun hem uzununa ve hem de enine polyarlashmasi nezere alinmishdir. Qeyd etmek lazimdir ki, hem polyarizasiya olmayanda, ve hem de polyarizasiyalar nezere alinanda bu prosesin diferensial effektiv kesikleri uchun, ve buna uygun olarag spin-spin asimmetriyalari uchun analitik ifadeler alinmishdir.
Uzununa spin-spin asimmetiya bu dusturla hesablanilir:

$$A_{LL} = \frac{(d\sigma(\uparrow\uparrow) + d\sigma(\downarrow\downarrow)) - (d\sigma(\uparrow\downarrow) + d\sigma(\downarrow\uparrow))}{d\sigma(\uparrow\uparrow) + d\sigma(\downarrow\downarrow) + d\sigma(\uparrow\downarrow) + d\sigma(\downarrow\uparrow)}. \tag{2}$$

Enine spin-spin asimmetiya bu dusturla hesablanilir:

$$A_{TT} = \frac{d\sigma(\uparrow\uparrow) - d\sigma(\uparrow\rightarrow)}{d\sigma(\uparrow\uparrow) + d\sigma(\uparrow\rightarrow)}. \tag{3}$$

Qarshiliqli tesirde olan protonlarin polyarizasiyasini nezere almaqla, spin-spin asimmetriyasinin emele gelmish pionun enerjisinden ve pionun yurukluyunun (rapidity) muxtelif fikse olunmush qiymetlerinde enine impulsundan, ve pionun enine impulsunun muxtelif fikse olunmush qiymetlerinde pionun yurukliyunden (rapidity) asililiqlari etrafli tedqiq edilmishdir. Eyni zamanda spin-spin asimmetriyasinin emele gelmish pionun sepilme bucagindan da asilligi tedqiq olunmushdur. Bundan bashga, prosesin polyarlashmish differensial effektiv esiyin de emele gelmish pionun enine impulsunda asililiqlari tedqie edilmishdir.

Hal-hazirda alinan neticeler jurnala gonderilmek uchun hazirlanilir.

II. MUON PAIR PRODUCTION IN THE PROCESS $e^+ + e^- \to e^+ + e^- + \mu^+ + \mu^-$ BY THE TWO-PHOTON COLLISIONS $\gamma\gamma \to \mu^+\mu^-$ AT HIGH ENERGIES. THE TRANSVERSE MOMENTUM DISTRIBUTIONS

Electron - positron toqqushmasi prosessinde $\mu^+\mu^-$-mezonlar cutunun emele gelmesi eksperimental olaraq Boyuk Elektron-Positron Kollayderinde (LEP, CERN) ve B-Factory (BABAR ve BELLE) eksperimentlerinde mushahide olunmushdur. Hemin eksperimentde bu prosesin tam ve differensial kesiklerinin muxtelif kinematik parametrlerden ve sepilme bucaginin muxtelif intervallarindan asilliqlari tedqiq olunmushdur.
Bu proses bele ifade olunur:

$$e^+ + e^- \to e^+ + \gamma^* + e^- + \gamma^* \to e^+ + e^- + \mu^+ + \mu^- \tag{4}$$

Bu prosesi oyrenmek uchun iki fotonlu mexanizm metodundan istifade olunur, yeni fotonun fotonla toggushmasi netijesinde proton-anti-proton jutunun exclusive emele gelmesi prosesine baxilir:

$$\gamma(p_1) + \gamma(p_2) \to \mu^+(k_1) + \mu^-(k_2). \tag{5}$$

Bu prosesde sade diagramlara (tree diagrams) Box diagramlari da elave edilmishdir.
Ilk defe olaraq photonun photonla qarsiliqli tesiri neticesinde kutleli mu-mezonlar cutlerinin

emele gelmesi prosesinde elave olaraq Boks diaqramlari, Yumshaq fotonun shualanmasi, vakuum polyarizasiyasini, ve zerreciklerin yarandigi qutblerde Form-factorlarin verdiyi elaveler da nezere alinaraq bu prosesin tam ve differensial effektiv kesikleri uchun analitik ifadeler alinmishdir. Movcud olan LEP eksperimentinin enerjisine uygun olaraq bu prosesde effektiv kesiklerin tam enerjiden, emele gelmish mu-mezonlarin enine impulsunda, onlarin celdliyinden (rapidity) ve sepilme bucagindan asililiqlari etrafli tedqiq edilmishdir ve eksperimentin neticeleri ile muqayise olunmushdur. Bele iki photonlu mexanizmden istifade etmekle $e^+ + e^- \to e^+ + e^- + \mu^+ + \mu^-$ prosesinin tam ve differensial kesikleri hesablanmishdir, ve hemin effektiv kesikler tam enerjiden ve sepilme bucaqlarinin muxtelif intervallarinda asilliqlari etrafli tedqiq olunmushdur ve LEP eksperimentinin neticeleri ile muqayise olunmushdur.

(2) prosesinin amplitudunu bele yazmaq olar:

$$\begin{aligned}
i\mathcal{M}_1 &= -\bar{u}(k_1, m_\mu)(-ie\gamma_\alpha)\frac{i(\hat{p}_2 - \hat{k}_2 + m_\mu)}{(k_2 - p_2)^2 - m_\mu^2}(-ie\gamma_\beta)v(k_2, m_\mu)\varepsilon_\alpha(p_1)\varepsilon_\beta(p_2);\\
i\mathcal{M}_2 &= -\bar{u}(k_1, m_\mu)(-ie\gamma_\beta)\frac{i(\hat{k}_1 - \hat{p}_2 + m_\mu)}{(p_2 - k_1)^2 - m_\mu^2}(-ie\gamma_\alpha)v(k_2, m_\mu)\varepsilon_\alpha(p_1)\varepsilon_\beta(p_2);\\
i\mathcal{M}_3 &= -\frac{i(2ie)^4}{16\pi^4}\int d^4q_1 \frac{\bar{u}(k_1)\gamma_\mu(\hat{k}_1 + \hat{k}_2 - \hat{p}_2 - \hat{q}_1 + m_\mu)\gamma_\alpha(-\hat{q}_1 + m_\mu)}{(q_1^2 - m_\mu^2)((p_2 + q_1 - k_1 - k_2)^2 - m_\mu^2)}\cdot\\
&\cdot\frac{\gamma_\beta(-\hat{p}_2 - \hat{q}_1 + m_\mu)\gamma_\nu v(k_2)}{((p_2 + q_1)^2 - m_\mu^2)(p_2 + q_1 - k_2)^2}\cdot g^{\mu\nu}\varepsilon_\alpha(p_1)\ \varepsilon_\beta(p_2);\\
i\mathcal{M}_4 &= -\frac{i(2ie)^2}{16\pi^4}\int d^4q_1 \frac{\bar{u}(k_1)\gamma_\mu(\hat{k}_1 + \hat{k}_2 - \hat{p}_2 - \hat{q}_1 + m_\mu)\gamma_\alpha(-\hat{q}_1 + m_\mu)}{(q_1^2 - m_\mu^2)((p_2 + q_1 - k_1 - k_2)^2 - m_\mu^2)}\cdot\\
&\cdot\frac{\gamma_\beta(-\hat{p}_2 - \hat{q}_1 + m_\mu)\gamma_\nu v(k_2)\cdot g^{\mu\nu}\cdot\varepsilon_\alpha(p_1)\ \varepsilon_\beta(p_2)}{((p_2 + q_1)^2 - m_\mu^2)((p_2 + q_1 - k_2)^2 - M_Z^2)}\cdot\left(\frac{ie(-\frac{1}{2} + sin^2\theta_W)}{cos\theta_W\ sin\theta_W} + \frac{iesin\theta_W}{cos\theta_W}\right)^2;\\
i\mathcal{M}_5 &= -\frac{ie^2}{16\pi^4}\int d^4q_1 \frac{\bar{u}(k_1)\gamma_\sigma(\hat{p}_2 + \hat{q}_1 - \hat{k}_2)\gamma_\kappa\cdot v(k_2)\cdot g^{\mu\nu}g^{\rho\sigma}g^{\lambda\kappa}}{(q_1^2 - M_W^2)((p_2 + q_1)^2 - M_W^2)(p_2 + q_1 + k_2)^2((p_2 + q_1 - k_1 - k_2)^2 - M_W^2)}\cdot\\
&\cdot\left(\frac{ie}{\sqrt{2}sin\theta_W}\right)^2[(-p_1 - q_1)^\rho g^{\alpha\mu} + (p_1 - p_2 - q_1 + k_1 + k_2)^\mu g^{\alpha\rho} + (p_2 + 2q_1 - k_1 - k_2)^\alpha g^{\mu\rho}]\cdot\\
&\cdot[(-p_2 + q_1)^\lambda g^{\beta\nu} + (2p_2 + q_1)^\nu g^{\beta\lambda} + (-p_2 - 2q_1)^\beta g^{\nu\lambda}]\cdot\varepsilon_\alpha(p_1)\ \varepsilon_\beta(p_2);\\
i\mathcal{M}_6 &= -\frac{i(2ie)^4}{16\pi^4}\int d^4q_1 \frac{\bar{u}(k_1)\gamma_\mu(\hat{p}_2 + \hat{q}_1 + m_\mu)\gamma_\beta(\hat{q}_1 + m_\mu)\gamma_\alpha}{(q_1^2 - m_\mu^2)((p_2 + q_1 - k_1 - k_2)^2 - m_\mu^2)}\cdot\\
&\cdot\frac{(\hat{p}_2 + \hat{q}_1 - \hat{k}_1 - \hat{k}_2 + m_\mu)\gamma_\nu v(k_2)}{((p_2 + q_1)^2 - m_\mu^2)(p_2 + q_1 - k_2)^2}\cdot g^{\mu\nu}\varepsilon_\alpha(p_1)\ \varepsilon_\beta(p_2);
\end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
i\mathcal{M}_7 \;=\; & -\frac{i(2ie)^2}{16\pi^4}\int d^4q_1 \frac{\bar{u}(k_1)\gamma_\mu(\hat{p}_2+\hat{q}_1+m_\mu)\gamma_\beta(\hat{q}_1+m_\mu)\gamma_\alpha(\hat{p}_2+\hat{q}_1-\hat{k}_1-\hat{k}_2+m_\mu)}{(q_1^2-m_\mu^2)((p_2+q_1-k_1-k_2)^2-m_\mu^2)((p_2+q_1)^2-m_\mu^2)}\cdot \\
& \cdot\frac{\gamma_\nu v(k_2)\cdot g^{\mu\nu}\cdot\varepsilon_\alpha(p_1)\;\varepsilon_\beta(p_2)}{((p_2+q_1-k_2)^2-M_Z^2)}\cdot\left(\frac{ie(-\frac{1}{2}+sin^2\theta_W)}{cos\theta_W\;sin\theta_W}+\frac{iesin\theta_W}{cos\theta_W}\right)^2; \\
i\mathcal{M}_8 \;=\; & -\frac{ie^2}{16\pi^4}\int d^4q_1 \frac{\bar{u}(k_1)\gamma_\lambda(-\hat{p}_2-\hat{q}_1+\hat{k}_1)\gamma_\sigma\cdot v(k_2)\cdot g^{\mu\nu}g^{\rho\sigma}g^{\lambda\kappa}}{(q_1^2-M_W^2)((p_2+q_1)^2-M_W^2)(p_2+q_1-k_1)^2((p_2+q_1-k_1-k_2)^2-M_W^2)}\cdot \\
& \cdot\left(\frac{ie}{\sqrt{2}sin\theta_W}\right)^2[(-p_1-q_1)^\rho g^{\alpha\mu}+(p_1-p_2-q_1+k_1+k_2)^\mu g^{\alpha\rho}+(p_2+2q_1-k_1-k_2)^\alpha g^{\mu\rho}]\cdot \\
& \cdot[(-p_2+q_1)^\kappa g^{\beta\nu}+(2p_2+q_1)^\nu g^{\beta\kappa}+(-p_2-2q_1)^\beta g^{\nu\kappa}]\cdot\varepsilon_\alpha(p_1)\;\varepsilon_\beta(p_2); \qquad (6)
\end{aligned}
$$

(2) - $\gamma(p_1)+\gamma(p_2)\;\rightarrow\;\mu^+(k_1)+\mu^-(k_2)$ prosesinin diferensial ve tam kesikleri ashagidaki formulalarla teyin olunur:

$$\frac{d\sigma}{dt}=\frac{1}{16\pi s^2}\beta_\mu\overline{|\mathcal{M}|^2}, \qquad (7)$$

burada $\beta_\mu=\sqrt{1-\frac{4M_\mu^2}{s}}$,

$$\sigma(s)=\int\limits_{t^-}^{t^+}dt\frac{d\sigma}{dt}, \qquad (8)$$

(2) prosesinin tam effektiv kesiyinin $\sigma(\gamma\gamma\;\rightarrow\;\mu^+\mu^-)$ tam enerjinin $\sqrt{s}\;=\;3\div 40\;GeV$ intervalinda asilligi tedqiq olunmushdur.

$\gamma\gamma$ - enerji-merkezi sisteminin tam enerjisinin $W_{\gamma\gamma}=20\,GeV$ ve $W_{\gamma\gamma}=30\,GeV$ qiymetlerinde ve μ-mezonun yurukluyunun (rapidity) y = -1,0,1,2 qiymetleri fikse olunmaqla $\gamma\gamma\rightarrow\mu^+\mu^-$ prosesinin differensial kesiyinin emele gelmish μ-meonun enine impulsundan p_T-de asilliqlari etrafli tedqiq edilmishdir.

Bundan elave $\gamma\gamma$ - enerji-merkezinin 10 GeV ve 20 GeV, ve μ-mezonun enine impulsunun 5 GeV/c ve 10 GeV/c qiymetlerinde $\gamma\gamma\;\rightarrow\;\mu^+\mu^-$ prosesinin differensial kesiyinin emele gelmish μ-meonun yurukluyunden (rapidity) asililiqlari etrafli tedqiq edilmishdir. Hemchinin $\gamma\gamma\;\rightarrow\;\mu^+\mu^-$ prosesinin sepilme bujagina gore paylanmasi da oyrenilmishdir. Sepilme bucaginin $-1<cos\theta<1$ ve $-0.8<cos\theta<0.8$ intervallarinda effektiv kesiyin paylanmasi qrafikleri qurulmushdur.

Iki photonlu mexanizmden, yeni Weizsacker-Williams-Low-Budnec-Ginzburg metodundan istifade etmekle (1) - $e^++e^-\rightarrow e^++\gamma^*+e^-+\gamma^*\rightarrow e^++e^-+\mu^++\mu^-$ prosesinin tam kesikleri hesablamaq uchun ashagidaki formuladan istifade olunur:.

$$\sigma(s)^{e^+e^-\to e^+e^-p\bar{p}} = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 \int\limits_{4m_\mu^2}^{4E^2} \frac{ds_1}{s_1}\sigma^{\gamma\gamma\to\mu^+\mu^-}(s_1)\left[\left(\ln\frac{sM_p^2}{s_1 m_e^2}-1\right)^2 f\left(\frac{s}{s_1}\right)-\frac{1}{3}\left(\ln\frac{s}{s_1}\right)^3\right], \quad (9)$$

burada

$$f(x) = \left(1+\frac{1}{2x}\right)^2 \ln x - \frac{1}{2}\left(1-\frac{1}{x}\right)\left(3+\frac{1}{x}\right), \quad (10)$$

$e^+ + e^- \to e^+ + e^- + \mu^+ + \mu^-$ prosesinin tam effektiv kesiyinin e^+e^--sisteminin tam enerjisinin $5\ GeV \le \sqrt{s} \le 209\ GeV$ intervalinda asilligi grafiki gurulmushdur. Eyni zamanda L3 (LEP) eksperimentinde aparilan qiymetlere uygun olaraq bu prosesin tam kesiyinin e^+e^--sisteminin tam enerjisinin $160\ GeV \le \sqrt{s} \le 209\ GeV$ intervalinda asilligi grafiki gurulmushdur ve eksperimentin qiymetleri ile muqayise edilmishdir.

Bundan elave olaraq, L3 eksperimentine uygun olaraq $\gamma\gamma$ -sisteminin sepilme bujagi fikse olunarag, yeni $|cos\theta_\mu| \le 0.8$ intervalinda $e^+ + e^- \to e^+ + e^- + \mu^+ + \mu^-$ prosesinin tam effektiv kesiyinin e^+e^--sisteminin tam enerjisinin $160\ GeV \le \sqrt{s} \le 209\ GeV$ intervalinda asilligi oyrenilmishdir ve eksperimentin qiymetleri ile muqayise olunmushdur.

III. A STUDY OF THE PROCESS $e^+ + e^- \to e^+ + e^- + p + \bar{p}$ BY THE TWO-PHOTON MECHANISM $\gamma\gamma \to p\bar{p}$ AT HIGH ENERGIES

Baxilan bu proses muasir yuksek eberjiler fizikasinin ve elementar zerrejikler fizikasinin muhum oblastlarindan hesab olunur. Standard Model ilk defe mehz e^+e^--Kollayderinde sinaqdan kechmishdir ve dogrulugu tesdiq olunmushdur. Bele prosesler LEP Kollayderinde aparilan muxtelif eksperimentlerinde tecrubeden kechmishdir.

Bu prosesler LEP eksperimentinde L3 ve OPAL Collaborationda aparilan proseslere uygun olarag tedgig olunmushdur.

Bu ishde ilk defe olaraq protonun ve anti-protonun dipol Form-Factorundan ve iki fotonlu mexanizmden istifade etmekle $e^+ + e^- \to e^+ + \gamma^* + e^- + \gamma^* \to e^+ + e^- + p + \bar{p}$ prosesinin tam ve differensial kesikleri hesablanmishdir, ve hemin effektiv kesikler tam enerjiden ve sepilme bucaqlarinin muxtelif intervallarinda asilliqlari etrafli tedqiq olunmushdur.

Electron - positron toqqushmasi prosessinde proton-antiproton cutunun emele gelmesi eksperimental olaraq Boyuk Elektron-Positron Kollayderinde (LEP, CERN) ve B-Factory

(BABAR ve BELLE) eksperimentlerinde mushahide olunmushdur. Hemin eksperimentde bu prosesin tam ve differensial kesiklerinin muxtelif kinematik parametrlerden ve sepilme bucaginin muxtelif intervallarindan asilliqlari tedqiq olunmushdur.
Bu proses bele ifade olunur:

$$e^+ + e^- \to e^+ + \gamma^* + e^- + \gamma^* \to e^+ + e^- + p + \bar{p} \tag{11}$$

Bu prosesi oyrenmek uchun iki fotonlu mexanizm metodundan istifade olunur, yeni fotonun fotonla toggushmasi netijesinde proton-anti-proton jutunun exclusive emele gelmesi prosesine baxilir:

$$\gamma(p_1) + \gamma(p_2) \to p(k_1) + \bar{p}(k_2). \tag{12}$$

Bu prosesde t ve u kanallar movcuddur. (2) prosesinin amplitudunu bele yazmaq olar:

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_a &= -e^2 \bar{u}(k_1)\Gamma^t_\mu(k_1, k_1 - p_1)\frac{\not{p}_2 - \not{k}_2 + M_p}{(k_2 - p_2)^2 - M_p^2}\Gamma^t_\nu(k_1 - p_1, -k_2)v(k_2)\varepsilon_\mu(p_1)\varepsilon_\nu(p_2),\\ \mathcal{M}_b &= -e^2 \bar{u}(k_1)\Gamma^u_\nu(k_1, k_1 - p_2)\frac{\not{k}_1 - \not{p}_2 + M_p}{(p_2 - k_1)^2 - M_p^2}\Gamma^u_\mu(k_1 - p_2, -k_2)v(k_2)\varepsilon_\mu(p_1)\varepsilon_\nu(p_2),\end{aligned} \tag{13}$$

Burada, $\Gamma^{t(u)}_{\mu(\nu)}$ photon-proton qarshiligli tesir funcsiyasidir (form factor), ve ashagidaki formada teyin olunur:

$$\begin{aligned}\Gamma^t_{\mu(\nu)} &= \gamma_{\mu(\nu)}F_1(t) + \frac{i}{2M_p}\sigma^{\mu(\nu)\rho}(p_1 - k_1)^\rho F_2(t),\\ \Gamma^u_{\mu(\nu)} &= \gamma_{\mu(\nu)}F_1(u) + \frac{i}{2M_p}\sigma^{\mu(\nu)\rho}(k_2 - p_1)^\rho F_2(u),\\ \sigma^{\mu\rho} &= \frac{i}{2}(\gamma^\mu\gamma^\rho - \gamma^\rho\gamma^\mu),\end{aligned} \tag{14}$$

Burada, $F_1(t)$, $F_2(t)$, $F_1(u)$ and $F_2(u)$ t and u kanallari uchun uygun olaraq protonun Dirac and Pauli form factorlaridir.
Bu prosesde protonun dipol Form-Factorundan istifade olunmushdur!
Hemin Form-Factorlar bele ifade olunur:

$$\begin{aligned}F_1(t) &= \frac{\Lambda^4}{\Lambda^4 + (t - M_p^2)^2}, \quad F_2(t) = k_p F_1(t),\\ F_1(u) &= \frac{\Lambda^4}{\Lambda^4 + (u - M_p^2)^2}, \quad F_2(u) = k_p F_1(u),\end{aligned} \tag{15}$$

$k_p = 1.798$ protonun anomal magnetic momentidir, ve $\Lambda = 0.911$ eksperimental parametrdir. (2) - $\gamma(p_1) + \gamma(p_2) \rightarrow p(k_1) + \bar{p}(k_2)$ prosesinin diferensial ve tam kesikleri ashagidaki formulalarla teyin olunur:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi s^2}\frac{k_{c.m.}}{p_{c.m.}}\overline{|\mathcal{M}|^2}, \tag{16}$$

burada $k_{c.m.} = \frac{1}{2}\sqrt{s-4M_p^2}$, $p_{c.m.} = \frac{1}{2}\sqrt{s}$,

$$\sigma(s) = \int\limits_{t^-}^{t^+} dt \frac{d\sigma}{dt}, \tag{17}$$

(2) prosesinin tam effektiv kesiyinin $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p})$ tam enerjinin $\sqrt{s} = 2 \div 6\ GeV$ intervalinda asilligi tedqiq olunmushdur. (2)-$\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$ prosesinin differensial kesiyinin $\gamma\gamma$ - enerji-merkezi sisteminin tam enerjisinin $W_{\gamma\gamma} = 2.1 \div 2.5\ GeV$ intervalinda ve photonun protondan sepilme bucaginin $[-0.6 < cos\theta < 0.6$ intervalinda hemin bucagdan asilligi uchun ashagidaki qrafik alinmishdir, ve L3 LEP eksperimentinin neticeleri ile muqayise olunmushdur.

Bundan elave, $\gamma\gamma$ - enerji-merkezi sisteminin tam enerjisinin $W_{\gamma\gamma} = 2.5 \div 3.0\ GeV$ ve $W_{\gamma\gamma} = 3.0 \div 4.5\ GeV$ oblastlari uchun $cos\theta$-in muxtelif intervallarinda (2) prosesinin differensial ve tam kesiyinin $cos\theta$-dan asilliqlari tedqiq edilmish ve L3 LEP eksperimentinin neticeleri ile muqayise edilmishdir.

Iki photonlu mexanizmden, yeni Weizsacker-Williams-Low-Budnec-Ginzburg metodundan istifade etmekle (1) - $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + \gamma^* + e^- + \gamma^* \rightarrow e^+ + e^- + p + \bar{p}$ prosesinin tam kesikleri hesablamaq uchun ashagidaki formuladan istifade olunur:.

$$\sigma(s)^{e^+e^-\rightarrow e^+e^-p\bar{p}} = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 \int\limits_{4M_p^2}^{4E^2} \frac{ds_1}{s_1}\sigma^{\gamma\gamma\rightarrow p\bar{p}}(s_1)\left[\left(\ln\frac{sM_p^2}{s_1 m_e^2}\right)^2 f\left(\frac{s}{s_1}\right) - \frac{1}{3}\left(\ln\frac{s}{s_1}\right)^3\right], \tag{18}$$

burada

$$f(x) = \left(1+\frac{1}{2x}\right)^2 \ln x - \frac{1}{2}\left(1-\frac{1}{x}\right)\left(3+\frac{1}{x}\right), \tag{19}$$

Sepilme bucaginin $[-0.6 < cos\theta < 0.6]$ intervalinda ve L3-suretlendiricinin enerjisinin ortalanmish qiymeti uchun, yeni $<\sqrt{s}>= 197\ GeV$ qiymetinde bu prosesin tam kesiyi hesablanmishdir, ve uygun L3 eksperimenti ile muqayise olunmushdur. Alinan nezeri ve eksperimentin neticesi (L3 LEP) beledir:

$$\sigma^{theor}(e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- + p + \bar{p}) = 27.78 \text{ pb.} \tag{20}$$

$$\sigma^{exp}(e^+e^- \to e^+e^-p\bar{p}) = 26.7 \pm 0.9 \pm 2.7 \text{ pb.} \tag{21}$$

$e^+ + e^- \to e^+ + \gamma^* + e^- + \gamma^* \to e^+ + e^- + p + \bar{p}$ prosesinin elektron-positron sisteminin tam enerjisinin $\sqrt{s_{ee}} = 183 - 189GeV$ (OPAL Collaboration) oblastinda ve $|cos\theta^\star| < 0.6$ intervalinda differensial kesiyinin $\frac{d\sigma^{e^+e^-\to e^+e^-p\bar{p}}(s_1)}{d|cos\theta^*|}$ iki-foton sisteminin tam enerjisinden ($2.15GeV < s_1 < 3.95GeV$ intervali uchun) asilligi oyrenilmishdir. Alinan netijeler LEP experimentinde OPAL Collaboration-nun netijeleri ile mugayise olunarag gosterilmishdir ki, bu nezeri ve experimental netijeler yaxshi formada bir-biri ile uygundur.

IV. *W* BOSON PAIR PRODUCTION IN ASSOCIATION WITH THE PHOTON IN PROTON - PROTON COLLISIONS AT LHC ENERGIES

Artiq bir neche ildir ki, CERN-de Boyuk Adron (BAK) Kollayderinde aparilan eksperimentler muasir Fizikanin esasini teshkil edir. Bu eksperimentlerde neytral Higgs bosonun axtarishindan elave diger maraqli meseleler, meselen, Higgs bosonun yaranmasi fonunun vacibliyini mueyyen edir. Hemchinin BAK-da aparilan eksperimentlerde iki ve daha chox vektor bozonlarin emele gelmesi, ele mehz Higgs bozonun yaranmasi fonunda vacib olan proseslerden biridir, ve hem de Higgs bozonu 4 (dord) leptona parchalanmasindan elave, hem de vektor bozonlar cutliyune de parchalanmasi mushahide olunur.

Gosterilen bu prosesde hemchinin iki ve daha chox vektor bozonlarinin yarandigi qutubde Standard Modelden kenara chixmalar (non-Standard Model) da ATLAS ve CMS eksperimentlerinde mushahide olunmushdur. Iki ve daha chox vektor bozonlarin yarandigi qutblerde Standard Modelden kenare chixmalari bir neche parametrler xarakterize edirler, ve bu parametrler anomal parametrler adlanir.

Bunlari nezere alaraq ilk defe men gosterilen bu prosesi hem de Standard Modelden kenarda da, yaranan anomal parametrlerden istifade etmekle tedqiq etmishem. Anomal parametrlerin qiymetleri ATLAS ve CMS eksperimentlerinde mushahide olunmushdur. Prosesin nezeri olaraq hesablanmish effektiv kesiyinin qiymeti hemin eksperimentlerin neticelerine uygundur.

Tedqiq olunan bu prosesde alinan neticeler qisa mesafelerde QCD qurulusunun esas testini temin etmek, hemcinin anomal ucolculu boson elaqelerini mueyyenlesdirmek ucun faydali olacaqdir.

Prosesin effektiv kesiyinin olculmesi yuksek tertibli QCD effektlerini daxil etmekle Standard

Modelin en son proqnozlarina uygundur.

Qeyd etmek lazimdir ki, WW boson cutluyunun ve $WW\gamma$ emele gelmesinin, hem Higgs bozonun emele gelmesinin fonu uchun, hem de LHC-de yeni fizika axtarisi uchun vacib bir menbe oldugunu qabaqcadan demek olar.

Bu ve bele tipli proseslerde (iki ve chox vektor bozonlarin emele gelmesi proseslerinde) anomal parametrlerin tecrubede mushahide edilmesi hem de CERN-de tikintisi artiq bashlamish "LHeC (Large Hadron Electron), FCC-HE (Future Circular Collider), ve CLIC (Compact Linear Collider)"Kollayderlerinde aparilacaq eksperimentlerin esas meselelerinden biridir.

Tedqiq olunan proses bele tesvir olunur:

$$p(p_1) + p(p_2) \to W^+(k_1) + W^-(k_2) + \gamma(k_3). \tag{22}$$

Bu prosesin oyrenilmesi Boyuk Adron Collayderinde (LHC) aparilan ATLAS, CMS ve ALICE eksperimentlerinin esas meselelerinden biridir. Bu proses Standard Modelde oyrenilir. Prosesi t4esvir etmek uchun butun mumkun olan Feynman diagramlari qurulmushdur. Prosesi 25 Feynman diaqrami ehate edir. Tedqiq olunan prosesin tam ve differensial kinematikalari butovlukle yazilmishdir. Emele gelen zerreciklerin enine impulslari (p_T) ve yuruklukleri (y) de nezere alinmishdir. $pp \to W^+W^-\gamma$ prosesini teqqiq etmek uchun evvelje bu prosesi xarakterize ecden alt prosese baxilir, ve bu alt proses bele ifade olunur:

$$q(p_1) + \bar{q}(p_2) \to W^+(k_1) + W^-(k_2) + \gamma(k_3). \tag{23}$$

Bu proses oyrenen Feynman diaqramlarinin bezilerinde anomal qutbler (anomalous vertex) yaranir. Yen, fiziki olaraq bu o demekdir ki, bir qutbden uch (3) vector bozonlar, yeni $WW\gamma$ ve WWZ bozonlari yaranir, ve buna gore de bele diaqramlar anomal diaqramlar adlanir. Ona gore de bele prosesi xarakterize eden Lagrangian funksiyasi ashagidaki formada yazilir:

$$\begin{aligned}\mathcal{L} \;=\; & ig_{WW\gamma}[g_1^\gamma(W^\dagger_{\mu\nu}W^\mu A^\nu - W^{\mu\nu}W^\dagger_\mu A_\nu) + \kappa_\gamma W^\dagger_\mu W_\nu A^{\mu\nu} + \frac{\lambda_\gamma}{m_W^2}W^\dagger_{\rho\mu}W^\mu_\nu A^{\nu\rho}] + \\ + \; & ig_{WWZ}[g_1^Z(W^\dagger_{\mu\nu}W^\mu Z^\nu - W^{\mu\nu}W^\dagger_\mu Z_\nu) + \kappa_Z W^\dagger_\mu W_\nu Z^{\mu\nu} + \frac{\lambda_Z}{m_W^2}W^\dagger_{\rho\mu}W^\mu_\nu Z^{\nu\rho}],\end{aligned} \tag{24}$$

burada g_1^γ, g_1^Z, k_γ, k_Z, λ_γ, ve $\lambda_{\rm Z}$ anomal konstantlar adlanirlar. Bu konstantlarin teyin oblastlari konkret eksperimentden goturulur.

Prosesin tam amplitudunun kvadrati bele ifade oluur:

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = \sum |M_1 + M_2 + M_3 + M_4 + M_5 + M_6 + M_7 + M_8 + M_9 +$$
$$+M_{10} + M_{11} + M_{12} + M_{13} + M_{14} + M_{15} + M_{16} + M_{17} + M_{18} +$$
$$+M_{19} + M_{20} + M_{21} + M_{22} + M_{23} + M_{24} + M_{25}|^2. \quad (25)$$

Bu ifadeden gorunur ki, bir-birleri ile interferensiyasi da nezere alinir.
Prosesin kinematikasini ifade etmek uchun ashagidaki Mandelstam invariant parametrlerinden istifade olunur:

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (k_1 + k_2 + k_3)^2; \; t = (p_1 - k_3)^2 = (k_1 + k_2 - p_2)^2;$$
$$u = (p_2 - k_3)^2 = (k_1 + k_2 - p_1)^2; \; q_1 = (p_1 - k_1)^2 = (k_2 + k_3 - p_2)^2;$$
$$q_2 = (p_2 - k_2)^2 = (k_1 + k_3 - p_1)^2. \quad (26)$$

Prosesde ishtirak eden butun zerrejiklerin enerjilerini hesablamaq uchun analitik ifadeler alinmishdir. Bundan elave bu prosesde $WW\gamma$ zerrejiklerinin yarandigi oblastin faza hejmi uchun analitik ifade alinmishdir, ve bu bele ifade olunur:

$$d\Gamma_3 = \frac{s\beta_x}{512\pi^4}(1-x)dxdyd(\cos\theta_1)d\theta_2. \quad (27)$$

Prosesin tam effektiv kesiyini hesablamaq uchun Factorizasiya teoreminden istifade etmekle ashagidaki dusturdan istifade olunur:

$$\sigma(P_1, P_2) = \sum_{a,b} \frac{1}{1+\delta_{ab}} \int_{x_{1,min}}^{1} dx_1 \int_{x_{2,min}}^{1} dx_2 \cdot f_{a/A}(x_1, \mu_f^2) f_{b/B}(x_2, \mu_f^2) \hat{\sigma}_{ab}(x_1, x_2, p_1, p_2, M_W^2, \mu_f^2) +$$
$$+(A \leftrightarrow B), \quad (28)$$

burada $f_{a/A}(x_1, \mu_f^2) f_{b/B}(x_2, \mu_f^2)$ funksiyalari bashlangij halda olan partonlarin adronlada paylanma funksiyalaridir, $\sigma_{ab}(x_1, x_2, p_1, p_2, M_W^2, \mu_f^2)$ ifadesi ise pp- esas prosesinin alt prosesi olan qq -prosesinin tam effektiv kesiyidir.
Prosesin tam kesiyi konkret olaraq $\sqrt{s} = 7\ TeV$, $8\ TeV$ ve $13\ TeV$ uchun hesablanmishdir, ve ATLAS ve CMS eksperimetlerinin uygun enerjiler uchun nnetijeleri ile mugayise olunmushdur.
Bundan elave, ATLAS ve CMS experimentlerinde anomal konstantlarin teyin olunma

intervallarini konkret olaraq mushahide olundugundur ve ashagidaki ededlerle teqdim olunur

$$
\begin{aligned}
-0.135 \leq \Delta k_\gamma \leq 0.190, \\
-0.061 \leq \Delta k_Z \leq 0.093, \\
-0.373 \leq \Delta g_1^Z \leq 0.562, \\
-0.062 \leq \lambda_Z \leq 0.065.
\end{aligned} \tag{29}
$$

Eksperimentden (ATLAS ve CMS) alinan anomal konstantlarin bu qiymetlerinden istifade ederek χ^2 funcsiyasini ashagidaki dusturla hesablanmishdir:

$$
\chi^2(s, m, M, \lambda_V, \Delta g_1^V, \Delta k_V) = \left(\frac{\sigma_{SM}(s, m, M) - \sigma(s, m, M, \lambda_V, \Delta g_1^V, \Delta k_V)}{\sigma_{SM}\delta} \right)^2. \tag{30}
$$

Bu prosesin enerji xarakteristikasini oyrenmek uchun tam effektiv kesiyinin kutle-merkezi sisteminde LHC-in tam tam enerjiden asilligi tedqiq olunmushdur. Tam enerjinin deyishme oblasti kimi 0.5 Tev-den 14 TeV-e qeder qebul ederek prosesin tam kesiyinin tam enerjiden asiililiq qrafik qurulmushdur. Melum olmushdur ki, prosesin tam kesiyi tam enerjinin artmasi ile artir. Bundan elave, prosesin differensial kesiyinin W^+ ve W^- - vector bozonlarinin enine impulslarindan ve yurukluklerinden asiliglari etrafli oyrenilmishdir ve uygun qrafikler qurulmushdur. Burada $\sigma_{SM}(s, m, M)$ ifadesi *pp* prosesinin Standart Model (SM) cherchivesinde hesablanan tam effektiv kesiyidir, yeni anomal konstantlar SM cherchivesinde sifira chevrilir (Landau - Yang teoremine esasen); amma $\sigma(s, m, M, \lambda_V, \Delta g_1^V, \Delta k_V)$ ifadesi ise *pp* prosesinin qeyri-Standart Model cherchivesinde hesablanan tam effektiv kesiyidir, bu halda butun anomal konstantlar nezere alinir. $\chi^2(s, m, M, \lambda_V, \Delta g_1^V, \Delta k_V)$ -i hesablandiqdan sonra anomal konstantlarin melum (206) dusturundaki qiymetleri esasinda $\lambda_Z - \Delta k_Z$, $\Delta g_1^Z - \Delta k_\gamma$, ve $\Delta g_1^Z - \lambda_Z$ mustevilerinde uygun grafikler qurulmushdur.

V. ANTIPROTON–PROTON ANNIHILATION INTO LIGHT NEUTRAL MESON PAIRS WITHIN AN EFFECTIVE MESON THEORY

Yuksek enerjilerde Standard Modeli sinaqdan chixarmaq usullarindan biri de proton- anti-proton kollayderinde aparilan eksperimentlele heyata kechirilecekdir. Suretle tikintisi davan eden FAIR-Kollayderinde PANDA eksperimentinde proton-anti-proton annihilyasiyasinda neytral mesonlar cutlerinin emele gelmesi prosesidir. Nezeri alinan neticeler PANDA eksperimentinde tetbiq edilmesi ehtimal edilir.

Bu ishde ilk defe olaraq Effektiv Lagrangian modeli cherchivesinde proton anti-proton annihilyasiyasi prosesinde pi-mezonlar cutunun, $\eta + \eta$ ve $\eta + \pi^0$ cutlerinin yaranmasi uch muxtelif kanalda nuklon (neytron), delta-mezon, f_0 ve f_2 mezonlarinin mubadilesi vasitesi ile emele gelmesi tedqiq olunmushdur. Ilk defe olaraq bu proseslerde protonun ve anti-protonun Logarifmik ve monopol Form-Factorlari tetbiq edilmishdir.

Effektiv Lagrangian modeli cherchivesinde proton-anti-proton anihilyasiyasinda pi-mezonlar cutlerinin, pi-eta cutunun ve eta-eta cutlerinin emele gelmesi prosesi tedqiq edilmishdir. Bu proses PANDA, FAIR-de gelecek eksperimentlere dair proqnozlar baximindan arasdirilir, ve movcud melumatlaren umumi tesvirini yaradir. Bu proses her uch, s-, t-, ve u- kanallarda movcuddur. Qeyd etmek lazimdir ki, bu prosessde pi-mezonlar cutunun emele gelmesi hem sepilme kanali ile, ve hem de annihilya kanali ile heyate kechirilir. Sepilme kanalinda bashlangic halda olan proton ve anti-proton arasindaki mubadile bayronlarla (nuklon ve neytron) ve delta mesonu ile, annihilyasiya kanalinda ise mubadile skalyar f-mezonlari ile heyata kechirilir. Sepilme kanallarinda protonun (anti-protonun) loqarifmik asilliqli Form-Factor tetbiq olunur, amma annihilyasiya kanalinda ise proton ve anti-proton skalyar zerreciklerle qarshiliqli tesirde oldugu uchun protonun monopol Form-Factorundan istifade olunur. pi-eta ve eta-eta cutlerinin movcud enerji diapazonunda emele gelmesi prosesinde bucaq paylanmasini berpa etmek uchun SU(3) simmetriyasi tetbiq edilmishdir.

pi-mezonlar cutlerinin emele gelmesi prosesi bele besvir olunur:

$$\bar{p}(p_1) + p(p_2) \to \pi^0(k_1) + \pi^0(k_2), \tag{31}$$

Prosesin differensial effektiv kesiyini kutle-merkezi sisteminde bele yazmaq olar:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\bar{p}p \to \pi^0\pi^0) = \frac{1}{2^8\pi^2}\frac{1}{s}\frac{\beta_\pi}{\beta_p}\overline{|\mathcal{M}|^2}, \quad \frac{d\sigma}{d\cos\theta}(\bar{p}p \to \pi^0\pi^0) = 2E^2\beta_p\beta_\pi\frac{d\sigma}{dt}, \tag{32}$$

burada M prosesin amplitudur, β zerreciyin yurukluyudur, bele ifade olunur:

$$\beta_{1,2} = \frac{\lambda^{1/2}(s, M_{1,2}^2, M_{2,1}^2)}{s + M_{1,2}^2 - M_{2,1}^2}.$$

Prosesin tam kesiyi ise ashagidaki formula ile hesablanilir:

$$\sigma = \int \frac{\overline{|\mathcal{M}|^2}}{64\pi^2 s}\frac{|\vec{p}|}{|\vec{k}|}d\Omega, \tag{33}$$

burada $|\vec{k}| = \frac{1}{2\sqrt{s}}\lambda^{1/2}(s, M_1^2, M_2^2)$.

Protonun logarifmik ve monopol Form-Facturlari bele formada olur:

$$F^L_{N,\Delta}(x) = \frac{\mathcal{N}_{N,\Delta} \cdot M_0^4}{\left[(x - \Lambda^2_{N,\Delta}) \log \dfrac{(x - \Lambda^2_{N,\Delta})}{\Lambda^2_{QCD}}\right]^2}, \ x = s, t, u, \ M_0 = 3.86 \text{ GeV}, \ \Lambda_{QCD} = 0.3 \text{ GeV}, \tag{34}$$

$$\mathcal{F}_{f_0}(s) = \frac{F^2_{f_0}}{F^2_{f_0} + (m^2_{f_0} - s)}, \tag{35}$$

burada $F_{f_0} = 1.17 \pm 0.051$ GeV.

prosesin s kanali skalyar f_0 ve f_2 mezonlari vasitesi ile heyate kechirilir, ve hemin bu f_0 ve f_2 mezonlari pi mezonlar cutlerini emele getirirler. Ona gore de f_0 ve f_2 mezonlarinin parchalanma ehtimallari (parchalanma eni) ashagidaki formulalar ile hesablanmishdir.

$f_0 \to \pi^0\pi^0$ parshalanma ehtimali uchun alinan son ifade bele olar:

$$\Gamma_{f_0} = \frac{1}{16 m_{f_0}\pi} g^2_{f_0\pi\pi} \sqrt{1 - \frac{4m^2_\pi}{m^2_{f_0}}}, \tag{36}$$

ededi qiymet: $\Gamma_{f_0} = 700 \pm 150$ MeV, $g_{f_0\pi\pi} = 4.08 \pm 1.3$ GeV.

$f_2 \to \pi\pi$ parshalanma ehtimali uchun alinan son ifade bele olar:

$$\Gamma_{f_2} = \frac{g^2_{f_2\pi\pi}}{16 m_{f_2}\pi} |\mathcal{M}(f_2 \to \pi\pi)|^2 \sqrt{1 - \frac{4m^2_\pi}{m^2_{f_2}}}. \tag{37}$$

ededi qiymet: $\Gamma_{f_2} = (0.1867 \pm 0.0025)$ GeV, $g_{f_2\pi\pi} = (19 \pm 0.26)$ GeV^{-1}.

Bu ishde protonun logarifmik Form-Factorunun iki proton enerji-merkezi sisteminin tam enerjisinden asilligini tedqiq etmek uchun qrafik alinmishdir.

$\bar{p} + p \to \pi^0 + \pi^0$ prosesinin tam effektiv kesiyinin iki proron sisteminin tam enerjisinden asilligi PANDA eksperimentinin enerjisine uygun olaraq ve sepilme bucagi fikse olunmagla oyrenilmishdir ve uygun qrafik qurulmushdur.

Bundan elave $\bar{p} + p \to \pi^0 + \pi^0$ prosesinin differensial effektiv kesiyi sepilme bucagindan asilliqlari tam enerjinin 2.911 GeV $\leq \sqrt{s} \leq$ 3.686 GeV intervalinda ve bu intervali 21 yere bolerek enerjinin her bir konkret qiymeti uchun qrafik alinmishdir.

Eyni zamanda $\bar{p} + p \to \eta + \eta$ prosesi uchun de tam enerjinin 2.911 GeV $\leq \sqrt{s} \leq$ 3.617 GeV intervalinda differensial effektiv kesiyin sepilme bucagindan asilliqlari etrafli tedqiq olunmushdur ve uygun qrafikler alinmishdir.

Hemchinin $\bar{p} + p \to \eta + \pi^0$ prosesi uchun de tam enerjinin 2.911 GeV $\leq \sqrt{s} \leq$ 3.686

GeV intervalinda differensial effektiv kesiyin sepilme bucagindan asilliqlari etrafli tedqiq edilmishdir ve uygun qrafikler alinmishdir. Qeyd etmek lazimdir ki, alinan nezeri neticeler gelecekde aparilacaq PANDA eksperimenti uchun edaletli proqnozlar verir.

VI. SINGLE-SPIN ASYMMETRIES FOR SMALL-ANGLE PION PRODUCTION IN HIGH-ENERGY HADRON COLLISIONS

Bu prosesde yuksek enerjilerde protonun protonla toqqushmasi neticesinde neytral pi mesonun yaranmasi prosesi tedqiq edilmishdir. Protonlardan birinin (sukunetde duran protonun) spinini nezere almaqla prosesde polyarizasiya effektleri tedqiq edilmishdir.Bu prosesi bele tesvir etmek olar:

$$P(p_1) + P(p_2, a) \to P(p_1') + P(p_2') + \pi^0(l); \tag{38}$$

Burada p_1, p_2, p_1' ve p_2' uygun olaraq bashlangic ve son hallardaki protonlarin 4-olchuli impulslaridir, ve l son halda emele gelen neytral pi mesonun 4-olchulu impulsudur.

$$A = \frac{d\sigma(a,l) - d\sigma(-a,l)}{d\sigma(a,l) + d\sigma(-a,l)} \tag{39}$$

burada a sukunetde duran protonun 4-olchulu spin vectorudur.

Bu prosesin kinematikasi Sudakov mexanizminden istifade edilerek (yeni, son haldaki zerreciklerin impulslarini bashlangic zerreciklerin impulslarinin vasitesi ile komponentlere ayirmaq) yazilmishdir.

Bu prosesde qarshiliqli tesirde olan protonlar arasinda mubadile bir ve iki fotonlarla, hemchinin bir ve iki qlyounlarla heyata kechirilir. Effektiv kesiyin hesablanmasinda esas amplituduna bir ve iki foton (ve qlyuon) mubadileleri ile emele gelen amplitudlarin bir-biri ile interferensiyalari da elave edilir.

Bu prosesde (1) spin asimmetriyasinin (2) yaranmish pi mesonun impulsundan ve pi mesonun enerjisinin bashlangicdaki protonlarin enerjilerinin ceminine olan nistetinden ($x = \frac{2l_0}{\sqrt{s}}$) asilliqlari tedqiq edilerek FermiLab-da aparilan (FNAL-E704, FNAL-E581) eksperimentlerinin neticeleri ile muqayise olunaraq mueyyen uygunluq tapilmishdir.

Bundan elave, spini nezere alinan bashlangicdaki protonun spin qurulushunu mueyyen etmekle (1) prosesinin effektin kesiyi uchun analitik ifade alinmishdir. Gozlenilir ki, Dubnada tikilmekde olan NICA ve Almaniyada tikilmekde olan PANDA (FAIR) eksperimentlerinde tetbiqini tapacaqdir.

VII. NEUTRAL AND CHARGED HIGGS BOSON PRODUCTION IN PP COLLISIONS

Boyuk Adron Kollayderinde aparilan eksperimentlerinde (ATLAS ve CMS) neytral Higgs bosonun emele gelmesi prosesi nezeri hesablamalarla tedqiq olunmushdur. Bundan elave hem de yuklu Higgs bosonlarinin da emele gelmesi protonun protonla qarshiliqli tesiri prosesinde oyrenilmishdir. Bu proses bele tesvir olunur:

$$p(p_1) + p(p_2) \to p(p_1') + p(p_2') + H(k), \tag{40}$$
$$s = (p_1 + p_2)^2 >> k^2 = M_H^2 >> M_p^2.$$

Bu prosesin effektiv kesiyi uchun analitik ifade alinmishdir, be ifade olunur:

$$\frac{1}{\sigma_H} \frac{d\sigma_H^{\{\lambda\}}}{dCdx} = \frac{dx' dC_0}{\sqrt{D(C_0, C, C')}} |M^{\{\lambda\}}|^2 s. \tag{41}$$

burada $\sigma_H = \frac{g_H^2}{512\pi^4 s}$, $x = \omega/E$, $x' = E_1'/E$. C, C_0, C' - uygun bucaqlardir. Prosesin effektiv kesiyinin tam enerjiden asilligi tedqiq edilmishdir, ve gosterilmishdir ki, yuksek enerjilerde iki protonun toqqushmasi neticesinde neytral Higgs bosonu yarana biler, ve bu netice BAK-da aparilan ATLAS ve CMS eksperimentlerinde oz tesdiqini tapmishdir.

VIII. CHARGE ASYMMETRY IN $\pi^+\pi^-$ ELECTROPRODUCTION ON PROTON AT HIGH ENERGIES AS A TEST OF σ, ρ MESONS DEGENERATION, AND $\pi^+\pi^-\pi^0$, AND $\mu^+\mu^-$ PRODUCTIONS

Bu ishde elektronun protondan qeyri - elastiki sepilmesinde yuklu pi mesonlar cutunun yaranmasi prosesine baxilmishdir. Burada esas meselerelden biri yuklu pi mesonlari arasidaki yuk asimmetriyasini tedqiq etmek, ve elektronun protonla toqqushmasindan sonra toqqushan elektorn ve proton bashqa impulsla diger hala kechir, ve bununla da protonun qurulushu haqqinda melumat verir. Ilk defe olaraq prosesin yuk asimmetriyasi ve effektiv kesikleri uchun analitik ifadeler alinmishdir. Qeyd etmek lazimdir ki, Sudakov mexanizmini tetbiq etmekle bu prosesin kinematikasi qurulmushdur (yeni, son ve virtual haldaki zerreciklerin impulslarini

bashlangic zerreciklerin impulslarinin vasitesi ile komponentleri vasitesi ile evez etmek). Bu prosesde elektron ve protonlar arasinda mubadile foton, sigma meson ve rho mesonlar vasitesi ile olur. Bu cur mubadileleri nezere almaqla esas amplituda muxtelif mubadilelerin bir-biri ile interferensiyasi da elave edilmishdir.
Bu proses bele tesvir olunur:

$$e(p_1) + p(p) \to e'(p_1') + p'(p') + \pi^+(q_2) + \pi^-(q_1). \tag{42}$$

Prosesin yuk asimmetriyasini ifade eden dusturu bele yazmaq olar:

$$A_c = \frac{d\sigma(q_1, q_2) - d\sigma(q_2, q_1)}{d\sigma(q_1, q_2) + d\sigma(q_2, q_1)} = \frac{N(\pi^+(q_1), \pi^-(q_2)) - N(\pi^+(q_2), \pi^+(q_1))}{N(\pi^+(q_1), \pi^-(q_2)) + N(\pi^+(q_2), \pi^+(q_1))} \tag{43}$$

Bu ishde yuk asimmetriyasinin (6) yaranmish π^+ ve π^- mesonlarinin enerjilerinden ve onlarin arasinda bucaqlardan asilliliqlari etrafli tedqiq edilmishdir.
Bundan elave mu-mesonlar cutunun de emele gelmesine baxilmishdir, ve proses bele ifade olunur:

$$e^-(p_1) + p(p) \to e(p_1') + p(p') + \mu^-(q_-) + \mu^+(q_+). \tag{44}$$

Bu prosesin differensial effektiv kesiyi uchun analitik ifade alinmishdir ve bele ifade olunur:

$$d\sigma_{\mu\mu}^{odd} = \frac{16\alpha^4(d^2\vec{q}/\pi)(d^2\vec{q}_+/(2\pi))(d^2\vec{q}_-/(2\pi))dx_+dx_-}{\pi(q^2)^2 q_1^2 q_2^2 x_+ x_-(1 - x_+ - x_-)} R^\mu, \tag{45}$$

3π mesonun emele gelme prosesi bele olacaq:

$$e^-(p_1) + p(p) \to e(p_1') + p(p') + \pi^-(q_-) + \pi^+(q_+) + \pi^0(q_0). \tag{46}$$

Bu proses uchun de differensial effektiv kesiyi ifade eden analitik dustur alinmishdir ve bele ifade olunur:

$$d\sigma_{3\pi}^{odd} = \frac{4\alpha^4(d^2\vec{q}/\pi)(d^2\vec{q}_+/(2\pi))(d^2\vec{q}_-/(2\pi))(d^2\vec{q}_0/(2\pi))dx_+dx_-dx_0}{\pi(q^2)^2 q_1^2 q_2^2 x_+ x_-(1 - x_+ - x_- - x_0)} \frac{M^4}{16\pi^3 f_\pi^6} R^{3\pi}, \tag{47}$$

$\mu^+\mu^-$ ve $\pi^+\pi^-\pi^0$ proseslerini tedqiq etmek uchun bu proseslerin effektiv kesiklerinin uygun olaraq emele gelmish μ^+, μ^-, π^+, π^- ve π^0 zerreciklerin enerjilerinden asilligi arshdirilmishdir. Eyni zamanda, protonun qurulushunu oyrenmek uchun, onu xarakterize eden struktur funksiyasinin yaranmish zerrejiklerin impulslarindan 3 olchulu grafikler qurulmushdur.
Alinan neticeler DESY -de (Hamburg, Germany) aparilmish H1, HERA ve HERMES eksperimentlerinde tetbiq edilmishdir. Hemchinin CERN-de aparilan COMPASS eksperimentinde de istifade edilir.

IX. RADIATIVE PROTON-ANTIPROTON ANNIHILATION TO A LEPTON PAIR

Protonun - antiprotonla anhilyasiyasi prosesinde lepton cutlerinin yaranmasina radiasiyali fotonun elavesi. Proses bele tesvir olunur:

$$p(p_+) + \bar{p}(p_-) \to e^+(q_+) + e^-(q_-) + \gamma(k). \tag{48}$$

Bu prosesle yuksek enerjilerde heyecanlashma nezeriyyesinin birinci ve ikinci tertiblerinde baxilir. Burada protonun Dirak ve Pauli form-faktorlari hesablanilir ve bu form-faktorlari konkret bilerek, protonun (antiprotonun) maqnit ve elektrik form-faktorlari hesablanilir. Bundan elave, bu prosesde heyacanlashma nezeriyyesinin birinci tertibli Feynman diaqramindan bashqa, dordbucaqli (Box) diaqramlari da movcuddur. Chunki, radiasiyali foton bir neche noqteden shualanir. Yeni, fotonun aparici duzelishi ile novbeti-aparici duzelishleri de prosese umumileshdirilir. Radiasiyali fotonun shualanmasi iki formada bash verir: berk fotonun ve yumshaq fotonun shualanmasi. Qeyd etmek lazimdir ki, hem berk fotonun ve hem de yumshaq fotonun shualanmalarini nezere alaraq prosesin diferensial kesiklerini uchun analitik ifadeler alinmishdir. Eyni zamanda yaranan lepton cutunun xarakterlerini oyrenmek uchun prosesin yuk asimmetriyasini ifade eden analitik formula alinmishdir. Yuk asimmetriyasinin lepton cutlerinin impuls vektorlarinin arasindaki bucaqdan asilligi oyrenilmishdir. Berk fotonun shualanmasini xarakterize etmek uchun, prosesin diferensial kesiyinin lepton cutlerinin impuls vektorlarinin arasindaki bucaqdan asilligi oyrenilmishdir. Prosesin effektiv kesiyi uchun analitik ifade alinmishdir ve bele ifade olunur:

$$d\sigma = \frac{\alpha^3}{2\pi s} \cdot R \cdot \frac{dx_- dx dc dz}{\sqrt{D(c, a_-, z)}} \tag{49}$$

burada

$$D(c, a_-, z) = (z_1 - z)(z - z_2), \quad R = \frac{s}{16(4\pi\alpha)^3} \sum_{spin} |M|^2 = R_{even} + R_{odd}. \tag{50}$$

Bundan elave bu prosesde lepton cutleri arasinda movcud olan yuk asimmetriyasi da tedqiq edilmishdir.

Bu prosesle yuksek enerjilerde heyecanlashma nezeriyyesinin birinci ve ikinci tertiblerinde baxilmishdir. Burada protonun Dirak ve Pauli form-faktorlari hesablanilir ve bu form-faktorlari konkret bilerek, protonun (antiprotonun) maqnit ve elektrik form-faktorlari hesablanilir.

Bu prosese ona gore birinci tertibli Feynman diaqramindan bashqa, dordbucaqli (Box) diaqramlari elave olunur ki, radiasiyali foton bir neche noqteden shualanir. Yeni, fotonun aparici duzelishi ile novbeti-aparici duzelishleri de prosese umumileshdirilir. Radiasiyali fotonun shualanmasi iki formada bash verir: berk fotonun ve yumshaq fotonun shualanmasi. Qeyd etmek lazimdir ki, hem berk fotonun ve hem de yumshaq fotonun shualanmalarini nezere alaraq prosesin diferensial kesiklerini uchun analitik ifadeler alinmishdir. Eyni zamanda yaranan lepton cutunun xarakterlerini oyrenmek uchun prosesin yuk asimmetriyasini ifade eden analitik formula alinmishdir. Yuk asimmetriyasinin lepton cutlerinin impuls vektorlarinin arasindaki bucaqdan asilligi oyrenilmishdir. Berk fotonun shualanmasini xarakterize etmek uchun, prosesin diferensial kesiyinin lepton cutlerinin impuls vektorlarinin arasindaki bucaqdan asilligi oyrenilmishdir.

Yuk asimmetriyasi uchun ashagidaki ifade alinmishdir:

$$A(c) = \frac{d\sigma(c) - d\sigma(-c)}{d\sigma(c) + d\sigma(-c)} = \frac{\alpha}{\pi}\frac{F(c)}{1+c^2}, \tag{51}$$

burada $F(c)$ bele ifade olunur:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{odd}}{dc} &= \frac{\alpha^3}{2s}F(c), \\ F(c) &= c\left(-6 - \frac{\pi^2}{3} + 2\ln\frac{2}{1+c}\ln\frac{2}{1-c} + \ln\frac{4}{1-c^2}\right) + 3(1-2c^2)\ln\frac{1+c}{1-c} + \\ & \frac{6}{1-c}\left(-1 + \frac{2}{1-c}\ln\frac{2}{1+c}\right) - \frac{6}{1+c}\left(-1 + \frac{2}{1+c}\ln\frac{2}{1-c}\right) + \\ & 4(1+c^2)\left[Li_2\left(\frac{1-c}{2}\right) - Li_2\left(\frac{1+c}{2}\right)\right], \end{aligned} \tag{52}$$

$c = \cos\theta$, θ - lepton jutleri arasindaki bucagdir.

Yuk asimmetriyasinin $(A(c))$ θ - bucagindan asilligini oyrenmek uchun qrafik qurulmushdur.

Berk fotonun shualanmasini xarakterize etmek uchun ashagidaki ifade alinmishdir:

$$\begin{aligned} K_{hard}(x_-, x_+, c) &= \frac{[x_-(1-c) + x_+(1+c)]^4}{8[(x_-^2(1-c)^2 + x_+^2(1+c)^2]}F(x_-, x_+, c); \\ F(x_-, x_+, c) &= \frac{1}{2}(1+c^2)[\bar{x}_- + \frac{1+x_-^2}{\bar{x}_-}\ln x_- + \bar{x}_+ + \frac{1+x_+^2}{\bar{x}_+}\ln x_+] \\ & + \frac{4r_-\bar{x}_-}{A_-^4} + \frac{4}{\bar{x}_-}Q(\bar{x}_-, c) + \frac{4r_+\bar{x}_+}{A_+^4} + \frac{4}{\bar{x}_+}Q(\bar{x}_+, -c). \end{aligned} \tag{53}$$

$K_{hard}(x_-, x_+, c)$ -in θ - bucagindan asilligini oyrenmek uchun grafik gurulmushdur.
Bu proses adronun (nuklonun) spin qurulushu baresinde oyrenmek uchun Almaniyada tikilmekde olan PANDA (FAIR) eksperimentinde tetbiq olunacaqdir.

X. ONE-LOOP CHIRAL AMPLITUDES OF MШLLER SCATTERING PROCESS

Yuksek nerjiler ve elementar zerrecikler fizikasinin esas problemlerinden biri - mehz Standard Modeli yoxlamaqdir. Heyacanlashma nezeriyyesinin muxtelif tertiblerinde Standard Modeli yoxlamaq mumkundur. Bele meselelerden biri de yuksek enerjilerde ve heyacanlashma nezeriyyesinin 1-ci ve 2-ci tertiblerini nezere almaqla Muller sepilmesine-kvazi-elastik electron-electron sepilmeye baxilmishdir. Bu prosesde bir ve iki foton mubadilesi, yeni Box diagramlar nezere alinmishdir.

Bu proses bele tesvir edilir:

$$e^-(p_1, \lambda_1) + e^-(p_2, \lambda_2) \to e^-(p_1', \lambda_1') + e^-(p_2', \lambda_2'), \tag{54}$$

burada p_1, p_2, p_1', p_2' bashlangic ve son hallarda olan electronlarin 4-olchulu impulslaridir, ve $\lambda_{1,2} = \pm 1$ ve $\lambda_{1,2}' = \pm 1$ uygun olaraq bashlangic ve son hallardaki elektronlarin spiralligini xarakterize eden parametrdir.
Bu prosesde esas meqsedlerden biri electronun structurunu mueyyen etmekdir. Ilk defe olaraq bashlangic ve son hallardaki elektronlarin polayarlashmasini nezere almaqla analitik ifade alinmishdir. Hemchinin bu prosese Born ve one-loop yaxinlashmasinda Quant Electrodinamikasi cherchivesinde baxilaraq bunlarin bir-birine nisbetini ifade eden K factorunun verdiyi elave hesablanmishdir.
Electronun struktur funksiyasi uchun alinan analitik ifade beledir:

$$D(x, l) = \delta(1 - x) + \frac{\alpha}{2\pi}(l - 1)P^{(1)}(x) + \frac{1}{2!}(\frac{\alpha}{2\pi}(l - 1))^2 P^{(2)}(x), \tag{55}$$

burada

$$P^{(n)}(x) = \int_x^1 \frac{dy}{y} P^{(n)}(y) P^{n-1}(\frac{x}{y})$$

Alinan neticeler SLAC-da E158 eksperimentinde tesdiq olunmushdur.

XI. PERIPHERAL PROCESSES 2 $\rightarrow$ 3 AND 2 $\rightarrow$ 4 IN QED AND QCD IN $p(\bar{p})p$ HIGH ENERGY COLLISIONS1

Kvant elektrodinamikasi ve Kvant xromodinamikasi cherchivelerinde yuksek enerjili protonun protonla ve protonun anti-protonla qarshiliqli tesirinde 2 $\rightarrow$ 3 ve 2 $\rightarrow$ 4 periferik prosesleri.

Muasir Kvant elektrodinamikasinin, Kvant xromodinamikasinin (guclu qarshiliqli tesir nezeriyyesi) ve Elementar zerrecikler fizikasinin esas problemlerinden biri de adronun (ve ya nuklonun) qurulushunu, spinleshmish qurulushunu ve s. mueyyen etmekden ibaretdir. Bunun uchun bur neche muhum meselelere baxilir. Bu meselelerden biri de mehz yuksek enerjilerde protonun protonla ve protonun anti-protonla qarshiliqli tesirlerini oyrenmekdir. Kvant elektrodinamikasi ve Kvant xromodinamikasi cherchivelerinde yuksek enerjili protonun protonla ve protonun anti-protonla qarshiliqli tesirinde skalyar, psevdoskalyar ve lepton cutlerinin emele gelmesi ve bashlangic protonun (antiprotonun) fermionlar choxluguna chevrilmesi, bir ve iki qlyuonun ve kvark-antikvark cutunun mushaiyeti ile Lipatovun effektiv Regge nezeriyyesi cherchivesinde baxilarag yuxarida adi chekilen proseslerin diferensial en kesikleri hesablanmishdir.

Eyni zamanda iki fermionun mushaiyeti ile Higgs bosonun emele gelmesine de baxilmishdir. Esas mesele realistik formulanin alinmasi ve fraqmentasiya oblastinda protonun (antiprotonun) iki diger zerrecikle emelegelmesi prosesinde diferensial kesiyi qiymetlendirmek, ve bir ve ya iki elave zerreciklerin yaranmasini Multi-Regge kinematikasinda tedqiq etmekdir.

Kvant elektrodinamikasi cherchivesinde protonun fraqmentasiya oblastinda

$$p + p(\bar{p}) \rightarrow p + p(\bar{p}) + \mu^{+} + \mu^{-} \tag{56}$$

prosesine baxilmishdir.

Multi-Regge kinematikasindan istifade ederek bu prosesin effektiv kesiyini hesablamaq uchun indiye qeder movcud olan mexanizmlerden ferqli olaraq, yeni mexanizm verilmishdir.

Bu prosesde $\mu^{+}\mu^{-}$- mezonlar cutunun yaranmasindan elave, hem de diger skalyar ve psevdoskalyar zerreciklerin yaranmasini da nezere alsaq, onda bu tip prosesler uchun Multi-

Regge kinematikasinda effektiv kesiyi hesablamaq ucun ashagidakiifadeler alinmishdir:

$$\begin{aligned} d\sigma^{pp\to ppP} &= \tfrac{2\alpha^4}{\pi}\tfrac{d\beta_1}{\beta_1} dN_1 dN_2 C_P \sin^2\theta, \\ d\sigma^{pp\to ppS} &= \tfrac{2\alpha^4}{\pi}\tfrac{d\beta_1}{\beta_1} dN_1 dN_2 C_S \cos^2\theta, \end{aligned} \tag{57}$$

Kvant xromodinamikasi cherchivesinde ashagidaki prosese baxilmishdir:

$$p + p(\bar{p}) \to jet(X_1) + jet(X_2) \tag{58}$$

Gribov tesvirinden ve Sudakov parametrlerinden istifade ederek prosesin effektiv kesiyi ve Regge faktoru uchun analitik ifadeler alinmishdir.

Qeyd etmek lazimdir ki, bashlamgij protonlar arasindaki mubadile adi qlyuonla deyil, Regge olunmush qlyuon vasitesi ile heyata kechirilir. Buna gore de Regge trayektoriyasi vasitesi ile Regge olunmush qlyuonun Regge factoru muhum rol oynayir ki, bunun vasitesi ile gosterilen proseslerin effektiv kesiklerini yeni mexanizmle, fermion-jet modeli vasitesi ile tedqiq etmek mumkun olsun.

Bu prosesin effektiv kesiyi ve Regge faktoru uchun ashagidaki ifadeler alinmishdir:

$$d\sigma = \frac{\alpha_s^3}{16M_g^2} N(N^2-1) R_2 dL_1 I(\rho), \;\; dL_1 = \frac{d\beta_1}{\beta_1}, \tag{59}$$

$$R_2 = \left(\frac{s_1}{s_0}\right)^{2(\alpha(\bar{q}_1^2)-1)} \left(\frac{s_2}{s_0}\right)^{2(\alpha(\bar{q}_0^2)-1)} \approx \left(\sqrt{s}[GeV]\right)^{-4\frac{\alpha_s}{\pi}\bar{q}^2[GeV^2]}, \tag{60}$$

$$I(\rho) = \int\limits_0^\infty \int\limits_0^\infty \frac{dx_1 d_2}{(x_1+\rho)(x_2+\rho)\sqrt{(1+x_1+x_2)^2 - 4x_1x_2}}, \quad \rho = \frac{\bar{M}^2}{M_g^2}. \tag{61}$$

Kvant xromodinamikasinda protonun protonla ve protonun anti-protonla toqqushmasi neticesinde dord zerreciklerin emele gelmesi prosesine baxilmishdir:

$$\begin{aligned} p + p &\to jet_1(X_1) + jet_2(X_2) + g + g, \\ p + p &\to jet_1(X_1) + jet_2(X_2) + q + \bar{q}. \end{aligned} \tag{62}$$

Bu proseslerde de yuxarida oldugu kimi fermion-jet modelinde, effektiv kesiklerin analitik ifadeleri alinmishdir.

Iki qlyuonun yaranmasi prosesinde azimutal bucaq korrelyasiyasini xarakterize etmek uchun analitik ifade alinmishdir.

Fermion-jet modelinde bashlangicda toqqushan protonlar arasindaki mubadile Regge olunmush qlyuon olmaqla Higgs bosonun yaranmasinin tam kesiyi riyazi hesablanmishdir, yeni tam kesik ~ 1 fb etrafindadir.
Tam enerjinin ve oturulme impulsun muxtelif qiymetlerinde Regge (R_2) factoru hesablanaraq cedvel qurulmushdur. Uch zerreciyin yaranmasi prosesinde ($pp \to j_1 j_2 j_g$) effektiv kesiyin ($I(\rho)$) -nun ρ parametrinden (protonun kutlesinin Regge qlyuonun kutlesine nisbeti) asilligi qurulmushdur.
Iki qlyuonun yaranmasi prosesinde azimuthal korrelyasiyani xarakterize eden $F(\varphi)$ parametrinin azimuthal bucagin kosinusundan asilligi oyrenilmishdir.
Bundan bashqa $p+p \to jet_1(X_1) + jet_2(X_2) + g + g$, $p+p \to jet_1(X_1) + jet_2(X_2) + q + \bar{q}$ -prosesleri uchun effektiv kesiyi xarakterize eden I^{gg} ve I^{qq} - parametrlerinin son halda emele gelmish qlyuonlardan birinin impulsundan asilliqlari tedqiq edilmishdir ve uygun qrafikler qurulmushdur.
Alinan neticeler BAK-da (CERN) ATLAS, CMS ve TOTEM eksperimentlerinde, hemchinin SLAC-da, FERMILAB-da ve STAR (BNL) eksperimentlerinde tetbiq olunur.

XII. PRODUCTION OF ONE OR TWO VECTOR MESONS IN PERIPHERAL HIGH-ENERGY COLLISIONS OF HEAVY IONS

Yuksek enerjiler fizikasinda nuklonun spin qurulushunu (structurunu) tedqiq etmek uchun aparilan eksperimentlerden biri de CERN BAK-da ALICE eksperimentidir. Bu eksperimentin muvcud olan meselelerine uygun olaraq, kutleli ionlarin bir-birileri ile qarshiliqli tesirine baxilaraq nuklonlarin qurulushu haqqinda mueyyen melumatlar vermek olar.
Ona gore de yuksek enerjilerde agir kutleli ionlarin toqqushmasinda bir ve iki vektor mezonlarin emele gelmesi prosesine baxilmishdir.
Bu prosesde qurgushun nuvelerinin Pb-Pb toqushmasina baxilmishdir.
Alinan neticeler CERN BAK-da aparilan ALICE eksperimentinde tetbiqi tapmishdir.

Boyuk adron Kollayderinde (LHC CERN) agir kutleli ionlarin toqqushmasi neticesinde skalyar-, psevdo-skalyar- ve vektor mezonlarin emele gelmesi proseslerini oyrenmeye boyuk imkanlar var. Periferik kinematika, qarshiliqli tesirlerin oxu istiqametinde yaranan zerrecikleri mushahide etmeye imkan verir. Bu prosese, bir ve iki vektor mezonlarin emele gelmesi proseslerine Kvant elektrodinamikasi cherchivesinde baxacagiq.

Bu prosesler bele tesvir olunur:

$$\begin{aligned} Y_1(Z_1,P_1)+Y_2(Z_2,P_2) &\to V(e,r)+Y_1(Z_1,P_1')+Y_2(Z_2,P_2'), \\ Y_1(Z_1,P_1)+Y_2(Z_2,P_2) &\to V(e_1,r_1)+V(e_2,r_2)+Y_1(Z_1,P_1')+Y_2(Z_2,P_2'). \end{aligned} \tag{63}$$

burada P_i, P_i' - bashlangic ve sepilen ionlarin 4-olchulu impulslaridir, e, e_i ve r, r_i yaranan zerreciklerin 4-olchulu polyarizasiya vektorlaridir, ve bu shertleri odeyirler: $e(r)r = e_i(r_i)r_i = 0$. Heyecanlashma nezeriyyesinin birinci tertibinde bir vektor mezonun emele gelme prosesinin amplitudu bele tesvir olunur:

$$M^{Y_1Y_2\to Y_1Y_2V} = \frac{(4\pi\alpha Z_1)(4\pi\alpha Z_2)^2}{q_1^2}\left(\frac{2}{s}\right)^3 sN_1\int\frac{d^4q}{(2\pi)^4q^2q_3^2}s^2N_2sFC^V, \tag{64}$$

burada C^V - reng faktorudur, N_1, N_2 ve F ashagidaki kimi ifade olunurlar:

$$\begin{aligned} N_1 &= \frac{1}{s}\bar{u}(P_1')\hat{p}_2u(P_1), \\ N_2 &= \frac{1}{2s^2}\bar{u}(P_2')\left[\hat{p}_1\frac{\hat{p}_2-\hat{q}+m_2}{(p_2-q)^2-m_2^2}\hat{p}_1+\hat{p}_1\frac{\hat{p}_2-\hat{q}_3+m_2}{(p_2-q_3)^2-m_2^2}\hat{p}_1\right]u(P_2), \\ F &= \frac{1}{s}\frac{M\mathcal{A}}{2}\frac{1}{4}TrO^{\mu\nu\lambda}(\hat{p}+M_1)\hat{e}p_{1\mu}p_{2\nu}p_{2\lambda}. \end{aligned} \tag{65}$$

Burada M - vektor mezonun kutlesidir, ve $q_3 = q_2 - q$. Sudakov parametrlerinden istifade etmekle bu prosesin diferensial effektiv kesiyi uchun analitik ifade alinmishdir.

$$\frac{d\sigma^{(1)}}{dp^2} = \sigma_0R(p^2)[Z_2^2(L_1^2-5L_1)+Z_1^2(L_2^2-5L_2)+c(Z_1^2+Z_2^2)+O(\frac{m_1^2}{s},\frac{m_2^2}{s})], \tag{66}$$

where

$$\begin{aligned} \sigma_0 &= \frac{32\pi(Z_1Z_2\alpha^3)^2A^2}{M^2}(1-\ln 2), \\ L_{1,2} &= \ln\frac{s}{m_{1,2}^2}, \\ c &= 2\int_0^1\frac{dx}{x}\left[-\frac{5+x}{2(1-x)^3}+\frac{5}{2}+\left(\frac{1+2x}{(1-x)^4}-1\right)\ln\frac{1}{x}\right] \approx 10.4565. \end{aligned} \tag{67}$$

Iki vektor mezonun emele gelmesi prosesinin amplitudu bele ifade olunur:

$$M_a^{Y_1Y_2\to Y_1Y_2V_1V_2} = s\frac{(Z_1Z_2\alpha^2)^2N_1N_2\mathcal{A}_1\mathcal{A}_2(M_{V_1}M_{V_2})^2g^2\pi^22^9}{\vec{q}^2+M_V^2}T(\vec{q}\vec{e}_1)(\vec{q}\vec{e}_2)C_2^{V_1}C_2^{V_2}, \tag{68}$$

burada

$$T = \frac{J(q_1^2, R_1)J(q_2^2, R_2)}{R_1 R_2} + \frac{J(q_1^2, \bar{R}_1)J(q_2^2, \bar{R}_2)}{\bar{R}_1 \bar{R}_2}, \tag{69}$$

$R_1 = q^2 + q_1^2 + M_1^2$, $R_2 = q^2 + q_2^2 + M_2^2$, $\bar{R}_1 = q^2 + q_1^2 + M_2^2$, $\bar{R}_2 = q^2 + q_2^2 + M_2^2$. M_V - virtual vektor mezonun kutlesidir.

Prosesin diferensial effektiv kesiyi uchun analitik ifade alinmishdir:

$$\frac{d\sigma_b^{(2)}}{dr_1^2 dr_2^2} = \frac{2^{10}\pi(z_1 z_2 \alpha^2 \alpha_s^2)^2 dx_1 dx_2}{x_1 x_2 M_{V_1} M_{V_2}} R(r_1^2) R(r_2^2) \frac{d\beta_1}{\beta_1} \frac{d\beta}{\beta} (\mathcal{A}_1 \mathcal{A}_2)^2 (C_2^{V_1} C_2^{V_2})^2 \times \left[\Phi + \bar{\Phi} + 2\cos^2\theta_{12} G\right] W, \tag{70}$$

$$W = \frac{d\vec{q}_1^{\,2}}{\vec{q}_1^{\,2}} \frac{d\vec{q}_2^{\,2}}{\vec{q}_2^{\,2}}, \qquad x_{1,2} = \frac{\vec{q}_{1,2}^{\,2}}{M_{V_1} M_{V_2}}. \tag{71}$$

Qeyd edek ki, iki vektor mezonun emele gelmesi prosesi, qarshiliqli tesirde olan ionlar arasinda iki fotonun ve iki glyuonun mubadileleri vasitesi ile bash verir.

Bir vektor mezonun yaranmasi prosesi ise, bir ve iki fotonun mubadilesi ile bash verir. Bele mubadileleri xarakterize etmek uchun ashagidaki formada funksiya alinmishdir:

$$P(x_1, x_2; \rho_1, \rho_2) = \int_0^\infty \frac{dx \cdot x^2}{(x+1)^2} \tau^2, \tag{72}$$

burada

$$\tau = \frac{i(x_1, r_1) i(x_2, r_2)}{r_1 r_2} + \frac{i(x_1, \bar{r}_1) i(x_2, \bar{r}_2)}{\bar{r}_1 \bar{r}_2}, \tag{73}$$

burada

$$i(x, r) = \frac{1}{2x - r} \ln \frac{r^2}{4x(r - x)}, \tag{74}$$

ve $r_1 = x + x_1 + \rho_1$, $r_2 = x + x_2 + \rho_2$, $\bar{r}_1 = x + x_1 + \rho_2$, $\bar{r}_2 = x + x_2 + \rho_1$, $\rho_1 = M_{V_1}^2 / M_V^2$, $\rho_2 = M_{V_2}^2 / M_V^2$. Diger formada alinan funksiyalar da bele tesvir olunur:

$$\begin{aligned}
\Phi(x_1, x_2; \rho_1, \rho_2) &= \int_0^\infty dx \left(\frac{j(r_1, r_2)}{r_1 r_2} \right)^2, \\
\bar{\Phi}(x_1, x_2; \rho_1, \rho_2) &= \int_0^\infty dx \left(\frac{j(\bar{r}_1, \bar{r}_2)}{\bar{r}_1 \bar{r}_2} \right)^2, \\
G(x_1, x_2; \rho_1, \rho_2) &= \int_0^\infty dx \frac{j(r_1, r_2) j(\bar{r}_1, \bar{r}_2)}{r_1 r_2 \bar{r}_1, \bar{r}_2},
\end{aligned} \tag{75}$$

burada

$$j(r_1, r_2) = \frac{1}{r_1 - r_2}\left[\frac{r_2}{2x - r_2}\ln\frac{r_2^2}{4x(r_2 - x)} - \frac{r_1}{2x - r_1}\ln\frac{r_1^2}{4x(r_1 - x)}\right]. \qquad (76)$$

Netice kimi qeyd etmek lazimdir ki, P ve Φ funksiyalari tedqiq olunmush ve x_1 ve x_2 -den asilliqlarinin uch olchulu formada cedvel qurukmushdur.

XIII. ALTERNATIVE WAY OF DESCRIBING HADRONIC PROCESSES WITHIN THE PARTON MODEL

Ilk defe kvark-parton modeli R.Feynman terefinden derin-qeyri-elastic fenomenine esaslanaraq verilmishdir. Amma adronlarin (nuklonlarin) qurulushunu oyrenmek uchun tedqiq edilen proseslerden biri de yuksek enerjili protonlarin (adronlarin) bir-birleri ile qarshiliqli tesiridir. Bele meselelerde ortaya chixan problemlerden biri de protonun teshkil etdiyi kvarklarin ve hemin kvarklarin shualandirdigi glyuonlarin sixliq funksiyalarini mueyyen etmekdir. Bunun uchun movcud olan metodlardan en esasi Altarelli-Parisi evalyusiya tenliyidir! Amma biz alternativ metod vermekle kvarklarin ve gluonlari sixliq funksiyasi ushun evalyusiya tenliyi vermushuk. Yeni, yeni metod vermekle biz, kvarkin gluona ve kvarkin anti-kvarka, gluonun kvarka ve gluonun anti-kvarka, ve anti-kvarkin kvarka ve anti-kvarkin gluona kechmesini xarakterize eden evalyusiya tenlikleri vermushuk. Bunun uchun yuksek enerjilerde protonun protonla toqqushmasi neticesinde, kvarklar, gluonlar cutlerinin ve hemchinin yuklu Higgs bozonun t-kvarki ile birlikde (tH^-) emele gelmesi proseslerini tedqiq etmushuk.

Kvant xromodinamikasinda yuksek enerjili protonun protonla qarshiliqli tesiri neticesinde zerreciklerin (partonlarin) emele gelme mexanizminin yeni usulu tetbiq edilmishdir.
Qeyd etmek lazimdir ki, kvark - antikvark cutlerinin emele gelmesi prosesine Tevatron enerjisinde (1.8 TeV) baxilaraq, nezeri alinan qiymetler CDF ve D0 eksperimentleri ile muqayise olunmushdur.
Bundan bashga butun proseslere 7 TeV (ATLAS, CMS - LHC) enerjisinde baxilaraq uygun qrafikler qurulmushdur.

Bele proseslere baxilmishdir: $q\bar{q} \to q\bar{q}$, $qq \to qq$, $q\bar{q}' \to q\bar{q}'$, $qq' \to qq'$, $q\bar{q} \to gg$, $gg \to q\bar{q}$, $gg \to gg, qg \to qg$. Burada esas meqsed ondan ibaretdir ki, toqqushan zerreciklerden, meselen, birinden, kvark glyuona chevrilir ve yaranan glyuon ise bashga tipli kvarka (antikvarka) chevrilir. Hemchinin, toqqushan zerreciklerin birinden glyuon shualanir ve bu da oz novbesinde kvarka (antikvarka) chevrilir. Eyni zamanda bu proses toqqushan zerreciklerin ikincisinden de bash verir, yeni, her iki protondan eyni zamanda bu proses bash verir. Yeni mexanizm bele olur:

$$G^g \to D^q \to G^g, \quad D^q \to G^g \to D^q$$

Burada G^g, $D^{q,\bar{q}}$ - glyuonun ve kvarkin (anti-kvarkin) fragmentasiya funksiyalaridir, ve bu funksiyalarin ashkar formalari Altarelli - Parizi tenliyinin hellinden teyin olunur, ve ashagidaki formada tesvir olunur:

$$\begin{aligned} D^q\left(x,\beta_q\right) &= 2\beta_q\left(1-x\right)^{2\beta_q}\left[\frac{1}{1-x}\left(1+\frac{3}{2}\beta_q\right)-\frac{1}{2}\left(1+x\right)\right]+O\left(\beta_q^2\right), \\ xG^g\left(x,\beta_g\right) &= 2\beta_g\left(1-x\right)^{2\beta_g}\left(\frac{1}{1-x}\left(1+\frac{11}{6}\beta_g\right)-2x+x^2\left(1-x\right)\right)+O\left(\beta_g^2\right). \end{aligned} \tag{77}$$

burada

$$\begin{aligned} \beta_q &= C_F\frac{\alpha_s}{2\pi}\left(\ln\left(\frac{s}{m^2}\right)-1\right); \qquad \beta_q' = C_F\frac{\alpha_s}{2\pi}\left(\ln\left(\frac{Q^2}{m^2}\right)-1\right); \\ \beta_g &= 2C_V\frac{\alpha_s}{2\pi}\left(\ln\left(\frac{s}{m^2}\right)-1\right); \qquad \beta_g' = 2C_V\frac{\alpha_s}{2\pi}\left(\ln\left(\frac{Q^2}{m^2}\right)-1\right). \end{aligned} \tag{78}$$

Umumi proses bele tesvir olunur:

$$p+p\to jet_1+jet_2+F^{ab}, \quad a+b\to F^{ab}$$

F^{ab}- berk alt-prosesdir.

Bu prosesin diferensial effekti kesiyi bele ifade olunur:

$$\begin{aligned} d\sigma_{pp\to F+X} &= \int_0^1 dx_1\int_0^1 dy_1\sum_{a_1}W_{a_1}(x_1)\sum_{b_1}D_{a_1}^{b_1}(x_1y_1,\beta_{b_1})\,K_{a_1}\times \\ &\times \int_0^1 dx_2\int_0^1 dy_2\sum_{a_2}W_{a_2}(x_2)\sum_{b_2}D_{a_2}^{b_2}(x_2y_2,\beta_{b_2})\,K_{a_2}\times \\ &\times\ d\hat{\sigma}^{b_1b_2\to F}\big(\hat{s},\hat{t},\hat{u}\big)\,\Theta\left(z-z_{th}\right), \qquad z=x_1y_1x_2y_2, \end{aligned} \tag{79}$$

burada $W^a\left(x\right)$ bashlangij haldaki partonlarin (kvarklarin, anti-kvarklarin ve glyuonlarin) proton daxilindeki paylanma funksiyalaridir.

Bundan bashga, yuklu Higgs bozonunun top kvarkla birlikde yaranma prosesine de baxilmishdir. Bu proses bele tesvir olunur:

$$p + p \to t + H^- + jet_1 + jet_2 + jet_3 + jet_4 \tag{80}$$

Alt proses kimi

$$b + g \to t + H^-. \tag{81}$$

baxilmishdir.

Prosesin umumi diferensial effektiv kesiyi bele ifade olunur:

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}^{bg\to tH^-}}{d\cos\hat{\theta}} &= \frac{\sigma_0}{\hat{s}} \left\{ \frac{\hat{s}+\hat{t}-M_{H^-}^2}{2\hat{s}} - \frac{m_t^2\left(\hat{u}-M_{H^-}^2\right)+M_{H^-}^2\left(\hat{t}-m_t^2\right)+\hat{s}\left(\hat{u}-m_t^2\right)}{\hat{s}\left(\hat{u}-m_t^2\right)} \right. \\ & \left. - \frac{m_t^2\left(\hat{u}-M_{H^-}^2-\hat{s}/2\right)+\hat{s}\hat{u}/2}{\left(\hat{u}-m_t^2\right)^2} \right\}, \end{aligned} \tag{82}$$

burada

$$\hat{s} = \left(p_b + p_g\right)^2, \qquad \hat{t} = \left(p_b + p_t\right)^2, \qquad \hat{u} = \left(p_b + p_{H^-}\right)^2, \tag{83}$$

$$\sigma_0 = \frac{\pi\alpha\alpha_s\left(m_b^2\tan^2\beta + m_t^2\cot^2\beta\right)}{6\, M_W^2 \sin^2\theta_W}. \tag{84}$$

Bu prosese Minimal SuperSymmetric Standard Model (MSSM) cherchivesinde baxilmishdir. Burada $\tan\beta = 40$ and $\alpha_s = 0.1$ qebul edilmishdir, ve $\sigma_0 \approx 0.06$ hesablanaraq alinmishdir. Yuklu Higgs bozonunun top kvarkla emele gelmesi prosesinin (6 jet) diferensial effektiv kesiyi bele ifade olunur.

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{pp\to tH^-+jjjj}}{d\cos\theta} &= \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dy_1 \int_0^1 dx_2 \int_0^1 dy_2\ \theta\left(z - z_{th}\right) \frac{d\hat{\sigma}^{bg\to tH^-}}{d\cos\hat{\theta}} \frac{x_2^2y_2^2 - x_1^2y_1^2}{\left(x_2y_2 + x_1y_1\cos\theta\right)^2} \times \\ &\times \Big(W_u\left(x_1\right) D^{q'}(x_1y_1, \beta_q)\, K_q + W_d\left(x_1\right) D^{q'}(x_1y_1, \beta_q)\, K_q + W_g\left(x_1\right) G^q(x_1y_1, \beta_g)\, K_g\Big) \times \\ &\times \Big(W_u\left(x_2\right) D^g(x_2y_2, \beta_q)\, K_q + W_d\left(x_2\right) D^g(x_2y_2, \beta_q)\, K_q + W_g\left(x_2\right) G^g(x_2y_2, \beta_g)\, K_g\Big). \end{aligned} \tag{85}$$

Yuxarida gosterilen butun proseslere yuksek enerjilerde baxilmishdir (TEVATRON - Fermilab ve LHC - CERN) ve yaranan zerreciklerin emele gelmesi mexanizmi tedqiq olunmushdur.

Butun proseslerin tam kesikleri hesablanmishdir.

Bele bir kemiyyet qebul edilerek, yeni

$$F_H(\theta) = \frac{1}{\sigma_0}\frac{d\sigma_{pp\to tH^-+jjjj}}{d\cos\theta}, \tag{86}$$

butun prosesler uchun $F_H(\theta)$ parametrinin sepilme bucagindan asilliqlari qrafiki qurulmushdur.

Eyni zamanda kvark - antikvark cutlerinin emele gelmesi prosesine Tevatron enerjisinde (1.8 TeV) baxilaraq, nezeri alinan qiymetler CDF ve D0 eksperimentleri ile muqayise olunmushdur.
Bundan bashga butun proseslere 7 TeV (LHC) enerjisinde baxilaraq uygun qrafikler qurulmushdur.

XIV. TWO-PION PRODUCTION IN ELECTRON-POLARIZED PROTON SCATTERING.

Nuklonun (protonun) spinleshmish qurulushunu tedqiq etmek usullarindan biri de electonun polyarlashmish protondan sepilmesi prosesini oyrenmekdir. Tecrubede ise Almaniyada HERMES ve ZEUS (DESY) eksperimentlerinde, ve COMPASS (CERN) aparilan eksperimentinde esas meselelerden biridir. Bununla elaqedar olaraq bu meseleye nezeri usullarla baxilmishdir.
Hemin mesele bele tesvir olunur:
Bu ishde elektronun polyarlashmish protondan sepilmesinde iki pion cutlerinin emele gelmesi prosesi tedqiq olunmushdur. Weizsäcker - Williams yaxinlashmasinda prosesin differensial spektral paylanmasina ve spin-impuls korrelyasiyasina baxilmishdir. Iki muxtelif kanalla $\pi^+\pi^-$ ve $\pi^+\pi^0$ cutlerinin emele gelmesi prosesi oyrenilmishdir. Polyarlashma ve qeyri-polyarlashma hallarinda her iki proseslerin enerji dashiyicilarindan asilliginin spektral paylanmasi uchun analitik ifadeler alinmishdir, ve uygun grafikler qurulmushdur.

Yarim-inklyuziv derin-qeyri elastiki sepilme halinda elektronun protondan sepilmse prosesinde 2π cutunun yaranmasinda protonu polyarlashma vektoru ile pionun enine impulsu arasindaki azimutal korrelyasiya tedqiq olunmushdur. Umumiyyetle, Yarim-inklyuziv derin-qeyri elastiki sepilme proseslerinde ($ep \to eN\pi\pi$) elektronun ireli sepilmesi halinda 2π cutunun emele gelmes uchun iki muxtelif mexanizm movcuddur. Bunlardan biri, "iki fotonlu mexanizm"adlanir ki, bu da bundan ibaretdir ki, bele alt prosesden ibaret olan $\gamma\rho \to 2\pi$

real elektron foton shualandirir, ve nuklon da oz novbesinde ρ mezon shualandirir. Diger usul ise, "Compton mexanizmi"adlanir. Bu mexanizm bele tesvir olunur: foton bilavasite protonla qarshiliqli tesirde olur ve bunun neticesinde ρ mezon emele gelir, ve bu da pionlar curune parchalanir.

Prosesin kinematikasi protonun fraqmentasiya oblastina uygun olaraq yazilmishdir. Bundan elave, araliq hallarda barion rezonansini aradan chixartmaq uchun biz qebul edirik ki, emele gelen zerreciklerin($N2\pi$) invariant kutleleri chox azdir.

Yuxarida qeyd etdiyimiz ki, $\pi^+\pi^-$ ve $\pi^+\pi^0$ cutlerini emele gelmesine iki muxtelif kanalla baxilmishdir.

Bele kinematik oblastda, biz ashagi enerjili pion-nuklon qarshiliqli tesir nezeriyyesinden istifade etmishik.

Bu ishde biz, $(p\pi\pi)$ ve $(n\pi\pi)$ sisteminde Dalitz paylanmasina esaslanaraq Yarim-inklyuziv derin-qeyri elastiki sepilmesinde ayri-ayriliqda iki muxtelif mexanizmin oyrenilmesine baxmishiq.

Bunun uchun bu proseslerde polyarlashma emsalinin qeyri-polyarlashma emsalina nisbetine baxilir. Bunun uchun de biz, sonuncu hallarda $(p\pi\pi)$ ve $(n\pi\pi)$ sisteminde Dalitz paylanmasini olchmekle Yarim-inklyuziv derin-qeyri elastiki sepilme proseslerini oyrenmek uchun asili olmayan metod teklif etmishik.

HERMES ve ZEUS eksperimentlerine esaslanaraq, bu ishde bizim meqsedimiz elektronun polyarlashmish protondan sepilmesi neticesinde $(p\pi\pi)$ ve $(n\pi\pi)$ cutlerinin muxtelif mexanizmlerle emele gelmesi prosesine baxilmishdir.

Proses bele tesvir olunur:

$$e^-(p_1) + p(p) \ \rightarrow \ e^-(p_1') + N(p') + \pi_i(r_1) + \pi_j(r_2); \ \ \pi_i = \pi_+, \pi_-, \pi_0, \tag{87}$$

eger elektron ireli sepilirse, onda prosesin kinematikasi bele olar,

$$\begin{aligned} s = 2pp_1 >> |q^2|, \ q = p_1 - p_1', \ p^2 = p'^2 = M^2, \ r_1^2 = r_2^2 = m^2, \\ s_1 = (p' + r_1 + r_2)^2 - M^2 << s, \end{aligned} \tag{88}$$

Sudakov parametrlerinden istifade etsek, onda virtual halin impulslarini bele yazmaq olar,

$$\begin{aligned} &\tilde{p}_1 = p_1 - p\frac{m_e^2}{s}; \qquad \tilde{p} = p - p_1\frac{M^2}{s}, \\ &\tilde{p}_1^2 = O\left(m_e^4\frac{M^2}{s^2}\right); \qquad \tilde{p}^2 = O\left(m_e^4\frac{M^4}{s^2}\right), \\ &2\tilde{p}\tilde{p}_1 = s; \qquad 2p\tilde{p} = M^2; \qquad 2p_1\tilde{p}_1 = m_e^2. \end{aligned} \tag{89}$$

Qebul etsek ki, $\tilde{p}^2 = \tilde{p}_1^2 = 0$, ve daxili zerreciklerin (virtual halin) impulslarindan istifade etmekle, ve Sudakov parametrlerinden istifade etmekle zerreciklerin impulslarini bele yazmaq olar:

$$\begin{aligned} q &= \alpha\tilde{p} + \beta\tilde{p}_1 + q_\perp; \\ r_i &= x_i\tilde{p} + \beta_i\tilde{p}_1 + r_{i\perp}; \\ p_1' = p_1 - q; p' &= x\tilde{p} + \beta\tilde{p}_1 + q_\perp, \end{aligned} \tag{90}$$

burada $q_{i\perp}p = q_{i\perp}p_1 = 0$ ve $q_{i\perp}^2 = -\vec{q}_i^2$ qebul edilir. Ashagidaki shertler qebul edilir:

$$x + x_1 + x_2 = 1; \vec{q} = \vec{p}' + \vec{r}_1 + \vec{r}_2; \beta = \beta' + \beta_1 + \beta_2 - \frac{M^2}{s}. \tag{91}$$

$p_1'^2 - m_e^2 = 0$ shertini qebul etsek, onda biz oturulme 4-olchulu impulsu ve tam enerji uchun bele ifade alariq:

$$\begin{aligned} q^2 = -\frac{1}{1-\beta}[\vec{q}^2 + q_0^2], q_0^2 = m_e^2\beta^2 = m_e^2(\frac{s_0}{s})^2, \\ s_0 = s\beta = \frac{1}{x_1}[\vec{r}_1^2 + m^2] + \frac{1}{x_2}[\vec{r}_2^2 + m^2] + \frac{1}{x}[(\vec{r}_1 + \vec{r}_2)^2 + (1-x)M^2]. \end{aligned} \tag{92}$$

Umumi formada prosesin matrix elementini (amplitudunu) Born yaxinlashmasinda bele yazmaq olar:

$$\begin{aligned} M^{ep\to eN2\pi} &= \frac{8\pi s\alpha}{q^2}N_e M_h^i, \qquad i = \pi^+\pi^-, \pi^+\pi^0, \\ M_h^i &= \frac{1}{s}\bar{u}(p')p_1^\nu O_\nu(q)u(p,a), \\ N_e &= \frac{1}{s}\left[\bar{u}(p_1')\gamma_\mu u(p_1)\right]\tilde{p}^\mu. \end{aligned} \tag{93}$$

Zerreciklerin son hallarda yerleshdiyi faza hecmi uchun bele ifade aliriq:

$$d\Gamma = (2\pi)^{-8}\frac{d^3p_1'}{2E_1'}\frac{d^3p'}{2E'}\frac{d^3q_1}{2E_1}\frac{d^3q_2}{2E_2}\delta^4(p + p_1 - p' - p_1' - q_1 - q_2). \tag{94}$$

Bir neche parametrler uzre inteqrallama apardiqdan ve bezi evezlemeler etdikden sonra faza hecmi uchen bele ifade alariq:

$$d\Gamma = (2\pi)^{-8}\frac{dx_1dx_2}{8sxx_1x_2}d^2\vec{q}d^2\vec{r}_1^2 d^2\vec{r}_2. \tag{95}$$

Bezi chevirmeleri apardiqdan sonra prosesin differensial kesiyi uchun ashagidaki umumi ifadeni alariq:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_i}{dx_1dx_2} &= \sigma_0\frac{S_i}{s_0^2}\frac{dx_1dx_2d^2\vec{q}_1d^2\vec{q}_2}{xx_1x_2\pi^2}, \\ \sigma_0 &= \frac{\alpha^2G^2}{64M^2\pi^3}(L-1), \end{aligned} \tag{96}$$

burada

$$S_i = \frac{M^2}{4} Tr(\hat{p}' + M)\vec{O}(\hat{p} + M)(1 - \gamma_5 \hat{a})\vec{O}^*. \tag{97}$$

Indi konkret olaraq $\pi^+\pi^-$ cutunun emele gelmesine baxaq.

Bu prosesde foton ve ρ -mezon mubadilesi ile $\pi^+\pi^-$-cutunun emele gelmesinin amplitudunu (matrix elementi) bele yazmaq olar:

$$\begin{aligned} M_1 &= \frac{1}{q_1^2 - M_\rho^2} \left[\bar{u}(p')\gamma^\rho u(p)\right] \times \\ &\times \left\{ \frac{((2q_- - q), e)(-2q_+ + q_1)_\rho}{(q - q_-)^2 - m^2} + \frac{(2q_- - q_1)_\rho ((-2q_+ + q), e)}{(q - q_+)^2 - m^2} - 2e_\rho \right\}, \end{aligned} \tag{98}$$

Eger bu prosede $\pi^+\pi^-$ cutunun emele gelmesine alt proses olaraq Compton sepilmesi kimi baxsaq, onda prosesin amplitudu bele olar:

$$M_2 = \frac{1}{q_2^2 - M_\rho^2 + i\Gamma_\rho M_\rho} \left[\bar{u}(p') \left\{ \hat{e} \frac{\hat{p}' - \hat{q} + M}{(p' - q)^2 - M^2} \hat{v} + \hat{v} \frac{\hat{p} + \hat{q} + M}{(p + q)^2 - M^2} \hat{e} \right\} u(p) \right], \tag{99}$$

burada $q_2 = q_+ + q_-, v = -q_+ + q_-$.

Indi $\pi^+\pi^0$ cutunun emele gelmesine baxaq.

Alt proses kimi bunu bele tesvir etmek olar: $\gamma^*(q) + p(p) \to n(p')\pi_+(q_+)\pi_0(q_0)$. Bu alt proses Compton tipli sepilmedir, ve bu prosesin amplitudu bele olar:

$$M_1 = \frac{1}{(q_+ + q_0)^2 - M_\rho^2 + i\Gamma_\rho M_\rho} \left[\bar{u}(p')(\hat{q}_0 - \hat{q}_+) \frac{\hat{p} + \hat{q} + M}{(p + q)^2 - M^2} \hat{e} u(p) \right], \tag{100}$$

Eger mubadile virtual fotonla ve ρ-mezonu ile bash verirse, onda amplitudlari bele yazmaq olar:

$$\begin{aligned} M_2 &= \frac{\bar{u}(p')\gamma_\rho u(p)}{\left((q_+ + q_0)^2 - M_\rho^2\right)\left((q_+ + q_0 - q)^2 - M_\rho^2\right)} \\ &\times \left[e v_+ (-q_+ - q_0 - q)_\rho + v_{+\rho}(2q_+ + 2q_0 - q)\, e + e_\rho v_+ (2q - q_+ - q_0) \right], \\ M_3 &= -\frac{\bar{u}(p')(-\hat{q}_+ + \hat{q}_0 + \hat{q})u(p)e(-2q_+ + q)}{\left((q_+ + q_0)^2 - M_\rho^2\right)\left((q_+ - q)^2 - m^2\right)}; \\ M_4 &= \frac{\bar{u}(p')\hat{e}u(p)}{(q_+ + q_0 - q)^2 - M_\rho^2}, \qquad v_+ = -q_+ + q_0. \end{aligned}$$

Umumi amplitud bele olacaq:

$$M_{+0} = M_1 + M_2 + M_3 + M_4, \tag{101}$$

Son halda yaranan $\pi^+\pi^-$ ve $\pi^+\pi^0$ cutlerinin emele gelmesinin pionlarin enerji dashiyicilarindan asilliginin Dalitz paylanmasi uchun ashagidaki ifade alinmishdir:

$$\frac{d\sigma}{dx_1 dx_2} = \sigma_0 F_i^{\mathrm{unp}}(x_1, x_2), \tag{102}$$

$F_i^{\mathrm{unp}}(x_1, x_2)$ funcsiyasi bele tesvir olunur:

$$F_i^{\mathrm{unp}}(x_1, x_2) = \int \frac{d^2\vec{q}_1}{\pi}\frac{d^2\vec{q}_2}{\pi} x x_1 x_2 \frac{S_i}{s_0^2}. \tag{103}$$

Umumi halda, hem polyarlashma ve he de qeyri-polyarlashma hallarinda ve azimutal bucagi da nezere almaqla Dalitz paylanmasi uchun ashagidaki formada analitik ifade alinmishdir:

$$\int d\left|\vec{q}_1\right| \int \frac{d^2 q_2}{\pi} x x_1 x_2 \frac{S_i}{s_0^2} = |\vec{a}| \sin\psi \; F_i^{\mathrm{pol}}(x_1, x_2) + F_i^{\mathrm{unp}}(x_1, x_2). \tag{104}$$

Uygun olaraq $F_i^{\mathrm{unp}}(x_1, x_2)$ ve $F_i^{\mathrm{pol}}(x_1, x_2)$ funksiyalarinin pionlarin enerji dashiyicilarindan asilliq qrafileri (enerji dashiyijilarinda biri fikse olunur) qurulmushdur, ve bu funksiyalarin enerji dashiyicilarinin her ikisini eyni vaxtda beyisherek, hesablanmish ve uygug cedveller qurulmushdur. alinan neticeler HERMES ve COMPASS experimentinde istifade oluna biler.

XV. FINAL STATE EMISSION RADIATIVE CORRECTIONS TO THE PROCESS $e^+e^- \to \pi^+\pi^-(\gamma)$ CONTRIBUTION TO MUON ANOMALOUS MAGNETIC MOMENT.

Elementar zerrecikler fizikasinda bu gune qeder problem meselelerden biri de muonun anomal maqnit momenti ile elaqedardir. Daha dogrusu muonun anomal maqnit momentinin adrona verdiyi elaveni deqiq hesablamaqdir. Bu meseleni tedqiq etmek uchun biz electron-positron annihilyasiyasinda yuklu pi-mesonlar cutunun emele gelmesine radiaktiv fotonun shualanmasinin verdiyi duzelishleri oyrenmekle muonun anomal maqnit momentinin adrona verdiyi elave haqqinda melumat vere bilerik. Tecrubede ise bir neche eksperimentlerde, meselen, BELLE-KEK (Japan), BABAR - SLAC (Stanford) eksperimentlerinde oz tesdiqini tapmishdir.

Mesele bundan ibaretdir:

Bu ishde elektron-pozitron cutunun annihilyasiyasi zamani yaranan yuklu pi-mezonlar cutune radiasiya duzelishlerinin ve ashagi tertibli nuvelere de duzelishleri nezere almaqla mu-mezonun anomal maqnit momentinine elaveni analitik hesablanmasi teqdim olunur.

Netice etibari ile, eger pi-mezonun kutlesini nezere almasaq, onda anomal maqnit momenti uchun $a_{point} = a^{(1)}_{point} + \Delta a_{point}$, $a^{(1)}_{point} = 7.0866 \cdot 10^{-9}$; $\Delta a_{point} = -2.4 \cdot 10^{-10}$ alariq. Eger Nambu-Jona-Lasinio modelinde pi-mezonun form-factorunu nezere alsaq, onda anomal maqnit momenti uchun $a_{NJL} = a^{(1)}_{NJL} + \Delta a_{NJL}$, $a^{(1)}_{NJL} = 5.48 \cdot 10^{-8}$; $\Delta a_{NJL} = -3.43 \cdot 10^{-9}$ alariq.

Melumdur ki, adronlarin muonun anomal maqnit momentine - $a_\mu = (g-2)/2$ verdiyi pay, texminen 73 % teshkil edir.

$$a_\mu = \frac{1}{4\pi^3} \int\limits_{4m_\pi^2}^{\infty} ds \sigma_B^{e^+e^- \to \pi^+\pi^-}(s) K^{(1)}(\frac{s}{M^2}), \tag{105}$$

burada $\sigma_B(s)$ Born yaxinlashmasinda tam kesikdir, ve nuve ise bele tesvir olunur:

$$K^{(1)}(\frac{s}{M^2}) = \int\limits_0^1 dx \frac{x^2(1-x)}{x^2 + \frac{s}{M^2}(1-x)}, \tag{106}$$

burada M muonun kutlesidir, bu, sade $e^+e^- \to \gamma^* \to \pi^+\pi^-$ prosesini nezere almaqla, halbuki araliq ρ, ω yungul vektor mezonlarinin mexanizminden pionlar cutunun yaranmasi ile elaqedar olaraq 60% sehfle qeyri-mueyyenliyin olmasindan emele gelir.

Ona gore de $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ reaksiyasinin eksperimental neticelerinden istifade etmek "tebii"gorunur. Amma, tam effektiv kesiyin eksperimental mushahide olunmasi, hem virtual, ve hem de bashlangic halda yerleshen elektronun ve pozitronun shualandirdigi real fotonlari, ve imkan daxilinde bashlangic ve son hallarda shualanan zerreciklerin reaksiyalarinin amplitudlarinin interferensiyalarini da oz daxilinde birleshdirir. Ancaq, reaksiyanin son halinda $\pi^+\pi^-$ cutunun emele gelmesinde real fotonun shualanmasinin radiasiya hissesi bir virtul fotonlu polyarizasiya operatoruna birleshe biler, ve $\sigma^{e^+e^- \to hadrons}(s) = ((4\pi\alpha)^2/s) Im\Pi(s)$. Polyarizasiya operatotu virtual fotonun mexsusi enerji tenzorunu enine hissesi kimi teyin olunur, $\Pi_{\mu\nu}(q) = (q_\mu q_\nu - q^2 g_{\mu\nu})\Pi(q^2)$, ve dispersiye munasibe vasitesi ile tetbiq olunur,

$$\Pi(q^2) = -\frac{q^2}{\pi} \int\limits_{4m^2}^{\infty} \frac{ds}{s} \frac{Im\Pi(s)}{q^2 - s}, \tag{107}$$

burada m pionun kutlesidir.

Bir-petleli kulunimasiya funksiyasinda virtual fotonun Green funksiyasini polyarizasiya operatoru ile evez etsek

$$-i\frac{g_{\mu\nu}}{q^2} \to -\frac{1}{\pi}\int\limits_{4m^2}^{\infty}\frac{ds}{s}Im\Pi(s)\frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2-s}, \tag{108}$$

ashagi tertiblerde anomal maqnit momenti uchun bele ifade alariq

$$a_\mu^{(1)} = \frac{\alpha^2}{3\pi^2}\int\limits_{4m^2}^{\infty} ds\frac{R(s)K^{(1)}(s/M^2)}{s}, \quad R(s) = \frac{3s}{4\pi\alpha^2}\sigma^{e^+e^-\to had.}(s), \tag{109}$$

ashagi tertibli nuve ise bele yazilir,

$$K^{(1)}(s/M^2) = \int\limits_0^1 dx\frac{x^2(1-x)}{x^2+(1-x)(s/M^2)}. \tag{110}$$

Kutle-merkezi sisteminde ashagidaki prosese baxilmishdir:

$$e^+(p_+) + e^-(p_-) \to \pi^+(q_+) + \pi^-(q_-), \tag{111}$$

heyecanlanma nezeriyyesinin ashagi tertiblerinde diferensial effektiv kesik uchun bele analitik ifade alatiq:

$$\frac{d\sigma}{dc} = \frac{\pi\alpha^2\beta^3}{4s}(1-c^2); \quad \sigma(s) = \frac{\pi\alpha^2\beta^3}{3s}, \quad \beta = \sqrt{1-\frac{4m^2}{s}}, \tag{112}$$

burada, $s = (p_+ + p_-)^2 = 4E^2$ - tam enerjinin kvadratidir, $c = \cos\theta$ ve θ bashlangic elektronla yuklu pionun hereket istiqametleri arasindaki bucaqdir.

Bunlari nezere alsaq muonun anomal maqnit momenti uchun ashagidaki ifadeni alariq,

$$a_\mu^{(1)} = \frac{\alpha^2\rho^2}{6\pi^2}\int\limits_0^1 dx x^2(1-x)\int\limits_0^1\frac{d\beta\beta^4}{4(1-x)+x^2\rho^2(1-\beta^2)}, \qquad \rho = \frac{M}{m}. \tag{113}$$

Hesablamalari aparsaq, onda bunun ededi qiymeti bele olar, $a_\mu^{(1)} = 7.08665 \times 10^{-9}$.

Eger heyecanlanma nezeriyyesinin novbeti tertibini nezere alsaq, yeni, tam kesiyi bele evez etsek, $\sigma(s) \to \sigma(s)(1+\delta(s))$, $\delta(s)$ - tam kesiye verilen elavedir. Onda anomal maqnit momenti uchun bele ifade alariq:

$$a_\mu = \frac{1}{4\pi^3}\int\limits_{4m^2}^{\infty} ds\sigma(s)(1+\delta(s))[K^{(1)}(s/M^2) + \frac{\alpha}{\pi}K^{(2)}(s/M^2)]. \tag{114}$$

Virtual fotonun shualanmasi:

Virtual fotonun verdiyi duzelisleri bashlamaq uchun, biz yuklu pionun xarici sahede sepilmesi uchun birinci kuluminaiya funksiyasini tapmaliyiq.

$\pi^-(p_1)+\gamma^*(q)\to\pi^-(p_2)$ prosesinin kuluminasiya funksiyasi bele formada olar:

$$\Gamma_\mu=\frac{\alpha}{4\pi}\int\frac{N_\mu dk}{(k)(1)(2)},\ \ (k)=k^2-\lambda^2;\ \ (1)=k^2-2p_1k;\ \ (2)=k^2-2p_2k,$$
$$dk=\frac{d^4k}{i\pi^2},\ \ N_\mu=(p_1+p_2-2k)_\mu(2p_1-k)_\lambda(2p_2-k)^\lambda. \tag{115}$$

Petle impulslari uzre inteqrallamani yerine yetirdikden sonra, kuluminasiya funksiyasi uchun bele ifade alariq,

$$\Gamma_\mu^{un}=\frac{\alpha}{4\pi}(p_1+p_2)_\mu F^{un}(q^2),$$
$$F^{un}(q^2)=(2m^2-q^2)\int\limits_0^1\frac{dx}{q_x^2}[\ln\frac{m^2}{\lambda^2}+\ln\frac{q_x^2}{m^2}-1]+3+\ln\frac{\Lambda^2}{m^2},$$
$$p_1^2=p_2^2=m^2,\ \ q_x=p_1x+p_2(1-x),\ \ q_x^2=m^2-x(1-x)q^2,\ \ q=p_2-p_1. \tag{116}$$

Yeni deyishenler daxil etsek ve

$$\int\limits_0^1\frac{dx}{q_x^2}=\frac{2\theta}{m^2(1-\theta^2)}\ln\frac{1}{\theta},$$
$$\int\limits_0^1\frac{dx}{q_x^2}\ln\frac{q_x^2}{m^2}=\frac{2\theta}{m^2(1-\theta^2)}[\frac{1}{2}\ln^2\theta-2\ln\theta\ln(1+\theta)-2Li_2(-\theta)-\frac{\pi^2}{6}], \tag{117}$$

bunu nezere alsaq, onda kuluminasiya funksiyasi uchun bele ifade alariq,

$$\begin{aligned}\Gamma_\mu(p_1,p_2)&=\frac{\alpha}{\pi}(p_1+p_2)_\mu\left[(\ln\frac{m}{\lambda}-1)(\frac{1+\theta^2}{1-\theta^2}-ln\frac{1}{\theta}-1)+\right.\\&+\left.\frac{1+\theta^2}{4(1-\theta^2)}[\ln^2\theta-4\ln\theta\ln(1+\theta)-4Li_2(-\theta)-\frac{\pi^2}{3}\right].\end{aligned} \tag{118}$$

Bundan istifade etmekle yuxarida gosterilen proses uchun tam kesiyin ifadesi bele olar:

$$\Delta_V\sigma(s)=\frac{2\alpha^3\beta^3}{3s}[(-1+\frac{1+\beta^2}{2\beta}L)\ln\frac{\lambda}{m}+F_V(\beta)], \tag{119}$$

burada

$$F_V(\beta)=-1+\frac{1+\beta^2}{2\beta}[L-\frac{1}{4}L^2+\frac{1}{3}\pi^2+Li_2(\frac{1-\beta}{1+\beta})-L\ln\frac{2\beta}{1+\beta}]. \tag{120}$$

Yumshaq fotonun shualanmasi:

Yumshaq real fotonun verdiyi elavete baxaq. Bu bele ifade olunur:

$$\Delta_S\sigma = -\frac{\alpha}{4\pi^2}\sigma_B(s)\int' \frac{d^3k}{\omega}\left(\frac{q_-}{q_-k} - \frac{q_+}{q_+k}\right)^2, \tag{121}$$

burada $\omega = \sqrt{\vec{k}^2 + \lambda^2} < \Delta E$ ve $\Delta E << E$ olmasi qebul olunur.

Eger bele munasibetlerden istifade etsek,

$$\frac{\alpha}{4\pi^2}\int' \frac{d^3k}{\omega}\frac{m^2}{(q_-k)^2} = \frac{\alpha}{\pi}[\ln\frac{2\Delta E}{\lambda} - \frac{1}{2\beta}L], \qquad L = \ln\frac{1+\beta}{1-\beta}, \tag{122}$$

$$\frac{\alpha}{4\pi^2}\int' \frac{d^3k}{\omega}\frac{(q_+q_-)}{(q_+k)(q_-k)} = \frac{\alpha}{\pi}\frac{1+\beta^2}{2\beta}[\ln\frac{2\Delta E}{\lambda}L + J(\beta)], \tag{123}$$

burada

$$J(\beta) = Li_2(-\beta) - Li_2(\beta) + Li_2(\frac{1+\beta}{2}) - \frac{1}{4}L^2 + \frac{1}{2}\ln^2(\frac{1+\beta}{2}) - \frac{1}{12}\pi^2, \tag{124}$$

bu shertleri nezere alsaq, onda effektiv kesiye verilen elave bele olar:

$$\Delta_S\sigma(s) = \frac{2\alpha^3\beta^3}{3s}[(-1 + \frac{1+\beta^2}{2\beta}L)\ln\frac{2\Delta E}{\lambda} + F_S(\beta)],$$
$$F_S(\beta) = -\frac{1}{2\beta L} + \frac{1+\beta^2}{2\beta}J(\beta). \tag{125}$$

Berk real fotonun shualanmasi:

$\omega > \Delta E$ sherti daxilinde berk fotonun verdiyi elaveye baxaq. Prosesin amplitudu bele olar:

$$M = \frac{(4\pi\alpha)^{3/2}}{s}J^\mu T_{\mu\nu}e(k)^\nu, \tag{126}$$

burada $e(k)$ fotonun polyarizasiya vektorudur, $J^\mu = \bar{v}(p_+)\gamma^\mu u(p_-)$ ise leptonlarin tenzorudur, ve

$$T_{\mu\nu} = \frac{1}{2(q_-k)}(2q_- + k)_\nu(Q+k)_\mu + \frac{1}{2(q_+k)}(-2q_+ - k)_\nu(Q-k)_\mu - 2g_{\mu\nu}. \tag{127}$$

Amplitudun kvadrati uchun bele ifade alariq,

$$\sum_{spin}\int |M|^2 d\Gamma_3 = -\frac{1}{3}Tr\hat{p}_+\gamma^\mu\hat{p}_-\gamma^\nu(g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu/q^2)\int I d\Gamma_3,$$
$$I = T_{\rho\sigma}T^{\rho\sigma}, \tag{128}$$

prosesin son haldaki zerreciklerin yerleshdiyi faza hecmi

$$d\Gamma_3 = \frac{\pi^2 s}{4(2\pi)^5} d\nu d\nu_- d\nu_+ \delta(\nu + \nu_- + \nu_+), \;\; \nu = \frac{2\omega}{q_0}, \;\; \nu_- = \frac{2E_-}{q_0}, \;\; \nu = \frac{2E_+}{q_0}, \;\; q_0 = 2E. \quad (129)$$

Bunlari nezere alsaq ve bezi chevirlemeleri de apardiqdan sonra, tam kesiye verilen uygun elave bele olar:

$$\Delta_H \sigma(s) = \frac{2\alpha^3 \beta^3}{3s} [(\frac{1+\beta^2}{2\beta} L - 1) \ln \frac{E}{\Delta E} + F_H(\beta)], \quad (130)$$

burad

$$F_H(\beta) = -\frac{1+\beta^2}{\beta} G(\beta) + \ln \frac{1-\beta^2}{4\beta^2} - \frac{1}{8\beta^3}(3+\beta^2)(1-\beta^2)L + \frac{3+7\beta^2}{4\beta^2}, \quad (131)$$

ve

$$G(\beta) = \int\limits_0^\beta \frac{dt}{1-t^2} \ln \frac{1-t^2}{\beta^2 - t^2} = Li_2(\frac{1-\beta}{2}) - Li_2(\frac{1+\beta}{2}) + Li_2(1+\beta) - Li_2(1-\beta). \quad (132)$$

Bezi riyazi hesablamalardan sonra, $e\bar{e} \to \pi\bar{\pi}$ prosesi uchun bele ifade alariq,

$$\Delta\sigma^{e\bar{e}\to\pi\bar{\pi}}(s) = 2\frac{\alpha}{\pi}\sigma_B(s)\Delta(\beta), \quad (133)$$

burada

$$\Delta(\beta) = -\frac{3}{2}\ln\frac{4}{1-\beta^2} - 2\ln\beta + \frac{1+\beta^2}{2\beta}\Big[-\frac{1}{12}\pi^2 + \frac{5}{4}L +$$
$$\frac{3}{2\beta}[1 - \frac{1}{2\beta}L] - L\ln\beta + Li_2(\frac{1-\beta}{1+\beta}) + 3Li_2(-\beta) - Li_2(\beta) +$$
$$3Li_2(\frac{1+\beta}{2}) - 2Li_2(\frac{1-\beta}{2}) + 2\ln\beta\ln(1+\beta) - 2Li_2(1-\beta) + \frac{1}{2}\ln^2(\frac{1+\beta}{2})\Big]. \quad (134)$$

<u>Netice:</u>

$$\beta^4 \to \beta^4[1 + \frac{2\alpha}{\pi}\Delta(\beta)] = \beta^4[1 + \delta(s)] \quad (135)$$

evezlemesinden sonra, anomal maqnit momentine a_μ tam elevesini hesablasaq, ve gorerik ki, bynun ededi qiymeti

$$\Delta^\pi a_\mu = -6.923 \times 10^{-11}. \quad (136)$$

Ashagi-tertibli radiasiya duzelishlerinin nuveye olan elavesini de nezere alsaq, onda $a_\mu^{(1)}$ uchun olan elave bele formada olar:

$$\Delta^{ker} a_\mu = \frac{\alpha^3}{3\pi^3}\int\limits_0^1 \frac{\beta_\pi^4 d\beta_\pi}{1-\beta_\pi^2} K^{(2)}(b), \quad b = \frac{s}{M^2} = \frac{4}{\rho^2(1-\beta_\pi^2)}. \tag{137}$$

$K^{(2)}(b)$ nuvesini b^{-1}-emsalina gore siraya ayirsaq, ve bezi riyazi chevirmeleri aparsaq, onda nuvenin a_μ uchun verdiyi elave ededi qiymeti bele olar:

$$\Delta^{ker} a_\mu = -1.73 \cdot 10^{-10}. \tag{138}$$

Bele olan halda a_μ uchun olan tam elave bele olar,

$$\Delta A_\mu = \Delta^\pi + \Delta^{ker} = -2.4 \cdot 10^{-10}. \tag{139}$$

Pionun form-factoru:

Virtual fotonun $\pi^+\pi^-(\gamma)$ -ya chevrilmsi uchun araliq halda vektor mezonlarinin - $\rho(775), \omega(782), \phi(1020), \rho'(1450)$ ve bunlarin novbeti pion cutlerine parchalanmasi vasitesi ile reallashir. Bele halda esas elaveni $\rho(775), \omega(782)$ mezonlar verir. Bele chevirlemelerde rezonansin tebieti (44) dusturunda ahsgidaki evezlemeler vasitesi ile olur,

$$\sigma_B(s) \to \sigma_B(s) Z, \tag{140}$$

$\rho(775), \omega(782)$ - mezonlari vasitesi ile chevirlemelerin uygun amplitudlarini bele yazmaq olar:

$$B_\omega = R\frac{s}{m_\omega^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_\omega}\frac{s}{m_\rho^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_\rho}. \tag{141}$$

$$B_{\gamma\rho} = 1 + \frac{s}{m_\rho^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_\rho} = \frac{m_\rho^2 - i\sqrt{s}\Gamma_\rho}{m_\rho^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_\rho}, \tag{142}$$

bunlari nezere alsaq, Z uchun ashagidaki ifadeni alariq:

$$\begin{aligned} Z(x) = |B_{\gamma\rho} + B_\omega|^2 = &\left[\frac{\mu_\rho^2 - \mu_\rho + \gamma_\rho^2}{(\mu_\rho^2 - 1)^2 + \gamma_\rho^2} + \right. \\ &\left. R\frac{(\mu_\omega^2 - 1)^2 - \gamma_\rho\gamma_\omega}{[(\mu_\omega^2 - 1)^2 + \gamma_\omega^2][(\mu_\omega^2 - 1)^2 + \gamma_\rho^2]}\right]^2 + \\ &\left[\frac{\gamma_\rho}{(\mu_\rho^2 - 1)^2 + \gamma_\rho^2} + \right. \\ &\left. R\frac{(\mu_\omega^2 - 1)(\gamma_\rho + \gamma_\omega)}{[(\mu_\omega^2 - 1)^2 + \gamma_\omega^2][(\mu_\omega^2 - 1)^2 + \gamma_\rho^2]}\right]^2, \end{aligned} \tag{143}$$

burada

$$R = \frac{1}{3g_\rho}[\frac{g_\rho^3}{16\pi^2}\ln\frac{m_d^2}{m_u^2} - \frac{4\pi\alpha}{3g_\rho}] \approx 1.85 \cdot 10^{-3},$$
$$x = \frac{s}{m_\pi^2},\ \ \mu_\rho^2 = \frac{m_\rho^2}{s} = \frac{30.86}{x};\ \ \mu_\omega^2 = \frac{m_\omega^2}{s} = \frac{31.43}{x},$$
$$g_\rho = 6.14;\ \ g_\rho^2/(4\pi) = 3;\ \ \gamma_\rho^2 = \frac{\Gamma_\rho^2}{s} = \frac{1.07}{x};\ \ \gamma_\omega^2 = \frac{\Gamma_\omega^2}{s} = \frac{6.08 \cdot 10^{-2}}{x}. \tag{144}$$

Bizim son neticemiz ise beledir:

$$a^{(1)} = \frac{\alpha^2}{12\pi^2}\int\limits_4^\infty \frac{dx}{x^2} Z(x)(1-\frac{4}{x})^{3/2}K(x),$$
$$\Delta a = \frac{\alpha^3}{6\pi^3}\int\limits_4^\infty \frac{dx}{x^2} Z(x)(1-\frac{4}{x})^{3/2}[\Delta(\beta)K(x) + \Delta K(x)]. \tag{145}$$

Burada $\Delta K(x)$ bele formada tesvir olunur,

$$K(x) = xK^{(1)}(x) = \int\limits_0^1 \frac{y^2(1-y)xdy}{y^2 + x(1-y)\rho^2}. \tag{146}$$

Nambu-Jona-Lazinio modelinde pionun anomal maqnit momenti uchun bele ededi qiymet almishiq:

$$a_{NJL}^{(1)} \approx 5.48 \cdot 10^{-8};\quad \Delta a \approx -3.43 \cdot 10^{-9}. \tag{147}$$

Gostermishik ki, bu qiymetin eksperimental netice ile muqayisesi, texminen 80% teshkil edir:

$$\frac{a_{NJL}^{(1)}}{a_{exp}} = 0.78. \tag{148}$$

Bu hesablamalarda iki adronun emele gelmesi ile vacuumun ikiqat polyarizasiyasini nezere almamishiq.

XVI. PROCESSES OF HEAVY QUARK PAIR (LEPTON PAIR) AND TWO GLUON (TWO PHOTON) PRODUCTION IN THE HIGH ENERGY QUARK (ELECTRON) PROTON PERIPHERAL COLLISIONS.

Guclu qarshiliqli tesir nezeriyyesinde (Kvant xromodinamikasi) ve Standard Model cherchivesinde agir-kutleli kvarklarin emele gelmesi proseslerini tedqiq etmek "yeni

fizikanin"esas meselelerinden biridir. Son vaxtlarda muasir eksperimentler, meselen BAK-da ATLAS, CMS, ALICE, TOTEM eksperimentlerinin esas meselelerinden biri de mehz agir kutleli ve hetta yungul kutlelei kvarklari varligini gostermekdir. Bu problemli mesele ile elaqedar olaraq, bu ishde protonun protonla ve electron-proton qarshiliqli tesiri neticesinde agir ve yungul kutleli kvarklarin gluonla (ancaq guclu qarshiliqli tesir neticesinde muvcud olan zerrecik) emele gelmesi prosesleri etrafli tedqiq olunmush ve hemin prosesleri oyrenmek uchun "master"ifadeler (dusturlar) alinmishdir. Hemin meseleleri bele tesvir edirik:
Yuksek enerjilerde elektronun (kvarkin) protonla qarshiliqli tesirinde agir kutleli kvarklar cutunun (leptonlar cutunun) ve iki qlyuonun (iki fotonun) emele gelmeleri prosesleri tedqiq olunmushdur. Ilk defe olaraq bu prosesler periferik hallarda, yeni sepilme bucaginin kichik olmasi hallarinda ve yaranan zerrecikler cutlerinin fraqmentasiya oblastinda baxilaraq, butun mumkun olan proseslerin diferensial ve tam effektiv kesikleri uchun orizhinal formulalar alinmishdir. Bu proseslerde muxtelif paylanmalarin - azimutal ve polyar bucaqlara gore paylanma ve proseslerin amplitudlarinin Abel ve qeyri-Abel elavelerinin tam effektiv kesiye verdiklerielaveler, esas neticelerden hesab olunur.

Elektronun protonla ve kvarkin protonla qarshiliqli tesiri neticesinde agir kutleli zerreciklerin emele gelmesi proseslerinin tam kesiyi hesablanaraq bele neticeler alinmishdir:

$$\sigma^{ep\to(eQ\bar{Q})p} \approx \frac{\alpha^4 L_q}{\pi M_Q^2} \approx 4.8\ pb;$$
$$\sigma^{qp\to(qQ\bar{Q})p} \approx \frac{\alpha^2\alpha_s^2 L_q}{\pi M_Q^2} \approx\ 20\ nb. \qquad (149)$$

Analoji olaraq iki fotonun ve iki qlyuonun yaranmasi proseslerine de oyrenilmishdir ve bele neticeler alinmishdir:

$$\sigma^{ep\to(e\gamma\gamma)p} \approx \frac{\alpha^4 L_q}{\pi k^2} \approx 10.8\ pb;$$
$$\sigma^{qp\to(qgg)p} \approx \frac{\alpha^2\alpha_s^2 L_q}{\pi k^2} \approx 50\ nb, \quad k^2 = 1\ GeV^2, \qquad (150)$$

Ilk defe olaraq iki defe Veyzaker-Villiyams usulundan istifade ederek elektronun elektrondan ve pozitronun elektrondan sepilmesi neticesinde elektron-pozitron cutlerinin ve muon -anti-muon cutlerinin ($e^\pm e^- \;\to\; e^\pm e^- e^+ e^- (e^\pm e^- \mu^+\mu^-)$) emele gelmesi prosesleri "iki fotonlu"mexanizm vasitesi ile tedqiq olunmushdur. Dord zerreciyin emele gelmesi prosesini xarakterize eden tam effektiv kesik uchun analitik formada master formula alinmishdir:

$$\sigma_{e^\pm e_- \to e^\pm e_- \mu_+ \mu_-} = \frac{\alpha^4}{\pi m_\mu^2}\Bigg[\frac{28}{27}\rho^3 - \frac{178}{27}\rho^2 - \left(\frac{535}{81} + \frac{14}{3}\frac{\pi^2}{6}\right)\rho +$$
$$\frac{28}{9}\rho^2 l + \frac{14}{9}\rho l^2 - \frac{562}{27}\rho l - \frac{64}{9}l^2 - \left(\frac{56}{9}\frac{\pi^2}{6} - \frac{5855}{162}\right)l - 7\xi(3) +$$
$$\frac{214}{27}\frac{\pi^2}{6} + \frac{51403}{486}\Bigg] \approx \frac{\alpha^4}{\pi m_\mu^2}[1,03\rho^3 + 26.6\rho^2 - 56\rho - 342],$$
$$\rho = \ln\frac{s}{m_\mu^2},\ l = \ln\frac{m_\mu^2}{m_e^2} \approx 10.7,\ \xi(3) = 1.202. \qquad (151)$$

Bu proseslerin kinematikasi Sudakov parametrlerinden istifade etmekle qurulmushdur.

Kvant xromodinamikasi cherchivesinde elektronun, kvarkin ve qlyuonun protonla qarshiliqli tesiri neticesinde foton, qlyuon ve kutleli kvarklar cutunun emele gelmesi proseslerine baxilmishdir. Bu prosesler bele tesvir olunur:

$$q(p_1) + p(p_2) \to q(p_1') + g(k) + p(p_2'); \qquad (152)$$

$$e(p_1) + p(p) \to e(p_1') + \gamma(k) + p(p_2'); \qquad (153)$$

$$d\sigma^{gp\to(Q\bar{Q})p} = \frac{1}{2}\frac{2\alpha^3}{\pi^2(q^2)^2}\Phi^\gamma d^2q_+ d^2q dx_+,$$
$$\Phi^\gamma = \frac{1}{(D_+D_-)^2}\left\{2m^2x_+x_-(D_+ - D_-)^2 + \vec{q}^2(x_+^2 + x_-^2)D_+D_-\right\},$$
$$D_\pm = \vec{q}_\pm^2 + m^2;\ \vec{q}_+ + \vec{q}_- = \vec{q}. \qquad (154)$$

Bu proseslerin diferensial effektiv kesikleri uchun master formulalar alinmishdir.

Bu prosesleri xarakterize eden tam kesiyin enerjiden ve yuk asimmetriyalarinin kutleli kvarklarin enerjisinden asilliqlari oyrenilmishdir.

Ilk defe olaraq elektronun protonla qarshiliqli tesiri neticesinde fotonun ikiqat tormozlanma shualanmasi prosesi tedqiq olunmushdur. Proses bele tesvir olunur:

$$e(p_1) + p(p_2) \to e(p_1') + \gamma(k_1) + \gamma(k_2) + p(p_2'), \qquad (155)$$

Bu prosesi xarakterize eden diferensial kesik uchun master formula alinmishdir.
Kvarkin ve qlyuonun protonla qarshiliqli tesirinde iki qlyuonun ve agir kutleli kvarklar cutunun emele gelmesi prosesi tedqiq olunaraq

$$q(p_1) + Y(p_2) \to q(p_1') + Y(p_2') + g(k_1) + g(k_2), \qquad (156)$$

$$g(k) + p(p_2) \to (\bar{Q}(q_+)Q(q_-)g(k_1))p(p_2'). \quad (157)$$

prosesin amplitudunun Abel ve qeyri-Abel hisseleri hesablanaraq, prosesi xarakterize eden asimmetriyanin yaranan qlyuonlarin impluslarinin ceminin enerji payindan asilliqlari oyrenilmishdir. Bu proseslerin effektiv kesikleri uchun ilk defe olaraq analitik ifadeler alinmishdir.

Hemchinin bashlangij halda polyarlashmish elektronun pozitrondan sepilmesi zamani bashlangij haldaki elektronun polyarlashmasi son haldaki pozitrona kecherek iki elektronun ve iki pozitronun yaranmasi prosesine baxilmishdir. Bu prosesin diferensial kesikleri uchun analitik ifadeler ($d\sigma_{\rm pol}$ ve $d\sigma_{\rm no-pol}$) alinmishdir. Bashlangij haldaki elektronun polyarlashmasinin son haldaki pozitrona oturulmesini xarakterize eden polyarlashma derecesi uchun ifade alinmishdir ve melum parametrlerden asilliqlari oyrenilmishdir.

Yuxarida gosterilen proseslere periferik oblastlarda baxilmish ve Sudakov kinematikasindan istifade etmekle butun proseslerin tam ve diferensial kesikleri uchun analitik ifadeler alinmishdir.

XVII. RADIATIVE CORRECTIONS FOR ELECTRON - PROTON ELASTIC SCATTERING TAKING INTO ACCOUNT HIGH ORDERS AND HARD - PHOTON EMISSION.

Protonun (adron) strukturunu oyrenmek meqsedi ile elektronun protondan elastiki ve qeyri elastiki sepilmesi prosesi tedqiq edilmishdir. Bu prosesde protoun struktur funksiyasindan elave hem de leptonun struktur funksiyasinin qeyri-sinqlet hissesi uchun "master formula"yazilmishdir. Bu prosesde hem bashlangic halda, ve hem de son halda ymshaq ve foton shualanir. Leptonun structur funksiyasi vasitesi mile proseslerin effektiv kesikleri hesablanmishdir. Bu proseslede berk ve yumshaq fotonlarin verdiyi radiasiya duzelishlerinin de elavesi hesablanmishdir. Bu proses Jefferson laboratoriyasinda aparilan GEP eksperimentinde tetbiq edilir.

Yuksrk tertibli radiasiya duzelishlerini ve selth (berk) fotonun shualanmasini nezere alaraq elektronun protondan elastiki sepilmesi prosesi tedqiq olunmushdur. Bu prosesde hemchinin yumshaq ve berk fotonlarin shualanmalarinin bir-biri ile interferensiya effektine de baxilmishdir. Bu proses bele tesvir olunur:

$$e^{-}(p_1) + p(p_2) \rightarrow e^{-}(p_3) + p(p_4), \tag{158}$$

burada $p_1^2 = p_3^2 = m_e^2$ elektronun kutlesi, ve $p_2^2 = p_4^2 = M^2$ protonun kutlesidir.
Leptonun struktur funksiyasini almaqla (10) prosesinin diferensial effektiv kesiyi uchun bele ifade alinmishdir:

$$d\sigma^{LSF}(Q^2, \epsilon) = \int_{z_0}^{1} dz\mathcal{D}(z, \beta) d\tilde{\sigma}(Q_z^2, \epsilon_z) \left(1 + \frac{\alpha}{\pi} K\right), \qquad \text{ve} \tag{159}$$

$$d\tilde{\sigma}(Q_z^2, \epsilon_z) = \frac{d\sigma^B(Q_z^2, \epsilon_z)}{|1 - \Pi(Q_z^2)|^2}. \tag{160}$$

Elektronun protondan sepilmesine verilen yuksek tertibli duzelish uch duzelishin ceminden ibaretdir:

$$K = K_e + K_p + K_b, \tag{161}$$

burada K_e elektron blokunun verdiyi duzelishdir, K_p protonun verdiyi elavedir, K_b elektronun protondan sepilmesi zamani real fotonun shualanmasi ile interferensiyaya aid olan ifadede yukun tek hissesinin ve boks tipli diaqramlarin verdiyi elavelerin cemidir.

Eger berk fotonun shualanmasini nezere alsaq, onda bu prosesi bele tesvir etmek olar:

$$e(p_1) + p(p_2) \rightarrow e(p_3) + p(p_4) + \gamma(k). \tag{162}$$

Bu prosesin diferensial effektiv kesiyi uchun bele ifade yazmaq olar:

$$\frac{d\sigma}{dc_e} = \frac{d\sigma_B}{dc_e}(1 + \delta) + \frac{d\sigma_h}{dc_e}. \tag{163}$$

Hemchinin sukunetde yerleshen protonun polyarlashmasini nezere almaqla bu prosesin diferensial kesiyi uchun analitik ifade alinmishdir:

$$\begin{gathered}
\frac{d\sigma_{L,T}}{dc_e} = P_{L,T}\frac{d\sigma_0}{dc_e} = \frac{\alpha^3 Z^2}{ME(1 - c_e)^2} I_{L,T}, \\
I_{L,T} = A_{L,T}\left[(L - 1)\left(\ln\frac{y_m}{\Delta} - 1\right) + \frac{3}{2} - 2\xi_2 +, \right. \\
\left. Z\left(\ln\frac{y_m}{\Delta} - 2\xi_2\right)\right] - B_{L,T}\frac{Z}{r}\left(\ln\frac{y_m}{\Delta} - 2\xi_2\right), \\
A_{L,T} = \frac{1}{E}[(a_{L,T}p_2) + 2(a_{L,T}p_1)], \\
B_{L,T} = \frac{1}{E}[r(a_{L,T}p_2) + (a_{L,T}p_1)(r + (r + 1 - c_e)y_m)].
\end{gathered} \tag{164}$$

Eyni zamanda berk fotonun shualanmasinin verdiyi elave ile interferensiya parametri arasinda K faktoru uchun ifade alinmishdir.

Alinan butun nezeri formulalar esasinda ashagidaki netijeler alinmishdir:

Diferensial effektiv kesiyin oturulme impulsun muxteluf qiymetlerinde sepilen protonun enerjisinden asilligi oyrenilmishdir;
K faktorunun protonun enerjisinden muxtelif asilliqlari (K faktorunun tek hissesinin, adron hissesinin ve onlarin birlikde ceminin) oturulme impulsunun muxtelif qiymetleri uchun oyrenilmishdir.

Hemchinin, protonun polyarlashma derecesinin sepilen protonun enerjisinden asilliqlari oyrenilmishdir. Qeyd etmek lazimdir ki, bu ishde biz leptonun struktur funksiyasi usulu ile elektronun protondan elastiki sepilmesine yuksek tertibli radiasiya duzelishlerini hesablamishiq.

XVIII. ABOUT THE CREATION OF PROTON–ANTIPROTON PAIR AT ELECTRON–POSITRON COLLIDER IN THE ENERGY RANGE OF $\psi(3770)$ MASS

Son illerde Chin Xalq respublikasinda BESIII eksperimenti aktiv olaraq e^+e^- (electron-positron)-kollayderinde muxtelif movzular uzre tecruve aparir. Bu movzulardan biri de bu Kollayderde adronlarin (proton - anti-proton) qurulushunu, spinleshmish qurulushunu ve s. movzulari etrafli oyrenmek meqsedi ile tedqiqatlar aparilir. Mesele burasindadir ki, adronlarin xaselerini elektromagmit qarshiliqli tesirinden bashqa, hem de agir kutleli zerreciklerin rezonansi vasitesi ile heyate kechirilir.
Bununla elaqedar biz de BESIII eksperimentinin meselelerine uygun olaraq positronun electronla annihilyasiyasi zamani proton-anti-proton cutunun emele gelmesi prosesini nezeri olaraq tedqiq etmishik. Birinci halda positron - electron cutu fotona annihilyasiya edir ve son halda proton-anti-proton yaranir; ikinci halda positron-electron cutunun agir kutleli $\psi(3770)$ -mesona annihilyasi edir, ve $\psi(3770)$ de oz novbesinde 3 gluon yaradaraq son halda proton-anti-proton cutunu yaradir; uchuncu halda ise positron-electron cutunun agir kutleli $\psi(3770)$ -mesona annihilyasi edir, ve $\psi(3770)$ de oz novbesinde agir kutleli $D - anti - D$-mesonlar cutu yaradir ve som halda yaranan bu cutler proton-anti-proton cutunu emele getirir. Eyni zamanda prosesin esas amplituduna araliq hallari muxtelif olan bu prosesln bi-birleri ile interferensiyalari da nezere alinaraq elave olunmushdur.

Nezeri alinan neticeler 2015-ci ilde BESIII eksperimentinde ugurla tesdiq edilmishdir!
Prosesin gedishi ashagidaki kimi tesevvur olunur.

Bu ishde elektron - positron cutlerinin annihilyasiyasi zamani agir kutleli $\psi(3770)$ zerreciyinin rezonansi neticesinde proton-anti-proton cutunun yaranmasi prosesi tedqiq olunmushdur.

Bu prosese evvelce Born yaxinlashmasinda (heyacanlanma nezeriyyesinin birinci tertibinde) tedqiq edilmishdir. Bu prosesler elektron - positronun cutunun virtual fotona $\gamma^* \to p\bar{p}$ ve $\psi(3770) \to p\bar{p}$-a annihilyasi vasitesi ile heyata kechirilir.

Ashagidaki proseslere baxilmishdir:

$$e^+(q_+) + e^-(q_-) \to \gamma^* \to p(p_+) + \bar{p}(p_-). \tag{165}$$

$$e^+(q_+) + e^-(q_-) \to \psi \to p(p_+) + \bar{p}(p_-). \tag{166}$$

(16) prosesinin amplitudu uchun analitik ifade alinmishdir:

$$M_B = \frac{4\pi\alpha}{s} G(s) J^e_\mu J^{p\mu}, \tag{167}$$

burada

$$J^e_\mu = \bar{v}(q_+)\gamma_\mu u(q_-), \qquad J^p_\mu = \bar{u}(p_+)\gamma_\mu v(p_-), \tag{168}$$

ve $G(s)$ protonun Form-Factorudur.
Bu prosesin differensial ve tam effektiv kesikleri uchun ashagidaki analitik ifadeler alinmishdir:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2\beta}{4s}(2 - \beta^2 \sin^2\theta), \quad s = (q_+ + q_-)^2 = 4E^2, \quad \beta^2 = 1 - \frac{m^2}{E^2}, \tag{169}$$

$$\sigma_B(s) = \frac{2\pi\alpha^2\beta(3-\beta^2)}{3s}. \tag{170}$$

Indi ise (17)-ci prosesi oyrenek. Bu prosesin amplitudu bele formada olar:

$$M_\psi^{(3g)} = \frac{g_e}{s - M_\psi^2 + iM_\psi\Gamma_\psi} J^e_\nu J^\nu_{(3g)}. \tag{171}$$

Burada

$$J^\mu_{\psi\to e^+e^-} = g_e\, J^\mu_e, \tag{172}$$

ve

$$J^{\nu}_{(3g)} = R\,(4\pi\alpha_s)^3\, g_{col} \int \frac{d^4k_1\, d^4k_2\, d^4k_3\,(2\pi)^{-8}}{k_1^2\, k_2^2\, k_3^2\,((p_+-k_1)^2-m^2)((p_--k_3)^2-m^2)} \times$$
$$\times \delta(q-k_1-k_2-k_3)\left[\bar{u}(p_+)\hat{O}^{\nu}v(p_-)\right]. \tag{173}$$

Bu prosesin tam effektiv kesiyi

$$\delta\sigma_{3g} = \frac{1}{8s} 2\,Re\left[\sum\nolimits_{\mathrm{spins}} \int M_B^*\, M_{\psi}^{(3g)}\, d\Gamma_2\right], \tag{174}$$

burada

$$d\Gamma_2 = \frac{d^3p_+}{2E_+}\frac{d^3p_-}{2E_-}\frac{1}{4\pi^2}\delta^4(q-p_+-p_-) = \frac{\beta}{16\pi} d\cos\theta,$$
$$\sum_{\mathrm{spins}} \int d\Gamma_2\, J^{p*}_{\mu} J^{(3g)}_{\nu} = \frac{1}{3}\left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right)\int d\Gamma_2 \sum_{\mathrm{spins}} J^{p*}_{\lambda} J^{(3g)\lambda} = -\frac{2s\beta}{3\pi}Q,$$
$$Q = \frac{1}{4}\mathrm{Sp}\left[(\mathrm{d}p_+ + m)\hat{O}_\lambda(\mathrm{d}p_- + m)\gamma_\lambda\right]. \tag{175}$$

Ilk defe olaraq araliq halda olan $\psi(3770)$ zerreciyinin uch qlyuona parchalanmasi ve bu qlyuonlar ise oz aralarinda qvarklarla birleshir ve sonda ise proton-anti-proton emele gelmesi prosesi tedqiq olunmushdur, yeni $\psi \to 3g \to p\bar{p}$. Bu prosesin tam effektiv kesiye veriyi elave uchun analitik ifade alinmishdir:

$$\delta\sigma_{3g} = Re\left(\frac{S_{3g}(s)}{s-M_\psi^2+iM_\psi\Gamma_\psi}\right), \tag{176}$$

burada

$$S_{3g}\,(s) = -\frac{\alpha}{24} g_e\, g_{col}\, R\, \alpha_s^3\, \beta\, Z(\beta)\,, \tag{177}$$
$$Z\,(\beta) = \frac{4}{\pi^5 s}\int \frac{d^4k_1\, d^4k_2\, d^4k_3\, \delta(2p-k_1-k_2-k_3)}{k_1^2\, k_2^2\, k_3^2\,((p_+-k_1)^2-m^2)\,((p_-k_2)^2-m^2)} Q =$$
$$= H(\beta) + iF(\beta). \tag{178}$$

Ikinci halda $\psi(3770)$ zerreciyinin parchalanmasinin esas kanallarindan olan $\psi(3770) \to \bar{D}D$ istifade etmekle (17) prosesi ashagidaki formada tedqiq olunmushdur:

$$e^+e^- \to \psi(3770) \to \bar{D}D \to \bar{p}p. \tag{179}$$

Araliq halda olan $\bar{D}D$ - mesonlarini Λ hiperon birleshdirir.

D-mesonlarin ishtiraki ile bir petleli prosesin amplitudunu bele yazmaq olar:

$$M_D = \frac{g_e}{s-M_\psi^2+iM_\psi\Gamma_\psi} J^e_\nu J^\nu_D. \tag{180}$$

$$J_D^\mu = \frac{g_{\psi DD}}{16\pi^2} \int \frac{d^4k}{i\pi^2}\, g_D\big((k-p_+)^2\big)\, g_D\big((k+p_-)^2\big) \times$$
$$\times \frac{\left[\bar{u}(p_+)\gamma_5\left(\mathrm{d}k + M_{\Lambda_c^+}\right)\gamma_5 v(p_-)\right](2k+p_- - p_+)^\mu}{\left(k^2 - M^2_{\Lambda_c^+}\right)\left((k-p_+)^2 - M_D^2\right)\left((k+p_-)^2 - M_D^2\right)}, \tag{181}$$

Bu prosesin tam effektiv kesiyi uchun ashagidaki analitik ifade alinmishdir:

$$\delta\sigma_D = Re\left(\frac{S_D(s)}{s - M_\psi^2 + iM_\psi\Gamma_\psi}\right), \tag{182}$$

burada

$$S_D(s) = \frac{\alpha}{24\pi^2} g_e\, g^2_{DN\Lambda}\, g_{\psi DD}\left(1 + \frac{2m^2}{s}\right)\sqrt{1 - \frac{4m^2}{s}}\, B_D(s), \tag{183}$$

$$B_D(s) = \left(\frac{2M_D^2 f_D}{m_u + m_c}\right)^2 \int\limits_0^1 dx \int\limits_0^{1-x} dy\, xy \times$$
$$\times \left\{\frac{1}{(d(s)+i\epsilon)^2} + \frac{2mx}{(d(s)+i\epsilon)^3}\frac{s - 4m^2}{s + 2m^2}\left(M_{\Lambda_c^+} - m(1-x)\right)\right\}, \tag{184}$$

$$d(s) = M^2_{\Lambda_c^+} x + M_D^2(1-x) - m^2 x(1-x) - sy(1-x-y). \tag{185}$$

Ilk defe olaraq $\psi \to 3g$, $\psi(3770)$ zerreciyinin uch qlyuona parchalanmasinin tam ehtimali uchun analitik ifade alinmishdir ve hesablanmishdir. Bir netice kimi demek olar ki,

$$e^+(q_+) + e^-(q_-) \to \psi(3770) \to 3g \to p(p_+) + \bar{p}(p_-),$$

prosesinin effektiv kesiyinin enerjini xarakterize eden β parametrinden asilligi oyrenilmishdir.

$$e^+(q_+) + e^-(q_-) \to \psi(3770) \to 3g \to p(p_+) + \bar{p}(p_-),$$
$$e^+e^- \to \gamma^*, \qquad \psi(3770) \to p\bar{p}, \tag{186}$$

proseslerinin tam effektiv kesiklerinin bir-birine nisbetini xarakterize eden parametrin enerjisini xarakterize eden β parametrinden asilligi oyrenilmishdir.

$$e^+ + e^- \to \psi(3770) \to \bar{D}D \to p + \bar{p}, \tag{187}$$

prosesinin tam effektiv kesiyini xarakterize eden funksiyanin hemin prosesin enerji parametrinden asilligi tedqiq olunmushdur.

Ilk defe olaraq

$e^+ + e^- \to \psi(3770) \to 3g \to p + \bar{p}$ ve $e^+ + e^- \to \psi(3770) \to \bar{D}D \to p + \bar{p}$ proseslerinin bir-biri ile interferensiyalari zamani tam kesiye verdikleri elaveler arasindaki "faza"bucagi hesablanmishdir ve bu qiymet $\phi_0 \approx 250^o$ dereceye beraberdir.

XIX. DECAYS OF τ - LEPTON

A. Decays of $\tau \to \rho(770)(\rho'(1450))\nu_\tau$ and $\tau \to K^*(892)(K^{*'}(1410))\nu_\tau$ in the extended Nambu - Jona- Lasinio model

Standard Modelini yoxlamaq usullarindan biri de araliq enerjilerde $(1-3\ GeV)$ Kiral Simmetriya Nezeriyyesinde Nambu-Iona - Lazinio modelinden genish istifade olunur. Bir neche eksperimentler, meselen, CMD-2, VEPP-2M (Novosibirsk), CLEO, BELLE, BABAR - eksperimentleri bu nezeriyyede alinan neticeleri tesdiqlemishdir. Bununlari nezere alaraq, agir kutleli leptonun (τ) Kiral simmetriyada genishlenmish Nambu-Iona - Lasznio modelinde muxtelif nov zerreciklere $(\rho(770)(\rho'(1450))\nu_\tau, K^*(892)(K^{*'}(1410))\nu_\tau, (\pi,\pi')\nu_\tau)$ parchalanmasi prosesleri etrafli tedqiq edilmishdir. Alinan nezeri neticeler yuxarida gosterilen eksperimentlerin neticeleri ile uygunlashmishdir.

Hemin agir kutleli τ-leptonun muxtelif nov zerreciklere parchalanmasi prosesleri ashagida etrafli tesvir olunur.

Bu ishde genishlenmish Nambu - Iona- Lasinio modeli cherchivesinde "tau"leptonun parchalanmasina, $\tau \to \rho(770)(\rho'(1450))\nu_\tau$ and $\tau \to K^*(892)(K^{*'}(1410))\nu_\tau$ - baxilmishdir ve tedqiq edilmishdir.

Bu proseslerin Laqranj funksiyasini bele yazmaq olar:

$$\begin{aligned}\Delta\mathcal{L}^{int} &= \bar{q}(k')\big[i\hat{\partial} - m + A_\rho\lambda_3\gamma_\mu\rho_\mu(p) - A_{\rho'}\lambda_3\gamma_\mu\rho'_\mu(p) \\ &+ A_{K^\star}\lambda_\pm\gamma_\mu K^\star_\mu(p) - A_{K^{\star\prime}}\lambda_\pm\gamma_\mu K^{\star\prime}_\mu(p)\big]q(k), \qquad (188)\end{aligned}$$

burada $\hat{\partial} = \gamma_\mu\partial_\mu$, $m = \mathrm{diag}(m_u, m_d, m_s)$, $m_u = m_d = 280$ MeV, $m_s = 405$ MeV. $A_\rho, A_{\rho'}, A_{K^\star}, A_{K^{\star\prime}}$ parametrleri ashagidaki shekilde ifade olunur:

$$\begin{aligned}A_\rho &= g_{\rho_1}\frac{\sin(\beta+\beta_0)}{\sin(2\beta_0)} + g_{\rho_2} f(k_\perp^2)\frac{\sin(\beta-\beta_0)}{\sin(2\beta_0)}, \\ A_{\rho'} &= g_{\rho_1}\frac{\cos(\beta+\beta_0)}{\sin(2\beta_0)} + g_{\rho_2} f(k_\perp^2)\frac{\cos(\beta-\beta_0)}{\sin(2\beta_0)}, \\ A_{K^\star} &= g_{K^*}\frac{\cos(\theta+\theta_0)}{\sin(2\theta_0)} + g_{K^{*\prime}} f(k_\perp^2)\frac{\cos(\theta-\theta_0)}{\sin(2\theta_0)}, \\ A_{K^{\star\prime}} &= -g_{K^*}\frac{\sin(\theta+\theta_0)}{\sin(2\theta_0)} - g_{K^{*\prime}} f(k_\perp^2)\frac{\sin(\theta-\theta_0)}{\sin(2\theta_0)}, \qquad (189)\end{aligned}$$

$$\lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \qquad \lambda_+ = \sqrt{2}\begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \qquad \lambda_- = \sqrt{2}\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Burada λ matrisalari Gell-Mann matrisalaridir, $\beta = 79.85^\circ$ ve $\beta_0 = 61.44^\circ$ bucaqlari ρ ve ρ' mesonlarinin esas ve birinci radial heyacanlanma hallari arasindaki bucaqlardir. Analoji olaraq $\theta = 84.7^\circ$, ve $\theta_0 = 59.14^\circ$ bucaqlari ise $K^\star$ ve $K^{\star'}$ mesonlarinin esas ve birinci radial heyacanlanma hallari arasindaki bucaqlardir.

Kvark-meson qarshiliqli tesir konstantlari bele ifade olunur:

$$g_{\rho_2} = \left(\frac{2}{3}I_2^{f^2}(m_u, m_d)\right)^{-1/2} = 9.87, \qquad g_{\rho_1} = \left(\frac{2}{3}I_2^{(0)}(m_u, m_d)\right)^{-1/2} = 6.14,$$
$$g_{K^{*'}} = \left(\frac{2}{3}I_2^{(f^2)}(m_u, m_s)\right)^{-1/2} = 10.86, \qquad g_{K^*} = \left(\frac{2}{3}I_2^{(0)}(m_u, m_s)\right)^{-1/2} = 6.77, \quad (190)$$

Bir petleli inteqral ise beledir:

$$I_m^{f^n}(m_q) = -i\frac{N_c}{(2\pi)^4}\int \mathrm{d}^4k \frac{(f_q({k_\perp}^2))^n}{(m_q^2 - k^2)^m}\Theta(\Lambda_3^2 - k_\perp^2), \quad (191)$$

$\tau \to \rho(770)\nu_\tau$, ve $\tau \to (\rho'(1450))\nu_\tau$ proseslerinin amplitudlari uchun analitik ifade bele yazilir:

$$A_{\tau\to\rho(\rho')\nu_\tau} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \cdot \bar{u}_{\nu_\tau}\gamma_\alpha u_\tau \cdot g_{\alpha\mu} \cdot A_{\rho(\rho')} \cdot |V_{ud}|\frac{g_\rho}{2} \times$$
$$\left(-i\frac{N_c}{(2\pi)^4}\right)\int d^4k \frac{tr\ [\gamma_\mu((\hat{k}+\hat{p}) + m_u)\gamma_\nu(\hat{k} + m_u]e_\rho^\nu(p_\rho)}{(k^2 - m_u^2)((k+p)^2 - m_u^2)}, \quad (192)$$

burada $G_F = 1.16637 \cdot 10^{-11} MeV^{-2}$ - Fermi constantidir.

Prosesin parchalanma ehtimali ise bele ifade olunur:

$$\Gamma(\tau \to \rho(\rho')\nu_\tau) = \frac{|M|^2}{2 \cdot 2m_\tau}\Phi, \quad (193)$$

Prosesin faza hecmi

$$\Phi = \frac{E_\nu}{4\pi m_\tau}, \quad (194)$$

neytrinonun ve ρ-mesonun enerjileri ise bele teyin olunmushdur:

$$E_\nu = \frac{m_\tau^2 - m_{\rho(\rho')}^2}{2m_\tau}, \qquad E_\rho = \frac{m_\tau^2 + m_{\rho(\rho')}^2}{2m_\tau}. \quad (195)$$

Bu formulalar esasinda melum hesablamalari aparsaq $\tau \to \rho(770)\nu_\tau$ prosesinin parchalanma ehtimali bele olar:

$$\Gamma^{theor}_{\tau\to\rho\nu_\tau} = 2.98 \cdot 10^{-10} \ \ MeV, \tag{196}$$

ve $\tau \to \rho'(1450)\nu_\tau$ prosesinin parchalanma ehtimali ise

$$\Gamma^{theor}_{\tau\to\rho'\nu_\tau} = 3.306 \cdot 10^{-11} \ \ MeV. \tag{197}$$

beraberdir.
Analitik hesablamalari $\tau \to K^*(892)\nu_\tau$ ve $\tau \to K^{*'}(1410)\nu_\tau$ prosesleri uchun aparsaq onda, bu proseslerin parchalanma ehtimallari uchun ashagidaki qiymetleri alariq:

$$\Gamma^{theor}_{\tau\to K^*\nu_\tau} = 2.67 \cdot 10^{-11} \ \ MeV, \tag{198}$$

ve

$$\Gamma^{theor}_{\tau\to K^{*'}\nu_\tau} = 1.13 \cdot 10^{-11} \ \ MeV. \tag{199}$$

Nezeri alinan bu qiymetler CLEO - eksperimentinin neticeleri ile uygunlashir.

B. The decay $\tau \to (\pi, \pi')\nu_\tau$ in the Nambu - Jona-Lasinio model

Bu ishde $\tau \to \pi\nu_\tau$, ve $\tau \to \pi'\nu_\tau$ parchalanma proseslerine genishlenmish Nambu - Iona-Lasinio modelinde tedqiq olunmushdur.
τ leptonun $\pi\nu_\tau$ ve $\pi'\nu_\tau$ zerreciklerine parchalanmasi bir ve iki petleli mexanizmlerle heyata kechirilir. Bu proseslerin parchalanma ehtimallari ve π ve π' mesonlarinin parchalanma konstantlari F_π ve $F_{\pi'}$ - hesablanmishdir. $\tau \to \pi\nu_\tau$, ve $\tau \to \pi'\nu_\tau$ proseslerinin umumi Laqranj funksiyasini bele formada yazmaq olar:

$$\begin{aligned} &\Delta\mathcal{L}^{int}_E(q, \bar{q}, a_1, a_1', \pi, \pi') = \\ &= \bar{q}(k') \left[\left(A_1 a_1^{(-)\mu} \ - \ A_2 {a'_1}^{(-)\mu} \right) \tau^- \gamma^\mu \gamma^5 \ + \ \left(P_1 \pi^- - P_2 \pi'^- \right) \tau^- \gamma^5 \right] q(k), \\ &\tau^- = \sqrt{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \end{aligned} \tag{200}$$

burada a', π' - aksial-vektor ve psevdo-skalyar mesonlardir.

A_1, A_2, P_1, P_2 parametrleri ashagidaki kimi ifade olunur:

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{g_{\rho_1}}{2}\frac{\sin(\beta+\beta_0)}{\sin(2\beta_0)} + \frac{g_{\rho_2}}{2} f(k_\perp^2)\frac{\sin(\beta-\beta_0)}{\sin(2\beta_0)}, \\ A_2 &= \frac{g_{\rho_1}}{2}\frac{\cos(\beta+\beta_0)}{\sin(2\beta_0)} + \frac{g_{\rho_2}}{2} f(k_\perp^2)\frac{\cos(\beta-\beta_0)}{\sin(2\beta_0)}, \\ P_1 &= g_{\pi_1}\frac{\sin(\alpha+\alpha_0)}{\sin(2\alpha_0)} + g_{\pi_2} f(k_\perp^2)\frac{\sin(\alpha-\alpha_0)}{\sin(2\alpha_0)}, \\ P_2 &= g_{\pi_1}\frac{\cos(\alpha+\alpha_0)}{\sin(2\alpha_0)} + g_{\pi_2} f(k_\perp^2)\frac{\cos(\alpha-\alpha_0)}{\sin(2\alpha_0)}. \end{aligned} \tag{201}$$

$f(k_\perp^2)$ - Form-Factordur ve genishlenmish Nambu - Jona-Lasinio modelinde bele teyin olunur:

$$f(k_\perp^2) = (1 + dk_\perp^2).$$

Burada $k_\perp = k - \frac{(kp)p}{p^2}$ - kvarkin impulsunun enune hissesidir, ve yungul kvarklar uchun $d = -1.784$ GeV^{-2}.

a). $\tau \to \pi\nu_\tau$ prosesine baxaq. Evvelce bu proses bir kvark petlesi vasitesi ile heyata kechirilir. Bele olan halda prosesin amplitudunu bele yazmaq olar:

$$A_{\tau\to\pi\nu_\tau} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \cdot \bar{u}_\nu \gamma_\mu \gamma_5 u_\tau \cdot g_{\mu\alpha} \cdot |V_{ud}| \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{tr\ (i\gamma_5)(\hat{k}+m_u)\gamma_\alpha\gamma_5(\hat{k}+\hat{p}+m_u)}{(m_u^2-k^2)(m_u^2-(k+p)^2)}. \tag{202}$$

Burada $G_F = 1.16637 \cdot 10^{-11} MeV^{-2}$ Fermi constantidir, $|V_{ud}|$=0.97428 - Cabibbo-Kabayashi-Maskava matrisasidir.

Indi bu prosese iki petleli mexanizm vasitesi ile arashdiraq. Qeyd edek ki, birinci ve ikinci petleler arasinda a_1 ve a_1' -mesonlari yerleshir. Yeni iki petleli mexanizn iki variantdan ibaretdir. Bu mexanizmde prosesin umumi amplitudu bele olar:

$$F_{\tau\to\pi\nu_\tau} = L_\mu \cdot \frac{G_F}{\sqrt{2}} |V_{ud}| |F^q_{1(\pi,\pi')} + F^{a_1}_{2(\pi,\pi')} + F^{a_1'}_{3(\pi,\pi')}| p^\mu \cdot \pi(\pi'), \tag{203}$$

Burada F_1^q bir kvark petleli diaqramin verdiyi elavedir, $F_2^{a_1}$ araliq halda $a_1(1260)$ mesonu olan iki petleli diagramin verdiyi elavedir, $F_3^{a_1'}$ araliq halda $a_1'(1640)$ mesonu olan iki petleli diagramin verdiyi elavedir.

Bunlari nezere almaqla $\tau \to \pi\nu_\tau$ prosesinin tam parchalanma ehtimalini bu dusturla

$$\Gamma(\tau \to \pi\nu_\tau) = \frac{|F|^2}{2 \cdot 2m_\tau}\Phi, \tag{204}$$

hesablasaq, $\Gamma^{theor}_{\tau\to\pi\nu_\tau} = 2.5 \cdot 10^{-10}$ MeV alariq. Eksperimental netice ise beledir: $\Gamma^{exp}_{\tau\to\pi\nu_\tau} = 2.1 \cdot 10^{-10}$ MeV.

(67) dusturunda bezi chevrilmeler etsek, onda π mesonun parchalanma konstanti F_π uchun bu qiymeti alariq, $F_\pi = 92.8 MeV$.

b). Indi ise $\tau \to \pi' \nu_\tau$ prosesine baxaq. Bu proses de bir ve iki kvark petleleri mexanizmi ile heyata kechirilir. Bir petleli mexanizmin amplitudunu bele formada yazmaq olar:

$$A_0 = L_\mu \cdot \frac{G_F}{\sqrt{2}} |V_{ud}| \cdot \sqrt{2}\sqrt{Z} F_\pi \left[\sqrt{Z} \frac{\cos(\alpha + \alpha_0)}{\sin(2\alpha_0)} + \Gamma \cdot \frac{\cos(\alpha - \alpha_0)}{\sin(2\alpha_0)} \right] p^\mu = L_\mu \cdot \frac{G_F}{\sqrt{2}} |V_{ud}| \cdot (-5.64) p^\mu \ MeV. \quad (205)$$

Birinci petle $a_1(1260)$ ve $a_1'(1640)$ mesonlari vasitesi ile ikinci petleye kechir. Araliq halda olan $a_1(1260)$ ve $a_1'(1640)$ mesonlarinin Breit-Wigner funksiyasi bele olar:

$$BW = \frac{1}{M^2_{a_1(a_1')} - M^2_{\pi'} - \mathrm{i} M_{a_1(a_1')} \Gamma_{a_1(a_1')}}. \quad (206)$$

(67), (69), (70) - dusturlarini (68)-dusturunda tetbiq etsek ve boyuk chevirmeler apardiqdan sonra $\tau \to \pi' \nu_\tau$ prosesinin tam parchalanma ehtimali uchun ashagidaki qiymeti alariq:

$$\Gamma^{total}_{\tau \to \pi' \nu_\tau} = 2.21 \cdot 10^{-13} MeV. \quad (207)$$

(67) dusturunda bezi chevrilmeler etsek ve bu chevrilmeleri bu dustura tetbiq etsek,

$$\tilde{F_{\pi'}} = F^q_{1(\pi')} + F^{a_1}_{2(\pi')} + F^{a_1'}_{3(\pi')} = -1.25 - i \cdot 4.51,$$
$$F_{\pi'} = |\tilde{F_{\pi'}}| = \sqrt{Re\tilde{F_{\pi'}}^2 + Im\tilde{F_{\pi'}}^2}, \quad (208)$$

onda π' mesonun parchalanma konstanti $F_{\pi'}$ uchun bu qiymeti alariq, $F_{\pi'} = 4.68 \ MeV$.

XX. PROCESSES OF $e^+e^- \to (\eta, \eta', \eta(1295), \eta(1405))\gamma$ IN THE EXTENDED NAMBU – JONA-LASINIO MODEL.

Standard Modeli sinaqdan chixarmaq usullarindan biri de elektron - positron kollayderinde aparilan eksperimentlele heyata kechirilir. VEPP 2000 Kollayderinde (Novosibirsk) elektron - positron cutunun annihilyasiyasi zamani izo-vektor zerreciklerinin emele gelmesi prosesidir. Mehz buna gore de genishlenmish Nambu-Iona - Lazinio modelinde tam enerjinin $0.1 - 2 \ GeV$ intervalinda elektron - positron annililyasiyasinda bir neche agir kutleli izo-vektorlarin emele gelmesi prosesi tedqiq edilmishdir. Alinan nezeri neticeler VEPP2000 -de aparilan eksperimentin neticeleri ile uygun olmushdur.

Prosesin gedishi bele tesvir olunur.

Genishlenmish Nambu – Jona-Lasinio modelinde bashlangic enerjisi 2 GeV-e qeder bu $e^+e^- \to (\eta, \eta', \eta(1295), \eta(1405))\gamma$ proseslerin tam effektiv kesikleri hesablanmishdir. Bu proseslerde electron - pozitron annihilyasiyasi zamani $\rho(770)$, $\omega(782)$, $\phi(1020)$, $\rho'(1450)$, $\omega'(1420)$ and $\phi'(1680)$ mezonlarinin mubadilesi nezere alinir. Axirinci uch mesonlara - $\rho'(1450)$, $\omega'(1420)$ and $\phi'(1680)$ -birinci radial heyecanlanmish veziyyetde yerleshdiyi kimi baxilir. Bu mezonlar Nambu – Jona-Lasinio modeline choxhedi form-factorlar vasitrsi ile daxil edilir.

Son vaxtlar gosterilmishdir ki, genishlenmish kiral Nambu – Jona-Lasinio modeli $e^+e^- \to (\pi^0, \pi^{0'}(1300))$; $(\pi^0, \pi^{0'}(1300))\gamma$; $\pi(\pi, \pi'(1300))$; $\pi^0\omega$ ve $\pi^0\rho^0$ proseslerini tam enerjinin 2 GeV -e qeder oblastinda yaxshi tedqiq etmek olar. Bu proseslerin hamisinda hem esas halda, ve hemchin raial heyecanlanma hallarinda araliq vector mezonlarin verdiyi elaveler nezere alinmishdir. Radial-heyecanlanma halinda olan mezonlar standart Nambu – Jona-Lasinio modeline kvarklarin enine impulsunun ikinci tertibli choxhedi form-factorlar vasitesi ile daxil edilmishdir. Bele halda form-faktorda enme parametri, standart Nambu – Jona-Lasinio modelinde heyacanlanma halinda olan mezonlari daxil etdikden sonra kvark kondensatligi deyishmediyi shertler daxilinde teyin olunur. Esas halda $\eta(550), \eta'(950)$ mezonlarinin emele gelmesine $SU(2)\times SU(2)$ Nambu – Jona-Lasinio modelinde baxilmishdir. Amma, heyecanlanma halinda $\eta'(1295), \eta'(1405)$ mezonlarinin emele gelmeleri proseslerine ise genishlenmish $U(3) \times U(3)$ Nambu – Jona-Lasinio modelinde baxilmishdir.

Bu ishde biz $e^+e^- \to (\eta, \eta', \eta(1295), \eta(1405))\gamma$ proseslerinde araliq hallarda vector mezonlari hem easa halda, ve hem de radial-heyecanlanma hallarinda olmalarini nezere alaraq, bu proseslerin tam effektiv kesikleri hesablanmishdir. $e^+e^- \to \eta\gamma$ prosesi uchun bizim aldigimiz netice eksperimentin neticeleri ile muqayise olunmush, ve onlar arasindaki uygunluq gosterilmishdir (SND detector at the VEPP-2M, Novosibirsk).

$e^+e^- \to (\eta'(950),\ \eta(1295),\ \eta(1405))\gamma$ prosesleri uchun ise bizim aldigimiz nezeri netijeler demek olar ki, eksperiment uchun qabaqcadan mueyyen melumatlar verir (Bu vaxta qeder bu proseslere uygun eksperimentler aparilmayib!).

Ashagidaki prosese baxilmishdir:

$$e^+e^- \to \gamma^*, \rho, \omega, \phi, \rho', \omega', \phi' \to (\eta(550), \eta'(950), \eta(1295), \eta(1405))\gamma \tag{209}$$

Electron-pozitron annihilyasiyasi zamani mubadile γ, ρ, ω, ϕ, ρ', ω', ϕ' mezonlari ile bash verir.

Prosesin Lagranjianini genishlenmish $U(3)\times U(3)$ Nambu – Jona-Lasinio modelinde bele yazmaq olar.

$$\begin{aligned}
\Delta\mathcal{L}_2^{\mathrm{int}} &= \bar{q}(k')\,(L_{\mathrm{f}} + L_\gamma + L_{\mathrm{V}} + L_{\eta,\eta',\hat{\eta},\hat{\eta}'})\,q(k)\,, \qquad (210)\\
L_{\mathrm{f}} &= i\hat{\partial} - m\,,\\
L_\gamma &= \frac{e}{2}\left(\lambda_3 + \frac{\lambda_8}{\sqrt{3}}\right)\hat{A}\,,\\
L_{\mathrm{V}} &= A_{\omega,\rho}\,(\lambda_3\hat{\rho}(p) + \lambda_u\hat{\omega}(p)) + A_\phi\lambda_s\hat{\phi}(p)\\
&- A_{\omega',\rho'}\,(\lambda_3\hat{\rho}'(p) + \lambda_u\hat{\omega}'(p)) - A_{\phi'}\lambda_s\hat{\phi}'(p)\,,\\
L_{\eta,\eta',\hat{\eta},\hat{\eta}'} &= i\gamma_5\sum_{q=u,s}\lambda_q\sum_{\boldsymbol{\eta}=\eta,\eta',\hat{\eta},\hat{\eta}'}A^q_{\boldsymbol{\eta}}\eta(p),
\end{aligned}$$

burada $\bar{q} = (\bar{u},\bar{d},\bar{s})$ qebul olunur, ve u, d, s quark saheleridir. m -kutledir, $m = \mathrm{diag}(m_u, m_d, m_s)$, $m_u = m_d = 280$ MeV ve $m_s = 455$ MeV bele qebul edilir. A photon sahesidir, ω, ϕ, η, η', $\hat{\eta}$, $\hat{\eta}'$-mezonlar saheleridirler. $A_{\omega,\rho}$, $A_{\omega',\rho'}$, A_ϕ, $A_{\phi'}$ ise bele ifade olunurlar:

$$\begin{aligned}
A_{\omega,\rho} &= g_{\rho_1}\frac{\sin(\beta^u+\beta^u_0)}{\sin(2\beta^u_0)} + g_{\rho_2}f_u(k^{\perp 2})\frac{\sin(\beta^u-\beta^u_0)}{\sin(2\beta^u_0)}, \qquad (211)\\
A_{\omega',\rho'} &= g_{\rho_1}\frac{\cos(\beta^u+\beta^u_0)}{\sin(2\beta^u_0)} + g_{\rho_2}f_u(k^{\perp 2})\frac{\cos(\beta^u-\beta^u_0)}{\sin(2\beta^u_0)},\\
A_\phi &= g_{\phi_1}\frac{\sin(\beta^s+\beta^s_0)}{\sin(2\beta^s_0)} + g_{\phi_2}f_s(k^{\perp 2})\frac{\sin(\beta^s-\beta^s_0)}{\sin(2\beta^s_0)},\\
A_{\phi'} &= g_{\phi_1}\frac{\cos(\beta^s+\beta^s_0)}{\sin(2\beta^s_0)} + g_{\phi_2}f_s(k^{\perp 2})\frac{\cos(\beta^s-\beta^s_0)}{\sin(2\beta^s_0)}.
\end{aligned}$$

Radial- heyecanlanma halini nezere almaqla genishlenmish Nambu – Jona-Lasinio modelinde quark-mezon qarshiliqli tesirinde istifade olunan form-factor bele ifade olunur:

$$\begin{aligned}
&f_q(k^{\perp 2}) = (1 - d_q|k^{\perp 2}|)\Theta(\Lambda_3^2 - |k^{\perp 2}|), \qquad (212)\\
&k^\perp = k - \frac{(kp)p}{p^2},\ d_u = 1.788\ \mathrm{GeV}^{-2},\ d_s = 1.727\ \mathrm{GeV}^{-2}.
\end{aligned}$$

Qarshiliqli tesir constantlari genishlenmish Nambu – Jona-Lasinio modelinde Feynman inteqrallarini (her bir qarshiliqli tesir qutublerinde yerleshen form-factorlari nezere almaqla) hesablayaraq ashagidaki kimi teyin etmek olar

$$g_{q_1} = \left(4\frac{I_2(m_q)}{Z_q}\right)^{-1/2}, \quad g_{q_2} = \left(4I_2^{f^2}(m_q)\right)^{-1/2}, \tag{213}$$
$$g_{\rho_1} = \left(\frac{2}{3}I_2(m_u)\right)^{-1/2}, \quad g_{\rho_2} = \left(\frac{2}{3}I_2^{f^2}(m_u)\right)^{-1/2},$$
$$g_{\phi_1} = \left(\frac{2}{3}I_2(m_s)\right)^{-1/2}, \quad g_{\phi_2} = \left(\frac{2}{3}I_2^{f^2}(m_s)\right)^{-1/2},$$

burada Z_q factoru bele qebul edilr, $Z_s \approx Z_u = 1.2$.

Feynman inteqralini umumi formada bele yazmaq olar:

$$I_m^{f^n}(m_q) = -iN_c \int \frac{\mathrm{d}^4k}{(2\pi)^4} \frac{(f_q(k^{\perp 2}))^n}{(m_q^2 - k^2)^m} \Theta(\Lambda_3^2 - \vec{k}^2), \tag{214}$$

Umumiyyetle (34) prosesinin umumi shekilde amplitudunu ashagidaki shekilde yazmaq olar:

$$T^\lambda = \bar{e}\gamma^\mu e \cdot \frac{p_\eta^\alpha p_\gamma^\beta}{ms} \cdot \{T_\gamma + T_{\rho+\omega} + T_\phi + T_{\rho'+\omega'} + T_{\phi'}\}\varepsilon_{\mu\lambda\alpha\beta}, \tag{215}$$

burada $s = (p_+(e^+) + p_-(e^-))^2$.

(40) dusturundaki $T_\gamma, T_{\rho+\omega}, T_\phi, T_{\rho'+\omega'}, T_{\phi'}$ - amplitudlari uygun olaraq ashagidaki formada teyin olunur:

$$\begin{aligned}
T_\gamma &= \frac{2}{3}\left(5\frac{16}{3}\pi^2 m_u V_{\gamma u} + \sqrt{2}\frac{16}{3}\pi^2 m_s V_{\gamma s}\right), \qquad (216)\\
T_{\rho+\omega} &= \left(\frac{3s}{m_\rho^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_\rho} + \frac{1}{3}\frac{s}{m_\omega^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_\omega}\right)\\
&\cdot \frac{C_{\gamma\rho}}{g_{\rho_1}}\left(\frac{16}{3}\pi^2 m_u V_\rho\right),\\
T_\phi &= -\frac{2\sqrt{2}}{3}\frac{s}{m_\phi^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_\phi}\frac{C_{\gamma\phi}}{g_{\phi_1}}\left(\frac{16}{3}\pi^2 m_s V_\phi\right),\\
T_{\rho'+\omega'} &= \left(\frac{3s}{m_{\rho'}^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_{\rho'}(s)} + \frac{1}{3}\frac{s}{m_{\omega'}^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_{\omega'}}\right)\\
&\cdot \frac{C_{\gamma\rho'}}{g_{\rho_1}}\left(\frac{16}{3}\pi^2 m_u V_{\rho'}\right)e^{i\pi},\\
T_{\phi'} &= -\frac{2\sqrt{2}}{3}\frac{s}{m_{\phi'}^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_{\phi'}}\frac{C_{\gamma\phi'}}{g_{\phi_1}}\left(\frac{16}{3}\pi^2 m_s V_{\phi'}\right),
\end{aligned}$$

burada $C_{\gamma V}$ parametri bele teyin olunur:

$$C_{\gamma V_q} = \frac{\sin(\beta^q + \beta_0^q)}{\sin(2\beta_0^q)} + \Gamma_q \frac{\sin(\beta^q - \beta_0^q)}{\sin(2\beta_0^q)}, \tag{217}$$
$$C_{\gamma V_q'} = -\left(\frac{\cos(\beta^q + \beta_0^q)}{\sin(2\beta_0^q)} + \Gamma_q \frac{\cos(\beta^q - \beta_0^q)}{\sin(2\beta_0^q)}\right),$$
$$\Gamma_q = \frac{I_2^f(m_q)}{\sqrt{I_2(m_q) I_2^{f^2}(m_q)}}, \quad \Gamma_u = 0.54, \quad \Gamma_s = 0.41,$$
$$q = u, s, \qquad V_u = \rho, \quad V_u' = \rho', \quad V_s = \phi, \quad V_s' = \phi'.$$

(34) prosesinin tam effektiv kesiyini hesablamaq ushun ashagidaki dusturdan istifade olunur:

$$\sigma(s) = \frac{\alpha}{24\pi^2 s^3} \lambda^{3/2}(s, m, 0) |T|^2, \tag{218}$$

burada $\lambda(a, b, c) = (a - b - c)^2 - 4bc, \quad m = m_\eta, m_{\eta'}, m_{\hat{\eta}}, m_{\hat{\eta}'}$.

Bu ishde $e^+e^- \to \gamma^*, \rho, \omega, \phi, \rho', \omega', \phi' \to \eta(550)\gamma$ prosesinin tam effektiv kesiyi genishlenmish Nambu – Jona-Lasinio modelinde hesablanmish ve eksperimentin neticeleri ile muqayise olunaraq bur-birine uygun olduqlari gosterilmishdir. Amma, $e^+e^- \to \gamma^*, \rho, \omega, \phi, \rho', \omega', \phi' \to (\eta'(950), \eta(1295), \eta(1405))\gamma$ prosesleri uchin ise tam efektiv kesikler nezeri hesablanaraq uygun qrafikler qurukmushdur. Aldigimiz netijeler gelecekde eksperimentin varligi uchun esas verir.

Qeyd etmek lazimdir ki, bizim teklif etdiyimiz genishlenmish Nambu – Jona-Lasinio modeli ancaq esas ve birinci-radial hallarda yerleshen vector mezonlardan ibaretdir.

Yuksek enerjilerde tam effektiv kesiye nezere charpacaq derecede daha agir rezonanslarda elave vermek uchun biz radil-heyecanlanmish $\phi'(1680)$- mezonunu bu prosese daxil etmishik. Gosterilen reaksiyalarda eas rolu, araliq vektor mezonlarla olan prosesler olnayir.