

## 1. GİRİŞ

Eşik enerjisi yakınında, hedef nükleonun bir baryon rezonansa uyarıldığı  $\gamma + N \rightarrow V + N^*$  kanalındaki nükleonlar üzerinden  $\omega$  ve  $\rho$  vektör mezon fotoüretim olayını inceledik. Bu oluşum, rezonanslar ve onların mezon-nükleon kanallarına çiftlenimleri hakkında bilgi sağlar.

Eşik enerjisi yakınında protonlardan  $\omega$  ve  $\rho$  vektör mezon fotoüretimini basit bir mezon değiş-tokuş modeli Friman ve Soyeur tarafından 1996 yılında önerilmiştir. Bu çalışmada, t- kanalı değiş-tokuş katkılarıyla diferansiyel tesir kesiti hesabı yapılmıştır (Friman et al,1996).

Titov ve arkadaşlarının 1998 yılında yaptığı çalışmada,  $\gamma + p \rightarrow \phi + p$  reaksiyonunda helisite genliklerini kullanarak  $\phi$  mezon fotoüretimini diferansiyel tesir kesiti, tek ve çift polarizasyon gözlenirlik hesabı yapıldı (Titov et al,1998).

2000 yılında Soyeur, vektör mezonlar ve  $N^*(1440)$  rezonansının ortak fotoüretimini bir mezon değiş-tokuş modeliyle ele almıştır. Etkin lagranjiyen üç seviye diyagramlarını ve t- kanalı  $\pi$  ve  $\sigma$  değiş-tokuşlarını kullandığı model ile,  $\gamma + N \rightarrow V + N^*(1440)$  reaksiyonu için diferansiyel tesir kesitini hesaplamış ve  $(\pi, \sigma)$  değiş-tokuşlarının bu oluşuma nasıl katkı sağladığını incelemiştir (Soyeur,2000).

H. Babacan ve arkadaşlarının 2002 yılında yaptıkları çalışma ile, eşik enerjisi yakınında  $(E_\gamma < 2GeV)$   $\gamma + p \rightarrow p + \rho^0$  reaksiyonu için  $\pi$ ,  $\sigma$  ve N değiş-tokuşları çerçevesinde nükleonlar üzerinden  $\rho^0$  fotoüretimini teoriksel bir incelemesi yapıldı. SAPHIR işbirliği ile ölçülen  $d\sigma(\gamma p \rightarrow p\rho^0)/dt$  diferansiyel tesir kesitinin t-'ye bağımlı değişimi hesaplandı. Hem nötron hedef üzerinden  $\rho^0$  mezon fotoüretimi, hem de hedef nükleonlar üzerinden demet asimetrisi için ön kestirimler yapıldı (H.Babacan et al, 2002). Aynı yılda yaptıkları diğer bir çalışmada ise, t- kanalı  $\pi$  değiş-tokuş modelinin yanı sıra s- ve u- kanalları nükleon değiş-tokuşunu da içeren bir model çerçevesinde,  $\gamma + p \rightarrow p + \omega$  reaksiyonu incelenmiştir.  $\omega NN$  çiftlenim sabitinin farklı değerleri için diferansiyel tesir kesiti sonuçları, farklı setlerde elde edilmiştir. Ayrıca, yapıcı ve yıkıcı  $\pi \otimes N$  girişim katkılarına uygun bu setlerde, demet asimetrisi için ön kestirimde bulunulmuştur (H.Babacan et al, 2002).

Bu alanda 2002 yılında yapılan diğer bir çalışmada, Titov ve Lee tarafından, eşik enerjisi yakınındaki enerjilerde  $\omega$  mezon fotoüretiminde nükleon rezonansların rolünü araştırmak için etkin Lagranjiyen yaklaşımı uygulanmış ve bu mekanizmalar için diferansiyel tesir kesiti ve tek spin polarizasyon gözlenirlik sonuçları elde edilmiştir (Titov et al, 2002).

2003 yılında H. Babacan ve arkadaşları tarafından yapılan çalışmada,  $\omega$  mezon ve Roper rezonansın ortak fotoüretimi incelenmiş,  $E_\gamma = 2.5 GeV$  de  $\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1440)$  reaksiyonu için sıfır genişlik yaklaşımı ile  $N^*(1440)$ 'in genişlik etkilerinin dahil edildiği diferansiyel tesir kesiti ve demet asimetrisi hakkında ön kestirimde bulunulmuştur (H.Babacan et al, 2003).

Baryon rezonansların özellikleri ile ilgili çalışmalar, teorik ve deneysel açıdan önemli bir yer tutmaktadır. Özellikle Roper rezonans ( $N^*(1440)$ ), nükleonun ilk uyarılma durumuna karşılık gelip yarı genişliği  $350 \pm 100$  MeV ile komşu iki rezonansın [ $N^*(1520)$  ve  $N^*(1535)$ ] iki katı büyüklüğünde genliğe sahip olduğundan oldukça ilginç bir rezonans parçacıdır (Groom et al, 2000).

$\gamma + N \rightarrow V + N^*$  dinamiklerine uygun olarak vektör mezon ve  $N^*$  ortak fotoüretiminde 1440 ve 1710 rezonanslarının nükleon ile benzer kuantum sayıları (spin  $\frac{1}{2}$ , izospin  $\frac{1}{2}$  ve pozitif parite ) olması nedeniyle, burada  $\gamma + N \rightarrow V + N$  elastik vektör mezon fotoüretimi dinamikleri kullanılabilir (Oh et al, 2001)(Friman et al, 1996). Nükleonlar üzerinden yüksüz vektör mezon fotoüretimi hakkında teorik çalışmalar aşağıdaki mekanizmaların farklı kombinasyonlarını içerir [1-11].

- (i) t- kanalında sözde skaler ( $\pi, \eta$ ) ve skaler ( $\sigma$ ) mezon değiş-tokuşları,
- (ii) (s+u) kanalında tek nükleon değiş-tokuşu
- (iii) t- kanalında Pomeron değiş-tokuşu

Bu tezde t- kanalındaki ( $\sigma, \pi, \eta$ ) mezon değiş-tokuşları ele alındı.

M.Soyeur,  $\eta$  etkileşmesinde eşik enerjisi yakınında ortak yüksüz vektör mezon ( $\omega$  ve  $\rho$ ) ve  $N^*$  üretimi; t- kanalı  $\pi$  ve  $\sigma$  değiş-tokuşları ve etkin Lagranjyenlerin üç seviye diyagramlarına dayanan bir yaklaşımla analiz etmektedir (Soyeur, 2000). Bu tür değiş-tokuşlar için,  $\pi NN^*$  ve  $\sigma NN^*$  çiftlenimleri hakkında bazı sınırlamalar elde etmek mümkündür. Foton demetinin doğrusal polarizasyonunu içine alan demet asimetrisi  $\Sigma$  veya hedef asimetrisi  $\mathcal{T}$ , kutuplanmamış parçacıkların çarpışmasıyla üretilen son durum nükleonun polarizasyonu  $\mathcal{P}$  veya vektör mezon polarizasyon asimetrisi  $\mathcal{V}$  gibi tüm muhtemel tek spin polarizasyon gözlenirlikleri, gözlenen bu reaksiyonun herhangi bir kinematiksel koşuluna özdeş olarak sıfır olacaktır.

$E_\gamma = 2.5 GeV$  eşik enerjisi civarında  $\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1440)$  ve  $\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1440)$ ,  $E_\gamma = 3.25 GeV$  eşik enerjisi civarında  $\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1710)$  ve  $\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1710)$  yüksüz vektör mezon fotoüretimi reaksiyonları için diferansiyel tesir

kesiti ve önerilen model ile t- kanalında çift spin polarizasyon gözlenirlikleri hesaplanmıştır. Tesir kesiti hesaplamaları  $N^*(1440)$  için Soyeur 'in yaptığı çalışmayla uyum sağlamaktadır. Titov ve arkadaşlarının Helisite genliklerini kullanarak yaptığı çalışmadan yola çıkarak (Titov et al, 1998); bozunma genliklerinden çiftlenim sabitleri elde edilip, önerdiğimiz model ile  $\gamma + N \rightarrow V + N^*$  reaksiyonunda  $N^*(1710)$  için t- kanalında  $\omega$  ve  $\rho$  mezon üretiminde çift polarizasyon gözlenirlikleri ve tesir kesiti değerleri ilk defa hesaplandı.  $\pi$  ve  $\sigma$  katkılarının yanı sıra  $\eta$ 'dan gelen katkılar da incelendi.

Bir nükleon hedeften bir mezon ve baryon rezonansın ortak fotoüretim oluşumu; reaksiyona gelen fotonun enerjisine, nükleona aktarılan momentuma ve son durumda üretilen mezonun kuantum sayısına önemli ölçüde bağlıdır. İncelememizi birkaç GeV'lik foton enerjisiyle, düşük momentum transferleriyle ve düşük enerjili yüksüz vektör mezonlar ( $\rho^0(770)$  ve  $\omega(782)$ ) ile sınırlandırdık. Bu mezonlar foton ile aynı kuantum sayılarına (J=1, l=0 veya 1, P=-1, C=-1) sahip olduğu için fotoüretim oluşumlarında özellikle ilgi çekerler.

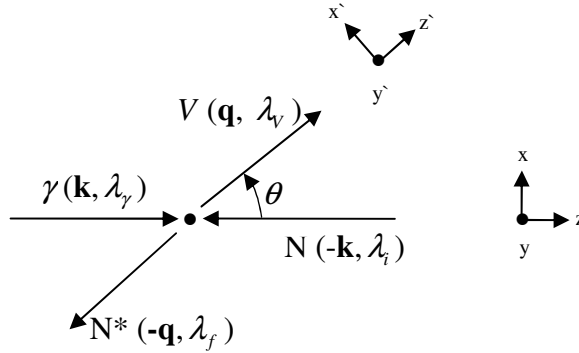
Kinematik, diferansiyel tesir kesiti, Helisite genlikleri ve bunların tek, çift polarizasyon gözlenirlikleri için genel formalizm Bölüm 2'de yer almaktadır. Değiş-tokuş mekanizmaları ve genlikleri 3. bölüm olan Model kısmında bulunmaktadır. Bölüm 4'te ise diferansiyel tesir kesiti ve çift polarizasyon gözlenirlikleri için elde edilen sonuçlar yer almaktadır. Son olarak Ek.A'da Helisite genliklerinin açık ifadeleri bulunmaktadır.

## 2. FORMALİZM

### 2.1 Kinematik

Nükleondan  $V$  vektör mezon fotoüretiminde, ilk olarak Şekil 2.1'de görüldüğü gibi,  $\gamma + N \rightarrow V + N^*$  için kinematiksel değişkenleri tanımlarız. Gelen foton, saçılan vektör mezon, hedef nükleon ve baryon rezonansın dörtlü momentumları sırasıyla;  $k$ ,  $q$ ,  $P_1$  ve  $P_2$  dir. Yukarıda yer alan kinematiklerde söz konusu mezon fotoüretim tanımlamasının serbestlik derecesi hadroniktir. Uzun dalga boyu sınırında hedef nükleon, mezon alanların bir kaynağıdır. Gelen foton böylesi mezonlar tarafından soğurulabilir ve bu etkileşme son durumdaki vektör mezonu üretir (t- kanalı oluşumu).

Gelen foton, vektör mezon, hedef nükleon ve baryon rezonansın dörtlü momentumları sırasıyla; laboratuvar sisteminde  $k = (E_\gamma^L, \vec{k}_L)$ ,  $q = (E_V^L, \vec{q}_L)$ ,  $P_1 = (E_1^L, \vec{P}_1)$  ve  $P_2 = (E_2^L, \vec{P}_2)$  şeklinde yazılır. Kütle merkezi sisteminde değişkenler Şekil 2.1' de görüldüğü gibi  $k = (E_\gamma, \vec{k})$ ,  $q = (E_V, \vec{q})$ ,  $P_1 = (E_1, -\vec{k})$  ve  $P_2 = (E_2, -\vec{q})$  olur.



**Şekil 2.1:** Kütle merkezi sisteminde vektör mezon fotoüretimi için koordinat sistemi ve kinematiksel değişkenler.  $\theta$  saçılma açısıdır.

Eşik enerjisi civarında işlem yapmanın en önemli özelliği, kütle merkezi sisteminde sıfır üçlü momentumla S- durumundaki son durum parçacıklarının üretimidir. Açısal, yörüngesel ve toplam momentum, tam olarak sadece kütle merkezi sisteminde tanımlanabilir. Bu nedenle aşağıdaki analizlerde, hesaba katılan oluşumların hepsi kütle merkezi sisteminde yapılandırılacaktır.

Eşik enerjisi civarında söz konusu reaksiyonlarda, spin bakımından farklı parçacıkların polarizasyon özelliklerini tanımlanmasında, aslında basitleştirilmiş olan tüm gözlenirliklerin doğru tanımlanmasında, sıfır veya relativistik olarak küçük hızda olan tüm parçacıklar için relativistik olmayan durumlardaki gibi işlem yapılabilir. Bu nedenle, burada karmaşık relativistik spin tanımlaması relativistik olmayana eşittir. Bu durum, aşağıda gösterildiği gibi spin 1/2 ve 1 için ele alınabilir.

**Spin 1/2:** Fermiyonların polarizasyon özelliklerinin relativistik tanımlaması, dört bileşenli Dirac spinorlarının  $u(p)$  formalizmine dayanır. Burada  $p$  dörtlü momentum parçacığdır. Genel formda Dirac eşitliği;

$$(\hat{p} - m)u(p) = 0, \quad \hat{p} = p_\mu \gamma_\mu$$

şeklinde ifade edilir. Burada  $m$ , fermiyon kütlesi ve  $\gamma_\mu$ , Dirac matrisleridir. İki bileşenli spinor  $\phi$  açısından, Dirac spinorları  $u(p)$  aşağıdaki şekilde ifade edilebilir.

$$u(p) = \sqrt{E + m} \begin{bmatrix} \phi \\ -\frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{E + m} \phi \end{bmatrix} \quad (2.1)$$

Relativistik normalizasyonlarla;  $u^+ u = 2E$  ve  $\phi^+ \phi = 1$ ;  $p = (E, \vec{p})$  ile ifade edilir.  $E$ , parçacık enerjisi ve  $\vec{p}$ , üçlü momentumdur. Serbest bir parçacık için;

$$E^2 - \vec{p}^2 = m^2$$

dir. Eşik enerjisi civarında,  $\vec{p} = 0$  ve  $u(p) \rightarrow \phi$ , yani iki bileşenli spinor  $\phi$  tam olarak spin 1/2 parçacığını tanımlar. İkili spinor  $\phi$ 'ye uygun olan yoğunluk matrisi aşağıdaki formdadır;

$$\phi_i \phi_j^+ = \frac{1}{2} (1_2 + \vec{\sigma} \cdot \vec{P})_{ij}, \quad i, j = 1, 2, \quad (2.2)$$

burada  $\vec{P}$ , fermiyon polarizasyonun açısal veya sözde vektörüdür.  $\sigma_a = \sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$  Pauli matrisleridir.

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix},$$

$$\sigma_a \sigma_b = \delta_{ab} + i \mathcal{E}_{abc} \sigma_c, \quad \sigma_a^+ = \sigma_a, \quad (a, b, c = x, y, z)$$

$\mathcal{E}_{abc}$ , tam antisimetrik birim tensördür.

**Spin 1:** Vektör parçacıklarının relativistik tanımlamasını yani dörtlü polarizasyon vektörünü içerir;  $U_\alpha$ ,  $\alpha = x, y, z$  ve  $0$ ' dır.

$$U \cdot p = 0 \quad (2.3)$$

Eşik enerjisi civarında bu denklem,  $U_0 \cdot m = 0$  ' a dönüşür, yani  $U_0 = 0$  ,  $U_\alpha \rightarrow U_a$  ,  $a = x, y, z$  şeklinde yazılabilir. Burada tam fiziksel bilgiyi,  $\vec{U}$  üçlü vektörü içerir.

**Foton:** Gerçek fotonlar kütesiz vektör parçacıklarıdır. Bu nedenle, polarizasyon özellikleri özel bir yolla tanımlanır. Foton polarizasyonu, Lorentz koşulunu;

$$\vec{\epsilon} \cdot \vec{k} = 0 \quad (2.4)$$

sağlayan üçlü vektör  $\vec{\epsilon}$  ile ifade edilir. Burada  $\vec{k}$  , fotonun üçlü momentumu doğrultusunda birim vektördür.

Ayrıntılı bilgi Ek.A bölümünde yer almaktadır.

## 2.2 Spin Gözlenirlikleri ve Helisite Genlikleri

Spin gözlenirliklerini incelemek için kütle merkezi sisteminde helisite genlikleri ile çalışmak uygundur. Polarize vektör mezon fotoüretimi,  $\vec{\gamma} + \vec{N} \rightarrow \vec{V} + \vec{N}^*$  , için helisite genliği;

$$H_{\lambda_V, \lambda_f, \lambda_\gamma, \lambda_i} \equiv \langle \vec{q}; \lambda_V, \lambda_f | T | \vec{k}; \lambda_\gamma, \lambda_i \rangle \quad (2.5)$$

şeklindedir. Burada değişkenler ve koordinat sistemleri, sırasıyla fotonun, vektör mezonun, hedef nükleonun ve saçılan baryon rezonansın helisite genliklerini gösteren  $\lambda_\gamma (= \pm 1)$  ,  $\lambda_V (= 0, \pm 1)$  ve  $\lambda_{i,f} (= \pm 1/2)$  ile Şekil 2.1' de gösterilmektedir. Teorik olarak  $2 \times 2 \times 3 \times 2 = 24$  kompleks genlik vardır. Bununla birlikte, parite değişmediğinden denklem;

$$\langle \vec{q}; \lambda_V, \lambda_f | T | \vec{k}; \lambda_\gamma, \lambda_i \rangle = (-1)^{\Lambda_f - \Lambda_i} \langle \vec{q}; -\lambda_V, -\lambda_f | T | \vec{k}; -\lambda_\gamma, -\lambda_i \rangle \quad (2.6)$$

olur.  $\Lambda_f = \lambda_V - \lambda_f$  ve  $\Lambda_i = \lambda_\gamma - \lambda_i$  ile sadece 12 kompleks helisite genliği bağımsızdır. Bu genlikler ;

$$H_{1, \lambda_V} \equiv \left\langle \lambda_V, \lambda_f = +\frac{1}{2} | T | \lambda_\gamma = 1, \lambda_i = -\frac{1}{2} \right\rangle \quad (2.7a)$$

$$H_{2, \lambda_V} \equiv \left\langle \lambda_V, \lambda_f = +\frac{1}{2} | T | \lambda_\gamma = 1, \lambda_i = +\frac{1}{2} \right\rangle \quad (2.7b)$$

$$H_{3, \lambda_V} \equiv \left\langle \lambda_V, \lambda_f = -\frac{1}{2} | T | \lambda_\gamma = 1, \lambda_i = -\frac{1}{2} \right\rangle \quad (2.7c)$$

$$H_{4,\lambda_v} \equiv \left\langle \lambda_v, \lambda_f = -\frac{1}{2} \middle| T \middle| \lambda_\gamma = 1, \lambda_i = +\frac{1}{2} \right\rangle \quad (2.7d)$$

şeklinde sınıflandırılabilir (Tabakin,1994). Helicite genliklerinin açık ifadeleri ve hesaplanması Ek.A' da yer almaktadır. Vektör mezon fotoüretim genliği bu durumda helisite uzayında  $\mathcal{F}$  ( $6 \times 4$ ) matrisi ile gösterilebilir.

$$\mathcal{F} \equiv \begin{pmatrix} H_{2,1} & H_{1,1} & H_{3,-1} & -H_{4,-1} \\ H_{4,1} & H_{3,1} & -H_{1,-1} & H_{2,-1} \\ H_{2,0} & H_{1,0} & -H_{3,0} & H_{4,0} \\ H_{4,0} & H_{3,0} & H_{1,0} & -H_{2,0} \\ H_{2,-1} & H_{1,-1} & H_{3,1} & -H_{4,1} \\ H_{4,-1} & H_{3,-1} & -H_{1,1} & H_{2,1} \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

Gerçek hesaplamalarda, bazen nükleon spin uzayında matris elemanlarını değerlendirmek daha kolay olur. Diferansiyel tesir kesiti, klasik grup ortalamasıyla;

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \rho_0 \text{Tr}(\rho_F) \quad (2.10)$$

şeklinde verilir. Son durum yoğunluk matrisi;

$$\rho_F = \mathcal{F} \rho_I \mathcal{F}^\dagger \quad (2.11)$$

dir. Burada  $\rho_I$ ; ilk durum yoğunluk matrisidir.

$$\rho_I = \rho_\gamma \rho_N \quad (2.12)$$

Burada  $\rho_\gamma$  ve  $\rho_N$ , foton ve proton yoğunluk matrisleridir. Genelde fotonun yoğunluk matrisi, foton helisite uzayında,

$$\rho_\gamma = \frac{1}{2} (\mathbf{1}_2 + \sigma_\gamma \cdot P_S) \quad (2.13)$$

olarak yazılır. Burada  $\mathbf{1}_2$ ,  $2 \times 2$  birim matristir ve  $P_S$ , foton demeti polarizasyonunun yön ve açısını belirleyen Stokes vektörüdür. Pauli spin matrislerini ifade eden  $\sigma_\gamma$ 'nin varlığı gerçek bir fotonun yalnızca iki serbestlik derecesi olması nedeniyledir. Foton polarizasyonunun bazı özel durumlarına karşılık gelen Stokes vektörleri örneğin Ref. (Fasano,1992)'de bulunabilir.

Proton yoğunluk matrisi, spin  $\frac{1}{2}$  uzayındadır ve bu nedenle  $2 \times 2$  hermityen bir matristir. Bu durumda hedef nükleon için;

$$\rho_N = \frac{1}{2}(1_2 + \sigma_N \cdot P_N) \quad (2.14)$$

ve saçılan baryon rezonans için;

$$\rho_{N^*} = \frac{1}{2}(1_2 + \sigma_{N^*} \cdot P_{N^*}) \quad (2.15)$$

yazılabilir \*. Örneğin; kutuplanmamış durumda;  $\rho_\gamma = \rho_N = \frac{1}{2}$  olur ve

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(U) = \frac{\rho_0}{4} Tr (F F^*) = \rho_0 I(\theta) \quad (2.16)$$

yazılabilir. Burada,  $I(\theta)$ ; tesir kesiti yoğunluğunu tanımlar.

$$I(\theta) = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 \sum_{a=\pm 1,0} |H_{i,a}|^2 \equiv \frac{1}{4} Tr (F F^*) \quad (2.17)$$

Vektör mezonun spin-1 yapısı nedeniyle, yoğunluk matrisi yalnızca vektör mezonlarla tanımlanamaz. Vektör mezon polarizasyonunu doğru bir şekilde tanımlamak için tensör polarizasyonunu hesaba katmalıyız. Tensör polarizasyon operatörü (Bourrely,1980);

$$S_{jk} = \frac{3}{2}(S_j S_k + S_k S_j) - 2\delta_{jk} 1_3 \quad (2.18)$$

olarak tanımlanır. Burada  $\mathbf{1}_3$   $3 \times 3$  birim matristir.  $S_x$ ,  $S_y$  ve  $S_z$  ;

$$S_x = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad S_y = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \quad S_z = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

şeklinde ifade edilir.  $S_{xx} + S_{yy} + S_{zz} = 0$  olduğu için sadece 5 tane ifade bağımsızdır. Bu nedenle, vektör mezon yoğunluk matrisinin son şekli;

---

\* Kütle merkezi sisteminde helisite genliklerinin doğru formda olması için  $\sigma_x$  ve  $\sigma_z$  yerine ilk ve son durum nükleonlar için  $-\sigma_x$  ve  $-\sigma_z$  kullanılmalıdır

$$\rho_V = \frac{1}{3} \left( 1_3 + \sum_j P_j^V \Omega_j^V \right) \quad (2.20).$$

olarak yazılır. Burada,  $Tr \Omega_j^V \Omega_k^V = 3\delta_{jk}$  olarak normalize edilen  $\Omega_j^V$  ;

$$\Omega_j^V = \sqrt{\frac{3}{2}} (S_x, S_y, S_z), \quad \frac{1}{\sqrt{6}} (S_{xx} - S_{yy}), \quad \frac{1}{\sqrt{2}} S_{zz}, \quad \sqrt{\frac{2}{3}} (S_{xy}, S_{yz}, S_{zx}) \quad (2.21)$$

şeklinde ifade edilir.

Genelde, herhangi bir gözlenirlik  $\bar{\Omega}$  olarak yazılabilir.

$$\bar{\Omega} = \frac{Tr [F A_\gamma A_{N^*} F^+ B_V B_{N^*}]}{Tr (F F^+)} \quad (2.22)$$

Burada  $A_N$ , nükleon yoğunluk matris elemanları olan  $(1_2, \sigma_N)$ 'i gösterir. Benzer şekilde  $A_\gamma (1_2, \sigma_\gamma)$  foton yoğunluk matrisini,  $B_{N^*} (1_2, \sigma_{N^*})$  baryon rezonansın yoğunluk matrisini ve  $B_V$  ise vektör mezon yoğunluk matrislerini gösterir. Matris boyutlarına dikkat edilirse  $F (6 \times 4)$ ,  $A_\gamma A_N (4 \times 4)$ ,  $F^* (4 \times 6)$  ve  $B_V B_{N^*} (6 \times 6)$  dir.

### 2.2.1 Tek Spin Polarizasyon Gözlenirlikleri

Yalnızca gelen foton demeti polarize olduğunda kutuplanan demet asimetrisini (analiz etme gücünü) tanımlayabiliriz.

$$\Sigma_x = \frac{Tr [F \sigma_\gamma^x F^+]}{Tr (F F^+)} \quad (2.23)$$

Diferansiyel tesir kesiti  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  için  $\sigma^{(B,T;R,V)}$  'yi tanımlarsak; burada  $(B,T;R,V)$  üst indisler sırasıyla, foton demeti, hedef nükleon, baryon rezonans ve üretilen vektör mezonun polarizasyonlarını gösterir. Bu durumda  $\Sigma_x$  'in fiziksel anlamı;

$$\Sigma_x = \frac{\sigma^{(\parallel;U,U)} - \sigma^{(\perp;U,U)}}{\sigma^{(\parallel;U,U)} + \sigma^{(\perp;U,U)}} \quad (2.24)$$

şeklinde yazılabilir. Burada üst  $U$  , kutuplanmamış bir parçacığı gösterir ve  $\parallel$  ( $\perp$ ),  $\hat{x}$  ( $\hat{y}$ ) eksenini boyunca doğrusal kutuplanan bir fotona karşılık gelir.

Benzer şekilde, kutuplanmış hedef nükleon asimetrisi  $\mathcal{T}$ , saçılan rezonansın kutuplanma asimetrisi  $\mathcal{P}$ , ve vektör mezon kutuplanma asimetrisi  $\mathcal{V}$ ,

$$\mathcal{T}_y = \frac{\text{Tr}[F\sigma_N^y F^+]}{\text{Tr}(FF^+)} \quad (2.25)$$

$$\mathcal{P}_{y'} = \frac{\text{Tr}[FF^+ \sigma_{N^*}^{y'}]}{\text{Tr}(FF^+)} \quad (2.26)$$

$$\mathcal{V}_j = \frac{\text{Tr}[FF^+ \Omega_j^V]}{\text{Tr}(FF^+)} \quad (2.27)$$

olarak tanımlanır.

### 2.2.2 Çift Spin Polarizasyon Gözlenirlikleri

Altı adet çift polarizasyon gözlenirliği vardır; demet-hedef nükleon (BT) , demet-saçılan rezonans (BR) , hedef nükleon-saçılan rezonans (TR) , demet-vektör mezon (BV) , hedef nükleon-vektör mezon (TV) , ve saçılan rezonans-vektör mezon (RV) . Örneğin; demet -hedef nükleon (BT) çift polarizasyon gözlenirliğini  $C_{ij}^{BT}$  şeklinde tanımlarsak;

$$C_{ij}^{BT} = \frac{\text{Tr}[F\sigma_\gamma^i \sigma_N^j F^+]}{\text{Tr}(FF^+)} \quad (2.28)$$

Buradan yola çıkarak  $C_{zz}^{BT}$  'nin fiziksel anlamı;

$$C_{zz}^{BT} = \frac{\text{Tr}[F\sigma_\gamma^z \sigma_N^z F^+]}{\text{Tr}(FF^+)} = \frac{\sigma^{(r,z;U,U)} - \sigma^{(r,-z;U,U)}}{\sigma^{(r,z;U,U)} + \sigma^{(r,-z;U,U)}} \quad (2.29)$$

Üstel  $r$ ,  $+1$  helisite ile dairesel olarak kutuplanan bir foton demetine karşılık gelir ve  $\pm z$  hedef nükleon polarizasyonunun yönünü gösterir. Çift polarizasyon gözlenirliklerinin bazıları aşağıda helisite genlikleri tarafından açıkça verilmektedir. Daha ayrıntılı bilgi için (Tabakin,1996) referansına bakabilirsiniz.

Foton demeti ve hedef protonun kutuplandığı durum için çift spin polarizasyon gözlenirliğini hesaplırsak;

$$C_{zz}^{BT} I(\theta) = \frac{\text{Tr}[F\sigma_{\gamma}^z\sigma_{\mathcal{N}}^x F^+]}{\text{Tr}(FF^+)} \cdot \frac{1}{4} \text{Tr}(FF^+) = \frac{1}{4} \text{Tr}[F\sigma_{\gamma}^z\sigma_{\mathcal{N}}^x F^+] \quad (2.30)$$

$$\sigma^z(-\sigma^x) = \sigma^z \otimes (-\sigma^x) = \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

$$\begin{aligned} C_{zz}^{BT} I(\theta) &= \frac{1}{4} \text{Tr}[F\sigma_{\gamma}^z(-\sigma_{\mathcal{N}}^x)F^+] \\ &= -\left[ (H_{4,-1}^* H_{3,-1}) + (H_{4,0}^* H_{3,0}) + (H_{4,1}^* H_{3,1}) + (H_{2,-1}^* H_{1,-1}) + (H_{2,0}^* H_{1,0}) + (H_{2,1}^* H_{1,1}) \right] \end{aligned} \quad (2.32)$$

Muhtemel 290 (tek, çift, üçlü ve dördü) polarizasyon gözlenirlikleri açısından sadece boyuna asimetrisi içeren birkaçını hesaba katacağız. Tek polarizasyon gözlenirliklerinden ise sadece tesir kesitini ele alacağız. Toplam 290 gözlenirlik olmasına rağmen, bunlardan yalnızca 24 tanesi doğrusal olarak bağımsızdır. Dolayısıyla be tezde sadece 24 bağımsız çift polarizasyon gözlenirliklerini inceleyeceğiz.

### 2.2.3 Helisite Genlikleri Formunda Çift Spin Polarizasyon Gözlenirlikleri

Bazı çift polarizasyon gözlenirlikleri için açık ifadeler aşağıda verilmektedir (Titov,1998).

#### Demet-Hedef Nükleon:

$$C_{yx}^{BT} I(\theta) = \text{Im} \left\{ H_{4,-1}^* H_{2,1} - H_{4,0}^* H_{2,0} + H_{4,1}^* H_{2,-1} - H_{3,-1}^* H_{1,1} + H_{3,0}^* H_{1,0} - H_{3,1}^* H_{1,-1} \right\} \quad (2.33a)$$

$$C_{yz}^{BT} I(\theta) = -\text{Im} \left\{ H_{4,-1}^* H_{1,1} - H_{4,0}^* H_{1,0} + H_{4,1}^* H_{1,-1} + H_{3,-1}^* H_{2,1} - H_{3,0}^* H_{2,0} + H_{3,1}^* H_{2,-1} \right\} \quad (2.33b)$$

$$C_{zx}^{BT} I(\theta) = -\text{Re} \left\{ H_{4,-1}^* H_{3,-1} + H_{4,0}^* H_{3,0} + H_{4,1}^* H_{3,1} + H_{2,-1}^* H_{1,-1} + H_{2,0}^* H_{1,0} + H_{2,1}^* H_{1,1} \right\} \quad (2.33c)$$

$$C_{zz}^{BT}I(\theta) = -\frac{1}{2} \left\{ \begin{aligned} &|H_{4,-1}|^2 + |H_{4,0}|^2 + |H_{4,1}|^2 - |H_{3,-1}|^2 - |H_{3,0}|^2 - |H_{3,1}|^2 + |H_{2,-1}|^2 \\ &+ |H_{2,0}|^2 + |H_{2,1}|^2 - |H_{1,-1}|^2 - |H_{1,0}|^2 - |H_{1,1}|^2 \end{aligned} \right\} \quad (2.33d)$$

**Demet-Baryon Rezonans:**

$$C_{yx'}^{BR}I(\theta) = \text{im} \left\{ H_{4,-1}^* H_{3,1} - H_{4,0}^* H_{3,0} + H_{4,1}^* H_{3,-1} - H_{2,-1}^* H_{1,1} + H_{2,0}^* H_{1,0} - H_{2,1}^* H_{1,-1} \right\} \quad (2.34a)$$

$$C_{yz'}^{BR}I(\theta) = \text{im} \left\{ H_{4,-1}^* H_{1,1} - H_{4,0}^* H_{1,0} + H_{4,1}^* H_{1,-1} - H_{3,-1}^* H_{2,1} + H_{3,0}^* H_{2,0} - H_{3,1}^* H_{2,-1} \right\} \quad (2.34b)$$

$$C_{zx'}^{BR}I(\theta) = -\text{Re} \left\{ H_{4,-1}^* H_{2,-1} + H_{4,0}^* H_{2,0} + H_{4,1}^* H_{2,1} + H_{3,-1}^* H_{1,-1} + H_{3,0}^* H_{1,0} + H_{3,1}^* H_{1,1} \right\} \quad (2.34c)$$

$$C_{zz'}^{BR}I(\theta) = \frac{1}{2} \left\{ \begin{aligned} &|H_{4,-1}|^2 + |H_{4,0}|^2 + |H_{4,1}|^2 + |H_{3,-1}|^2 + |H_{3,0}|^2 + |H_{3,1}|^2 - |H_{2,-1}|^2 \\ &- |H_{2,0}|^2 - |H_{2,1}|^2 - |H_{1,-1}|^2 - |H_{1,0}|^2 - |H_{1,1}|^2 \end{aligned} \right\} \quad (2.34d)$$

**Hedef Nükleon-Baryon Rezonans:**

$$C_{xx'}^{TR}I(\theta) = \text{Re} \left\{ H_{4,-1}^* H_{1,-1} + H_{4,0}^* H_{1,0} + H_{4,1}^* H_{1,1} + H_{3,-1}^* H_{2,-1} + H_{3,0}^* H_{2,0} + H_{3,1}^* H_{2,1} \right\} \quad (2.35a)$$

$$C_{xz'}^{TR}I(\theta) = -\text{Re} \left\{ H_{4,-1}^* H_{3,-1} + H_{4,0}^* H_{3,0} + H_{4,1}^* H_{3,1} - H_{2,-1}^* H_{1,-1} - H_{2,0}^* H_{1,0} - H_{2,1}^* H_{1,1} \right\} \quad (2.35b)$$

$$C_{zx'}^{TR}I(\theta) = \text{Re} \left\{ H_{4,-1}^* H_{2,-1} + H_{4,0}^* H_{2,0} + H_{4,1}^* H_{2,1} - H_{3,-1}^* H_{1,-1} - H_{3,0}^* H_{1,0} - H_{3,1}^* H_{1,1} \right\} \quad (2.35c)$$

$$C_{zz'}^{TR}I(\theta) = -\frac{1}{2} \left\{ \begin{aligned} &|H_{4,-1}|^2 + |H_{4,0}|^2 + |H_{4,1}|^2 - |H_{3,-1}|^2 - |H_{3,0}|^2 - |H_{3,1}|^2 - |H_{2,-1}|^2 \\ &- |H_{2,0}|^2 - |H_{2,1}|^2 + |H_{1,-1}|^2 + |H_{1,0}|^2 + |H_{1,1}|^2 \end{aligned} \right\} \quad (2.35d)$$

**Demet-Vektör Mezon:**

$$C_{yx'}^{BV}I(\theta) = -\frac{\sqrt{3}}{2} \text{im} \left\{ \begin{aligned} &H_{4,-1}^* H_{1,0} - H_{4,0}^* (H_{1,-1} + H_{1,1}) + H_{4,1}^* H_{1,0} - H_{3,-1}^* H_{2,0} \\ &+ H_{3,0}^* (H_{2,-1} + H_{2,1}) - H_{3,1}^* H_{2,0} \end{aligned} \right\} \quad (2.36a)$$

$$C_{yz'}^{BV}I(\theta) = -\frac{\sqrt{3}}{2} \text{im} \left\{ H_{4,-1}^* H_{1,1} - H_{4,1}^* H_{1,-1} - H_{3,-1}^* H_{2,1} + H_{3,1}^* H_{2,-1} \right\} \quad (2.36b)$$

$$C_{zx'}^{BV}I(\theta) = \frac{\sqrt{3}}{2} \text{Re} \left\{ \begin{aligned} &H_{4,0}^* (H_{4,-1} + H_{4,1}) + H_{3,0}^* (H_{3,-1} + H_{3,1}) + H_{2,0}^* (H_{2,-1} + H_{2,1}) \\ &+ H_{1,0}^* (H_{1,-1} + H_{1,1}) \end{aligned} \right\} \quad (2.36c)$$

$$C_{zz'}^{BV} I(\theta) = -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2}} \left\{ \begin{array}{l} |H_{4,-1}|^2 - |H_{4,1}|^2 + |H_{3,-1}|^2 - |H_{3,1}|^2 + |H_{2,-1}|^2 - |H_{2,1}|^2 \\ + |H_{1,-1}|^2 - |H_{1,1}|^2 \end{array} \right\} \quad (2.36d)$$

**Hedef Nükleon-Vektör Mezon:**

$$C_{xx'}^{TV} I(\theta) = -\frac{\sqrt{3}}{2} \operatorname{Re} \left\{ \begin{array}{l} H_{4,0}^* (H_{3,-1} + H_{3,1}) + H_{3,0}^* (H_{4,-1} + H_{4,1}) + H_{2,0}^* (H_{1,-1} + H_{1,1}) \\ + H_{1,0}^* (H_{2,-1} + H_{2,1}) \end{array} \right\} \quad (2.37a)$$

$$C_{xz'}^{TV} I(\theta) = \frac{\sqrt{3}}{2} \operatorname{Re} \{ H_{4,-1}^* H_{3,-1} - H_{4,1}^* H_{3,1} + H_{2,-1}^* H_{1,-1} - H_{2,1}^* H_{1,1} \} \quad (2.37b)$$

$$C_{zx'}^{TV} I(\theta) = -\frac{\sqrt{3}}{2} \operatorname{Re} \left\{ \begin{array}{l} H_{4,0}^* (H_{4,-1} + H_{4,1}) - H_{3,0}^* (H_{3,-1} + H_{3,1}) + H_{2,0}^* (H_{2,-1} + H_{2,1}) \\ - H_{1,0}^* (H_{1,-1} + H_{1,1}) \end{array} \right\} \quad (2.37c)$$

$$C_{z'z'}^{TV} I(\theta) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2}} \left\{ \begin{array}{l} |H_{4,-1}|^2 - |H_{4,1}|^2 - |H_{3,-1}|^2 + |H_{3,1}|^2 + |H_{2,-1}|^2 - |H_{2,1}|^2 \\ - |H_{1,-1}|^2 + |H_{1,1}|^2 \end{array} \right\} \quad (2.37d)$$

**Baryon Rezonans-Vektör Mezon:**

$$C_{xx'}^{RV} I(\theta) = -\frac{\sqrt{3}}{2} \operatorname{Re} \left\{ \begin{array}{l} H_{4,0}^* (H_{2,-1} + H_{2,1}) + H_{3,0}^* (H_{1,-1} + H_{1,1}) + H_{2,0}^* (H_{4,-1} + H_{4,1}) \\ + H_{1,0}^* (H_{3,-1} + H_{3,1}) \end{array} \right\} \quad (2.38a)$$

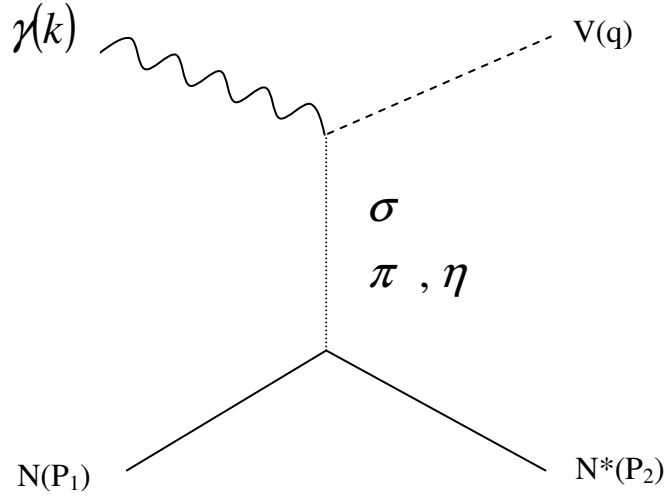
$$C_{xz'}^{RV} I(\theta) = \frac{\sqrt{3}}{2} \operatorname{Re} \{ H_{4,-1}^* H_{2,-1} - H_{4,1}^* H_{2,1} + H_{3,-1}^* H_{1,-1} - H_{3,1}^* H_{1,1} \} \quad (2.38b)$$

$$C_{zx'}^{RV} I(\theta) = \frac{\sqrt{3}}{2} \operatorname{Re} \left\{ \begin{array}{l} H_{4,0}^* (H_{4,-1} + H_{4,1}) + H_{3,0}^* (H_{3,-1} + H_{3,1}) - H_{2,0}^* (H_{2,-1} + H_{2,1}) \\ - H_{1,0}^* (H_{1,-1} + H_{1,1}) \end{array} \right\} \quad (2.38c)$$

$$C_{z'z'}^{RV} I(\theta) = -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2}} \left\{ \begin{array}{l} |H_{4,-1}|^2 - |H_{4,1}|^2 + |H_{3,-1}|^2 - |H_{3,1}|^2 - |H_{2,-1}|^2 + |H_{2,1}|^2 \\ - |H_{1,-1}|^2 + |H_{1,1}|^2 \end{array} \right\} \quad (2.38d)$$

### 3. MODEL

Bir mezon değiş-tokuş modeli kurmanın başlangıç noktası relativistik kuantum alan teorisinin bir model Lagranjyenidir. Lagranjyenin, Lorentz sabiti, izospin korunumu, chiral simetri ve gauge değişmezliği gibi temel etkileşmelerin gözlenen simetrilerini sağlaması gerekir.



**Şekil 3.1:** t- kanalında vektör mezon ve baryon rezonansın ortak foton üretimi için model mekanizma.  $\gamma(k) + N(P_1) \rightarrow V(q) + N^*(P_2)$  reaksiyon için t- kanalı Feimann diyagramı.

Şekil 3.1'de gösterilen bu oluşumun kinematiklerini karakterize eden Lorentz sabiti ve Mandelstam değişkenleri,  $m_N$  nükleon kütlesi,  $m_{N^*}$  baryon rezonans kütlesi ve  $m_V$  vektör mezon kütlesi ile

$$s = (k + P_1)^2 = (q + P_2)^2 \quad (3.1)$$

$$t = (k - q)^2 = (P_1 - P_2)^2 \quad (3.2)$$

$$u = (k - P_2)^2 = (P_1 - q)^2 \quad (3.3)$$

şeklinde tanımlanır.  $\sqrt{s}$  değeri kütle merkezi sisteminde toplam enerjiyi ifade eder. t değişkeni momentum transferini göstermektedir. Bu niceliği hesaplamalarımızda negatif olarak alırız. u değişkeni çaprazlanan şekilleri incelemek için kullanılır.  $\gamma + N \rightarrow V + N^*$  reaksiyonlarının teorik tanımlaması genellikle ortaklanan saçılma matrisine rezonans yaklaşımı üzerine kurulur.

t- kanalında genliğe, mezon değiş-tokuşu baskındır ve burada en hafif mezonların değiş-tokuşları daima  $[t - m_V^2]^{-1}$  mezon propagatör formu nedeniyle düşük  $-t$  'de baskındır.

Vektör mezon fotoüretim çalışmamızda t- kanalı için sözde skaler  $\varphi(\pi, \eta)$  değiş-tokuş genlikleri Lagranjiyen denkleminde elde edilebilir (Frimann et al,2000).

$$\mathcal{L}_\varphi = \frac{e}{m_V} g_{V\varphi\gamma} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \partial_\mu V_\nu \partial_\alpha A_\beta \varphi - i g_{\varphi NN^*} \bar{N}^* \gamma_5 N \quad (3.4)$$

Burada  $A_\mu (V_\mu)$ , foton (vektör mezon) alanıdır. Bu durumda bir piyon değiş-tokuşu genliği;

$$\mathcal{M}_t = e \frac{g_{V\pi\gamma} g_{\pi NN^*}}{m_V t - m_\pi^2} F_{\pi NN^*}(t) F_{V\pi\gamma}(t) [\bar{u}(P_2) \gamma_5 u(P_1)] (\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon_\mu k_\nu U_\alpha q_\beta) \quad (3.5)$$

şeklinde tanımlanabilir. Burada  $t = (k - q)^2$ ,  $m_\pi$  piyon kütlesi,  $m_V$  vektör mezon kütlesi,  $\epsilon_\mu (U_\mu)$  fotonun (vektör mezonun) dörtlü polarizasyon vektörü,  $u(P_1)$  ve  $u(P_2)$   $P_1$  ve  $P_2$  momentumlu parçacıkların Dirac spinorlarına karşılık gelir.  $g_{V\pi\gamma}$  ve  $F_{V\pi\gamma}(t)$  ( $g_{\pi NN^*}$  ve  $F_{\pi NN^*}(t)$ ) hesaplanan mekanizmanın elektromanyetik  $V\pi\gamma$  (güçlü  $\pi NN^*$ ) verteksi için çiftlenim sabiti ve ona karşılık gelen form faktördür. Dörtlü momentumun mekanizması Şekil 3.1'de gösterilmektedir. Bir pion değiş-tokuşu için kullanılan form faktörler;

$$F_{\pi NN^*}(t) = \frac{\Lambda_{\pi NN^*}^2 - m_\pi^2}{\Lambda_{\pi NN^*}^2 - t}, \quad F_{V\pi\gamma}(t) = \frac{\Lambda_{V\pi\gamma}^2 - m_\pi^2}{\Lambda_{V\pi\gamma}^2 - t} \quad (3.6)$$

Burada,  $\Lambda_{\pi NN^*} = 0.7 \text{ GeV}$  ve  $\Lambda_{V\pi\gamma} = 0.77 \text{ GeV}$ 'dir (Friman et al,1996). Bu çalışmada  $N^* \rightarrow N\pi$  bozunma genliğinden elde edilen  $g_{\pi NN^*}^2/4\pi$  için  $N^*(1440)$ 'da  $3.4 \text{ GeV}$  (Soyeur,2000) ve  $N^*(1710)$ 'da  $0.087 \text{ GeV}$  değerlerini kullandık.  $N^*(1710)$ 'da  $\eta$ 'dan gelen katkıları da hesaba dahil ettiğimiz için sözde skaler  $\eta$  mezon için aynı işlemleri yapabiliriz ve burada  $g_{\eta NN^*}^2/4\pi = 0.1 \text{ GeV}$  değerini aldık.  $m_\pi$  ve  $m_\eta$ ,  $\pi$  ve  $\eta$  mezon kütleleri olup değerleri sırasıyla  $135 \text{ MeV}$  ve  $548 \text{ MeV}$ 'dir.  $g_{V\pi\gamma}$  çiftlenim sabitinin değeri deneysel veriler kullanılarak aşağıdaki  $V \rightarrow \pi\gamma$  bozunma genliği ifadesinden hesaplanabilir.

$$\Gamma(V \rightarrow \pi\gamma) = \frac{\alpha}{24} \frac{[m_V^2 - m_\pi^2]^3}{m_V^5} g_{V\pi\gamma}^2 \quad (3.7)$$

Burada,  $\alpha = e^2/4\pi$  yapı sabitidir.  $V \rightarrow \pi\gamma$  bozunma genliğinin deneysel değerleri ve  $V\pi\gamma$  verteksi için hesaplanan çiftlenim sabitleri Çizelge 3.1'de verilmektedir.

**Çizelge 3.1:**  $V \rightarrow \pi\gamma$  bozunma genliğinin ve  $V\pi\gamma$  verteksi için hesaplanan çiftlenim sabitlerinin deneysel değerleri (Review of Particle Properties,1994)(Caso et al,1998).

Bozunma Genliği	Değeri	Çiftlenim sabiti	Değeri
$\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)$	$7.16 \cdot 10^{-4} GeV$	$g_{\omega\pi\gamma}^2$	3.3
$\Gamma(\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma)$	$6.14 \cdot 10^{-5} GeV$	$g_{\rho^0\pi\gamma}^2$	0.54

Skaler ( $\sigma$ ) değiş-tokuş genliği, aşağıdaki Lagranjiyen ifadesinden

$$\mathcal{L}_\sigma = \frac{e}{m_\nu} g_{V\sigma\gamma} (\partial^\alpha V^\beta \partial_\alpha A_\beta - \partial^\alpha V^\beta \partial_\beta A_\alpha) \sigma + g_{\sigma NN^*} \bar{N}^* N \sigma \quad (3.8)$$

elde edilir. Bu durumda sigma mezon değiş-tokuşu genliği;

$$\mathcal{M}_\sigma = e \frac{g_{V\sigma\gamma}}{m_\nu} \frac{g_{\sigma NN^*}}{t - m_\sigma^2} F_{\sigma NN^*}(t) F_{V\sigma\gamma}(t) [\bar{u}(P_2) \gamma_3 u(P_1)] (\varepsilon \cdot U k \cdot q - \varepsilon \cdot q U \cdot k) \quad (3.9)$$

Burada  $g_{V\sigma\gamma}$  ve  $g_{\sigma NN^*}$ ,  $V\sigma\gamma$  ve  $\sigma NN^*$  verteksleri için çiftlenim sabitleridir.  $g_{\sigma NN^*}^2/4\pi$  değeri  $N^*(1440)$  için  $0.34 GeV$  ve  $N^*(1710)$  için  $0.077 GeV$ 'dir. Bu değiş-tokuş mekanizmaları için form faktör;

$$F_{\sigma NN^*}(t) = \frac{\Lambda_{\sigma NN^*}^2 - m_\sigma^2}{\Lambda_{\sigma NN^*}^2 - t}, \quad F_{V\sigma\gamma}(t) = \frac{\Lambda_{V\sigma\gamma}^2 - m_\sigma^2}{\Lambda_{V\sigma\gamma}^2 - t} \quad (3.10)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada  $\Lambda_{\sigma NN^*} = 1.0 GeV$  ve  $\Lambda_{V\sigma\gamma} = 0.9 GeV$ 'dir (Friman et al,1996).  $m_\sigma$ ,  $\sigma$  mezon kütlesi olup değeri  $500 MeV$ 'dir.  $g_{V\sigma\gamma}$  çiftlenim sabiti, denklem(3.7)'deki bozunma genliği ifadesinden aynı şekilde hesaplanırsa  $g_{\omega\sigma\gamma} = 0.11 GeV$  ve  $g_{\rho\sigma\gamma} = 2.71 GeV$  değerleri elde edilir.

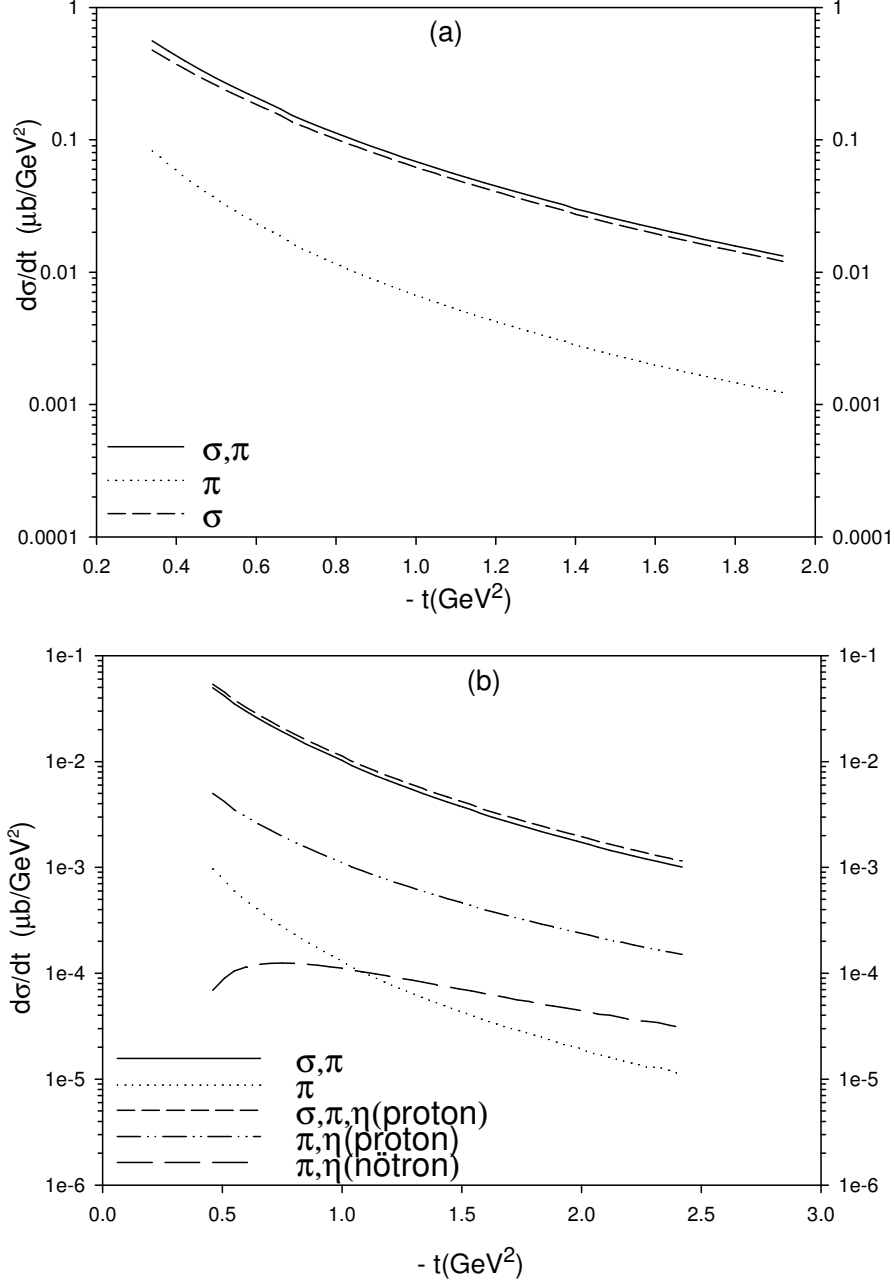
#### 4. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Bu bölümde,  $E_\gamma = 2.5\text{GeV}$  eşik enerjisi civarında  $\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1440)$  ve  $\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1440)$ ,  $E_\gamma = 3.25\text{GeV}$  eşik enerjisi civarında  $\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1710)$  ve  $\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1710)$  yüksüz vektör mezon fotoüretim reaksiyonları için diferansiyel tesir kesiti ve önerilen model ile t- kanalında çift spin gözlenirlikleri hesaplamalarımızın sonuçları bulunmaktadır. Hesaplamalarda kullanılan veriler referanslarıyla birlikte Çizelge 4.1'de yer almaktadır.

**Çizelge 4.1:** Hesaplamalarda kullandığımız modele ait sabitler.

Sabitler	Gösterim	Değer	Referans
$\pi NN^*(1440)$ verteksi için çiftlenim sabiti	$g_{\pi NN^*}^2/4\pi$	3.4	(Soyeur,2000)
$\sigma NN^*(1440)$ verteksi için çiftlenim sabiti	$g_{\sigma NN^*}^2/4\pi$	0.34	(Soyeur,2000)
$\rho\pi\gamma$ – verteksi için çiftlenim sabiti	$g_{\rho\pi\gamma}$	0.288	(Friman et al,1996)
$\rho\sigma\gamma$ – verteksi için çiftlenim sabiti	$g_{\rho\sigma\gamma}$	2.71	(Friman et al,1996)
$\omega\pi\gamma$ – verteksi için çiftlenim sabiti	$g_{\omega\pi\gamma}$	1.821	(Groom et al., 2001)
$\omega\sigma\gamma$ – verteksi için çiftlenim sabiti	$g_{\omega\sigma\gamma}$	0.11	(Gökalp et al,2003)
$\omega\eta\gamma$ – verteksi için çiftlenim sabiti	$g_{\omega\eta\gamma}$	0.4	(Groom et al., 2001)
$\pi NN^*(1440)$ verteksi için kesme parametresi	$\Lambda_{\pi NN^*}$	0.7	(Friman et al,1996)
$V\pi\gamma$ verteksi için kesme parametresi	$\Lambda_{V\pi\gamma}$	0.77	(Friman et al,1996)
$\sigma NN^*(1440)$ verteksi için kesme parametresi	$\Lambda_{\sigma NN^*}$	1.0	(Friman et al,1996)
$V\sigma\gamma$ verteksi için kesme parametresi	$\Lambda_{V\sigma\gamma}$	0.9	(Friman et al,1996)

**4.1  $\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1440)$  ve  $\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1710)$  Reaksiyonları İçin Diferansiyel Tesir Kesiti ve Çift Spin Polarizasyon Gözlenirlikleri**



**Şekil 4.1:**  $t$ - kanalında (a)  $(\pi, \sigma)$  değiş-tokuş modelinde,  $E_\gamma = 2.5 \text{ GeV}$  eşik enerjisi civarında  $\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1440)$  reaksiyonu için diferansiyel tesir kesiti. (b)  $(\pi, \sigma)$  ve  $(\pi, \sigma, \eta)$  değiş-tokuş modelinde,  $E_\gamma = 3.25 \text{ GeV}$  eşik enerjisi civarında  $\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1710)$  reaksiyonu için diferansiyel tesir kesiti.

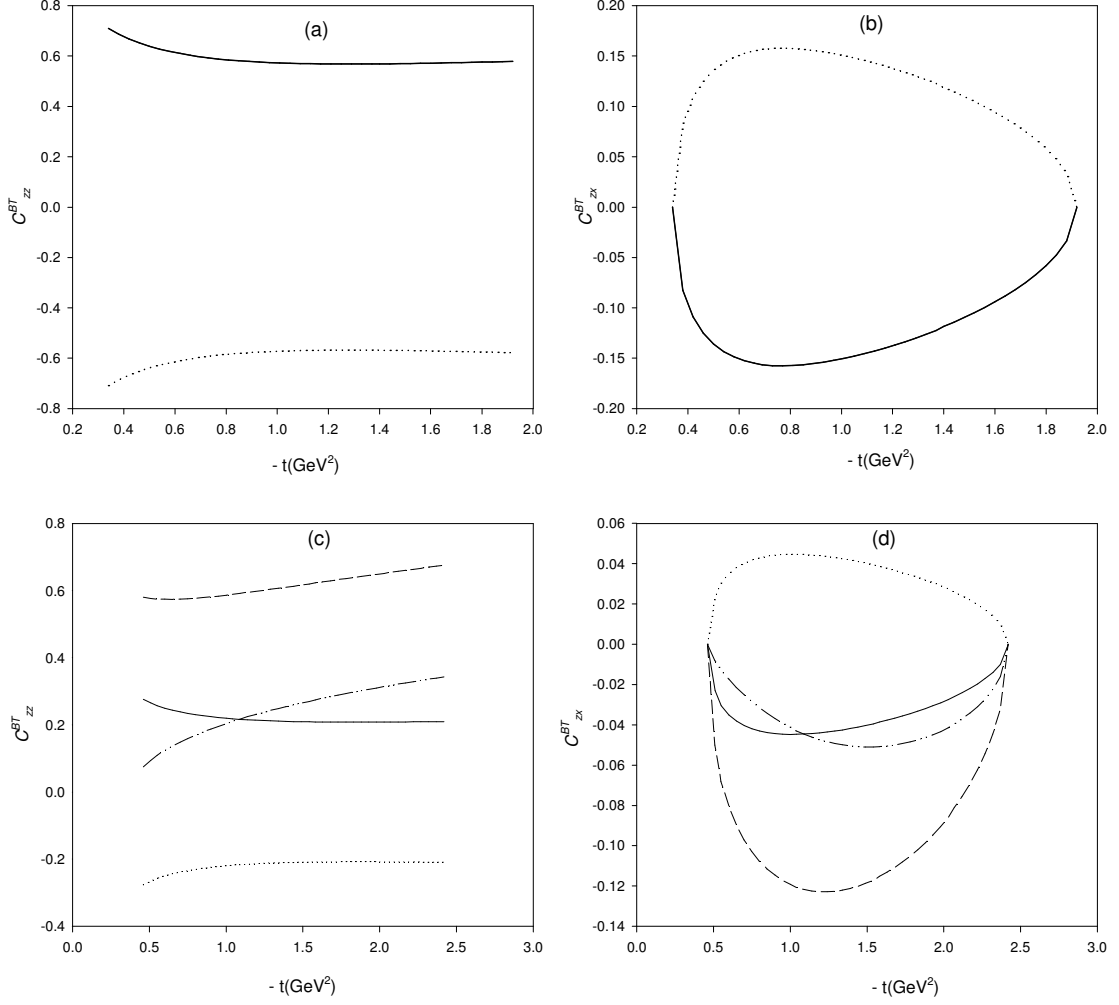
$\rho$  vektör mezon fotoüretiminde,  $\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1440)$  ve  $\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1710)$  reaksiyonları için diferansiyel tesir kesitinin  $(d\sigma/dt)$ ,  $-t$ 'ye göre değişimi Şekil 4.1'de yer almaktadır. Diferansiyel tesir kesiti değerleri için nötron ve proton hedeflerden elde edilen sonuçlar ayırt edilememektedir.  $\rho$  mezon fotoüretiminde  $\sigma$ 'dan gelen katkıların  $\pi$ 'ye oranla daha baskın olduğu açıkça görülmektedir. Şekil 4.1.b' de  $N^*(1710)$  için  $\eta$ 'dan gelen katkıların hesaba dahil edilmesiyle proton-nötron hedef sonuçlar arasında belli oranda farklar meydana gelmektedir. Nötron için  $\eta$  mezonun dahil edilmesiyle sonuç değişmediği için şekilde ayrı bir eğri ile gösterilmemektedir.  $N^*(1710)$  için  $\pi$ 'den gelen katkıların  $\sigma$ 'ya oranla çok küçük olduğu için  $\sigma$  katkısı ile tüm katkıların dahil edildiği eğri çakışmaktadır. Logaritmik skalada incelediğimizde küçük momentum transferlerinin ( $-t$ 'nin) artmasıyla tesir kesitinde azalmalar meydana geldiği gözlenmektedir.

$\rho$  vektör mezon fotoüretiminde  $N^*(1440)$  için, sıfır genlik yaklaşımında  $-t$ 'nin en küçük değeri ( $\theta = 0^\circ$ 'ye karşılık gelen) 0.34 olmasına rağmen  $N^*(1710)$  için en küçük değer 0.46'dır.  $-t$  değerindeki bu değişimler baryon rezonansların ve vektör mezonların kütesindeki farklılıktan kaynaklanmaktadır.

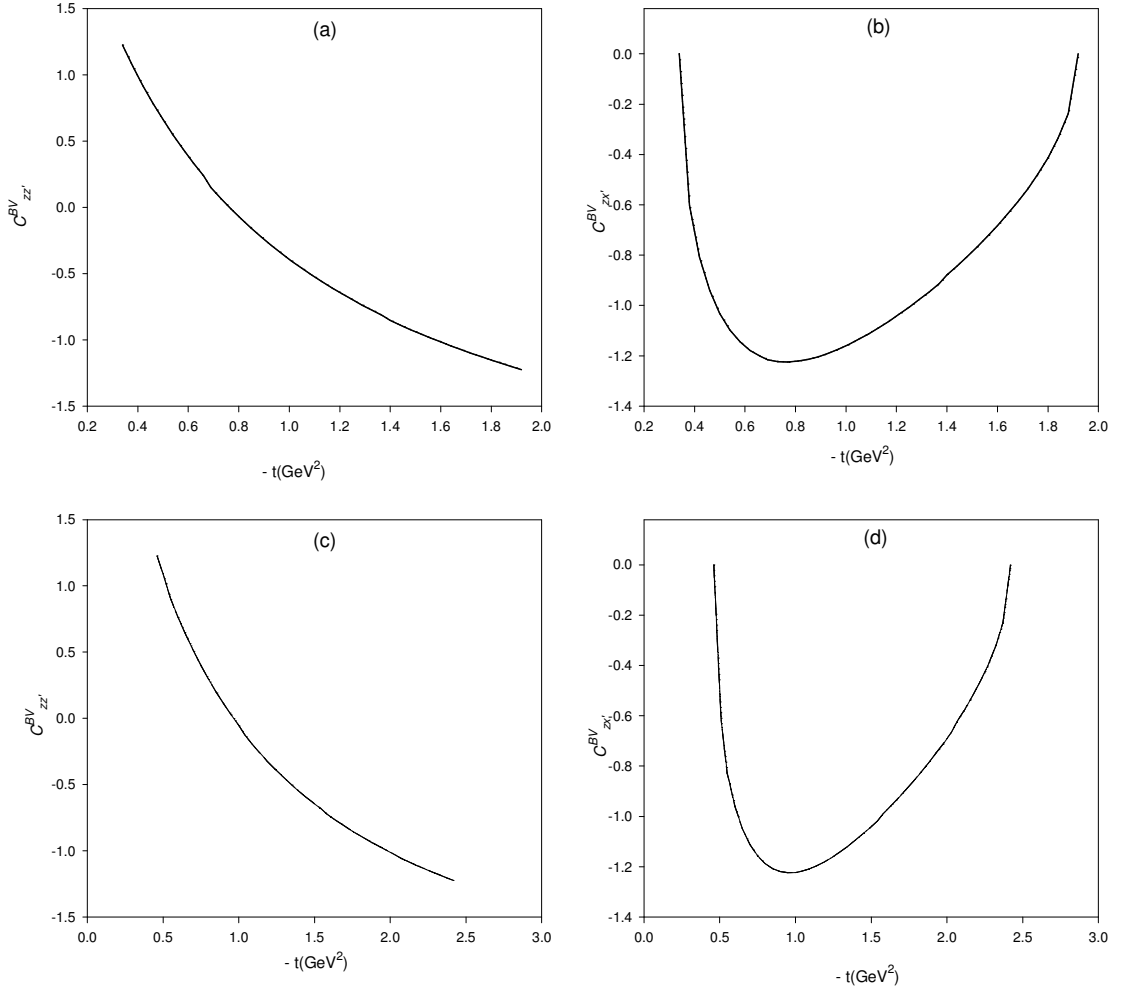
$t$ - kanalında önerdiğimiz modelde,  $\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1440)$  ve  $\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1710)$  reaksiyonları için  $\rho$  mezon fotoüretimi demet-hedef nükleon  $C^{BT}$  çift spin gözlenirlik sonuçları Şekil 4.2'de yer almaktadır. Nötron için elde edilen sonuçlar proton hedef sonuçlarının negatif işaretlidir. Burada tam bir simetri gözlenmektedir.

Hem  $N^*(1440)$  hem de  $N^*(1710)$  için  $\rho$  vektör mezon fotoüretiminde  $\sigma$ 'dan gelen katkıların  $\pi$ 'ye kıyasla daha baskın olduğu görülmektedir. Bu mekanizmada  $\sigma$  ve  $\pi$ 'den gelen katkıların ayrı ayrı hesaplandığında ise sonuç alınamamaktadır.  $N^*(1710)$ 'da  $\eta$ 'dan gelen katkıların dolayısıyla sonuçta değişimler meydana gelmektedir. Bu katkıların önemi mezonların kısmi bozunma genliklerinden ve mezon-nükleon çiftlenim sabitlerinden kaynaklanmaktadır. Ayrıca  $N^*(1710)$  için  $\rho$  vektör mezon fotoüretiminde  $\eta$ 'dan gelen katkıların proton ve nötron hedeften elde edilen sonuçları artırır yönde oldukça etkilidir. Bu durum  $\eta$  çiftlenim sabitinin  $\rho$  mezon için büyük değerde olması ve hesaplamada  $\sigma$  çiftlenim sabitleriyle aynı işareti taşımasından ileri gelmektedir.

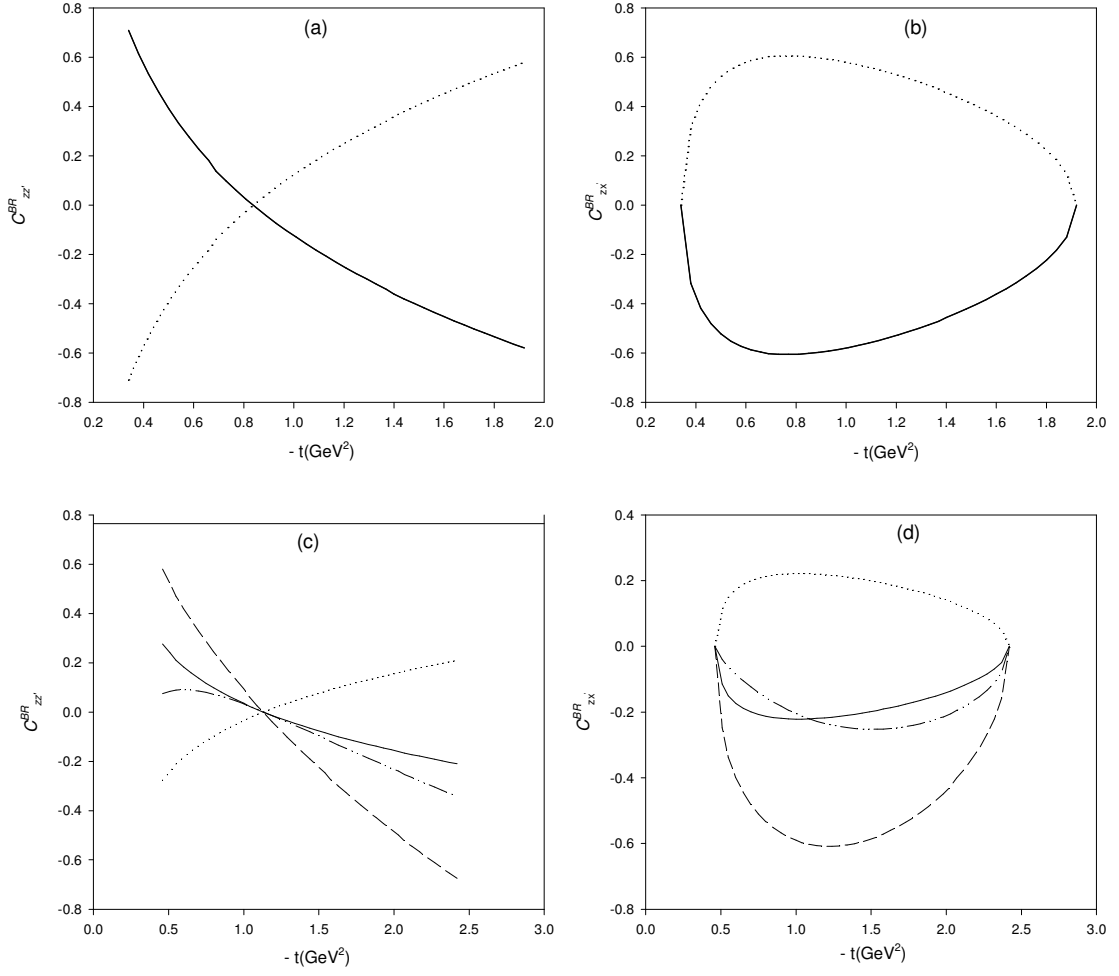
Demet-hedef nükleon çift spin gözlenirliği  $C_{zz}^{BT}$  bileşeninde reaksiyon öncesinde var olan hem gelen foton hem de hedef nükleonun  $z$  bileşeni kutuplandığı için sonuçta  $-t$ 'nin artmasıyla değişmeyen bir sabit değer elde edilmektedir. Bu duruma diğer gözlenirliklerde rastlanmamaktadır.



**Şekil 4.2:**  $\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1440)$  reaksiyonu için  $t$ - kanalında  $(\pi, \sigma)$  değiş-tokuş modelinde ,  $E_\gamma = 2.5\text{GeV}$  eşik enerjisi civarında; demet-hedef nükleon çift spin gözlenirliği (a)  $C_{zz}^{BT}$   $zz$  bileşeninin, (b)  $C_{zx}^{BT}$   $zx$  bileşeninin  $-t$ 'ye göre değişimini göstermektedir.  $\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1710)$  reaksiyonu için  $(\pi, \sigma)$  ve  $(\pi, \sigma, \eta)$  değiş-tokuş modelinde,  $E_\gamma = 3.25\text{GeV}$  eşik enerjisi civarında; demet-hedef nükleon çift spin gözlenirliği (c)  $C_{zz}^{BT}$   $zz$  bileşeninin, (d)  $C_{zx}^{BT}$   $zx$  bileşeninin  $-t$ 'ye göre değişimini göstermektedir. Düz çizgi proton hedef için  $(\pi, \sigma)$  değiş-tokuşunu, noktalı çizgi; nötron hedef için  $(\pi, \sigma)$  değiş-tokuşunu, kesikli çizgi; proton hedef için  $(\pi, \sigma, \eta)$  değiş-tokuşunu ve noktalı-kesikli çizgi; nötron hedef için  $(\pi, \sigma, \eta)$  değiş-tokuşunu ifade eder.



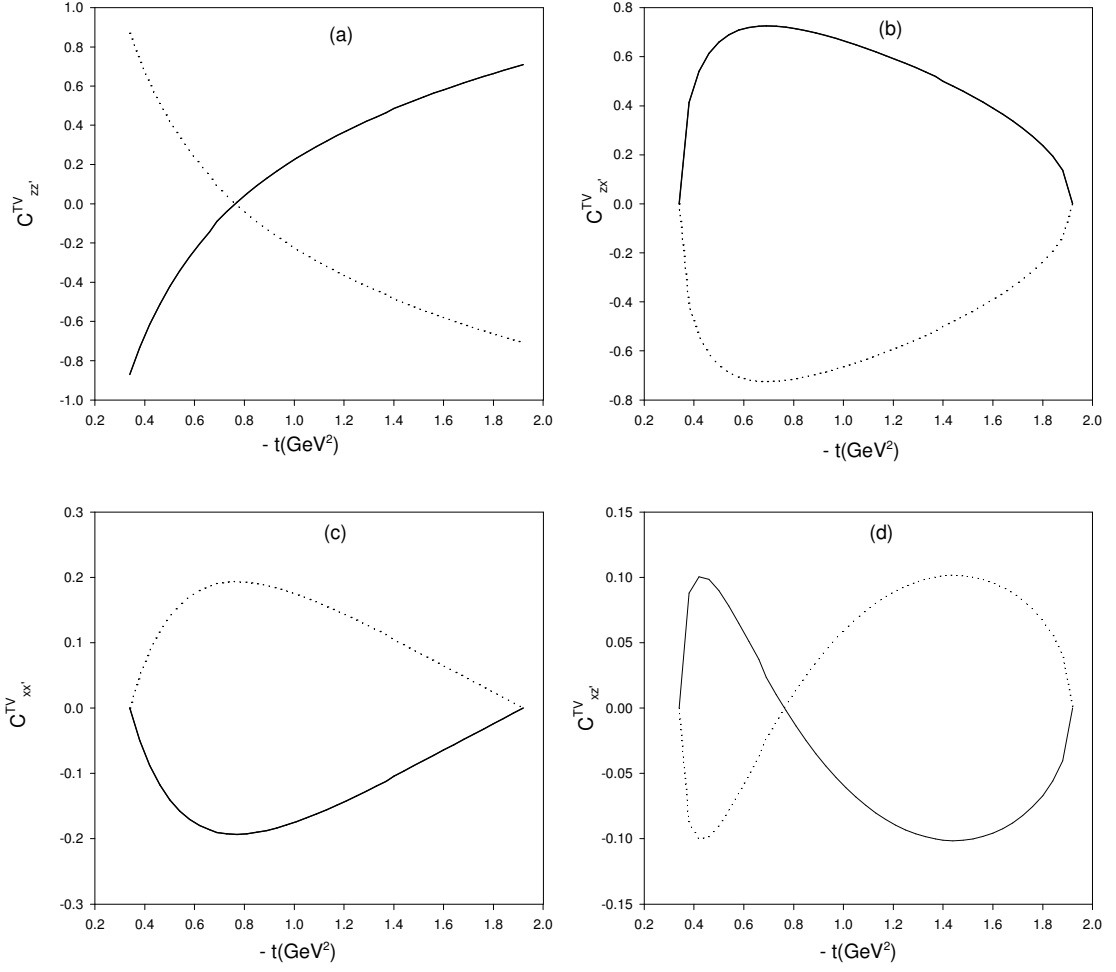
**Şekil 4.3:**  $\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1440)$  reaksiyonu için  $t$ - kanalında  $(\pi, \sigma)$  değiş-tokuş modelinde ,  $E_\gamma = 2.5 \text{ GeV}$  eşik enerjisi civarında; demet-vektör mezon çift spin gözlenirliği (a)  $C_{zz}^{BV}$   $zz$  bileşeninin, (b)  $C_{zx}^{BV}$   $zx$  bileşeninin  $-t$ 'ye göre değişimini göstermektedir.  $\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1710)$  reaksiyonu için  $(\pi, \sigma)$  ve  $(\pi, \sigma, \eta)$  değiş-tokuş modelinde,  $E_\gamma = 3.25 \text{ GeV}$  eşik enerjisi civarında; demet-vektör mezon çift spin gözlenirliği (c)  $C_{zz}^{BV}$   $zz$  bileşeninin , (d)  $C_{zx}^{BV}$   $zx$  bileşeninin  $-t$ 'ye göre değişimini göstermektedir. Çizgiler Şekil 4.2 ile aynı gösterimdedir.



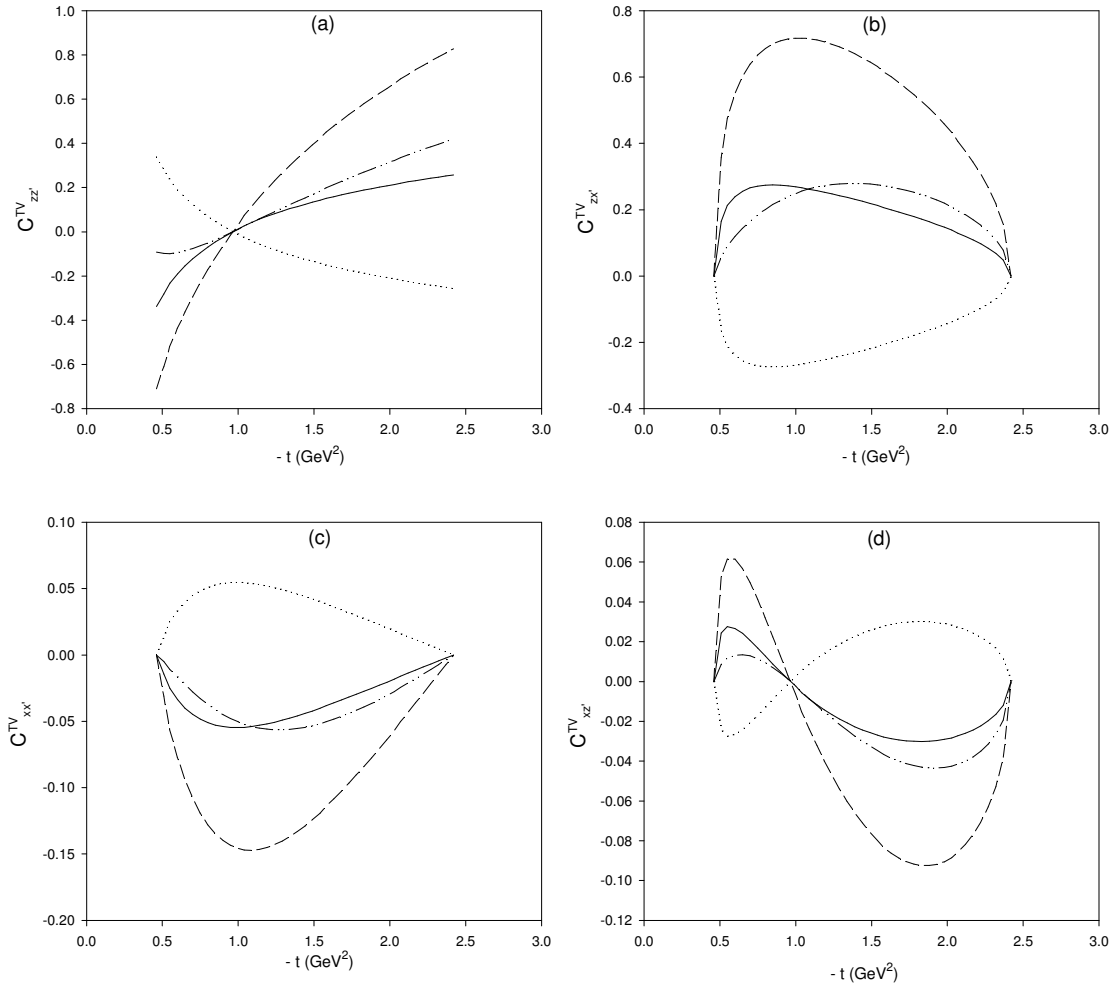
**Şekil 4.4:**  $\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1440)$  reaksiyonu için  $t$ - kanalında  $(\pi, \sigma)$  değiş-tokuş modelinde,  $E_\gamma = 2.5\text{GeV}$  eşik enerjisi civarında; demet-baryon rezonans çift spin polarizasyon gözlenirliği (a)  $C_{zz}^{BR}$   $zz'$  bileşeninin, (b)  $C_{zx}^{BR}$   $zx'$  bileşeninin  $-t$ 'ye göre değişimini göstermektedir.  $\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1710)$  reaksiyonu için  $(\pi, \sigma)$  ve  $(\pi, \sigma, \eta)$  değiş-tokuş modelinde,  $E_\gamma = 3.25\text{GeV}$  eşik enerjisi civarında demet-baryon rezonans çift spin polarizasyon gözlenirliği; (c)  $C_{zz}^{BR}$   $zz'$  bileşeninin, (d)  $C_{zx}^{BR}$   $zx'$  bileşeninin  $-t$ 'ye göre değişimini göstermektedir. Çizgiler Şekil 4.2 ile aynı gösterimdedir.

$\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1440)$  ve  $\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1710)$  reaksiyonlarında  $\rho$  mezon için demet-vektör mezon polarizasyonu  $C^{BV}$  gözlenirlik sonuçları Şekil 4.3'te yer almaktadır. Şekiller karşılaştırıldığında proton ve nötron hedefler için elde edilen sonuçların çakıştığı görülmektedir. t- kanalı Feimann diyagramında aynı  $V\pi\gamma$ - verteksi içinde yer alan vektör mezon ve fotonun kutuplanmasından elde edilen bu sonuçlar oldukça ilginçtir. Hem  $N^*(1440)$  hem de  $N^*(1710)$  için  $\rho$  vektör mezon fotoüretiminde  $\sigma$ ' dan gelen katkılar  $\pi$ ' ye kıyasla daha baskın olmasına rağmen  $N^*(1710)$  için  $\eta$ ' dan katkı gelmediği gözlenmektedir.

$\rho$  mezon için demet ve baryon rezonansın polarize olduğu  $C^{BR}$  çift spin gözlenirliğinin -t'ye göre değişimi Şekil 4.4'te yer almaktadır. Nötron ve proton hedefler için elde edilen sonuçlar simetriktir.  $\eta$ 'nın hesaba dahil edilmesiyle belli farklılıklar meydana gelmektedir.  $\eta$  mezon katkısı proton ve nötron hedeften elde edilen sonuçları artırır yönde önemli bir katkıdır. Burada da  $\sigma$ 'dan gelen katkılar  $\pi$ 'ye kıyasla daha baskındır.  $N^*(1440)$  ve  $N^*(1710)$  arasında baskın olma oranları değişse de genel itibariyle bu durum değişmemektedir.



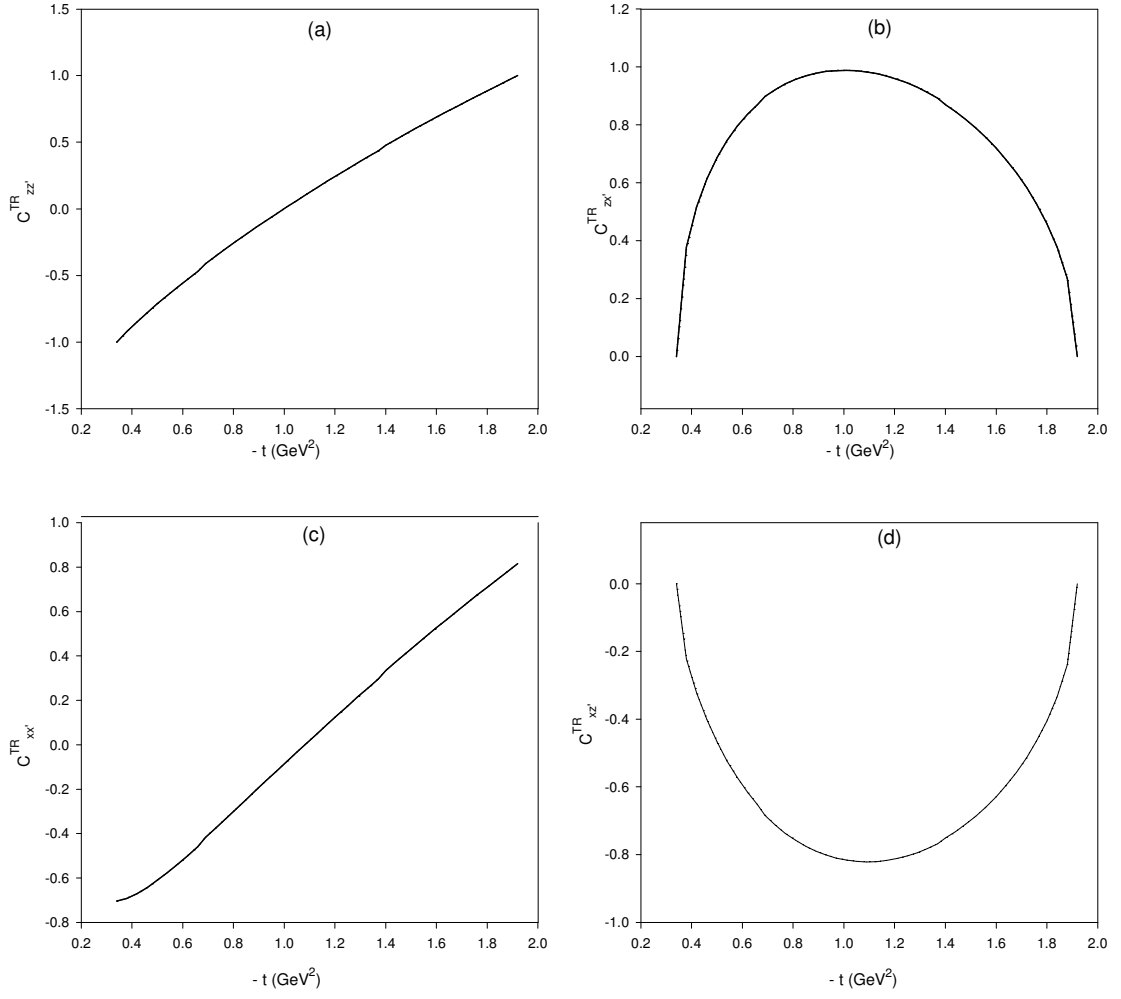
**Şekil 4.5:**  $\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1440)$  reaksiyonu için  $t$ - kanalında  $(\pi, \sigma)$  değiş-tokuş modelinde ,  $E_\gamma = 2.5\text{GeV}$  eşik enerjisi civarında; hedef nükleon-vektör mezon çift spin polarizasyon gözlenirliği (a)  $C_{zz}^{TV}$ ,  $zz'$  bileşeninin, (b)  $C_{zx'}^{TV}$ ,  $zx'$  bileşeninin, (c)  $C_{xx'}^{TV}$ ,  $xx'$  bileşeninin, (d)  $C_{xz'}^{TV}$ ,  $xz'$  bileşeninin  $-t$ 'ye göre değişimini göstermektedir. Düz çizgi; proton hedef için  $(\pi, \sigma)$  değiş-tokuşunu, noktalı çizgi; nötron hedef için  $(\pi, \sigma)$  değiş-tokuşunu ifade etmektedir.



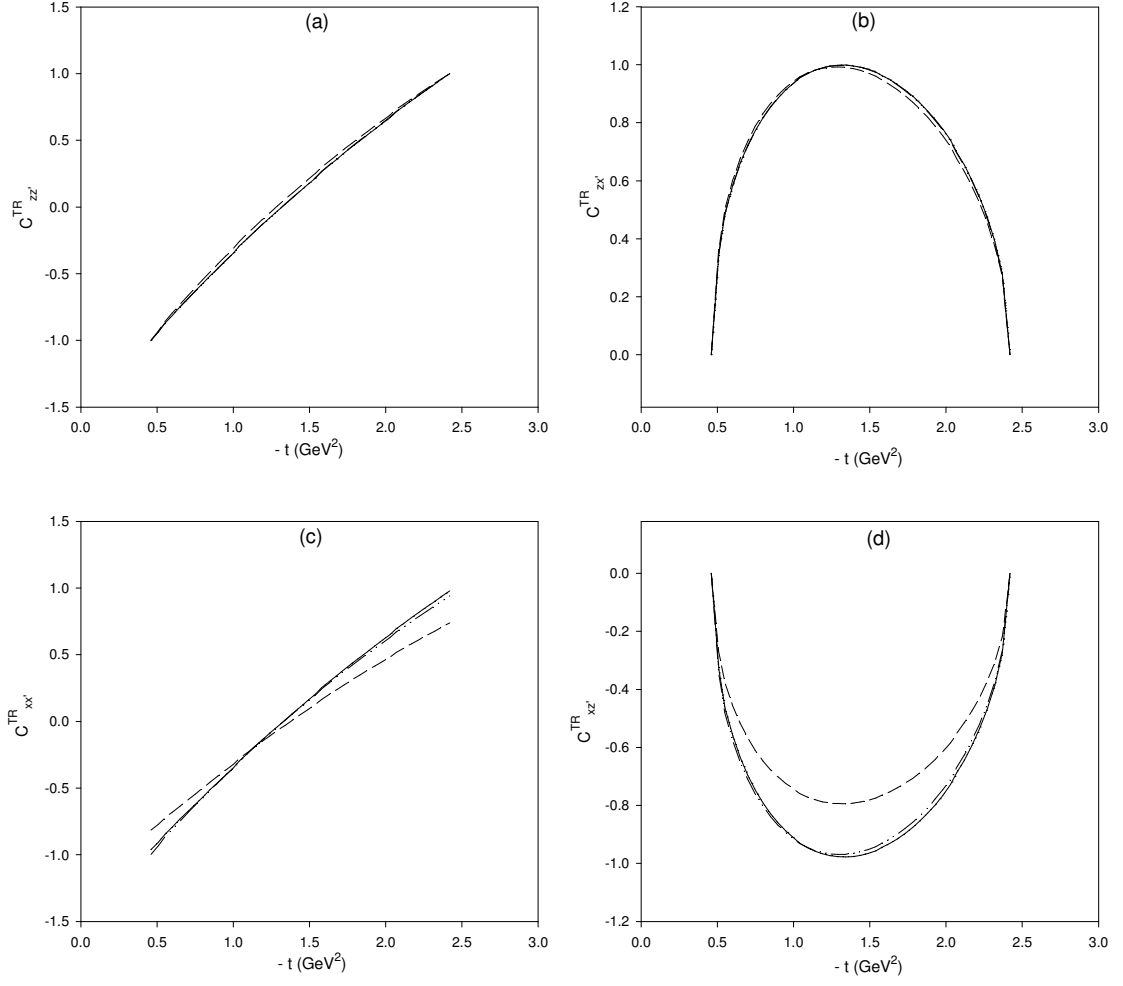
**Şekil 4.6:**  $\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1710)$  reaksiyonu için  $t$ - kanalında  $(\pi, \sigma)$  ve  $(\pi, \sigma, \eta)$  değiş-tokuş modelinde,  $E_\gamma = 3.25 \text{ GeV}$  eşik enerjisi civarında hedef nükleon-vektör mezon çift spin polarizasyon gözlenirliği; (a)  $C_{zz'}^{TV}$ ,  $zz'$  bileşeninin, (b)  $C_{zx'}^{TV}$ ,  $zx'$  bileşeninin, (c)  $C_{xx'}^{TV}$ ,  $xx'$  bileşeninin, (d)  $C_{xz'}^{TV}$ ,  $xz'$  bileşeninin  $-t$ 'ye göre değişimini göstermektedir. Çizgiler Şekil 4.2 ile aynı gösterimdedir.

$\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1440)$  reaksiyonu için hedef nükleon-vektör mezon  $C^{TV}$  çift spin polarizasyon gözlenirliklerinin  $-t$ 'ye göre değişimi Şekil 4.5'te yer almaktadır. Proton ve nötron hedeften elde edilen sonuçlar arasında tam bir simetri gözlenmektedir. Sonuçlar bakımından foton demetinin polarize olduğu sonuçlara kıyasla burada şekiller yön değiştirmiştir. zz bileşeninde proton hedeften elde edilen sonuçlar  $-t$  değerleriyle doğru orantılı olarak artmaktadır. zx bileşenindeki farklılık, proton hedef sonuçları pozitif, nötron hedef sonuçları ise negatif olmuştur.  $\rho$  mezon için elde edilen bu sonuçlarda  $\sigma$ 'dan gelen katkılar  $\pi$ 'ye kıyasla daha baskındır. Genel itibariyle kütlelerinden dolayı  $N^*(1440)$  için  $\eta$ 'dan katkı gelmediği gözlenmektedir.

Hedef nükleon-vektör mezon polarizasyonunda  $C^{TV}$ ,  $\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1710)$  için elde edilen sonuçlar Şekil 4.6'da yer almaktadır. zz bileşeninde proton hedef sonuçlarında artma gözlenirken nötron hedef sonuçlarında simetrik olarak azalmaktadır. zx bileşeninde de demetin polarize olduğu durumların aksine proton hedef için pozitif sonuçlar elde edilirken nötron için negatif sonuçlar elde edilmektedir.  $\rho$  mezon ve  $N^*(1710)$  ortak fotoüretiminde hedef nükleon-vektör mezon çift spin gözlenirliklerinin dört reel sonucunda da  $\sigma$ 'dan gelen katkılarının  $\pi$ 'ye oranla daha baskın olduğu ve  $\eta$  mezonun hesaba dahil edilmesiyle proton ve nötron hedef sonuçlarını arttırır yönde büyük bir katkı sağladığı açıkça görülmektedir.



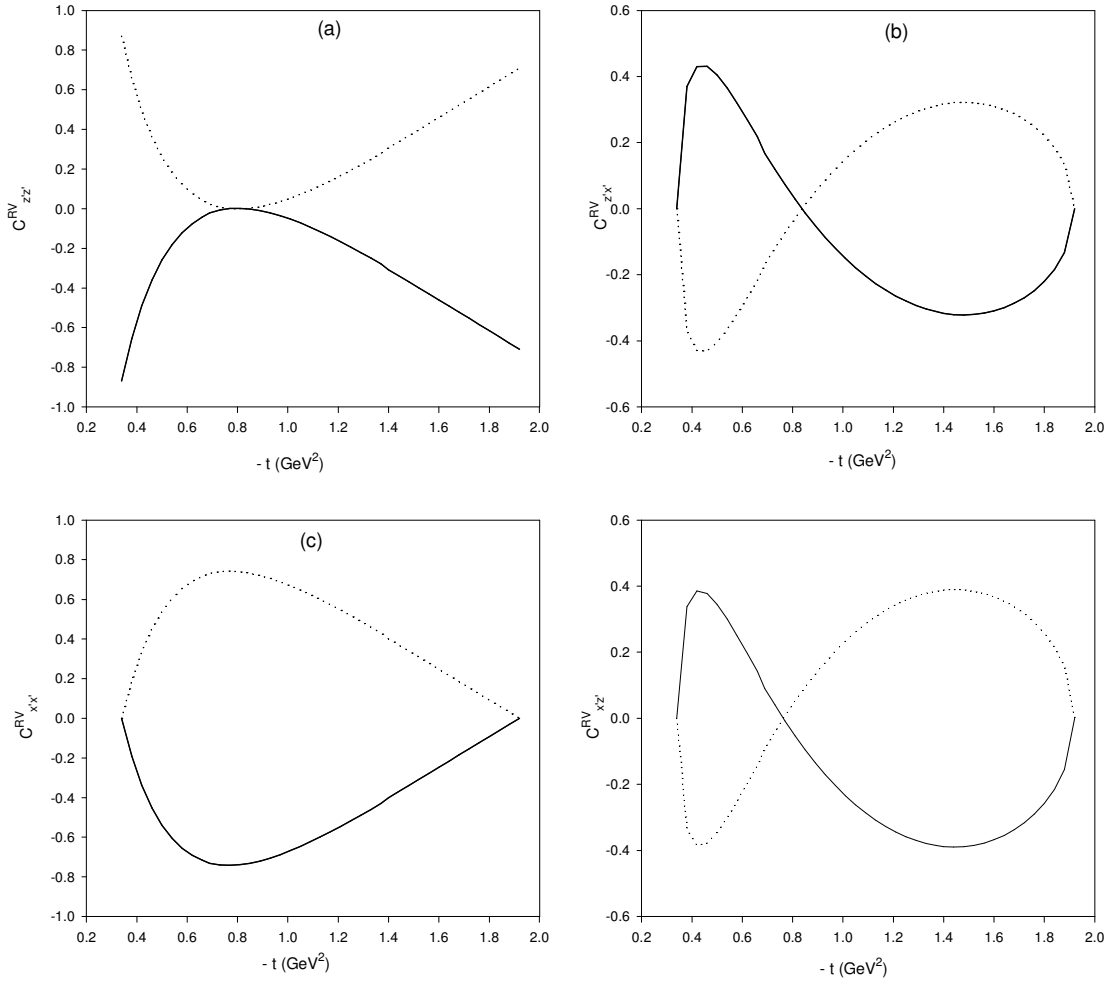
**Şekil 4.7:**  $\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1440)$  reaksiyonu için  $t$ - kanalında  $(\pi, \sigma)$  değiş-tokuş modelinde ,  $E_\gamma = 2.5\text{GeV}$  eşik enerjisi civarında hedef nükleon-baryon rezonans çift spin polarizasyon gözlenirliği; (a)  $C^{TR}_{zz'}$  bileşeninin, (b)  $C^{TR}_{zx'}$  bileşeninin, (c)  $C^{TR}_{xx'}$  bileşeninin, (d)  $C^{TR}_{xz'}$  bileşeninin  $-t$ 'ye göre değişimini göstermektedir. Çizgiler Şekil 4.5 ile aynı gösterimdedir.



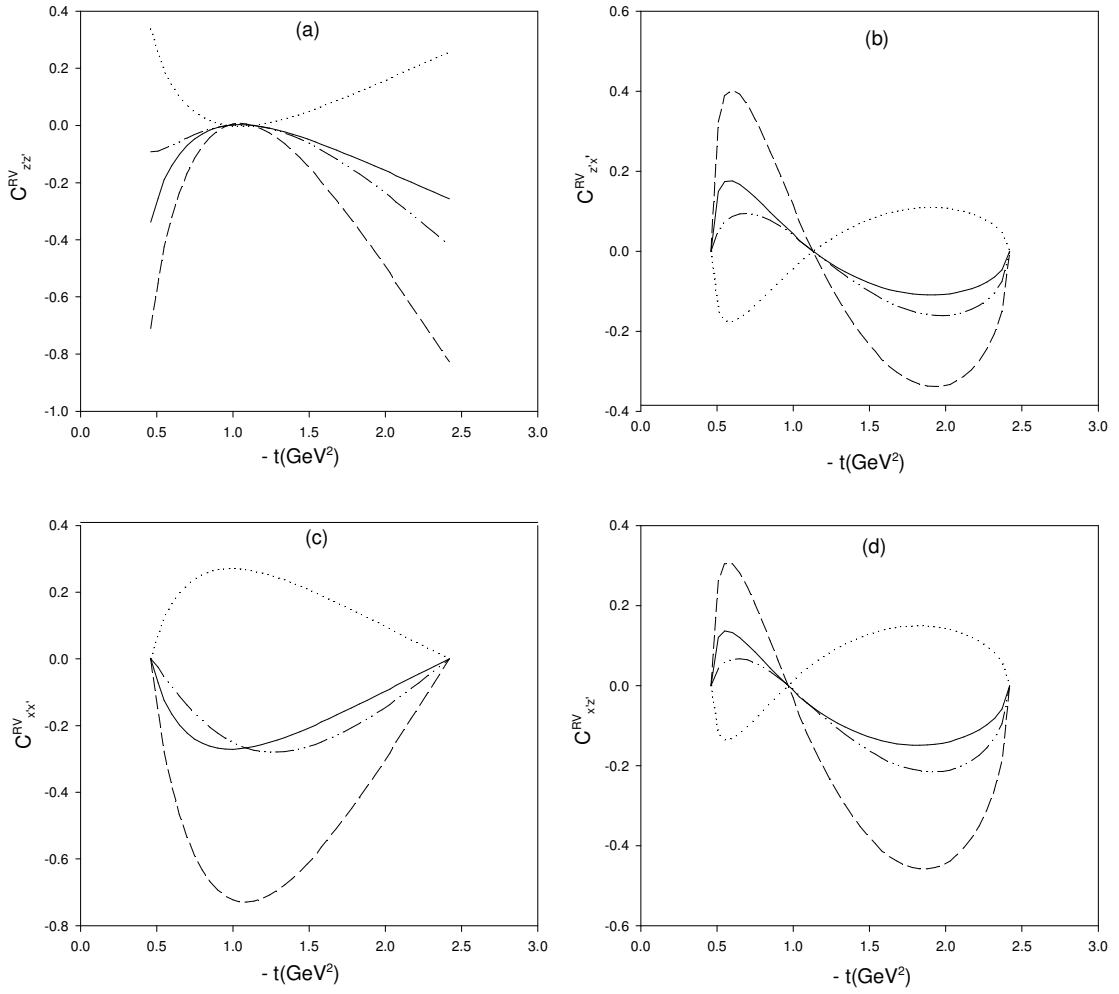
**Şekil 4.8:**  $\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1710)$  reaksiyonu için  $t$ - kanalında  $(\pi, \sigma)$  ve  $(\pi, \sigma, \eta)$  değiş-tokuş modelinde,  $E_\gamma = 3.25 \text{ GeV}$  eşik enerjisi civarında hedef nükleon-baryon rezonans çift spin gözlenirliği; **(a)**  $C_{zz'}^{TR}$   $zz'$  bileşenin, **(b)**  $C_{zx'}^{TR}$   $zx'$  bileşenin, **(c)**  $C_{xx'}^{TR}$   $xx'$  bileşenin, **(d)**  $C_{xz'}^{TR}$   $xz'$  bileşenin  $-t$ 'ye göre değişimini göstermektedir. Çizgiler Şekil 4.2 ile aynı gösterimdedir.

Şekil 4.7'de  $\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1440)$  reaksiyonunda  $\rho$  mezon ve  $N^*(1440)$  ortak fotoüretimi için hedef nükleon ve baryon rezonansın polarize olduğu  $C^{TR}$  çift spin polarizasyon gözlenirliklerinin sonuçları yer almaktadır. t- kanalı  $(\pi + \sigma)$  değiş-tokuş modelinde çizilen Feimann model diyagramında aynı  $\pi NN^*$  verteksi içinde yer alan bu polarize parçacıklar için nötron ve proton hedeften elde edilen sonuçlar çakışmaktadır.  $\sigma$ 'dan gelen katkıların  $\pi$ 'ye oranla daha baskın olduğu bu oluşumda zz ve xx bileşenlerinin ilginç benzerliğinin yanı sıra zx ve xz bileşenlerinin zıt sonuçları, her bir bileşene  $\sigma$  ve  $\pi$ 'nin farklı oranlarda etkilediğini göstermektedir.

Şekil 4.8'de  $\rho$  mezon ve  $N^*(1710)$  ortak fotoüretiminde  $\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1710)$  reaksiyonu için hedef nükleon-baryon rezonans  $C^{TR}$  çift spin polarizasyon gözlenirliğinin -t'ye göre değişimi yer almaktadır. Aynı  $\pi NN^*$  verteksi içinde yer alan bu parçacıkların polarizasyonunda proton ve nötron hedefler için sonuçların çakıştığı fakat  $\sigma$  ve  $\pi$  katkılarının yanı sıra  $\eta$ ' dan gelen katkılarla zz ve zx bileşenlerinde farklılık gözlenmemesine karşın xx ve xz bileşenlerinde nötron hedef için belli oranda değişim olduğu gözlenmektedir.  $\rho$  mezon fotoüretiminde  $\eta$  mezon katkısı önemli oranda etkili olmasına rağmen kutuplanan parçacıkları aynı verteks içinde yer alan demet-vektör mezon ve hedef nükleon-baryon rezonans çift spin gözlenirlik sonuçlarında  $\eta$  mezonun etkili olmadığı yada çok az miktarda katkı sağladığı görülmektedir.  $\rho$  mezon için bu gözlenirlikte de  $\sigma$  katkısı  $\pi$ 'ye nispeten daha baskındır.



**Şekil 4.9:**  $\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1440)$  reaksiyonu için  $t$ - kanalında  $(\pi, \sigma)$  değiş-tokuş modelinde ,  $E_\gamma = 2.5\text{GeV}$  eşik enerjisi civarında baryon rezonans-vektör mezon çift spin gözlenirliği; (a)  $C_{z'z'}^{RV}$   $z'z'$  bileşeninin, (b)  $C_{z'x'}^{RV}$   $z'x'$  bileşeninin, (c)  $C_{x'x'}^{RV}$   $x'x'$  bileşeninin, (d)  $C_{x'z'}^{RV}$   $x'z'$  bileşeninin  $-t$ 'ye göre değişimini göstermektedir. Çizgiler Şekil 4.5 ile aynı gösterimdedir.

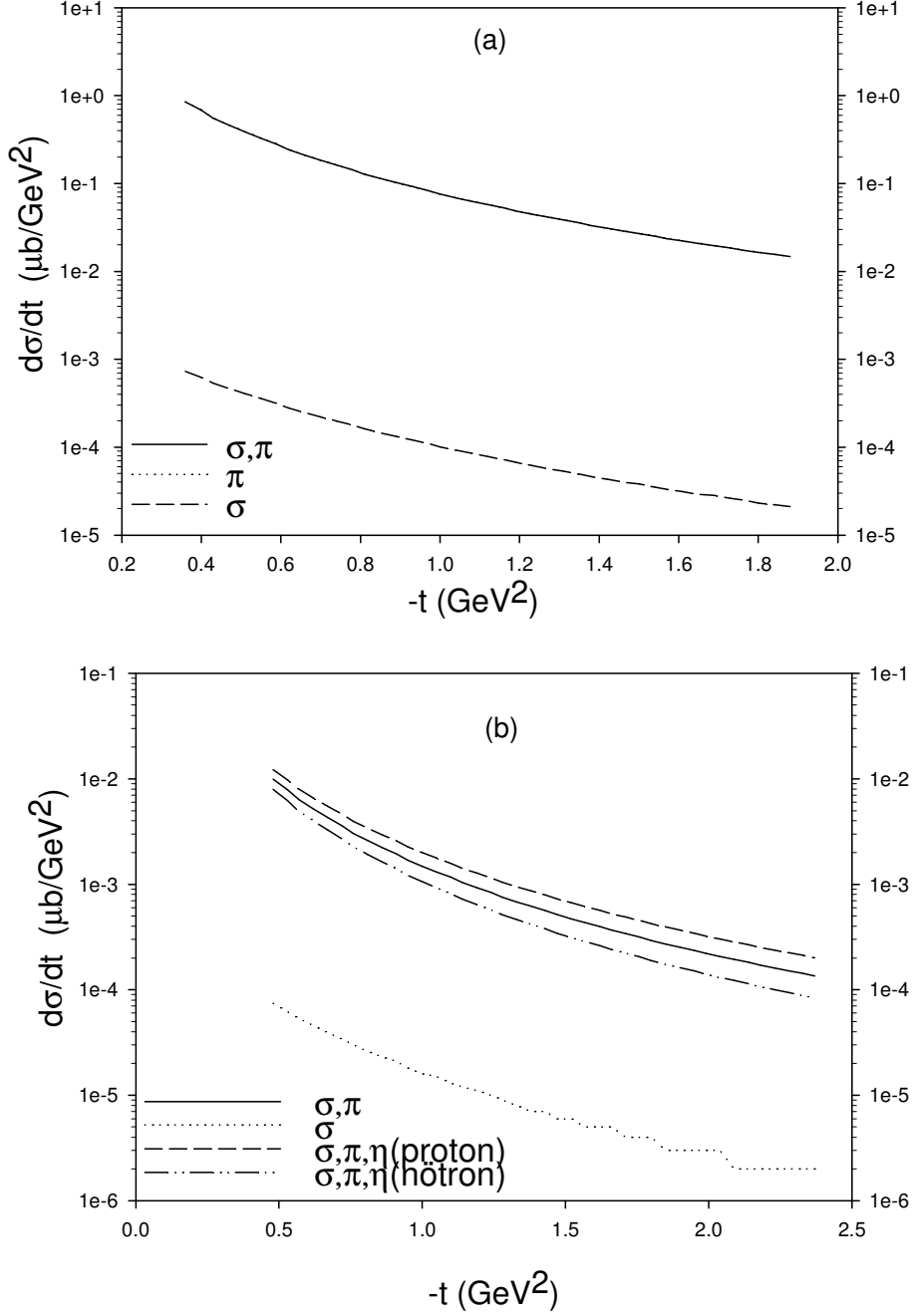


**Şekil 4.10:**  $\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1710)$  reaksiyonu için  $t$ - kanalında  $(\pi, \sigma)$  ve  $(\pi, \sigma, \eta)$  değiş-tokuş modelinde,  $E_\gamma = 3.25 \text{ GeV}$  eşik enerjisi civarında; baryon rezonans-vektör mezons çift spin gözlenirliği (a)  $C_{zz}^{RV}$   $z'z'$  bileşeninin, (b)  $C_{z'x'}^{RV}$   $z'x'$  bileşeninin, (c)  $C_{x'x'}^{RV}$   $x'x'$  bileşeninin, (d)  $C_{x'z'}^{RV}$   $x'z'$  bileşeninin  $-t$ 'ye göre değişimini göstermektedir. Çizgiler Şekil 4.2 ile aynı gösterimdedir.

Baryon rezonans ve vektör mezonun kutuplandığı  $\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1440)$  reaksiyonunda  $\rho$  mezon ve  $N^*(1440)$  ortak fotoüretimi çift spin gözlenirlik  $C^{RV}$  sonuçları Şekil 4.9'da yer almaktadır. zz, zx, xx ve xz olmak üzere dört tane reel sonucun elde edilebildiği bu oluşumda, kutuplanmadan reaksiyona giren foton demeti ve hedef nükleondan  $\sigma$  ve  $\pi$  kanallarıyla sonuçta kutuplanmış bir baryon rezonans ve vektör mezonun üretimi oldukça ilginçtir. Bu durum sonuçlardaki farklılıklarda da görülmektedir.  $\sigma$  katkısının  $\pi$ 'ye oranla daha baskın olduğu proton ve nötron hedef sonuçları simetrik olmasına rağmen özellikle zz ve zx bileşenleri daha önce incelenen gözlenirliklerden oldukça farklıdır. zz bileşeni için demet-hedef nükleon polarizasyonunda sabit bir pozitif değer ve diğer gözlenirliklerde pozitiften negatife ve negatiften pozitifte doğru değişen bir sonuç gözlenmesine rağmen burada tamamen negatif bir sonuç elde edilmiştir. zx bileşenlerinde ise sadece pozitif veya yalnızca negatif sonuçlar elde edilmesine rağmen burada  $\pm 2$  aralığında değişen gözlenirlik sonuçları elde edilmiştir.

Şekil 4.10'da  $\gamma + N \rightarrow \rho + N^*(1710)$  reaksiyonu için  $\rho$  mezon fotoüretiminde baryon rezonans-vektör mezon çift spin gözlenirlik  $C^{RV}$  sonuçları yer almaktadır. Sonuçlar  $N^*(1440)$  ile benzerlik göstermesine rağmen, burada  $\eta$  mezondan gelen katkılar oldukça etkili olmuş ve proton-nötron hedef sonuçları arasındaki simetriyi bozmuştur. Bu oluşumda  $\sigma$  katkısının  $\pi$ 'ye baskın olduğu fakat  $N^*(1440)$ 'a kıyasla farklı oranlarda katkı sağladığı gözlenmektedir.

**4.2  $\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1440)$  ve  $\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1710)$  Reaksiyonları İçin Diferansiyel Tesir Kesiti ve Çift Spin Polarizasyon Gözlenirlikleri**



**Şekil 4.11:**  $t$ - kanalında (a)  $(\pi, \sigma)$  değiş-tokuş modelinde,  $E_\gamma = 2.5 \text{ GeV}$  eşik enerjisi civarında  $\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1440)$  reaksiyonu için diferansiyel tesir kesiti. (b)  $(\pi, \sigma)$  ve  $(\pi, \sigma, \eta)$  değiş-tokuş modelinde,  $E_\gamma = 3.25 \text{ GeV}$  eşik enerjisi civarında  $\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1710)$  reaksiyonu için diferansiyel tesir kesiti.

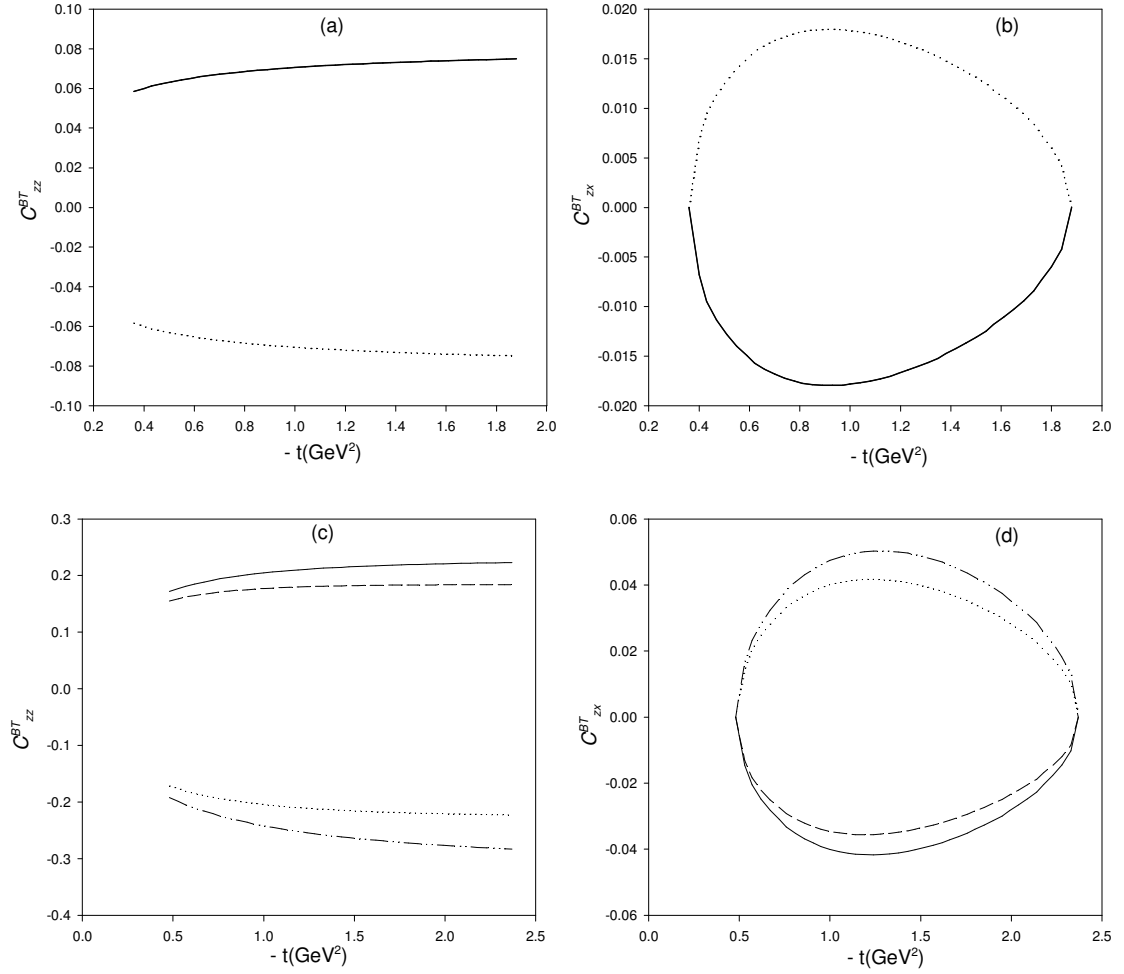
$\omega$  vektör mezon fotoüretiminde,  $\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1440)$  ve  $\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1710)$  reaksiyonları için diferansiyel tesir kesitinin  $(d\sigma/dt)$  -t'ye göre değişimi Şekil 4.11'de yer almaktadır. Şekil 4.11.a' da  $N^*(1440)$  için nötron ve proton hedeflerden elde edilen diferansiyel tesir kesiti sonuçları ayırt edilememektedir.  $\omega$  mezon fotoüretiminde  $\pi$ 'den gelen katkıların  $\sigma$ 'ya oranla daha baskın olduğu açıkça görülmektedir. Şekil 4.11.b' de  $N^*(1710)$  için  $\eta$ 'dan gelen katkıların hesaba dahil edilmesiyle proton-nötron hedef sonuçlar arasında belli oranda farklar meydana gelmektedir.  $\omega$  mezon çift spin gözlenirliklerinde olanın aksine  $\eta$  mezonun dahil edilmesiyle nötron hedef için elde edilen değerlerde azalış ve proton hedef için artış olmuştur.  $N^*(1710)$  için  $\pi$ 'den gelen katkılar  $\sigma$ 'ya oranla çok büyük olduğu için  $\pi$  katkısı ile tüm katkıların dahil edildiği eğri çakışmaktadır. Logaritmik skalada incelediğimizde küçük momentum transferlerinin (-t'nin) artmasıyla tesir kesitinde azalmalar meydana geldiği gözlenmektedir.

$\omega$  vektör mezon fotoüretiminde  $N^*(1440)$  için, sıfır genlik yaklaşımında -t'nin en küçük değeri ( $\theta = 0^\circ$ 'ye karşılık gelen) 0.36 olmasına rağmen  $N^*(1710)$  için en küçük değer 0.48'dir. Bu değişimler baryon rezonansların ve vektör mezonların kütlelerindeki farklılıktan kaynaklanmaktadır.

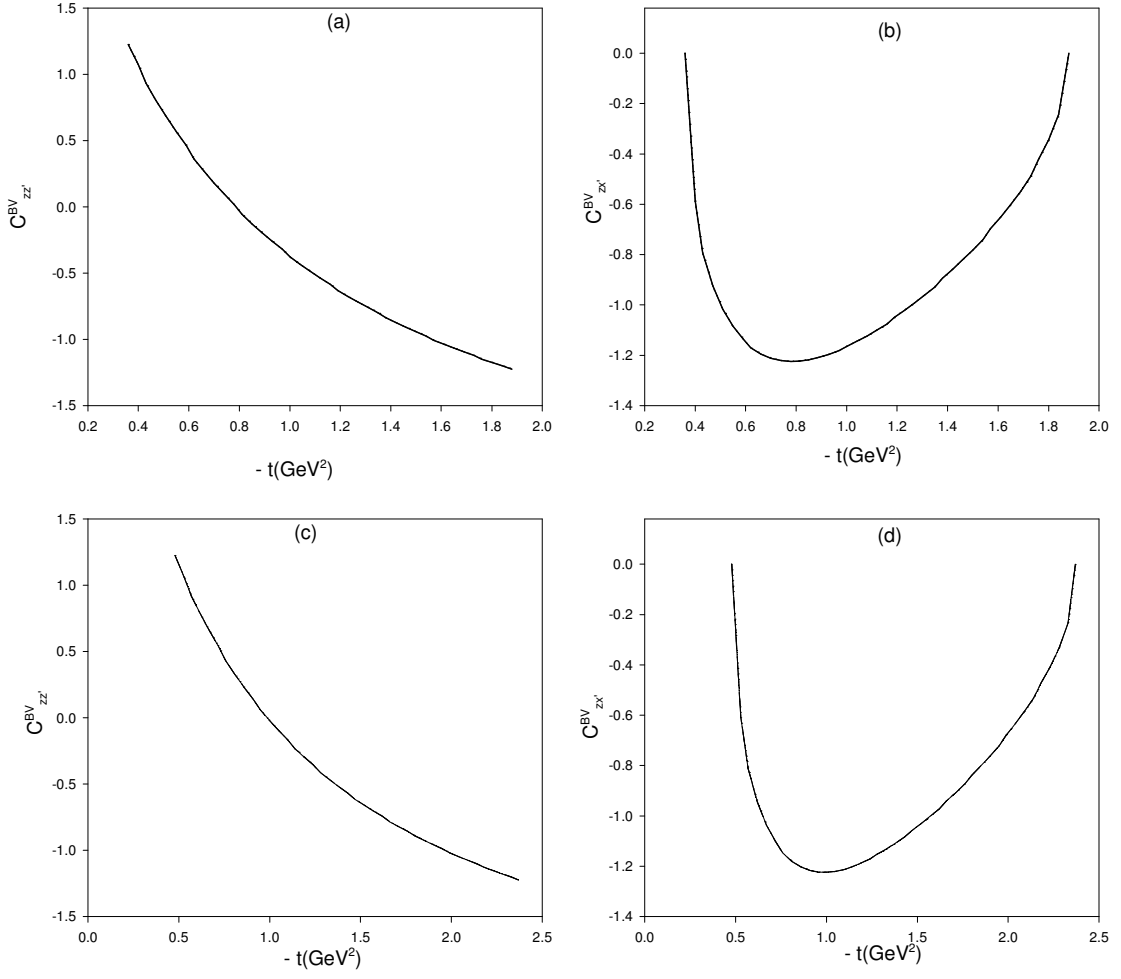
t- kanalında önerdiğimiz modelde,  $\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1440)$  ve  $\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1710)$  reaksiyonları için  $\omega$  mezon fotoüretimi, demet-hedef nükleon  $C^{BT}$  çift spin gözlenirlik sonuçları Şekil 4.12'de yer almaktadır. Nötron için elde edilen sonuçlar proton hedef sonuçlarının negatif işaretlidir. Tam bir simetri gözlenmektedir.

Hem  $N^*(1440)$  hem de  $N^*(1710)$  için  $\omega$  vektör mezon fotoüretiminde  $\pi$ 'den gelen katkılar  $\sigma$ 'ya kıyasla daha baskın olduğu görülmektedir. Bu mekanizmada  $\sigma$  ve  $\pi$ 'den gelen katkılar ayrı ayrı hesaplandığında ise sonuç alınamamaktadır.  $N^*(1710)$ 'da  $\eta$ 'dan gelen katkılardan dolayı sonuçta değişimler meydana gelmektedir. Bu katkılarının önemi mezonların kısmi bozunma genliklerinden ve mezon-nükleon çiftlenim sabitlerinden kaynaklanmaktadır. Ayrıca  $N^*(1710)$  için  $\omega$  vektör mezon fotoüretiminde  $\eta$ 'dan gelen katkılar proton ve nötron hedeften elde edilen sonuçları azaltır yönde belli oranda etkilidir. Bu durum  $\eta$  çiftlenim sabitinin  $\rho$  mezona kıyasla daha düşük değerde olması ve hesaplamada  $\sigma$  çiftlenim sabitleriyle aynı işareti taşımasından ileri gelmektedir.

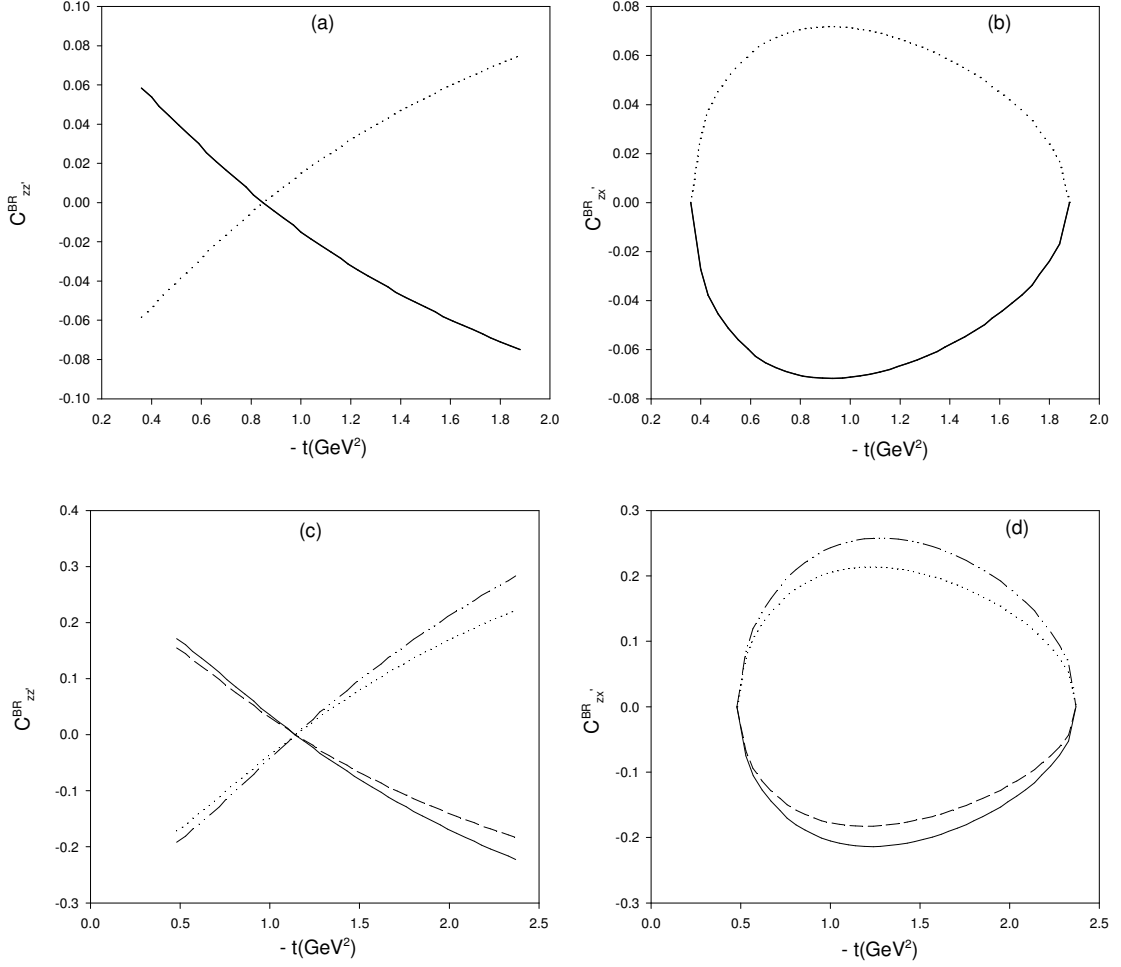
Demet-hedef nükleon çift spin gözlenirliği  $C_{zz}^{BT}$  zz bileşeninde reaksiyon öncesindeki hem gelen foton hem de hedef nükleonun z bileşeni kutuplandığı için sonuçta  $-t$ 'nin artmasıyla değişmeyen bir sabit değer elde edilmektedir.  $\rho$  mezon  $C_{zz}^{BT}$  ile uyumlu olan bu duruma diğer gözlenirliklerde rastlanmamaktadır.



**Şekil 4.12:**  $\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1440)$  reaksiyonu için  $t$ - kanalında  $(\pi, \sigma)$  değiş-tokuş modelinde,  $E_\gamma = 2.5\text{GeV}$  eşik enerjisi civarında; demet-hedef nükleon çift spin gözlenirliği (a)  $C_{zz}^{BT}$  zz bileşeninin, (b)  $C_{zx}^{BT}$  zx bileşeninin  $-t$ 'ye göre değişimini ve  $\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1710)$  reaksiyonu için  $(\pi, \sigma)$  ve  $(\pi, \sigma, \eta)$  değiş-tokuş modelinde,  $E_\gamma = 3.25\text{GeV}$  eşik enerjisi civarında demet-hedef nükleon çift spin gözlenirliği; (c)  $C_{zz}^{BT}$  zz bileşeninin, (d)  $C_{zx}^{BT}$  zx bileşeninin  $-t$ 'ye göre değişimini göstermektedir. Çizgiler Şekil 4.2 ile aynı gösterimdedir.



**Şekil 4.13:**  $\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1440)$  reaksiyonu için t- kanalı  $(\pi, \sigma)$  değiş-tokuş modelinde ,  $E_\gamma = 2.5\text{GeV}$  eşik enerjisi civarında demet-vektör mezon çift spin gözlenirliği; **(a)**  $C_{zz'}^{BV}$   $zz'$  bileşenin, **(b)**  $C_{zx'}^{BV}$   $zx'$  bileşenin  $-t$ 'ye göre değişimini göstermektedir.  $\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1710)$  reaksiyonu için  $(\pi, \sigma)$  ve  $(\pi, \sigma, \eta)$  değiş-tokuş modelinde,  $E_\gamma = 3.25\text{GeV}$  eşik enerjisi civarında; demet-vektör mezon çift spin gözlenirliği **(c)**  $C_{zz'}^{BV}$   $zz'$  bileşenin, **(d)**  $C_{zx'}^{BV}$   $zx'$  bileşenin  $-t$ 'ye göre değişimini göstermektedir. Çizgiler Şekil 4.2 ile aynı gösterimdedir.

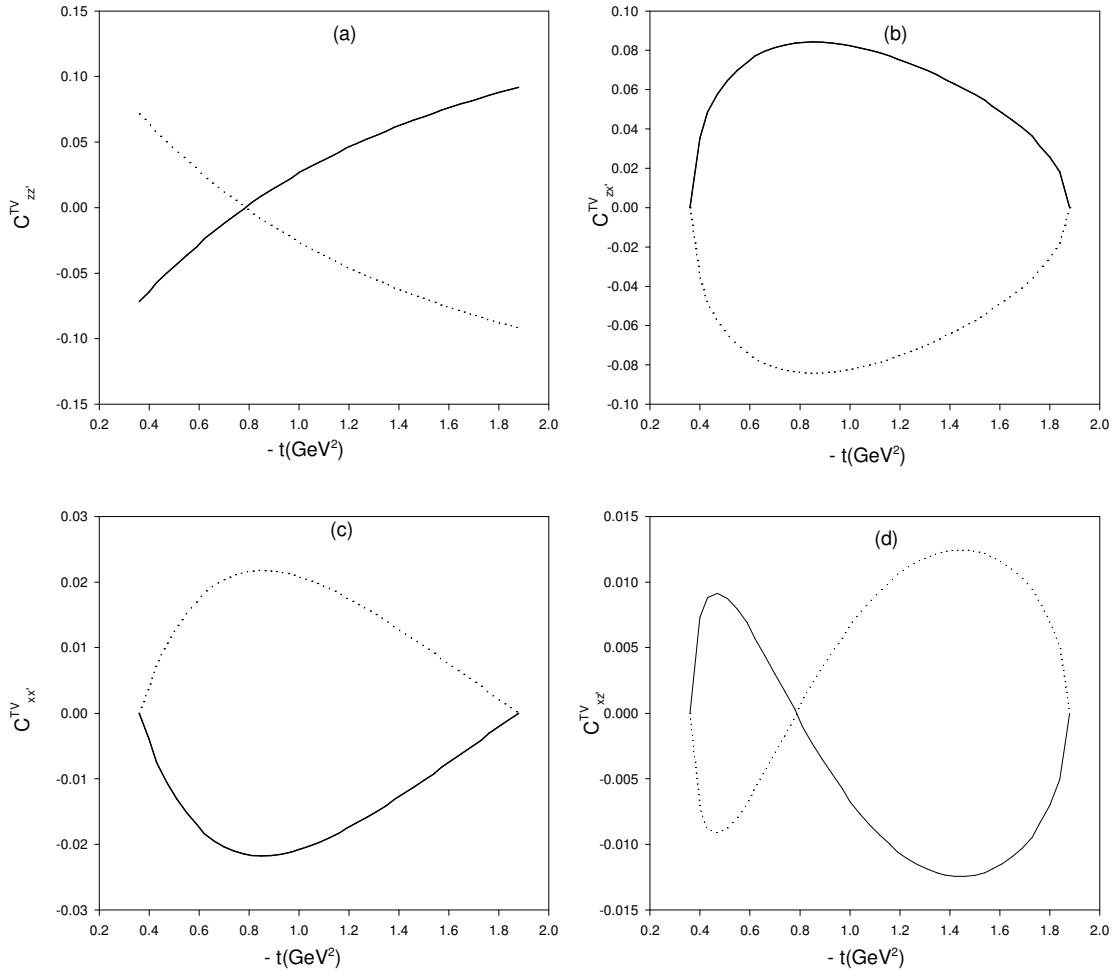


**Şekil 4.14:**  $\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1440)$  reaksiyonu için t- kanalı  $(\pi, \sigma)$  değiş-tokuş modelinde ,  $E_\gamma = 2.5\text{GeV}$  eşik enerjisi civarında demet-baryon rezonans çift spin gözlenirliği; (a)  $C_{zz}^{BR}$   $zz'$  bileşeninin, (b)  $C_{zx}^{BR}$   $zx'$  bileşeninin  $-t$ 'ye göre değişimini göstermektedir.  $\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1710)$  reaksiyonu için  $(\pi, \sigma)$  ve  $(\pi, \sigma, \eta)$  değiş-tokuş modelinde,  $E_\gamma = 3.25\text{GeV}$  eşik enerjisi civarında; demet-baryon rezonans çift spin gözlenirliği (c)  $C_{zz}^{BR}$   $zz'$  bileşeninin, (d)  $C_{zx}^{BR}$   $zx'$  bileşeninin  $-t$ 'ye göre değişimini göstermektedir. Çizgiler Şekil 4.2 ile aynı gösterimdedir.

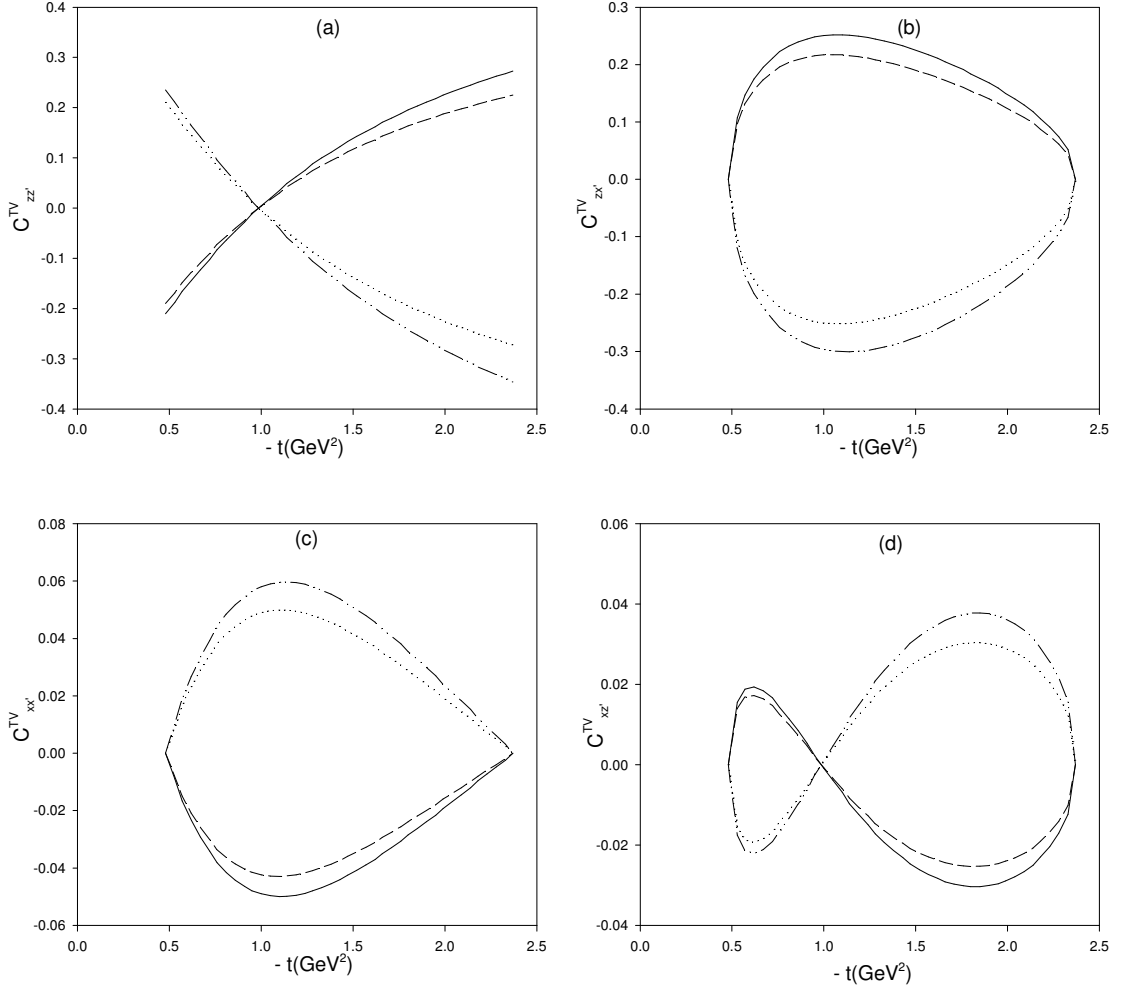
$\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1440)$  ve  $\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1710)$  reaksiyonlarında  $\omega$  mezon için demet-vektör mezon polarizasyonu  $C^{BV}$  gözlenirlik sonuçları Şekil 4.13'te yer almaktadır. Şekiller karşılaştırıldığında proton ve nötron hedefler için elde edilen sonuçların çakıştığı görülmektedir. t- kanılı Feimann diyagramında aynı  $V\pi\gamma$ - verteksi içinde yer alan vektör mezon ve fotonun kutuplanmasından elde edilen bu sonuçlar oldukça ilginçtir. Hem  $N^*(1440)$  hem de  $N^*(1710)$  için  $\omega$  vektör mezon fotoüretiminde  $\pi$ 'den gelen katkılar  $\sigma$ 'ya kıyasla daha baskın olmasına rağmen  $N^*(1710)$  için  $\eta$ 'dan katkı gelmediği gözlenmektedir.

$\omega$  mezon için demet ve baryon rezonansın polarize olduğu  $C^{BR}$  çift spin gözlenirliğinin  $-t$ 'ye göre değişimi Şekil 4.14'te yer almaktadır. Nötron ve proton hedefler için elde edilen sonuçlar simetriktir.  $\eta$ 'nın hesaba dahil edilmesiyle belli farklılıklar meydana gelmektedir.

$\rho$  mezonun tam aksine  $\eta$  mezon katkısı proton ve nötron hedeften elde edilen sonuçları azaltır yönde  $\rho$  mezona kıyasla daha az bir katkı sağlar. Burada  $\pi$ 'den gelen katkılar  $\sigma$ 'ya kıyasla daha baskındır.  $N^*(1440)$  ve  $N^*(1710)$  arasında baskın olma oranları değişse de genel itibariyle bu durum değişmemektedir.



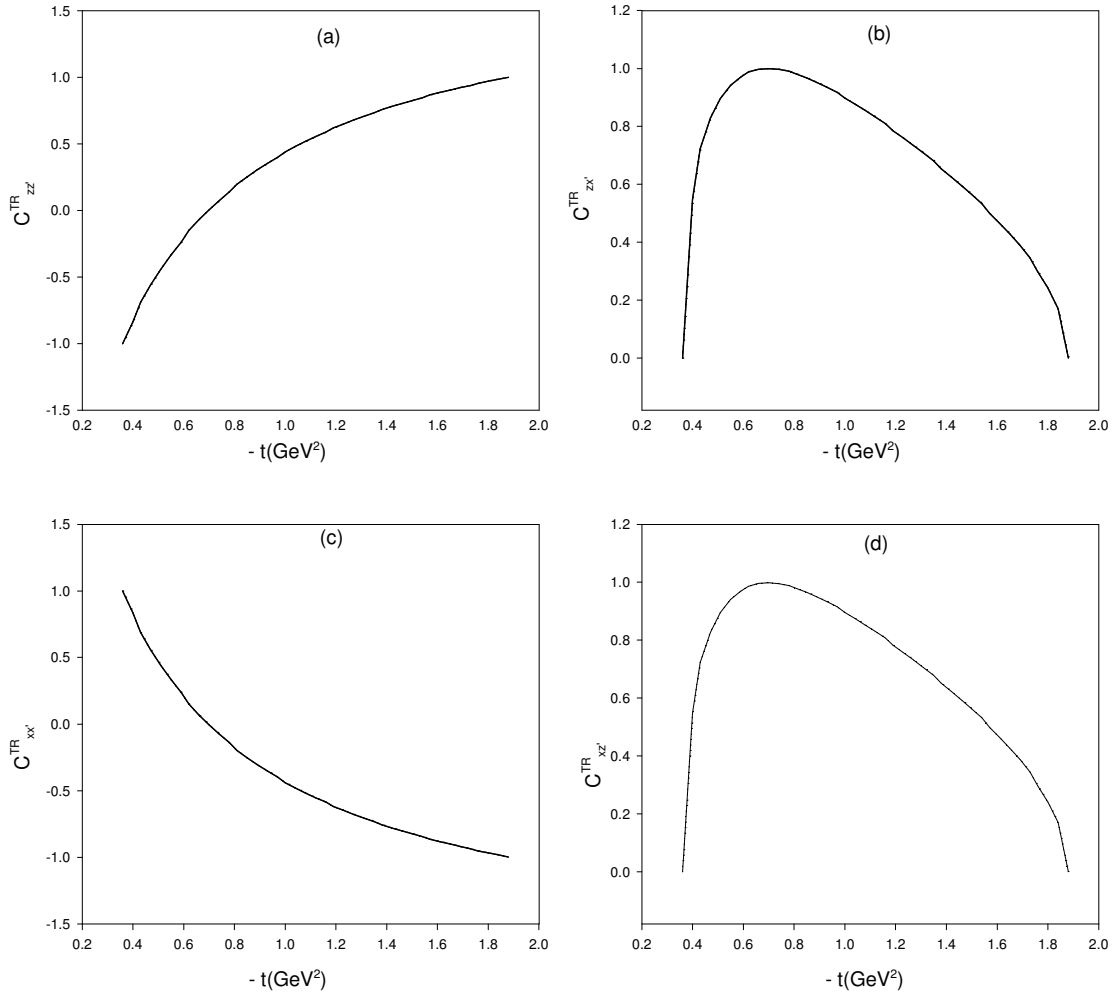
**Şekil 4.15:**  $\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1440)$  reaksiyonu için t- kanalı  $(\pi, \sigma)$  değiş-tokuş modelinde ,  $E_\gamma = 2.5\text{GeV}$  eşik enerjisi civarında hedef nükleon-vektör mezon çift spin gözlenirliği; (a)  $C_{zz'}^{TV}$   $zz'$  bileşeninin, (b)  $C_{zz'}^{TV}$   $zx'$  bileşeninin, (c)  $C_{xx'}^{TV}$   $xx'$  bileşeninin, (d)  $C_{xz'}^{TV}$   $xz'$  bileşeninin  $-t$ 'ye göre değişimini göstermektedir. Çizgiler Şekil 4.5 ile aynı gösterimdedir.



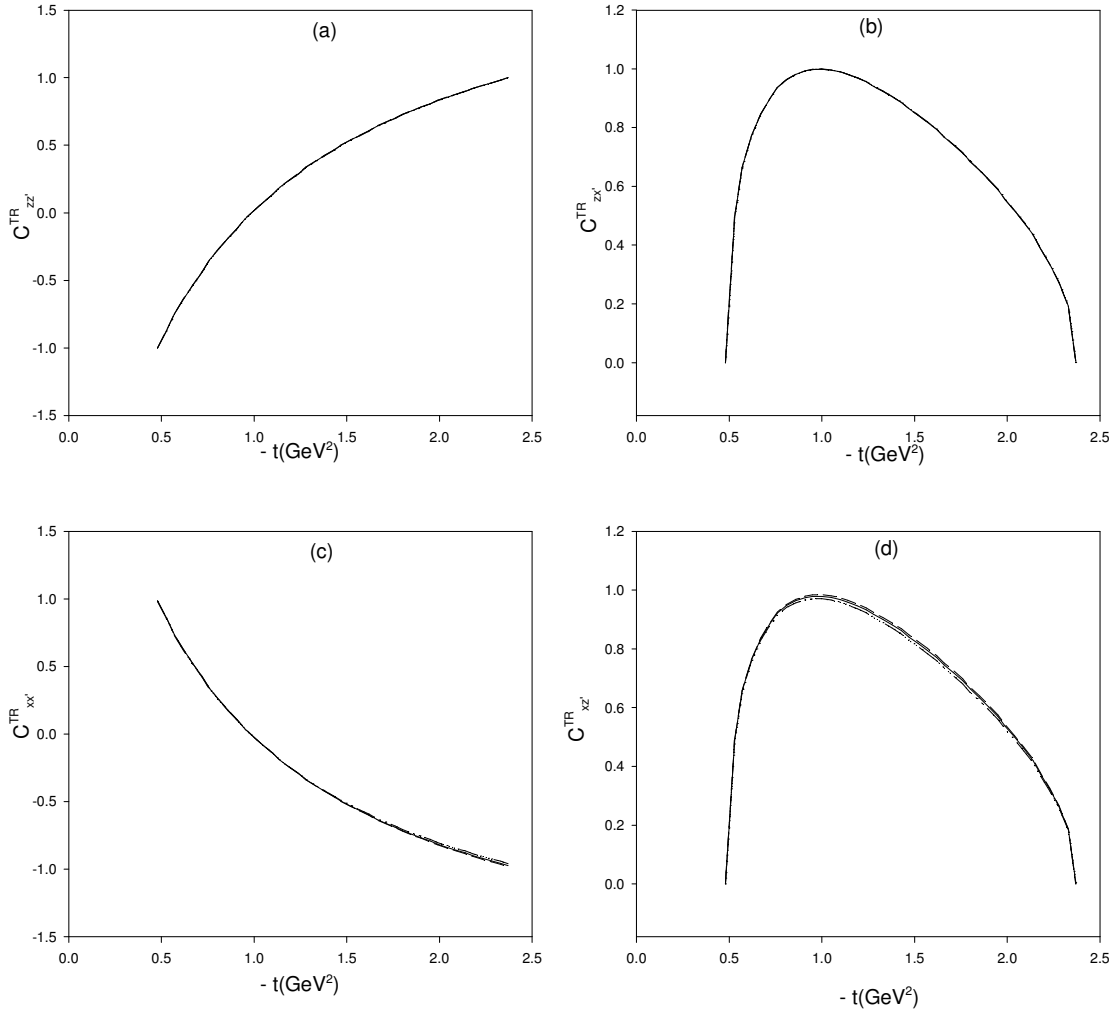
**Şekil 4.16:**  $\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1710)$  reaksiyonu için t- kanalı  $(\pi, \sigma)$  ve  $(\pi, \sigma, \eta)$  değiş-tokuş modelinde,  $E_\gamma = 3.25 \text{ GeV}$  eşik enerjisi civarında hedef nükleon-vektör mezon çift spin gözlenirliği; (a)  $C_{zz}^{TV}$   $zz'$  bileşeninin, (b)  $C_{zx'}^{TV}$   $zx'$  bileşeninin, (c)  $C_{xx'}^{TV}$   $xx'$  bileşeninin, (d)  $C_{xz'}^{TV}$   $xz'$  bileşeninin  $-t$ 'ye göre değişimini göstermektedir. Çizgiler Şekil 4.2 ile aynı gösterimdedir.

$\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1440)$  reaksiyonunda  $\omega$  mezon için hedef nükleon-vektör mezon  $C^{TV}$  çift spin polarizasyon gözlenirliklerinin  $-t$ 'ye göre değişimi Şekil 4.15'te yer almaktadır. Proton ve nötron hedeften elde edilen sonuçlar arasında tam bir simetri gözlenmektedir. Sonuçlar bakımından foton demetinin polarize olduğu durumlara kıyasla burada şekiller yön değiştirmiştir. zz bileşeninde proton hedeften elde edilen sonuçlar artan  $-t$  değerleriyle artmaktadır. zx bileşeninde ise proton hedef sonuçları pozitif nötron hedef sonuçları negatif olmuştur.  $\omega$  mezon için elde edilen bu sonuçlarda  $\pi$ 'den gelen katkılar  $\sigma$ 'ya kıyasla daha baskındır. Durgun bir haldeki  $N^*(1440)$ , kütesinden dolayı bir nükleon ve bir  $\eta$  mezona bozunamayacağı için, bu oluşumda  $\eta$ 'dan katkı gelmez.

Hedef nükleon-vektör mezon polarizasyonunda  $C^{TV}$ ,  $\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1710)$  için elde edilen sonuçlar Şekil 4.16'da yer almaktadır. Burada zz ve zx bileşenlerin yanı sıra xx ve xz bileşenleri içinde reel sonuçlar elde edilmektedir. Burada nötron ve proton hedef sonuçları arasında tam simetri gözlenmesine karşın  $\eta$  mezon katkısı bu simetriyi bozmaktadır. Fotonun polarize olduğu durumların aksine, zz bileşeninde proton hedef sonuçlarında artma gözlenirken nötron hedef sonuçlarında simetrik olarak azalmaktadır. zx bileşeninde de demetin polarize olduğu durumların aksine proton hedef için pozitif sonuçlar elde edilirken nötron için negatif sonuçlar elde edilmektedir.  $\omega$  mezon ve  $N^*(1710)$  ortak fotoüretiminde hedef nükleon-vektör mezon çift spin gözlenirliklerinin dört reel sonucunda da  $\pi$ 'den gelen katkılarının  $\sigma$ 'ya oranla daha baskın olduğu ve  $\eta$  mezonun hesaba dahil edilmesiyle proton ve nötron hedef sonuçlarını azaltır yönde belli oranda bir katkı sağladığı görülmektedir.



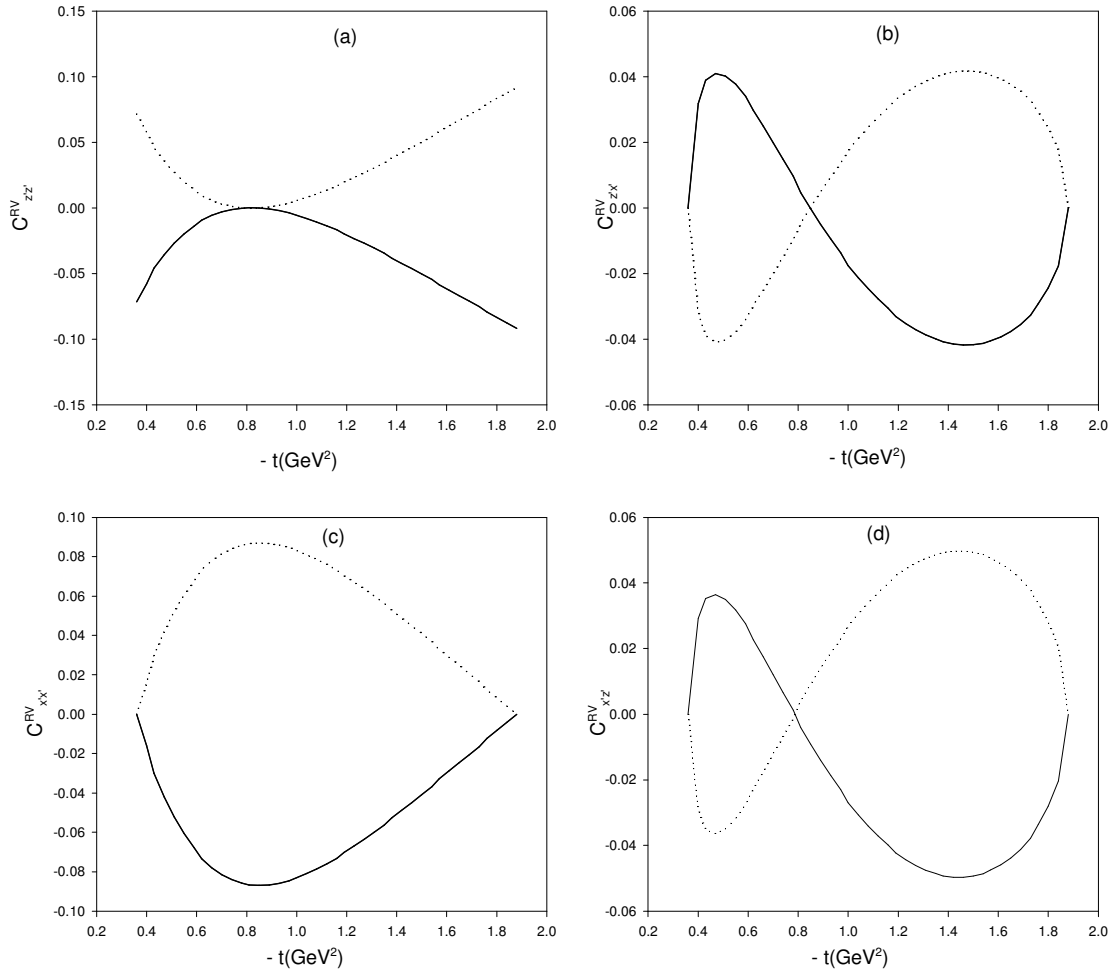
**Şekil 4.17:**  $\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1440)$  reaksiyonu için t- kanalı  $(\pi, \sigma)$  değiş-tokuş modelinde ,  $E_\gamma = 2.5\text{GeV}$  eşik enerjisi civarında hedef nükleon-baryon rezonans çift spin gözlenirliği; (a)  $C_{zz}^{TR}$   $zz'$  bileşeninin, (b)  $C_{zx'}^{TR}$   $zx'$  bileşeninin, (c)  $C_{xx'}^{TR}$   $xx'$  bileşeninin, (d)  $C_{xz'}^{TR}$   $xz'$  bileşeninin  $-t$ 'ye göre değişimini göstermektedir. Çizgiler Şekil 4.5 ile aynı gösterimdedir.



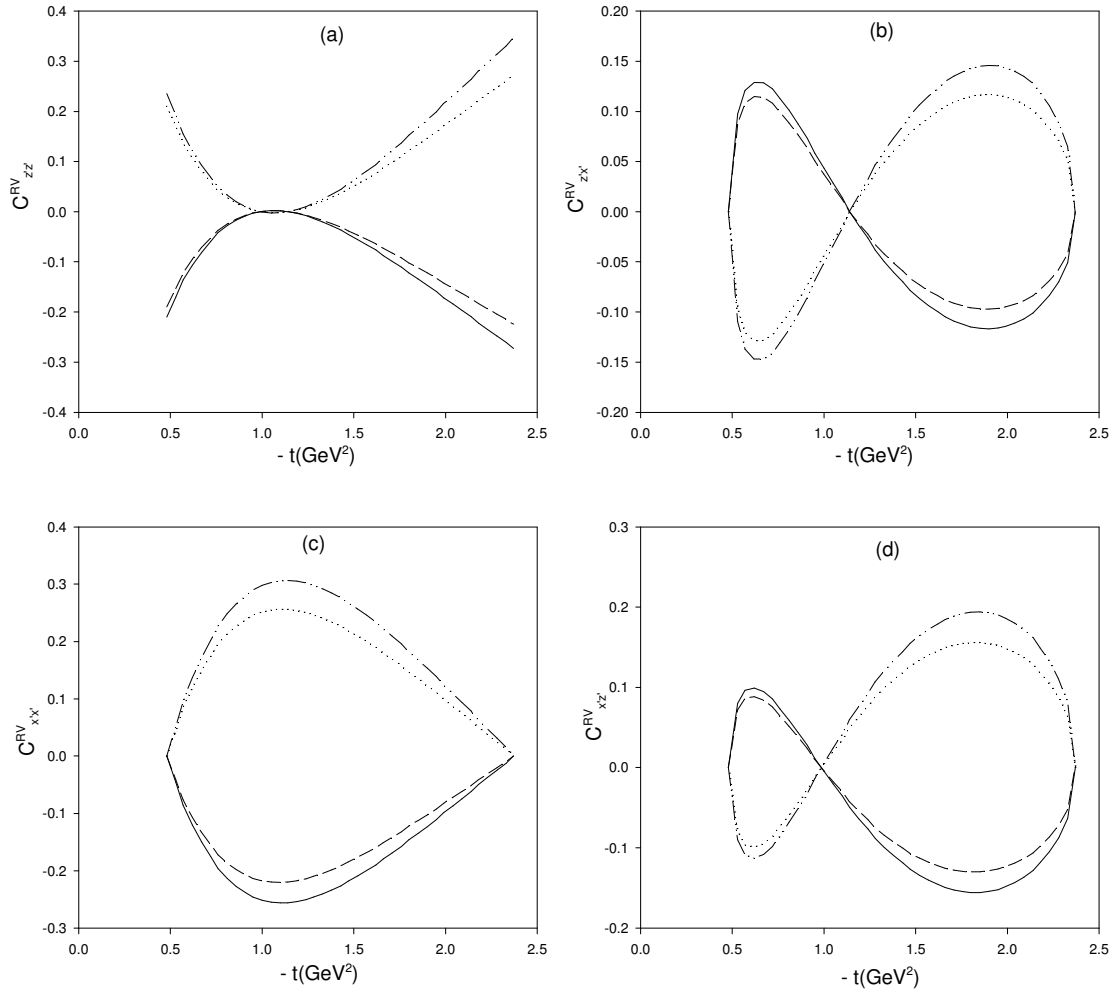
**Şekil 4.18:**  $\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1710)$  reaksiyonu için t-kanalı  $(\pi, \sigma)$  ve  $(\pi, \sigma, \eta)$  değiş-tokuş modelinde,  $E_\gamma = 3.25 \text{ GeV}$  eşik enerjisi civarında hedef nükleon-baryon rezonans çift spin gözlenirliği; (a)  $C_{zz'}^{TR}$   $zz'$  bileşeninin, (b)  $C_{zx'}^{TR}$   $zx'$  bileşeninin, (c)  $C_{xx'}^{TR}$   $xx'$  bileşeninin, (d)  $C_{xz'}^{TR}$   $xz'$  bileşeninin  $-t$ 'ye göre değişimini göstermektedir. Çizgiler Şekil 4.2 ile aynı gösterimdedir.

Şekil 4.17'de  $\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1440)$  reaksiyonunda  $\omega$  mezon ve  $N^*(1440)$  ortak fotoüretimi için hedef nükleon ve baryon rezonansın polarize olduğu  $C^{TR}$  çift spin polarizasyon gözlenirliklerinin sonuçları yer almaktadır. t- kanalı  $(\pi + \sigma)$  değiş-tokuş modelinde çizilen Feimann model diyagramında aynı  $\pi NN^*$  verteksi içinde yer alan bu polarize parçacıklar için nötron ve proton hedeften elde edilen sonuçlar çakışmaktadır.  $\pi$ 'den gelen katkıların  $\sigma$ 'ya baskın olduğu bu oluşumda zx ve xz bileşenlerinin ilginç benzerliğinin yanı sıra zz ve xx bileşenlerinin zıt sonuçları, her bir bileşene  $\sigma$  ve  $\pi$ 'nin farklı oranlarda etkilediğini göstermektedir. Bu durum  $\rho$  mezon ile tamamen ters bir oluşum göstermektedir.

Şekil 4.18'de  $\omega$  mezon ve  $N^*(1710)$  ortak fotoüretiminde  $\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1710)$  reaksiyonu için hedef nükleon-baryon rezonans  $C^{TR}$  çift spin polarizasyon gözlenirliğinin  $-t$ 'ye göre değişimi yer almaktadır. Aynı  $\pi NN^*$  verteksi içinde yer alan bu parçacıkların polarizasyonunda proton ve nötron hedefler için sonuçların çakıştığı fakat  $\sigma$  ve  $\pi$  katkılarının yanı sıra  $\eta$ 'nin dahil edilmesiyle hiçbir bileşende farklılık meydana gelmediği gözlenmektedir.  $\rho$  mezon fotoüretiminde  $\eta$  mezon katkısı önemli oranda etkili olmasına rağmen  $\omega$  mezondaki az etkisi,  $\omega$  mezon için  $\eta$  çiftlenim sabitinin  $\rho$  mezona kıyasla çok küçük değerde olmasıdır. Bu durumun yanı sıra kutuplanan parçacıkları aynı verteks içinde yer alan demet-vektör mezon ve hedef nükleon-baryon rezonans çift spin gözlenirlik sonuçlarında  $\eta$  mezonun katkı sağlamadığı görülmektedir.  $\omega$  mezon için bu gözlenirlikte de  $\pi$  katkısı  $\sigma$ 'ya nispeten daha baskındır.



**Şekil 4.19:**  $\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1440)$  reaksiyonu için t- kanalı  $(\pi, \sigma)$  değiş-tokuş modelinde ,  $E_\gamma = 2.5\text{GeV}$  eşik enerjisi civarında baryon rezonans-vektör mezon çift spin gözlenirliği; (a)  $C_{z'z'}^{RV}$  z'z' bileşeninin, (b)  $C_{z'x'}^{RV}$  z'x' bileşeninin, (c)  $C_{x'x'}^{RV}$  x'x' bileşeninin, (d)  $C_{x'z'}^{RV}$  x'z' bileşeninin  $-t$ 'ye göre değişimini göstermektedir. Çizgiler Şekil 4.5 ile aynı gösterimdedir.



**Şekil 4.20:**  $\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1710)$  reaksiyonu için t-kanalı  $(\pi, \sigma)$  ve  $(\pi, \sigma, \eta)$  değiş-tokuş modelinde,  $E_\gamma = 3.25 \text{ GeV}$  eşik enerjisi civarında baryon rezonans-vektör mezon çift spin gözlenirliği; (a)  $C_{z'z'}^{RV}$ ,  $z'z'$  bileşeninin, (b)  $C_{z'x'}^{RV}$ ,  $z'x'$  bileşeninin, (c)  $C_{x'x'}^{RV}$ ,  $x'x'$  bileşeninin, (d)  $C_{x'z'}^{RV}$ ,  $x'z'$  bileşeninin  $-t$ 'ye göre değişimini göstermektedir. Çizgiler Şekil 4.2 ile aynı gösterimdedir.

Baryon rezonans ve vektör mezonun kutuplandığı  $\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1440)$  reaksiyonunda  $\omega$  mezon ve  $N^*(1440)$  ortak fotoüretimi çift spin gözlenirlik  $C^{RV}$  sonuçları Şekil 4.19'da yer almaktadır. zz, zx, xx ve xz olmak üzere dört tane reel sonucun elde edilebildiği bu oluşumda, kutuplanmadan reaksiyona giren foton demet ve hedef nükleondan  $\sigma$  ve  $\pi$  kanallarıyla sonuçta kutuplanmış bir baryon rezonans ve vektör mezonun üretimi oldukça ilginçtir. Bu durum sonuçlardaki farklılıklarda da görülmektedir.  $\pi$  katkısının  $\sigma$ 'ya oranla daha baskın olduğu proton ve nötron hedef sonuçları simetrik olmasına rağmen özellikle zz ve zx bileşenleri daha önce incelenen gözlenirliklerden oldukça farklıdır. zz bileşeni için demet-hedef nükleon polarizasyonunda sabit bir pozitif değer ve diğer gözlenirliklerde pozitiften negatife ve negatiften pozitifte doğru değişen bir sonuç gözlenmesine rağmen burada tamamen negatif bir sonuç elde edilmiştir. zx bileşenlerinde ise sadece pozitif veya negatif sonuçlar elde edilmesine rağmen burada  $\pm 2$  aralığında değişen gözlenirlik sonuçları elde edilmiştir.

Şekil 4.20'de  $\gamma + N \rightarrow \omega + N^*(1710)$  reaksiyonu için  $\omega$  mezon fotoüretiminde baryon rezonans-vektör mezon çift spin gözlenirlik  $C^{RV}$  sonuçları yer almaktadır. Sonuçlar  $N^*(1440)$  ile benzerlik göstermesine rağmen, burada  $\eta$  mezondan gelen katkılar belli oranda etkili olmuş ve proton-nötron hedef sonuçları arasındaki simetriyi bozmuştur. Bu oluşumda  $\pi$  katkısının  $\sigma$ 'ya baskın olduğu fakat  $N^*(1440)$ 'a kıyasla farklı oranlarda katkı sağladığı gözlenmektedir.

### 4.3 Özet

t- kanalında hedef nükleondan vektör mezonların ( $\rho(770)$ ,  $\omega(782)$ ) ve  $N^*(1440)$ ,  $N^*(1710)$  rezonanslarının ortak fotoüretimini tanımlayan basit bir model önerdik. Bu modelin uygulama alanı; t- kanalı  $\pi$  ve  $\sigma$  değiş-tokuşları ( $N^*(1710)$  için  $\eta$  dahil), eşik enerjisine yakın  $\rho$  ve  $\omega$  mezon üretimine kaynaklık eden foton enerjileri ( $N^*(1440)$  için  $E_\gamma = 2.5 GeV$  ve  $N^*(1710)$  için  $E_\gamma = 3.25 GeV$ ), düşük momentum transferleri ve hafif vektör mezonlar ( $\rho(770)$ ,  $\omega(782)$ ) ile sınırlandırılmıştır. s- ve u- kanalındaki etkileşmeler ve genlik etkileri dahil edilmemiş, sıfır genlik yaklaşımı uygulanmıştır.

Çiftlenim sabitlerinin büyük hata barları olmasına rağmen önerdiğimiz bu model ile diferansiyel tesir kesiti ve çift spin polarizasyon gözlenirlikleri hakkında bir ön kestirimde bulunduk. Bu model tek spin polarizasyon gözlenirlikleri için sonuç vermemektedir.  $-t'$ 'ye bağlı olarak değişen diferansiyel tesir kesiti sonuçları  $N^*(1440)$  için Soyeur'un hesaplamalarıyla uyumludur. Bu reaksiyonlarda  $N^*(1710)$  için ise diferansiyel tesir kesiti hesabı ilk defa yapılmıştır.  $\pi$  ve  $\sigma$  değiş-tokuşlarının yanı sıra  $\eta$  mezonunda nasıl katkı sağladığı incelenmiştir. Bu hesaplamada kullanılan  $\eta$  parametreleri, bozunma genliklerinden yola çıkarak elde edilmiştir.

Genel itibarıyla şekilleri incelendiğinde;  $\omega$  mezon için elde edilen sonuçlarda  $\pi$  değiş-tokuşunun ve  $\rho$  mezon için  $\sigma$  değiş-tokuşunun baskın olduğu görülmektedir. Hesaplamalarımızda  $\eta$  dahil edildiğinde proton hedef için bütün çiftlenim sabitleri pozitif olarak hesaba katılırken, nötron için  $\sigma$  ve  $\eta$  çiftlenim sabitleri pozitif,  $\pi$  çiftlenim sabitleri negatif olarak hesaba dahil edilir. Bu durumda  $\rho$  ve  $\omega$  mezon için  $\eta$  hesaba katıldıktan sonraki nötron ve proton hedef sonuçlarındaki farklı değişimleri açıklamaktadır. Ayrıca  $\rho$  mezonda  $\eta$ 'nin katkısı büyük olduğu için bu değişimler daha açık bir şekilde görülmektedir.

Elde deneysel veriler olmadığı için bu model hakkında şu an bir şey söylemek imkansızdır. Ancak bu model, çift spin polarizasyon gözlenirlikleri hakkında ön kestirimde bulunması ve fikir vermesi açısından önemlidir. Deneysel verilerin elde edilmesi ile bu model hakkında daha sağlıklı bilgi sahibi olunabilir.

**KAYNAKLAR:**

- [1] B. Friman, M. Soyeur, Nucl. Phys. A 600, 477 (1996).
- [2] Y. Oh et al., Phys. Rev C 63, 025201 (2001).
- [3] Q. Zhao, Z. Li, and C. Bennhold, Phys. Rev. C 58, 2393 (1998).
- [4] Y. Oh, A.I. Titov, and T.-S.H. Lee, nucl-th/0004055.
- [5] R.A. Williams, Phys. Rev. C 57, 223 (1998).
- [6] J.M. Laget, Phys. Lett. B 489, 313 (2000).
- [7] J.M. Laget and R. Mendez-Galain, Nucl. Phys. A 581, 397 (1995).
- [8] Q. Zhao, B. Saghai, and J.S. Al-Khalili, Phys. Lett. B 509, 231 (2001).
- [9] Q. Zhao, J.P. Didelez, M. Guidal, and B. Saghai, nucl-th/9909059.
- [10] Q. Zhao et al., Nucl. Phys. A 660, 323 (1999).
- [11] M. Soyeur, Nucl. Phys. A 671, 532 (2000).
- [12] H. Babacan et al., Acta Physica Polonica B 33, 691 (2002)
- [13] H. Babacan et al., Eur. Phys. J. A 13, 355-362 (2002)
- [14] H. Babacan et al., Phys. Rev C 67, 055208 (2003)
- [15] D. E. Groom et al., Evr. Phys. J. C 15, 1 (2000)
- [16] A. I. Titov et al., Phys. Rev C 58, 2429 (1998)
- [17] C. G. Fasano et al., Phys. Rev C 46, 2430 (1992)
- [18] F. Tabakin, Nucl. Phys. A 570, 311c (1994)
- [19] C. Bourrely, E. Leader and J. Soffer, Phys. Ref. 59, 95 (1980)
- [20] H. E. Conzett, Rep. Prog. Phys. 57, 1 (1994)
- [21] Review of Particle Properties, Phys. Rev D 50, 1173 (1994)
- [22] C. Caso et al., Particle Data Group, Evr. Phys. J. C 3, 1 (1998)
- [23] A. I. Titov et al., Phys. Rev C 60, 035205 (1999)
- [24] A. Gökalp et al., Phys. Rev D 67, 073008 (2003)
- [25] D. E. Groom et al., Particle Data Group, Eur. Phys. J. C 15, 1 (2001)
- [26] A. I. Titov et al., Phys. Rev. C 66:015204 (2002)

### EK.A HELİSİTE GENLİKLERİ:

Polarize vektör mezon fotoüretimi,  $\vec{\gamma} + \vec{N} \rightarrow \vec{V} + \vec{N}^*$ , için helisite genliği;

$$H_{\lambda_V, \lambda_f; \lambda_\gamma, \lambda_i} \equiv \langle \vec{q}; \lambda_V, \lambda_f | T | \vec{k}; \lambda_\gamma, \lambda_i \rangle \quad (\text{E.1})$$

Burada;  $\lambda_\gamma (= \pm 1)$ ,  $\lambda_V (= 0, \pm 1)$  ve  $\lambda_{i,f} (= \pm 1/2)$  'dır.  $H_{1,1}$  genliğinin çözümünü elde edelim,

$$H_{1,1} \equiv \left\langle \lambda_V = 1, \lambda_f = +\frac{1}{2} | T | \lambda_\gamma = 1, \lambda_i = -\frac{1}{2} \right\rangle \quad (\text{E.2})$$

yazabiliriz. t- kanalı için kullandığımız model;

$$\mathcal{M}_t = e \frac{g_{V\pi\gamma} g_{\pi NN^*}}{m_V t - m_\pi^2} F_{\pi NN^*}(t) F_{V\pi\gamma}(t) [\bar{u}(P_2) \gamma_5 u(P_1)] (\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon_\mu k_\nu U_\alpha q_\beta) \quad (\text{E.3})$$

şeklinde. Modelin fermion kısmı;

$$W_{\lambda_2, \lambda_1}^F = \bar{u}(q, \lambda_2) \gamma_5 u(k, \lambda_1) = C \left[ \phi_{\lambda_2}^+, \frac{2\lambda_2 q}{E_2 + m_{N^*}} \phi_{\lambda_2}^+ \right] M^+ \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} \phi_{\lambda_1} \\ -\frac{2\lambda_1 k}{E_1 + m_N} \phi_{\lambda_1} \end{bmatrix} \quad (\text{E.4})$$

$$C = \sqrt{E_1 + m_N} \sqrt{E_2 + m_{N^*}} \quad , \quad M^+ = \cos \frac{\theta}{2} + i \sigma_y \sin \frac{\theta}{2} \quad , \quad \phi_{1/2} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad , \quad \phi_{-1/2} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

$$W_{1/2, -1/2}^F = -C \left( \frac{k}{E_1 + m_N} + \frac{q}{E_2 + m_{N^*}} \right) \sin \frac{\theta}{2}$$

Modelin bozon kısmı;

$$W_{\lambda_V, \lambda_\gamma}^B = \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon_\mu k_\nu U_\alpha q_\beta = E_V (\vec{\epsilon} \times \vec{k}) \vec{U} - U_0 (\vec{\epsilon} \times \vec{k}) \vec{q} + k (\vec{\epsilon} \times \vec{U}) \vec{q} \quad (\text{E.5})$$

$$\epsilon^{(\pm)} = \frac{1}{\sqrt{2}} (0, \mp 1, -i, 0)$$

$$U^{(\pm)} = \frac{1}{\sqrt{2}} (0, \mp \cos \theta, -i, \pm \sin \theta)$$

$$U_0^{(0)} = \left( \frac{q}{m_V}, \frac{E_V}{m_V} \sin \theta, 0, \frac{E_V}{m_V} \cos \theta \right) \quad , \quad U_0^{(\pm)} = 0$$

$$W_{+1,+1}^B = -ik \sin^2 \frac{\theta}{2} (E_V + q)$$

şeklinde hesaplanır.

$$\alpha(k) = \frac{k}{E_1 + m_N} \quad , \quad \alpha(q) = \frac{q}{E_2 + m_{N^*}} \quad , \quad P(t) = \frac{e g_{V\varphi\gamma} g_{\varphi NN^*}}{t - m_\pi^2} \quad ; \quad \varphi = \pi, \eta, \dots$$

şeklinde kısaltmalar kullanırsak,  $H_{1,1}$  genliği ve diğer genlikler için aşağıdaki sonuçları elde ederiz.

$$\begin{aligned} H_{1,1}^{(t)} &\equiv \left\langle \lambda_v = 1, \lambda_f = \frac{1}{2} | T | \lambda_\gamma = 1, \lambda_i = -\frac{1}{2} \right\rangle \\ &= P(t) ikC(\alpha(k) + \alpha(q))(E_v + q) \sin^3 \frac{\theta}{2} \end{aligned} \quad (\text{E.6})$$

$$\begin{aligned} H_{1,-1}^{(t)} &\equiv \left\langle \lambda_v = -1, \lambda_f = \frac{1}{2} | T | \lambda_\gamma = 1, \lambda_i = -\frac{1}{2} \right\rangle \\ &= P(t) ikC(\alpha(k) + \alpha(q))(E_v - q) \sin \frac{\theta}{2} \cos^2 \frac{\theta}{2} \end{aligned} \quad (\text{E.7})$$

$$\begin{aligned} H_{1,0}^{(t)} &\equiv \left\langle \lambda_v = 0, \lambda_f = \frac{1}{2} | T | \lambda_\gamma = 1, \lambda_i = -\frac{1}{2} \right\rangle \\ &= \sqrt{2} P(t) ikC m_v (\alpha(k) + \alpha(q)) \sin^2 \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \end{aligned} \quad (\text{E.8})$$

$$\begin{aligned} H_{2,1}^{(t)} &\equiv \left\langle \lambda_v = 1, \lambda_f = \frac{1}{2} | T | \lambda_\gamma = 1, \lambda_i = \frac{1}{2} \right\rangle \\ &= -P(t) ikC(\alpha(k) - \alpha(q))(E_v + q) \sin^2 \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \end{aligned} \quad (\text{E.9})$$

$$\begin{aligned} H_{2,-1}^{(t)} &\equiv \left\langle \lambda_v = -1, \lambda_f = \frac{1}{2} | T | \lambda_\gamma = 1, \lambda_i = \frac{1}{2} \right\rangle \\ &= -P(t) ikC(\alpha(k) - \alpha(q))(E_v - q) \cos^3 \frac{\theta}{2} \end{aligned} \quad (\text{E.10})$$

$$\begin{aligned} H_{2,0}^{(t)} &\equiv \left\langle \lambda_v = 0, \lambda_f = \frac{1}{2} | T | \lambda_\gamma = 1, \lambda_i = \frac{1}{2} \right\rangle \\ &= -\sqrt{2} P(t) ikC m_v (\alpha(k) - \alpha(q)) \sin \frac{\theta}{2} \cos^2 \frac{\theta}{2} \end{aligned} \quad (\text{E.11})$$

$$H_{3,1}^{(t)} \equiv \left\langle \lambda_v = 1, \lambda_f = -\frac{1}{2} | T | \lambda_\gamma = 1, \lambda_i = -\frac{1}{2} \right\rangle$$

$$= P(t)ikC(\alpha(k) - \alpha(q))(E_V + q)\sin^2 \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \quad (\text{E.12})$$

$$\begin{aligned} H_{3,-1}^{(t)} &\equiv \left\langle \lambda_V = -1, \lambda_f = -\frac{1}{2}|T|\lambda_\gamma = 1, \lambda_i = -\frac{1}{2} \right\rangle \\ &= P(t)ikC(\alpha(k) - \alpha(q))(E_V - q)\cos^3 \frac{\theta}{2} \end{aligned} \quad (\text{E.13})$$

$$\begin{aligned} H_{3,0}^{(t)} &\equiv \left\langle \lambda_V = 0, \lambda_f = -\frac{1}{2}|T|\lambda_\gamma = 1, \lambda_i = -\frac{1}{2} \right\rangle \\ &= \sqrt{2}P(t)ikCm_V(\alpha(k) - \alpha(q))\sin \frac{\theta}{2} \cos^2 \frac{\theta}{2} \end{aligned} \quad (\text{E.14})$$

$$\begin{aligned} H_{4,1}^{(t)} &\equiv \left\langle \lambda_V = 1, \lambda_f = -\frac{1}{2}|T|\lambda_\gamma = 1, \lambda_i = \frac{1}{2} \right\rangle \\ &= P(t)ikC(\alpha(k) + \alpha(q))(E_V + q)\sin^3 \frac{\theta}{2} \end{aligned} \quad (\text{E.15})$$

$$\begin{aligned} H_{4,-1}^{(t)} &\equiv \left\langle \lambda_V = -1, \lambda_f = -\frac{1}{2}|T|\lambda_\gamma = 1, \lambda_i = \frac{1}{2} \right\rangle \\ &= P(t)ikC(\alpha(k) + \alpha(q))(E_V - q)\sin \frac{\theta}{2} \cos^2 \frac{\theta}{2} \end{aligned} \quad (\text{E.16})$$

$$\begin{aligned} H_{4,0}^{(t)} &\equiv \left\langle \lambda_V = 0, \lambda_f = -\frac{1}{2}|T|\lambda_\gamma = 1, \lambda_i = \frac{1}{2} \right\rangle \\ &= \sqrt{2}P(t)ikCm_V(\alpha(k) + \alpha(q))\sin^2 \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \end{aligned} \quad (\text{E.17})$$

### **ÖZGEÇMİŞ**

Cemile İPEK 12 mart 1982' de İzmir'de doğdu. İlk ve orta öğrenimini İzmir'de tamamladı. Yüksek öğrenimine Celal Bayar Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nde başladı. 1999-2003 yılları arasında lisans öğrenimini tamamladı. 2003-2004 öğretim yılında Celal Bayar Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı Nükleer Fizik Bilim Alanı'nda yüksek lisans eğitimine başladı. Halen Yüksek lisans eğitimini sürdürmekte olan Cemile İPEK, 2006 yılında Yrd. Doç. Dr. Halil BABACAN'ın yürütmekte olduğu "Nükleer Seviye Yoğunlukları" konulu Tübitak Bilim Projesi'nde yardımcı araştırmacı olarak dahil oldu. Proje kapsamındaki çalışmaları halen devam etmektedir.