universität innsbruck
Universitäts- und Landesbibliothek Tirol

Universitäts- und Landesbibliothek Tirol

Produktion von rho o-Mesonen an Wasserstoff mit linear polarisierten Photonen im Energiebereich zwischen 2. - 2.4 GeV

Löffler, Gerd

1970

2. Theoretische Vorbemerkungen

urn:nbn:at:at-ubi:2-1838

2. Theoretische Vorbetrachtungen

Die Winkelverteilung der Zerfallsprodukte einer Resonanz enthält bei bekanntem Spin Informationen über den Erzeugungsprozeß. Die Zerfallsverteilung der π-Mesonen beim ρ^0-Zerfall folgt aus der Drehimpulserhaltung oder aus dem Zerfallsmatrixelement $M_{\rho\to 2\pi}$ durch Invarianzbetrachtungen zu

$$W_{\rho\to 2\pi} \propto |M_{\rho\to 2\pi}|^2 = (\vec{S}_\rho \cdot \vec{p}_\pi)^2$$

$\vec{S}_\rho$: Polarisationsvektor des ρ^0-Mesons
$\vec{p}_\pi$: Impuls des $\pi^\pm$-Mesons
} im ρ^0-Ruhesystem

Die Korrelation zwischen der ρ^0- und der Photonen-Polarisation in der Reaktion

$$\gamma + p \longrightarrow \rho^0 + p \longrightarrow \pi^+ + \pi^- + p$$

ist modellabhängig [9]. Der Zusammenhang ergibt sich bei den in Abschn. 1 aufgeführten Modellen aus der $\gamma\rho^0$-Vertexfunktion.
Bei der diffraktiven Erzeugung macht man häufig - wie z.B. im "Strong Absorption"-Modell [11,12] - die Annahme, daß die Projektion des Spins auf eine bestimme Achse erhalten bleibt. Daraus folgt, die Vertexfunktion ist proportional zu

$$e_\mu S^\mu$$

Bei Ablauf des Prozesses nach dem Ein-Pion-Austausch (0^--Austausch) ergibt sich der Ansatz für die Vertexfunktion zu [13]

$$\varepsilon_{\mu\nu\varkappa\sigma}\, e^\mu S^\nu K^\varkappa q^\sigma$$

Dabei bedeuten

$\varepsilon_{\mu\nu\varkappa\sigma}$: antisymmetrischer Tensor
e_μ, S_μ : Polarisationsvierervektoren des Photons bzw. des ρ^0-Mesons
K_μ, q_μ : Viererimpulse des Photons bzw. des ρ^0-Mesons.

Im ρ^0-Ruhesystem vereinfachen sich die zum $\gamma\rho^0$-Vertex gehörigen Faktoren im Matrixelement M_{fi}

a) bei der diffraktiven Erzeugung zu

$$M_{fi} \propto m_\rho \cdot K_0 \cdot (\vec{e}_\gamma \cdot \vec{S}_\rho)$$

d.h. in diesem Fall existiert nur die Komponente der ρ^0-Polarisation parallel zur γ-Polarisation ($\vec{S}_\rho \parallel \vec{e}_\gamma$), und

b) beim π-Austausch zu

$$M_{fi} \propto m_\rho [\vec{e}_\gamma \vec{k}_\gamma] \cdot \vec{s}_\rho$$

In diesem Fall liefert also nur die Komponente der ρ^0-Polarisation einen Beitrag zum Matrixelement, die transversal und senkrecht zur γ-Polarisation gerichtet ist ($\vec{s}_\rho \perp \vec{e}_\gamma$).
Experimentell bestimmt wird das Verhältnis

$$\Sigma = \frac{\sigma_\parallel - \sigma_\perp}{\sigma_\parallel + \sigma_\perp} \quad ,$$

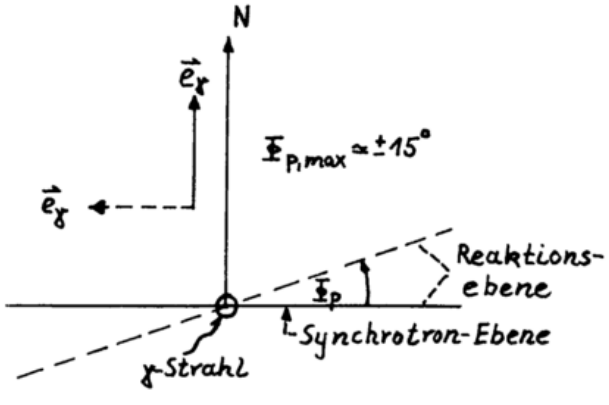
dabei bedeuten $\sigma_\parallel$ den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma + p \rightarrow \rho^0 + p$ für den Fall $\vec{s}_\rho \parallel \vec{e}_\gamma$ und $\sigma_\perp$ den Wirkungsquerschnitt für $\vec{s}_\rho \perp \vec{e}_\gamma$.

Bei rein diffraktiver Erzeugung der ρ^0-Mesonen wird also nach den vorhergehenden Betrachtungen $\sigma_\perp = 0$ und $\Sigma = 1$ erwartet. Läuft der Prozeß nach dem Ein-Pion-Austauschmodell (EPA) ab, so ist $\sigma_\parallel = 0$ und $\Sigma = -1$.

Die vorgeschlagenen Modelle zur Beschreibung der Reaktion benutzten zur Interpretation dieses Prozesses verschiedene Bezugssysteme. Das EPA-Modell wird im Gottfried-Jackson-System[14] beschrieben. Die verschiedenen Diffraktionsmodelle wie das "Strong Absorption Modell" und das Vektordominanzmodell lassen sich am einfachsten im Adair- (Spinerhaltung) bzw. im Helizitäts-System (Helizitätserhaltung) formulieren[12]. Die Bezugssysteme unterscheiden sich in der Wahl der z-(Quantisierungs-) Achse (s.Anhang A1).

Das von uns verwendete Koordinatensystem ist in Abb. 1 dargestellt. Man transformiert alle Impulse aus dem Labor direkt ins Ruhesystem der $\pi\pi$-Massenkombination. Die z-Achse des Systems ist durch die entgegengesetzte Richtung des einlaufenden Protons ($-\vec{p}_{p,in}$) festgelegt. Durch eine Rotation um die Normale der Reaktionsebene läßt sich dieses Bezugssystem in die oben erwähnten transformieren (s. Anhang A1).

Die Polarisationsrichtung des Photonenstrahls wurde so gewählt, daß sie bezogen auf den Spezialfall $\Phi_p = 0$ (Azimutwinkel des Protons im Laborsystem; s. Skizze) senkrecht ($\vec{e}_\gamma \parallel N$)bzw. in der Reaktionsebene ($\vec{e}_\gamma \perp N$) liegt. Unsere Meßapparatur be-



sitzt für Zerfallspionen mit einer Flugrichtung senkrecht zur Reaktionsebene im ρ^0-Ruhesystem ihre maximale Nachweiswahrscheinlichkeit[15], d.h. der Beitrag der Reaktionsmechanismen, die $\vec{s}_\rho \parallel \vec{e}_\gamma$ bzw. $\vec{s}_\rho \perp \vec{e}_\gamma$ voraussagen, läßt sich experimentell bestimmen. Analysiert werden π-Mesonen, die in einem kleinen Raumwinkel (640 mster) symmetrisch zur Normalen der Produktionsebene im Ruhesystem fallen. Für den allgemeinen Fall $\Phi_p \neq 0$ wird die Analyse in dem um Φ_p gedrehten System vorgenommen, wobei die Drehachse durch die Richtung des einlaufenden Protons festgelegt ist (s. Abb. 1).

Beschreibt man die Zerfallswinkelverteilung eines $J^P = 1^-$-Teilchens durch die Spindichtematrix des Teilchens, so hat sie in der Photoproduktion mit teilweise linear polarisierten γ-Quanten allgemein die Form[16,17,18]:

$$I(\cos\Theta, \Phi, \rho) = W(\cos\Theta, \Phi) \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} =$$

$$\frac{1}{2}\left\{W^0(\cos\Theta,\Phi) - P_\gamma \cdot \cos 2\rho \cdot W^1(\cos\Theta,\Phi) + P_\gamma \cdot \sin 2\rho \cdot W^2(\cos\Theta,\Phi)\right\}$$

mit

$$W^0(\cos\Theta,\Phi) = \frac{3}{4\pi}\left(\rho^0_{11}\sin^2\Theta + \rho^0_{00}\cos^2\Theta - \sqrt{2}\,\mathrm{Re}\,\rho^0_{10}\sin 2\Theta\cos\Phi - \rho^0_{1-1}\sin^2\Theta\cdot\cos 2\Phi\right)$$

$$W^1(\cos\Theta,\Phi) = \frac{3}{4\pi}\left(\rho^1_{11}\sin^2\Theta + \rho^1_{00}\cos^2\Theta - \sqrt{2}\,\mathrm{Re}\,\rho^1_{10}\sin 2\Theta\cos\Phi - \rho^1_{1-1}\sin^2\Theta\cdot\cos 2\Phi\right)$$

$$W^2(\cos\Theta,\Phi) = \frac{3}{4\pi}\left(-\sqrt{2}\,\mathrm{Im}\,\rho^2_{10}\cdot\sin 2\Theta\sin\Phi - \mathrm{Im}\,\rho^2_{1-1}\cdot\sin^2\Theta\cdot\sin 2\Phi\right)$$

Dabei geben Θ und Φ den Polar- bzw. Azimutwinkel der Zerfallspionen im ρ^0-Ruhesystem an (s. Abb. 1). Der Winkel ρ gibt die relative Orientierung des Polarisationsvektors $\vec{e}_\gamma = (\cos\rho, \sin\rho, 0)$ der Photonen zur Reaktionsebene wieder. P_γ ist der Polarisationsgrad. Die Spur der Dichtematrix ρ ist gleich dem Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\sqrt{s}, \vartheta, P_\gamma \cos 2\rho)$ dabei ist $\sqrt{s}$ die Schwerpunktenergie und ϑ der Produktionswinkel im Schwerpunktsystem der Reaktion.

$I(\cos\Theta, \Phi, \rho)$ beschreibt die Zerfallswinkelverteilung in jedem Ruhesystem, das aus dem Helizitätssystem durch eine Rotation um die Normale zur Reaktionsebene hervorgeht.

Aus der Paritätserhaltung und der Hermitizität der Dichtematrizen ergibt sich[17], daß die Matrixelemente $\rho^0_{00}, \rho^0_{1-1}, \rho^1_{1-1}$ reell und ρ^2_{1-1} rein imaginär sind, während ρ_{10} komplex ist.

Für die Wirkungsquerschnitte $\sigma_\parallel$ und $\sigma_\perp$ folgt

$\sigma_\parallel = I(0, \Phi, \Phi)$ bzw. $\sigma_\perp = I(0, \Phi, \Phi \pm \frac{\pi}{2})$ mit $P_\gamma = 1$

oder für einen senkrecht ($\rho=\frac{\pi}{2}$) bzw. in der Reaktionsebene polarisierten γ-Strahl ($\rho=0$).

$$\sigma_{\parallel}=I(0,\tfrac{\pi}{2},\tfrac{\pi}{2})=\tfrac{1}{2}\{W^0(0,\tfrac{\pi}{2})+W^1(0,\tfrac{\pi}{2})\} \text{ bzw. } \sigma_{\perp}=I(0,\tfrac{\pi}{2},0)=\tfrac{1}{2}\{W^0(0,\tfrac{\pi}{2})-W^1(0,\tfrac{\pi}{2})\}$$

Schränkt man den Raumwinkel - wie oben erwähnt - im ρ^0-Ruhesystem bei der Ausführung des Experiments ein, so folgt für die beobachtete ρ^0-Rate dN bei einem teilweise polarisierten Strahl ($0<P_\gamma<1$) der einen ($\rho_1=\frac{\pi}{2}, P_\gamma=P_1$) bzw. der anderen Richtung ($\rho_2=0, P_\gamma=P_2$)

$$dN_2^1 \simeq I(0,\tfrac{\pi}{2},\tfrac{\pi}{2}) \simeq \tfrac{1}{2}\{W^0(0,\tfrac{\pi}{2})\pm P_2\cdot W^1(0,\tfrac{\pi}{2})\}=\rho^0_{11}+\rho^0_{1-1}\pm P_2(\rho^1_{11}+\rho^1_{1-1})$$

Andererseits gilt:

$$dN_2^1 \propto \frac{1\pm P_2}{2}\cdot\sigma_{\parallel}+\frac{1\mp P_2}{2}\cdot\sigma_{\perp}$$

Daraus folgt für die Asymmetrie:

$$\Sigma=\frac{\sigma_{\parallel}-\sigma_{\perp}}{\sigma_{\parallel}+\sigma_{\perp}}=\frac{I(0,\frac{\pi}{2},\frac{\pi}{2})-I(0,\frac{\pi}{2},0)}{P_1 I(0,\frac{\pi}{2},0)-P_2 I(0,\frac{\pi}{2},\frac{\pi}{2})}\simeq\frac{\rho^1_{11}+\rho^1_{1-1}}{\rho^0_{11}+\rho^0_{1-1}}$$

Aus dem Zusammenhang der beobachteten ρ^0-Raten mit den Dichtematrixelementen geht hervor, daß mit unserer Apparatur die Kombination der Matrixelemente $\rho_{11}+\rho_{1-1}$ als Funktion der Photonenpolarisation bestimmt werden kann. Die Summe dieser Matrixelemente ist invariant gegenüber einer Rotation um die Normale der Reaktionsebene im ρ^0-Ruhesystem, d.h. die experimentellen Ergebnisse sind unabhängig von den Modellvorstellungen der Spin- oder Helizitätserhaltung[12,17] +)

Betrachtet man die Alternativen $\Sigma=+1$ (Diffraktion) bzw. $\Sigma=-1$ (EPA), so vereinfacht sich die Winkelverteilung der π-Mesonen beim ρ^0-Zerfall zu [17]

$$W(\Theta,\Phi-\rho)=\frac{3}{8\pi}\sin^2\Theta[1+C\cdot P_\gamma\cdot\cos 2(\Phi-\rho)] \quad \text{mit} \quad \begin{cases} C=1 & \text{für } \Sigma=1 \\ C=-1 & \text{"} \quad \Sigma=-1 \end{cases}$$

Die Untersuchung der Photoproduktion von Vektormesonen durch linear polarisierte γ-Quanten gibt neben der Möglichkeit, zwischen dem Diffraktions- und Ein-Pion-Austausch-Modell zu unterscheiden, einen allgemeineren Aufschluß über den Reaktionsmechanismus. Bei hohen γ-Energien kann der Beitrag des natürlichen ($P=(-1)^J$) und des unnatürlichen ($P=-(-1)^J$) Paritätsaustausches im t-Kanal bestimmt

---

+) Die neuesten Ergebnisse eines Blasenkammerexperiments[44] zeigen, daß bei der ρ^0-Photoproduktion an Wasserstoff bis zu $|t|=0.4\,(\mathrm{GeV/c})^2$ Helizitätserhaltung im s-Kanal vorliegt.

werden. In diesem Energiebereich (genauer für $s \to \infty$) läßt sich die Photoproduktionsamplitude T in $T = T^N + T^U$ zerlegen. Dabei beschreiben T^N und T^U den Beitrag des natürlichen bzw. unnatürlichen Paritätsaustausches[17,19]. Aus dieser Aufspaltung folgen Symmetrierelationen zwischen T^N, T^U und T, bei deren Anwendung auch die Elemente der Dichtematrix ϱ in entsprechende Terme aufgespaltet werden können. Insbesondere läßt sich zeigen, daß zwischen den Elementen der Matrizen ϱ^0 und ϱ^1 folgende Relationen bestehen:

a) $\varrho^{0\,(N)(U)}_{\lambda\lambda'} = \frac{1}{2}\left(\varrho^0_{\lambda\lambda'} \mp (-1)^{\lambda} \varrho^1_{-\lambda\lambda'}\right)$

b) $\varrho^{1\,(N)(U)}_{\lambda\lambda'} = \frac{1}{2}\left(\varrho^1_{\lambda\lambda'} \mp (-1)^{\lambda} \varrho^0_{-\lambda\lambda'}\right)$

mit

$\varrho^0_{\lambda\lambda} = \varrho^{0\,(N)}_{\lambda\lambda} + \varrho^{0\,(U)}_{\lambda\lambda}$

$\varrho^1_{\lambda\lambda} = \varrho^{1\,(N)}_{\lambda\lambda} + \varrho^{1\,(U)}_{\lambda\lambda}$

Diese Beziehungen gelten wieder in jedem System, das sich durch Rotation um die Normale der Produktionsebene in das Helizitätssystem transformieren läßt.

Betrachten wir das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte, so gilt:

$$\frac{\sigma_\perp}{\sigma_\parallel} = \frac{1-\Sigma}{1+\Sigma} \simeq \frac{\varrho^0_{11} - \varrho^1_{1-1} + \varrho^0_{1-1} - \varrho^1_{11}}{\varrho^0_{11} + \varrho^1_{1-1} + \varrho^0_{1-1} + \varrho^1_{11}}$$

Unter Anwendung der Relation a), der Hermitizität der Dichtematrizen und der Paritätserhaltung folgt daraus:

$$\frac{\sigma_\perp}{\sigma_\parallel} \simeq \frac{\varrho^{0\,(U)}_{11} + \varrho^{0\,(U)}_{1-1}}{\varrho^{0\,(N)}_{11} + \varrho^{0\,(N)}_{1-1}}$$

d.h. das Verhältnis $\frac{\sigma_\perp}{\sigma_\parallel}$ gibt Auskunft über den Beitrag des unnatürlichen und natürlichen Paritätsaustausches in der Summe der Matrixelemente $\varrho^0_{11} + \varrho^0_{1-1}$ [20].

In den folgenden Kapiteln soll die experimentelle Bestimmung des Polarisationseffektes Σ beschrieben werden.