

Bibliothek

DEUTSCHES ELEKTRONEN-SYNCHROTRON **DESY**

DESY 67/32  
Oktober 1967

DESY-Bibliothek

27. NOV. 1967 ✓

Zur Spinabhängigkeit der Photoproduktion von neutralen  
Rhomesonen bei hohen Energien.

von

G. Kramer

Physikalisches Staatsinstitut,

II. Institut für Experimentalphysik, Hamburg.

2 HAMBURG 52 · NOTKESTIEG 1

Zur Spinabhängigkeit der Photoproduktion von neutralen  
Rhomesonen bei hohen Energien.

von

G. Kramer

Physikalisches Staatsinstitut,  
II. Institut für Experimentalphysik, Hamburg.

Abstract:

We discuss the hypothesis of spin independence for  $\rho^0$  photoproduction, in particular in connection with the strong-absorption model of Eisenberg and co-workers <sup>4)</sup>. Under this hypothesis, the  $\rho^0$  mesons are produced with complete spin alignment in the direction of the photon momentum giving a particular simple spin density matrix of the  $\rho^0$  in the Adair system.

## §1. Einleitung.

Durch neuere Zähler- und Blasenkammerexperimente kennen wir eine ganze Reihe von interessanten Eigenschaften der Photoproduktion von neutralen Vektormesonen ( $\rho^0$ ,  $\omega$  und  $\phi$ ) am Proton für Photonenenergien von 1 bis 6 GeV.<sup>1)</sup> Insbesondere wurde die Photoproduktion von  $\rho^0$ -Mesonen im Detail studiert. Die wesentlichen Merkmale der Ergebnisse für diese Reaktion im Energiebereich oberhalb von 2 GeV sind:

- 1) Der differentielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega$  ist zwischen 2 und 6 GeV Photoenergie und für  $\theta = 0$  ( $t=t_{\min}$ ) ungefähr  $40 \mu\text{b}/\text{sr}$ .  $d\sigma/dt$  für  $t=t_{\min}$  bleibt mit wachsender Photonenenergie konstant.
- 2) Die Winkelverteilung ist ähnlich der Winkelverteilung bei der elastischen  $\pi$ -N-Streuung im gleichen Energiebereich und wird gut durch den Ansatz

$$d\sigma/dt = C e^{At} \quad (1.1)$$

mit  $A \approx 8 (\text{GeV}/c)^{-2}$  und  $C \approx 130 \mu\text{b}/(\text{GeV})^2$  beschrieben. Zum Vergleich, der entsprechende Wert für A bei der elastischen  $\pi$ -p-Streuung ist  $A = (9.5 \pm 2.2) (\text{GeV}/c)^{-2}$ .

- 3) Die Zerfallswinkelverteilung  $W(\theta)$  der  $\rho^0$ 's im Ruhesystem des  $\rho^0$  ist ungefähr isotrop, wenn der Winkel  $\theta$  in Bezug auf die Impulsrichtung der Photonen im Ruhesystem des  $\rho^0$  gemessen wird. (Gottfried-Jackson-System). Im Adairsystem, in dem  $\theta$  gegen die Richtung des Photonimpulses im Schwerpunktsystem angegeben wird, ist  $W(\theta) \approx \sin^2\theta$  für kleine Streuwinkel  $\theta$  im Schwerpunktsystem.

Alle drei Ergebnisse zeigen deutlich, daß der Ein-Pion-Austausch keine wesentliche Rolle bei der Photoproduktion von  $\rho^0$ -Mesonen spielt<sup>2)</sup>, im Gegensatz zur  $\rho$ -Produktion durch Pionen, die gut durch das Ein-Pion-Austauschmodell mit Absorptionskorrekturen erklärt werden kann. Man nimmt daher allgemein an, daß die Photoproduktion

von  $\rho^0$ 's durch einen diffraktiven Mechanismus erfolgt, ähnlich wie bei der elastischen Streuung stark wechselwirkender Teilchen. Dafür sprechen die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts in Vorwärtsrichtung, der starke Abfall der Winkelverteilung mit wachsendem  $|t|$  und die Zerfallswinkelverteilung der  $\rho^0$ -Mesonen. Die ersten beiden Eigenschaften findet man ebenso bei der elastischen  $\pi$ -p und der p-p-Streuung. Die Zerfallswinkelverteilung ist dagegen mit der Spinabhängigkeit der Photoproduktionsamplitude verknüpft. Als Mechanismus für diffraktive Photoproduktion von neutralen Vektormesonen wurde von Berman und Drell <sup>2)</sup> das multiperiphere Modell vorgeschlagen. Dieses Modell ist in seinen Annahmen sehr speziell. Ausführliche Berechnungen von  $d\sigma/dt$  oder der Zerfallswinkelverteilung sind schwierig und sind bisher noch nicht durchgeführt worden. Die experimentellen Daten zur  $\rho^0$ -Photoproduktion wurden daher in letzter Zeit meistens mit Hilfe des sogenannten "strong absorption model" <sup>3)</sup> (SAM) diskutiert, welches besonders zur Interpretation von Kernreaktionen niedriger Energie erfolgreich verwendet worden ist. Bei diesem Modell, wie es zuerst von Y. Eisenberg et al. <sup>4)</sup> zur Interpretation der mit der CEA-Blasenkammer gewonnenen  $\rho^0$ -Photoproduktionsdaten herangezogen wurde, geht von zwei Annahmen aus, die jedoch unabhängig voneinander gemacht werden können. Die erste Voraussetzung legt die Spinabhängigkeit der  $\rho^0$ -Photoproduktionsamplitude  $T$  fest. Y. Eisenberg et al. nehmen an, daß in der  $|j m \ell s\rangle$ -Darstellung, wo  $j$  der Gesamtdrehimpuls,  $m$  dessen Projektion auf eine festgehaltene z-Achse,  $\ell$  der Bahndrehimpuls und  $s$  der Gesamtspin der beiden ein- bzw. auslaufenden Teilchen ist, die Matrix  $T$  in  $\ell$  und  $s$  diagonal ist und nur von  $\ell$  abhängt. In der Niederenergiekernphysik entspricht dieser Voraussetzung die Einschränkung, daß das optische Potential nur einen spinunabhängigen Zentralanteil (Wignerpotential) enthält.

Die zweite Annahme von Eisenberg et al. betrifft die Abhängigkeit von  $\langle j m \ell s | T | j m \ell s \rangle = T_\ell$ . Die in Ref.4 getroffene Wahl für den Real- und Imaginärteil von  $T_\ell$  ist die von Frahn und Venter <sup>3)</sup> verwendete Formel zur Interpretation von Kernreaktionen bei mittleren Energien.  $T_\ell$  ist im wesentlichen durch einen Wood-Saxon Ansatz gegeben, der vier freie Parameter enthält, die durch Anpassung an die von der CEA-Blasenkammerkollaboration <sup>1)</sup> gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte für die  $\rho^0$ -Photoproduktion bestimmt wurden. Mit den gleichen Werten für diese vier Parameter wurden dann die  $\rho^0$ -Zerfallsverteilungen berechnet und gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten gefunden. Die gleichen Ansätze und Parameter wurden auch von der Desy-Blasenkammerkollaboration zur Interpretation ihrer  $\rho^0$ -Photoerzeugungsdaten verwendet <sup>1)</sup>. Hier fand man ebenfalls gute Übereinstimmung

zwischen den experimentellen Daten und den theoretischen Ergebnissen für  $d\sigma/d\Omega$  und der  $\rho^0$ -Zerfallsverteilung. In den bereits genannten Arbeiten <sup>1)</sup> wird besonders darauf hingewiesen, daß mit den gleichen Parametern, die aus der Produktionswinkelverteilung bestimmt wurden, die beobachtete  $\rho^0$  bzw.  $\omega$ -Zerfallsverteilung erklärt werden kann. Dadurch wird der Eindruck erweckt, daß die gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment bei der Zerfallswinkelverteilung das "strong absorption model" (SAM), charakterisiert durch beide der oben beschriebenen Annahmen, vor anderen Modellen auszeichne. Aufgrund der ersten Annahme über die Spinabhängigkeit der  $\rho^0$ -Erzeugungsamplitude  $T$  ist  $T$  jedoch nur von einer skalaren Funktion  $A$  der Energie  $E$  und des Streuwinkels  $\Theta$  abhängig, die bei der Bildung der Dichtematrix herausfällt. Das Ergebnis für die  $\rho^0$ -Zerfallsverteilung, gegeben durch die Dichtematrix, ist daher von  $A$  unabhängig und allein eine Folge der ersten im SAM gemachten Voraussetzung. Der Absolutbetrag von  $A$  ist andererseits durch  $d\sigma/d\Omega$  bestimmt. Es ist der Zweck dieser Note, auf diesen Sachverhalt hinzuweisen und daraus Folgerungen zu ziehen.

Im zweiten Abschnitt zeigen wir, daß die Annahme der Spinunabhängigkeit der  $T$ -Matrix, wie sie üblicherweise bei der Diskussion der elastischen Streuung bei hohen Energien gemacht wird, mit dem Ansatz über die Spinabhängigkeit von  $T$  bei Eisenberg et al. äquivalent ist. Damit gelangt man dann zu sehr einfachen Formeln für die Dichtematrix in den verschiedenen Koordinatensystemen, sowohl für unpolarisierte als auch für polarisierte Photonen. Es ist klar, daß der Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega$  nicht von der Polarisation der Photonen abhängt. Durch Untersuchung der  $\rho^0$ -Zerfallsverteilung für polarisierte Photonen hätte man dagegen eine weitere Möglichkeit die Annahme der Spinunabhängigkeit zu prüfen.

Daran anschließend diskutieren wir, in welcher Form der Ansatz für die  $\rho^0$ -Produktionsamplitude zu erweitern ist, sollte sich herausstellen, daß die Annahme der Spinunabhängigkeit nicht gerechtfertigt ist.

In Abschnitt drei gehen wir kurz auf den Zusammenhang des in Abschnitt 2 beschriebenen Modells für die Spinabhängigkeit bei der  $\rho^0$ -Erzeugung mit dem Regge-Modell ein.

## §2. Spinabhängigkeit der Rhophotoproduktion.

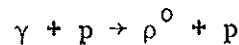
Zunächst betrachten wir eine elastische Reaktion

$$a + b \rightarrow a' + b' \quad (2,1)$$

zweier Teilchen a und b mit beliebigem Spin aber nicht verschwindenden Ruhemassen. Bei Energien oberhalb von 2 GeV ist die elastische Streuung fast rein diffraktiv, insbesondere für kleine Streuwinkel. Über die Spinabhängigkeit dieses diffraktiven Anteils der elastischen Streuung nimmt man allgemein an, daß er proportional der Einheitsmatrix im Spinraum der beiden Teilchen ist.\*<sup>3)</sup> Seien  $m_a, m_b, m_a', m_b'$ , die Projektionen der Spins der beiden Teilchen bezüglich einer bestimmten Richtung, so soll also die T-Matrix im Schwerpunktsystem folgende Gestalt haben:

$$\langle m_a', m_b' | T | m_a, m_b \rangle = A(E, \theta) \delta_{m_a', m_a} \delta_{m_b', m_b} \quad (2.2)$$

wobei A rein imaginär ist, von den Spinquantenzahlen  $m_i$  unabhängig ist nur von der Energie E und dem Streuwinkel  $\theta$  abhängt. Leider ist diese Annahme bisher durch Polarisationsexperimente bei der  $\pi$ -p oder p-p-Streuung nur unzureichend überprüft worden. Doch wird Glchg. (2.2) im allgemeinen als plausible Hypothese betrachtet. Für  $\theta=0$  ergibt sich der Ansatz (2.2) auch im Regge-Modell für den Pomeranschuk-Beitrag<sup>5)</sup>. In der Arbeit von Eisenberg et al.<sup>4)</sup> wird, wie wir gleich nachweisen werden, für die Spinabhängigkeit der Amplitude T für die  $\rho^0$ -Photoproduktion am Proton



die gleiche Hypothese Glchg. (2.2) wie für die elastische  $\rho$ -p-Streuung gemacht:

$$\langle m_\rho, m_p' | T | m_\gamma, m_p \rangle = A(E, \theta) \delta_{m_\rho, m_\gamma} \delta_{m_p', m_p} \quad (2.3)$$

Eine solche Annahme ist z.B. im Rahmen des  $\rho$ -Dominanzmodells naheliegend, wenn Glchg. (2.2) für die elastische  $\rho$ -p-Streuung vorausgesetzt wird.

Wir wählen als Quantisierungsrichtung für die Spins die Impulsrichtung des Photons, dann ist  $m_\gamma = \pm 1$  und gleich der Helizität  $\lambda_\gamma$  des Photons. Die Helizitätsamplitude  $\langle \lambda_\rho, \lambda_p' | T | \lambda_\gamma, \lambda_p \rangle$  im Schwerpunktsystem hängt dann mit der Amplitude  $\langle m_\rho, m_p' | T | m_\gamma, m_p \rangle$  durch

$$\langle \lambda_\rho, \lambda_p' | T | \lambda_\gamma, \lambda_p \rangle = \sum_{m_\rho, m_p'} d_{m_\rho, \lambda_\rho}^1(\theta) d_{m_p', \lambda_p'}^{1/2}(\theta - \pi) (-1)^{\lambda_p' - \lambda_p} \langle m_\rho, m_p' | T | \lambda_\gamma, -\lambda_p \rangle \quad (2.4)$$

\*<sup>3)</sup> Vielfach bezeichnet man auch solche T, die diagonal in der Helizitätsdarstellung sind, als spinunabhängig. Die beiden Definitionen unterscheiden sich natürlich nur für  $\theta \neq 0$ .

zusammen, wobei  $\Theta$  der Streuwinkel im Schwerpunktsystem ist und gleich dem Winkel zwischen  $\vec{p}_\gamma$  und  $\vec{p}_\rho$  sein soll. Die oben formulierte Hypothese der Spinunabhängigkeit der Reaktionsamplitude ist also mit folgendem Ansatz für die Helizitätsamplitude im Schwerpunktsystem gleichwertig:

$$\langle \lambda_\rho \lambda_p, |T| \lambda_\gamma \lambda_p \rangle = A(E, \Theta) d_{\lambda_\gamma \lambda_\rho}^j(\Theta) d_{-\lambda_p, -\lambda_p'}^{1/2}(\Theta) \quad (2.5)$$

Eisenberg und Mitarbeiter dagegen machten einen bestimmten Ansatz für die Helizitätsamplituden in der  $|j m \ell s\rangle$ -Darstellung. Wir zeigen jetzt, daß dieser Ansatz bezüglich der Abhängigkeit von den Helizitäten mit (2.5) übereinstimmt.

Die Entwicklung von  $\langle \lambda_\rho \lambda_p, |T| \lambda_\gamma \lambda_p \rangle$  nach Partialwellen hat bekanntlich die folgende Form:

$$\langle \lambda_\rho \lambda_p, |T| \lambda_\gamma \lambda_p \rangle = \sum_j (2j+1) \lambda_\rho \lambda_p, |T^j| \lambda_\gamma \lambda_p \rangle d_{\lambda_\mu}^j \quad (2.6)$$

mit

$$\lambda = \lambda_\gamma - \lambda_p, \quad \mu = \lambda_\rho - \lambda_p'$$

Die Partialwellenamplituden werden nun durch die Amplituden in der  $|j m \ell s\rangle$ -Basis ausgedrückt. Der Zusammenhang wird durch die Formel

$$\langle \lambda_\rho \lambda_p, |T^j| \lambda_\gamma \lambda_p \rangle \equiv \langle j m; \lambda_\rho \lambda_p, |T| j m; \lambda_\gamma \lambda_p \rangle \quad (2.7)$$

$$= \sum_{\substack{\ell, s \\ \ell', s'}} \sqrt{\frac{(2\ell+1)(2\ell'+1)}{(2j+1)^2}} C(s_\rho s_p s'; \lambda_\rho, -\lambda_p') C(\ell' s' j; 0 \mu)$$

$$\times \langle j m \ell' s' | T | j m \ell s \rangle C(s_\gamma s_p s; \lambda_\gamma, -\lambda_p) C(\ell s j; 0 \lambda)$$

geliefert.  $\langle j m \ell' s' | T | j m \ell s \rangle$  ist eine Einheitsmatrix in  $m$ . Setzt man man jetzt spinunabhängige Zentralkräfte voraus, dann ist dieses Matrixelement diagonal in  $\ell$  und  $s$  und unabhängig von  $j$ . Wir schreiben also:

$$\langle j m \ell' s' | T | j m \ell s \rangle = T^\ell \delta_{\ell' \ell} \delta_{s' s} \quad (2.8)$$

Wegen der Unabhängigkeit von  $j$  läßt sich jetzt in (2.6) die Summation über  $j$  ausführen. Dazu verwenden wir folgende Formel für das Product zweier d-Funktionen:

$$d_{00}^{\ell}(\theta) d_{\lambda, \mu}^s(\theta) = \sum_j C(\ell s j; 0 \lambda) C(\ell s j; 0 \mu) d_{\lambda \mu}^j \quad (2.9)$$

Also ist die rechte Seite von Gl.(2.6) gleich:

$$\begin{aligned} \langle \lambda_{\rho} \lambda_{p'} | T | \lambda_{\gamma} \lambda_p \rangle &= \left\{ \sum_{\ell} (2\ell+1) T^{\ell} d_{00}^{\ell}(\theta) \right\} \cdot \\ &\cdot \sum_s d_{\lambda \mu}^s C(s_{\gamma} s_p s; \lambda_{\gamma}, -\lambda_p) C(s_{\rho} s_{p'} s; \lambda_{\rho}, -\lambda_{p'}) \end{aligned} \quad (2.10)$$

Die Summe über  $s$  kann noch durch ein Produkt von d-Funktionen zum Spin  $s_{\gamma} = s_{\rho} = 1$  und  $s_{p'} = s_p = 1/2$  ersetzt werden. Es ist ganz allgemein:

$$d_{\lambda_{\gamma} \lambda_{\rho}}^{s_{\gamma}} d_{-\lambda_{p'} -\lambda_p}^{s_p} = \sum_s d_{\lambda_{\gamma} -\lambda_p, \lambda_{\rho} -\lambda_{p'}}^s C(s_{\gamma} s_p s; \lambda_{\gamma}, -\lambda_p) C(s_{\lambda} s_p s; \lambda_{\rho}, -\lambda_{p'}) \quad (2.11)$$

und damit ist:

$$\langle \lambda_{\rho} \lambda_{p'} | T | \lambda_{\gamma} \lambda_p \rangle = \left\{ \sum_{\ell} (2\ell+1) T^{\ell} d_{00}^{\ell}(\theta) \right\} d_{\lambda_{\gamma} \lambda_{\rho}}^1(\theta) d_{-\lambda_{p'} -\lambda_p}^{1/2} \quad (2.12)$$

Also ergibt sich Glchg. (2.5) mit

$$A(E, \theta) = \sum_{\ell} (2\ell+1) T^{\ell}(E) d_{00}^{\ell}(\theta) \quad (2.13)$$

Der Ansatz von Eisenberg et al. stimmt also bezüglich der Spinabhängigkeit mit dem Ansatz (2.3) bzw. (2.5) überein. Die Formulierung der Spinunabhängigkeit der Photoproduktionsamplitude in Form von Glchg. (2.5) hat aber den Vorteil, daß sich Formeln für den Wirkungsquerschnitt und die Dichtematrix des  $\rho^0$ -Mesons sehr leicht angeben lassen. Zum Beispiel ist der differentielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt$  für unpolarisierte Teilchen im Anfangs- und Endzustand gegeben durch:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{m^2}{16\pi s k^2} |A(s, t)|^2 \quad (2.14)$$



$s = (p+k)^2$ ,  $m$  ist die Ruhemasse des Protons und  $k$  die Energie des Photons im Schwerpunktsystem. Wie man leicht nachrechnet, hängt  $d\sigma/dt$  nicht von der Polarisation des Photons ab. Die in Ref. 6 definierte Funktion  $P(\theta)$  verschwindet in diesem Modell identisch. Ebenso ist leicht einzusehen, daß der Wirkungsquerschnitt nicht vom Polarisationszustand des Protons im Anfangs- oder Endzustand abhängt. Nur das  $\rho$ -Meson ist polarisiert, wie sich durch Berechnung der Dichtematrix

$$\langle \lambda_\rho | \rho | \lambda'_\rho \rangle = N \sum_{\lambda_Y = \pm 1, \lambda_p, \lambda_{p'}} \langle \lambda_\rho \lambda_p, |T| \lambda_Y \lambda_p \rangle \langle \lambda'_\rho \lambda_{p'}, |T| \lambda_Y \lambda_{p'} \rangle^* \quad (2.15)$$

ergibt ( $N$  ist durch  $\text{Sp}\rho = 1$  bestimmt). Die durch Gleichg. (2.15) definierte Dichtematrix stimmt mit der Dichtematrix im Ruhesystem des  $\rho^0$ -Mesons überein und bestimmt dort die Zerfallsverteilung des  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ -Systems, wobei der Zerfallswinkel  $\theta$  der Winkel zwischen dem Impuls des  $\pi^+$  und dem Impuls des auslaufenden Protons im Ruhesystem des  $\rho^0$  ist. Die allgemeine Formel für die einzelnen Dichtematrixelemente ist dann für den Ansatz (2.5) gleich:

$$\langle \lambda_\rho | \rho | \lambda'_\rho \rangle = \frac{1}{2} \sum_{\lambda_Y = \pm 1} d_{\lambda_Y \lambda_\rho}^1(\theta) d_{\lambda_Y \lambda'_\rho}(\theta) \quad (2.16)$$

woraus sich für einzelne Dichtematrixelemente folgende einfache Ausdrücke ergeben:

$$\begin{aligned} \langle 0 | \rho | 0 \rangle &= \frac{1}{2} \sin^2 \theta \\ \langle 1 | \rho | -1 \rangle &= \frac{1}{4} \sin^2 \theta \\ \langle 1 | \rho | 0 \rangle &= \frac{1}{4\sqrt{2}} \sin 2\theta \end{aligned} \quad (2.17)$$

Alle weiteren sind durch die Normierungsbedingung  $\text{Sp}\rho = 1$  und die Symmetriebeziehung  $\langle \lambda_\rho | \rho | \lambda'_\rho \rangle = (-1)^{\lambda_\rho - \lambda'_\rho} \langle -\lambda_\rho | \rho | -\lambda'_\rho \rangle$  bestimmt. Wir weisen daraufhin, daß  $\langle \lambda_\rho | \rho | \lambda'_\rho \rangle$  nur vom Streuwinkel  $\theta$  abhängt und nicht von der Energie  $E = \sqrt{s}$ .

Die Formel für die allgemeinste  $\rho^0$ -Zerfallswinkelverteilung im  $\rho^0$ -Ruhesystem ist bekanntlich:<sup>7)</sup>

$$w(\theta, \phi) = \frac{3}{4\pi} \left[ \frac{1}{2}(1 - \langle 0 | \rho | 0 \rangle) \sin^2 \theta + \langle 0 | \rho | 0 \rangle \cos^2 \theta - \langle 1 | \rho | -1 \rangle \sin^2 \theta \cos 2\phi - \sqrt{2} \operatorname{Re} \langle 1 | \rho | 0 \rangle \sin 2\theta \cos \phi \right] \quad (2.18)$$

Wir sehen, daß nur in der Vorwärtsrichtung  $\theta=0$  die  $\theta$ -Verteilung gleich  $\sin^2 \theta$  ist und die  $\phi$ -Verteilung (Treiman-Yang-Verteilung)

$$w(\phi) = \frac{1}{2\pi} (1 - 2 \langle 1 | \rho | -1 \rangle \cos 2\phi) \quad (2.19)$$

dort isotrop ist.

Aufgrund der Definition für die Dichtematrix (Gleich.(2.15)) ist klar ersichtlich, daß die Ergebnisse für  $\langle \lambda_\rho | \rho | \lambda'_\rho \rangle$  von der skalaren Amplitude  $A(E, \theta)$  unabhängig sind und sich allein aus der Hypothese (Gleich.(2.3) oder (2.5)) über die Spinunabhängigkeit der Photproduktionsamplitude ergeben. Insbesondere ist die Dichtematrix bei Eisenberg et al.<sup>4)</sup> von dem Ansatz für die  $T^\ell$  nach dem optischen Modell völlig unabhängig. Die  $T^\ell$  gehen nur in  $d\sigma/dt$  ein.

Wir bemerken, daß bei der elastischen  $\rho$ -p-Streuung, wenn sie durch den Ansatz Gleich. (2.3) oder Gleich.(2.5) beschrieben wird, auch das auslaufende  $\rho$ -Meson unpolarisiert ist, d.h. die Dichtematrix  $\langle \lambda_\rho | \rho | \lambda'_\rho \rangle$  gleich der Einheitsmatrix ist, wenn die  $\rho$ -Mesonen im Anfangszustand unpolarisiert waren. Daß bei der  $\rho^0$ -Photoproduktion die Dichtematrix sich von der Einheitsmatrix unterscheidet, liegt einfach daran, daß die Spins der Photonen bei  $\gamma + p \rightarrow \rho^0 + p$  verglichen zu den Spins der  $\rho^0$ -Mesonen im Anfangszustand bei der Reaktion  $\rho^0 + p \rightarrow \rho^0 + p$  ausgerichtet sind, da  $\lambda_\gamma = 0$  nicht vorkommt.

Die Dichtematrix  $\rho$  kann leicht in andere Koordinatensysteme umgerechnet werden. Für das zugrundegelegte Modell ist  $\rho$  am einfachsten im Adair-system, für das die z-Richtung mit der Richtung des Photonimpulses im Schwerpunktsystem zusammenfällt. Wir bezeichnen die Dichtematrix in diesem System mit  $\langle m | \rho_A | m' \rangle$ . Sie hängt mit der Dichtematrix  $\langle \lambda_\rho | \rho | \lambda'_\rho \rangle$  im "Helizitätssystem" folgendermaßen zusammen:

$$\langle m | \rho_A | m' \rangle = \sum_{\lambda_\rho, \lambda'_\rho} d_{m\lambda_\rho}^1(\theta) \langle \lambda_\rho | \rho | \lambda'_\rho \rangle d_{\lambda'_\rho m'}^1(-\theta) \quad (2.20)$$

woraus sich mit (2.16) unmittelbar ergibt, daß

$$\langle m | \rho_A | m' \rangle = \frac{1}{2} \delta_{mm'} (1 - \delta_{m0})$$

ist. Im Adairsystem ist also die Zerfallswinkelverteilung für alle Erzeugungswinkel  $\theta$  und alle Energien gleich  $\sin^2\theta$  und unabhängig von  $\phi$ .

Im Gottfried-Jackson-System <sup>7)</sup> sieht die Dichtematrix dagegen sehr kompliziert aus. Sie hängt von  $\theta$  und von der Energie ab. Bezeichnen wir diese Dichtematrix mit  $\rho_{GJ}$ , dann ist:

$$\langle m | \rho_{GJ} | m' \rangle = \sum_{\lambda_\rho, \lambda'_\rho} d_{m\lambda_\rho}^1(\chi) \langle \lambda_\rho | \rho | \lambda'_\rho \rangle d_{\lambda'_\rho m'}^1(-\chi) \quad (2.21)$$

wobei  $\chi$  durch

$$\cos\chi = \frac{\beta - \cos\theta}{\beta \cos\theta - 1} \quad (2.22)$$

mit  $\beta = \frac{q}{\sqrt{q^2 + m_\rho^2}}$

und  $q$  gleich dem Impuls des  $\rho^0$ -Mesons im Schwerpunktsystem ist.

Also ist

$$\langle m | \rho_{GJ} | m' \rangle = \frac{1}{2} \sum_{\lambda_Y = \pm 1} d_{\lambda_Y m}^1(\theta - \chi) d_{\lambda_Y m'}^1(\theta - \chi) \quad (2.23)$$

Speziell ist dann:

$$\langle 0 | \rho_{GJ} | 0 \rangle = \frac{1}{2} \sin^2(\theta - \chi); \quad \langle 1 | \rho_{GJ} | 0 \rangle = -\frac{1}{4\sqrt{2}} \sin 2(\theta - \chi) \quad (2-24)$$

$$\langle 1 | \rho_{GJ} | -1 \rangle = \frac{1}{4} \sin^2(\theta - \chi);$$

Außer durch Untersuchung der Dichtematrix des  $\rho^0$ -Mesons für die Photo-  
produktion durch unpolarisierte Photonen besteht die Möglichkeit, das  
Modell noch weiter dadurch zu prüfen, daß man experimentell die Dichte-  
matrix mit linear polarisierten Photonen untersucht. In diesem Fall ist  
die Dichtematrix etwas komplizierter. Geht man von den in Ref.6 ange-  
gebenen Formeln für die Dichtematrix für linear polarisierte Photonen  
mit dem Polarisationsvektor  $\vec{\epsilon} = (\cos\phi, \sin\phi, 0)$  aus, so ergibt sich für  
 $\langle \lambda_\rho | \rho(\phi) | \lambda'_\rho \rangle$  für die beiden Fälle  $\phi = 0$  und  $\phi = \frac{\pi}{2}$ :

$$\begin{aligned} \langle \lambda_\rho | \rho \{ \phi = \frac{0}{\pi/2} \} | \lambda'_\rho \rangle &= \frac{1}{2} \left[ d_{1,\lambda_\rho}^1(\theta) d_{1,\lambda'_\rho}^1(\theta) \mp d_{1,\lambda_\rho}^1(\theta) d_{-1,\lambda'_\rho}^1(\theta) \right. \\ &\left. + d_{-1,\lambda_\rho}^1(\theta) d_{-1,\lambda'_\rho}^1(\theta) \mp d_{-1,\lambda_\rho}^1(\theta) d_{1,\lambda'_\rho}^1(\theta) \right] \end{aligned} \quad (2.25)$$

Dabei gilt das obere Vorzeichen für  $\phi = 0$  und das untere Vorzeichen für  $\phi = \frac{\pi}{2}$ . Im Gottfried-Jackson-System ist die Dichtematrix durch die gleiche Formel gegeben, nur ist  $\theta$  durch  $\theta - \chi$  zu ersetzen, während im Adairsystem die Dichtematrix wieder besonders einfach aussieht, nämlich:

$$\begin{aligned} \langle m | \rho_A \left( \phi = \frac{0}{\pi/2} \right) | m' \rangle &= \frac{1}{2} \left[ \delta_{1,m} \delta_{1,m'} \mp \delta_{1,m} \delta_{-1,m'} \right. \\ &\left. + \delta_{-1,m} \delta_{-1,m'} \mp \delta_{-1,m} \delta_{1,m'} \right] \end{aligned} \quad (2.26)$$

Bisher haben wir nur die Photoproduktion von  $\rho^0$ -Mesonen am Proton betrachtet. Doch können die gleichen Betrachtungen für jedes andere Target C mit einem beliebigen Spin angestellt werden. Man erhält dann die gleichen Formeln für die Dichtematrix des  $\rho^0$  bei der Erzeugung mit unpolarisierten bzw. linear polarisierten Photonen am Target C:  $\gamma + C \rightarrow \rho^0 + C$  wie für die Erzeugung am Proton  $\gamma + p \rightarrow \rho^0 + p$ . Es wäre daher z.B. interessant, auch die Dichtematrix für die Erzeugung an Deuteronen, Kohlenstoff etc. als Funktion des Erzeugungswinkels experimentell zu untersuchen. Eine weitere Möglichkeit, die hier in den Vordergrund gestellte Hypothese der Spinunabhängigkeit zu untersuchen, ist natürlich die Elektroproduktion von  $\rho^0$ -Mesonen am Proton. Es wäre interessant zu sehen, ob auch die  $\rho^0$ -Erzeugung durch die longitudinale Komponente des virtuellen Photons durch obige Ansätze beschrieben wird.

Die allgemeinste Spinstruktur der Amplitude für die Photoproduktion von Vektormesonen an Nukleonen wurde in einer Reihe von Arbeiten behandelt<sup>8)</sup>. Die Amplitude hängt von zwölf voneinander unabhängigen skalaren Funktionen  $A_i(E, \theta)$  ( $i = 1, 2, \dots, 12$ ) ab. Besonders in den Arbeiten von Moravcsik und Mitarbeitern wird darüber hinaus die Abhängigkeit der verschiedensten Observablen von diesen skalaren Funktionen angegeben. Leider wird auf die Dichtematrix der Vektormesonen nicht speziell eingegangen. Die Diskussion dieser allgemeinsten Struktur ist vielleicht sinnvoll, wenn mehr experimentelle Daten zur Rhophotoproduktion vorliegen, als es z.Zt. der Fall ist. Im folgenden Abschnitt wollen wir noch einige Spezialfälle im Helizitätsformalismus diskutieren. Zur Vereinfachung der Diskussion nehmen wir an, daß T vom Spin des Protons unabhängig ist. Dann ist T nur noch von

drei skalaren Funktionen A, B und C abhängig. Ein Ansatz für die Helizitätsamplitude ist dann folgender:

$$\langle \lambda_\rho, \lambda_{\rho'} | T | \lambda_\gamma \lambda_p \rangle = \{ A d_{\lambda_\gamma, \lambda_\rho}^1(\theta) + B d_{\lambda_\gamma \lambda_\rho}^1 \delta_{\lambda_\rho 0} + C \delta_{\lambda_\gamma \lambda_\rho} \} d_{-\lambda_{\rho'}, -\lambda_{\rho'}}^{1/2}(\theta) \quad (2.27)$$

Bisher haben wir den Spezialfall B=C=0 betrachtet. Wir studieren noch zwei weitere Spezialfälle:

(1) A=B=0, dann ist die Dichtematrix gleich:

$$\langle \lambda_\rho | \rho | \lambda_{\rho'} \rangle = \frac{1}{2} \delta_{\lambda_\rho \lambda_{\rho'}} (1 - \delta_{\lambda_\rho 0}) \quad (2.28)$$

(2) A=C=0, dann erhalten wir

$$\langle \lambda_\rho | \rho | \lambda_{\rho'} \rangle = \delta_{\lambda_\rho \lambda_{\rho'}} \delta_{\lambda_\rho 0} \quad (2.29)$$

Während (2) durch die experimentellen Ergebnisse widerlegt ist, ist es z.Zt. noch nicht möglich (1) gegenüber dem im ersten Abschnitt behandelten Modell auszuschließen<sup>9)</sup>. Wir bemerken noch, daß sich der spezielle Ansatz

$$\langle \lambda_\rho \lambda_{\rho'} | T | \lambda_\gamma \lambda_p \rangle = C \delta_{\lambda_\gamma \lambda_\rho} \delta_{\lambda_p \lambda_{\rho'}} \quad (2.30)$$

aus der Annahme gewonnen läßt, daß in Glchg. (2.7)  $\langle j m \ell' s' | T | j m \ell s \rangle$  diagonal in  $\ell$  und  $s$  ist und nur von  $j$  abhängt. Der Ansatz (2.30) unterscheidet sich von Fall (1), daß sich auch die Nukleonhelizitäten für alle Streuwinkel  $\theta$  nicht ändern.

Die Dichtematrix für die T-Matrix der Form (2.27) kann leicht angegeben werden, sieht aber kompliziert aus. Sie hängt von  $|A|^2, |B|^2, |C|^2, \text{Re} A B^*$  und  $\text{Re} A C^*$  ab. Die Kenntnis von  $\langle \lambda_\rho | \rho | \lambda_{\rho'} \rangle$  für unpolarische Photonen reicht also nicht aus, um diese 5 Funktionen von  $E$  und  $\theta$  zu bestimmen, da nicht angenommen werden kann, daß A, B und C die gleiche Phase haben.

§3. Bemerkungen zum Regge-Pol-Modell.

Es liegt nahe, die experimentellen Ergebnisse zur Rhophotoproduktion bei hohen Energien mit Hilfe des Regge-Pol-Modells zu interpretieren. Mögliche Regge-Trajektorien sind die Pomeranschuk-Trajektorie (P) mit  $\alpha_P(t=0)=1$  und die Trajektorien, die zu den Resonanzen  $f(2^{++}, 1250)$ ,  $f'(2^{++}, 1500)$  und  $A_2(2^{+-}, 1300)$  gehören, die drei letzten werden auch als  $P'^-, P''-$  und R-Trajektorie bezeichnet. Bei sehr hohen Energien erwartet man, daß der Beitrag der P-Trajektorie dominiert. Daraufhin kann man unter Voraussetzung von SU(3)-Invarianz und der  $\omega$ - $\phi$ -Mischungshypothese folgendes Verhältnis für die Photoproduktion von  $\rho, \omega$  und  $\phi$  voraussagen <sup>6)</sup>:

$$\sigma_\omega : \sigma_{\rho^0} : \sigma_\phi = 1 : 9 : 2 \quad (2.31)$$

Bei ungefähr 4 GeV werden aber um einen Faktor zehn weniger  $\phi$ 's produziert als (2.31) angibt. <sup>1)</sup> Daher muß damit gerechnet werden, daß bei den mittleren Energien auch  $f, f'$  und  $A_2$ -Austausch einen wesentlichen Beitrag liefern. Man würde daher im Regge-Modell ein weit komplizierteres Verhalten der Dichtematrix und des Wirkungsquerschnittes mit der Energie als beim Diffraktionsmodell erwarten. Unabhängig davon stellen wir fest, daß im Grenzfall sehr hoher Energien und in der Vorwärtsrichtung die Aussagen des Regge-Modells mit dem  $\sigma$ -Austauschmodell in Ref.6 bezüglich der Dichtematrix  $\langle m | \rho_{GJ} | m' \rangle$  übereinstimmen, insbesondere ist  $\langle 0 | \rho | 0 \rangle = \langle 1 | \rho | 0 \rangle = \langle 1 | \rho | -1 \rangle = 0$ . Im Gegensatz zum  $\sigma$ -Modell ist dieses Ergebnis für Erzeugungswinkel  $\theta \neq 0$  nicht mehr richtig. Nur  $\langle 1 | \rho_{GJ} | -1 \rangle$  sollte auch außerhalb der Vorwärtsrichtung klein sein, wenn die P-Trajektorie dominiert und nur eine geringe Steigung hat. Ob die z.Zt. vorliegenden experimentellen Ergebnisse zur  $\rho^0, \omega$ - und  $\phi$ -Produktion durch eine Kombination von P, -f, -f'' und  $A_2$ -Austausch erklärt werden können, wird noch untersucht.

Herrn Dr. K. Schilling danke ich für Diskussionen.

Literatur:

- 1) Desy 66/32 und 66/34; ABBHHM Collaboration:  
Nuovo Cim. 41A, 270 (1966), Nuovo Cim. 46A, 795 (1966)  
R. Erbe et al.: Nuovo Cim.: 48, 262 (1967)  
Cambridge Bubble Chamber Group: Phys. Rev. 146, B 994 (1966)  
155, B1468 (1967)  
L.J. Lanzerotti et al. Phys. Rev. Lett. 15, 210 (1965)  
H. Blechschmidt et al. Desy 65/7 und B. Elsner et al.:  
Proceedings of the International Symposium on Electron and Photon  
Interactions at High Energies (Hamburg 1965) Bd.2, S.173
- 2) S.M. Berman und S.D. Drell: Phys. Rev. 133, B791 (1964)  
H. Joos und G. Kramer: Z.Physik 178, 542 (1964)  
G. Kramer und K. Schilling: Z.Physik 191, 51 (1966)
- 3) W.E. Frahn und R.H. Venter: Ann.Phys.(NY) 24, 243 (1963)  
R.H. Venter Ann.Phys.(NY) 25, 405 (1963)  
und die dort zitierte Literatur.
- 4) Y. Eisenberg et al.: Phys.Lett. 22, 217, 223 (1966)
- 5) Y. Hara: Phys.Lett. 23, 696 (1966)
- 6) G. Kramer und K. Schilling: loc.cit.
- 7) K. Gottfried und J.D. Jackson Nuovo Cim. 33, 309 (1964)
- 8) M.A. Harun-ar-Rashid and M.J. Moravcsik:  
Phys.Rev.140, B1123 (1965)  
J.McClure and D.L. Weaver: Phys.Rev. 140, B1688 (1965)  
P.S. Csonka et al.: Rev. of Mod.Phys. 39, 178 (1967)  
und die dort zitierte Literatur  
P. Achuthan and S.K. Srinivasan: Nucl.Phys. 76, 638 (1966)
- 9) R. Erbe et al.: loc.cit. Die neuen Daten der Desy-Blasenkammer-  
gruppe (ABBHHM-Collaboration, wird veröffentlicht) stimmen jedoch  
gut mit B=C=0 überein. (Siehe auch Beiträge zur Stanford-  
konferenz Sept. 1967).

