

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

3. Der experimentelle Aufbau

3. Der experimentelle Aufbau

3.1. Übersicht über den experimentellen Aufbau

Das Experiment wurde am Strahl 24 des Deutschen Elektronen-Synchrotrons durchgeführt.

Abb. 2 gibt eine Übersicht über die experimentelle Anordnung im Sperrgebiet wieder. Die ϕ^0 -Mesonen wurden durch Wechselwirkung eines polarisierten Photonenstrahls ($E_{\max} = 6,27 \text{ GeV}$) mit einem Flüssigwasserstofftarget erzeugt. Mit Funkenkammerteleskopen wurden die drei Teilchen im Endzustand nachgewiesen (s. Abb. 3). Jedes Teleskop erfaßt vom Target aus gesehen einen Raumwinkel von 160 msteradian .

Die einzelnen Komponenten des Aufbaus werden in den folgenden Kapiteln beschrieben. Die für dieses Experiment wichtigen Eigenschaften der Funkenkammern werden im Anhang A2 diskutiert.

3.2 Der γ -Strahl

3.2.1. Strahlpuls und -führung

Die im Synchrotron beschleunigten Elektronen werden etwa am Ende der Beschleunigungsphase durch gepulste Magnete ("beam bump") auf ein Target gelenkt. Auf die Weise entsteht Bremsstrahlung in Form eines γ -Strahlimpulses ("spill") von einigen $100 \mu\text{sec}$ bis 2 msec Dauer. Die Länge des Impulses hat einen Einfluß auf die zufälligen Koinzidenzen in der Elektronik und auf die vom Experiment geforderte Energieschärfe.

Wegen der endlichen Dauer des Strahlpulses tragen Elektronen mit verschiedener Endenergie zur Bremsstrahlung bei. Der Bereich der Maximalenergie E_{\max} des γ -Strahls wurde durch ein Gate (Spill-Gate) von 2 msec symmetrisch zum Zeitpunkt t_{\max} des maximalen Synchrotron-Magnetfeldes definiert. In dieser Zeit war die schnelle Elektronik (s. 3.7.3.) aufnahmebereit. Die Spillbreite des Strahls betrug $\pm 0.5 \text{ msec}$. Damit ergibt sich der mittlere Fehler für E_{\max} zu $\Delta E/E_{\max} = -0.62\%$ ²¹⁾.

Der γ -Strahl wird, wie in Abb. 2 gezeigt, von zwei Kollimatoren K1 und K2 mit nachfolgenden Reinigungsmagneten R1 und R2 begrenzt und von geladenen Teilchen gereinigt. Mit dem Paarspektrometer wird das Energie-Spektrum gemessen. Der Kollimator K3 schneidet einen Teil der auf dem Strahlweg entstandenen sekundären Photonen-

strahlung ab.

Die Abschirmmauern M1 und M2 sowie der Kollimator K3, die die Apparatur gegen Elektron-Photon-Schauer abschirmen, wurden in ausgedehnten Untergrundmessungen optimalisiert. Als Kriterien dienten beim Aufbau die Zählraten der Längskoinzidenzen in den Teleskopen, sowie die in den Funkenkammern beobachteten Spuren, deren Ursprung nicht im Target lag.

Für die in Abb. 2 angegebenen Werte der Stellungen und Öffnungen der Kollimatoren besaß der γ -Strahl am Orte des Targets einen Querschnitt von $7 \times 7 \text{ mm}^2$. Die Strahldivergenz betrug $\pm 0.088 \text{ mrad}$. Der Strahl wurde so einjustiert, daß sein Schwerpunkt zentrisch zur Öffnung des Kollimators K4 und zum Target lag. An beiden Stellen wurde die Strahllage mit Polaroidfilm geprüft. Bei dieser Justierung ist es gewährleistet, daß die am Targetort herrschende γ -Strahlintensität voll vom Quantameter erfaßt wird.

Zur Intensitätsmessung wurde ein bei DESY entwickeltes, gasgefülltes Quantameter benutzt²²⁾. Die erzeugte Ladung wurde mit einem Integrator auf 0,5% genau gemessen.

3.2.2. Anzahl der effektiven Quanten

Die Anzahl der effektiven Quanten ist definiert durch

$$Q_{\text{eff}} = \frac{1}{E_{\text{max}}} \cdot \int_0^{E_{\text{max}}} I(k) dk$$

mit

$$I(k) = k \cdot \frac{\partial N_r}{\partial k}$$

wobei $\frac{\partial N_r}{\partial k} dk$ die Anzahl der γ -Quanten im Energieintervall $k, k+dk$ und E_{max} die hochenergetische Kante des Bremsspektrums ist.

Q_{eff} ist also eine äquivalente Anzahl von Quanten der Maximalenergie E_{max} , die die gleiche Gesamtenergie wie das aufintegrierte Bremsspektrum liefert.

Andererseits wird Q_{eff} aus dem Zeitintegral q des Quantameterstromes i , der Energie E_{max} und der Quantameterkonstante χ aus folgender Beziehung experimentell bestimmt:

$$Q_{\text{eff}} = \frac{\chi}{E_{\text{max}}} \cdot \int i dt = \frac{\chi}{E_{\text{max}}} \cdot q$$

Dieser Zusammenhang ergibt sich aus der Proportionalität der vom Quantameter gemessenen Ladung und der Anzahl der einfallenden γ -Quanten. Eichmessungen²³⁾ ergaben für die Quantameterkonstante

einen Wert von

$$\chi = (1,63 \pm 0,03) \cdot 10^{16} \text{ GeV/coulomb.}$$

Zur experimentellen Bestimmung des Polarisierungseffektes Σ ist nur die Kurzzeitkonstanz dieser Größe wichtig.

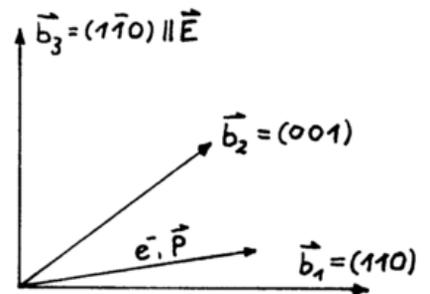
Die Anzahl der effektiven Quanten wird in Einheiten der integrierten Ladung gemessen. Es gilt im folgenden die Bezeichnungsweise 1 "sweep" $\Delta 2,60 \cdot 10^9$ effektive Quanten bei $E_{\text{max}} = 6.27 \text{ GeV} \Delta 10^{-6}$ Coulomb.

3.2.3. Der polarisierte γ -Strahl

Der linear polarisierte γ -Strahl wurde durch Wechselwirkung der im Synchrotron auf 6.27 GeV beschleunigten Elektronen mit einem kristallinen Diamanttarget von 0.081 Strahlungslängen erzeugt. Der bei diesem Prozeß beobachtete Kohärenzeffekt wurde von H. Überall aus der Wechselwirkung der Elektronen mit dem periodischen Potential der Kerne im Kristall erklärt²⁴⁾. Diese Erscheinung ist als sogenannter "Überall-Effekt" in die Literatur eingegangen.

Die Bremsstrahlspektren bestehen aus dem inkohärenten Untergrund, mit einer Intensität vergleichbar der des Bethe-Heitler-Spektrums, und dem kohärenten Anteil, der im unteren Teil des Spektrums eine Kantenstruktur aufzeigt. In diesem Bereich wird maximale Polarisation des γ -Strahls beobachtet. (s. Abb. 4). Der "peak" im Spektrum und in der Polarisation wird durch den Gitterpunkt $(2\bar{2}0)$ auf der Kristallachse $(1\bar{1}0)$ erzeugt. Der E-Vektor der Bremsstrahlung hat die Richtung dieser Achse (s. nebenstehende Skizze).

Um ein Spektrum der Abb. 4 zu erhalten, muß das Diamantgitter in bestimmter Weise justiert werden²⁵⁾. Dazu ist der Kristall in einem Goniometer gehalten, das eine Drehung um zwei Achsen senkrecht zum Strahl ermöglicht. Für die horizontale und vertikale Polarisationsrichtung ist je ein auswechselbarer Diamant eingebaut, dessen $(1\bar{1}0)$ -Achsen in der Synchrotronebene bzw. senkrecht dazu stehen. Die (110) -Achse schließt mit dem Elektronenstrahl einen Winkel von ≤ 50 mrad ein.



Lage der Kristallachsen (vertikale Polarisation)

Sei n_{\parallel} und n_{\perp} die Anzahl der Photonen mit einem Polarisationsvektor parallel und senkrecht zur Synchrotronebene, so ist der Polarisationsgrad P definiert durch

$$P = \frac{n_{\perp} - n_{\parallel}}{n_{\perp} + n_{\parallel}}$$

d.h. wir haben für $P > 0$ einen vertikal und für $P < 0$ einen parallel polarisierten γ -Strahl.

Das Bremsstrahlspektrum wurde von uns mit einem Paarspektrometer gemessen (s. Abb.2). Das Spektrometer besteht aus einem homogenen Ablenkmagneten, in dem ein Bruchteil der einfallenden γ -Quanten zu Elektron-Positron-Paaren an einem Konverter (z.B. 10μ Gold) konvertiert und entsprechend ihrem Impuls durch das Magnetfeld abgelenkt werden^{26,27}). Impulse werden durch Zweifachkoinzidenzen, e^+e^- -Paare durch Links-Rechts-Koinzidenzen in Zählerteleskopen bestimmt. Durch Anordnung mehrerer Teleskope spiegelsymmetrisch zum γ -Strahl kann das Photonenspektrum an 7 um je etwa 5% verschiedenen Punkten gemessen werden. Das Energieauflösungsvermögen beträgt 1,5%.

Ein typisches Spektrum und der Polarisationsgrad in Abhängigkeit von der Photon-Energie ist in Abb. 4 dargestellt. Die ausgezogenen Kurven stellen eine Anpassung des theoretischen Spektrums^{28,29}) an die experimentell bestimmten Meßpunkte dar. Bezüglich der Konstanz der Überall-Kante während einer Meßperiode sei auf Abschn. 5.2. verwiesen.

Die Kantenlage wurde so gewählt, daß der Energiebereich mit maximaler Kohärenz und Polarisation mit dem Bereich maximaler Akzeptanz des Funkenkammerteleskops zusammenfiel.

Der Polarisationsgrad wurde aus dem angepaßten Spektrum theoretisch ermittelt. Die theoretischen Voraussagen wurden durch ein früheres Experiment bei DESY³⁰) bestätigt.

3.3. Das Wasserstofftarget

Als Target wurde ein bei DESY entwickeltes Wasserstoffkondensationstarget verwendet³¹⁾.

Die Targetzelle, ein aufrechtstehender Zylinder von 15 mm Durchmesser und 100 mm Höhe, besteht aus 25 μ Kapton-Folie (Kapton H, Handelsname für Polymid der Fa. DuPont). Sie befindet sich in der evakuierten Streukammer (s. Abb. 5), die an einen Kryostaten angeflanscht ist. Die Strahlfenster dieser Kammer bestehen aus 125 μ Kapton-Folie.

Die Zelle bildet einen geschlossenen Kreislauf mit einem Kondensator, der im Flüssigwasserstoffbad des Kryostaten liegt, und einem außerhalb gelegenen H₂-Gasbehälter. Dieser Behälter ist mit hochreinem H₂-Gas gefüllt. Bei geöffnetem Kreislauf fließt der im Kondensator kondensierte Wasserstoff über ein Füllröhrchen von 3 mm \varnothing aus 25 μ starkem Kapton in die Zelle. Bei einer Unterbrechung wird der Wasserstoff durch den Dampfdruck in den Kondensator zurückgedrückt. Der jeweils herrschende Druck im H₂-Gasbehälter gibt Auskunft darüber, ob sich die Zelle im leeren oder gefüllten Zustand befindet. Die Druckanzeige wurde an einer Schalttafel kontrolliert. In gewissen Zeitabständen wurde der Zustand der Zelle visuell überprüft. Der Wasserstoffverbrauch des Kryostaten betrug bei einem Vakuum von 10^{-5} - 10^{-6} Torr ca. 3/4 l/Std.

3.4. Das Protonen-Teleskop

Das Protonen-Teleskop wurde auf eine schwenkbare Lafette aufgebaut (s. Abb. 3). Die Anordnung der Drahtfunkenkammern, Zähler und Absorber ist aus Abb. 6 zu ersehen.

Vom Target aus gesehen steht vor der ersten Kammer eine rahmenförmige Bleiblende von 20 mm Dicke. Sie hat vorwiegend die Aufgabe, die folgenden vier Funkenkammern gegen den Untergrund aus der Nähe des Targets abzuschirmen. Dieser erste Funkenkammerblock diente zur Richtungsbestimmung des Rückstoßprotons. In jeder Kammer wurden beide Drahtebenen ausgelesen (s. Anhang A2). Die Flugrichtung des Protons war damit durch maximal vier x- und vier y-Koordinaten definiert. Auf der γ -Strahlseite wurden diese Kammern

durch eine 5 mm starke Bleiplatte abgeschirmt.

Im Aufbau folgt anschließend ein Zählersystem, bestehend aus einem Antizähler (Z 10) und drei $\frac{dE}{dx}$ -Zählern. Aus der Impulshöheninformation der drei $\frac{dE}{dx}$ -Zähler wurden Protonen bis zu einer Energie von 64 MeV identifiziert (s. Anhang A6). Die beiden ersten von ihnen dienten außerdem als Triggerzähler. Die Triggerbedingung wurde von Protonen mit einer Energie $\geq 27,8$ MeV erfüllt. Der Antizähler hatte die Gestalt eines Rahmens (s. 3.7.). Er begrenzt die Akzeptanz des Systems für kleine Impulsüberträge und reduziert die Triggerrate.

An das Zählersystem schließt sich das Reichweiten-Teleskop an. Es besteht aus 12 Funkenkammern mit Graphitplatten als Absorber dazwischen. Die Flächendichte der Graphitplatten betrug 0,76 bis 3,03 g/cm². In diesem Teil des Teleskops wurden Protonen ≥ 64 bis 210,6 MeV erfaßt. Die obere Grenze ist durch den Antizähler Z 14 am Ende des Teleskops bestimmt. Die Absorber definieren Reichweite- und damit Energieintervalle für das Rückstoßproton.

In Tab. 1 ist die Massenbelegung für die verschiedenen Reichweitekassen und die dieser Reichweite zugeordnete Startenergie des Rückstoßprotons aufgeführt. Der Akzeptanzbereich, in dem die Daten ausgewertet werden, ist für beide Projektionen in Abb. 6 eingezeichnet.

3.5. Die Pion-Teleskope

Die Pion-Teleskope hatten die Aufgabe, die Flugrichtung der Zerfallspionen zu bestimmen. Sie setzen sich aus je 10 Drahtfunkenkammern, die abwechselnd auf der x- und y-Seite ausgelesen wurden, zusammen (s. Abb. 7). Zur Richtungsbestimmung standen also in jedem Teleskop maximal 5 x- und 5 y-Koordinaten zur Verfügung. Vor der ersten und hinter der vierten Kammer waren je ein Triggerzähler eingebaut worden, deren Signale auf eine Koinzidenzstufe liefen (s. 3.7.).

Beide Teleskope lagen ungefähr symmetrisch zur Synchrotronebene (s. Abb. 3). Die genauen Winkel werden im nächsten Kapitel aufgeführt. Vor dem ersten Triggerzähler (Z 21 bzw. Z 31) war jeweils eine 20 mm starke Plexiglasscheibe montiert worden. Sie diente dazu, den weichen Untergrund- vorwiegend Elektronen bis 5 MeV - abzufangen und damit die Einzelrate dieser Zähler, die nur

60 cm vom Target entfernt waren, zu begrenzen. Der 20 cm starke Aluminiumabsorber schirmte den zweiten Triggerzähler (Z 22 bzw. Z 32) gegen Elektronen bis 20 MeV ab.

Der Einfluß dieser Absorber auf die Vielfachstreuung der π -Mesonen und die damit verbundenen Probleme bei der Spurenrekonstruktion werden in Abschn. 6.3. diskutiert.

Die Akzeptanz der π -Teleskope wurde durch die Triggerzähler Z 21 bzw. Z 31 bestimmt, bei der Auswertung aber auf eine kleinere Fläche reduziert.

3.6. Die Vermessung der Apparatur

Die Vermessung der Apparatur gliedert sich in zwei Punkte auf, nämlich in die Bestimmung der Teleskopwinkel und der Kammerpositionen. Die Vermessung der Kammerabstände und die Justierung der Drahtebenen relativ zu den Teleskopachsen wird im Anhang A3 beschrieben.

Die Teleskoprichtungen werden durch den Mittelpunkt der letzten Funkenkammer und den Durchstoßpunkt des γ -Strahls durch das Target festgelegt. Die Richtung des γ -Strahls wird durch die Kollimatoren K1 und K2 fixiert (s. Abb. 2 und 3.2.1.). Der vertikale Abstand dieser Kammermitten von der Synchrotron-Ebene (in Höhe des γ -Strahls) wird mit einem Nivelliergerät vermessen. Dadurch sind die Höhenwinkel der Teleskoprichtungen bei bekannter Targetposition festgelegt. Ihre Projektionen auf die Synchrotronebene bestimmen die Horizontalwinkel zwischen den Teleskoprichtungen und dem γ -Strahl. Die gemessenen Winkel sind in Tab. 2 aufgeführt. Unter Ausnutzung einer kinematischen Zwangsbedingung (s. 6.4. und 6.7.) werden sie geringfügig korrigiert.

Die Teleskopachsen - definiert durch die Mittelpunkte der ersten und letzten Kammer eines Teleskops - stimmen nicht exakt mit den vermessenen Teleskoprichtungen überein. Die Abweichungen werden bei der Datenauswertung korrigiert. Die Korrekturparameter werden sowohl durch Ausmessen der Kammerpositionen als auch bei der Rekonstruktion der Teilchenspuren (s. Anhang A2) bestimmt.

3.7. Die Triggerelektronik

Die logische Verknüpfung der Zählersignale zeigt das Blockschaltbild der Elektronik in Abb. 8.

Zum Aufbau der schnellen Elektronik wurden ausschließlich Einheiten der Fa. CHRONETICS benutzt. Die Zähler bestanden aus Pilot Y-Szintillationsmaterial und hatten folgende Abmessungen:

π - Teleskope		Proton - Telskop	
Zähler	mm ³	Zähler	mm ³
		Rahmen- zähler	530x460x20 Außenmaß 289x240x20 Innenmaß
Z 21	192 x 300 x 9,5	Z 10	
Z 22	375 x 580 x 9,5		
Z 31	192 x 300 x 9,5		
Z 32	375 x 580 x 9,5		
		Z 11	463 x 463 x 3,2
		Z 12	463 x 463 x 6,4
		Z 13	463 x 463 x 18,7
		Z 14	960 x 580 x 9,5

Die Funktion der einzelnen Zähler wurde schon in den Abschn. 3.4. und 3.5. beschrieben.

Für die Zähler wurden Philips-Photomultiplier vom Typ 56 AVP verwendet. Alle Anodensignale wurden durch Shapekabel auf 8 nsec Fußbreite verkürzt, um Doppelimpulse, die vorwiegend bei den dE/dx -Zählern (Z11 - 13) bei großen Amplitudenschwankungen auftreten können, zu unterdrücken. Diese Signale wurden anschließend in Diskriminatoren, deren Schwelle auf 200 mV eingestellt war, auf Normimpulse von 300 mV umgeformt. In unserem Fall wurden die Diskriminatoren im 50 MHz-Bereich, was einer Pulsbreite von 7 nsec entspricht, betrieben. Die Einzelzählraten wurden durch die Abschirmung der Apparatur so klein gehalten, daß bei dieser Einstellung die Totzeitverluste gering waren, andererseits aber die Laufzeitschwankungen ausgeglichen wurden.

Mit diesen anstehenden Signalen wurden folgende Koinzidenzen gebildet: Zum Nachweis der Pionen die Koinzidenz Z 21 · Z 22 bzw. Z 31 · Z 32, und als Triggerbedingung im P-Teleskop die Koinzidenz Z 11 · Z 12.

Als Triggerbedingung für ein 3-Teilchen-Ereignis wurde schließlich eine Vierfachkoinzidenz - die sogenannte MASTER-Koinzidenz - gefordert. Sie lautet:

$$M = (21 \cdot 22) \cdot (31 \cdot 32) \cdot (11 \cdot 12) \cdot \overline{10}$$

Das Auflösungsvermögen der Koinzidenzen wurde so bemessen, daß in den Verzögerungskurven eine Halbwertsbreite 2τ von 15 - 20 nsec und in der Antikoinzidenz von ca. 35 nsec vorhanden war. Auf diese Weise war eine zeitliche Überlappung der Impulse gewährleistet. Der zeitliche Abgleich der Elektronik erfolgte teils mit Generatorimpulsen teils unter Strahlbedingungen. Die Totzeitverlust in der Mastertrate bedingt durch den Antizähler Z 10 lag bei $< 0,5\%$.

Neben der Masterkoinzidenz wurde die gleiche Koinzidenz ohne Zähler Z 10 gebildet (MASTER ohne ANTI), um eine Kontrolle über die Reduzierung der Master-Triggerrate zu haben. Außerdem wurden die Teleskopkoinzidenzen auf eine OR-Stufe gegeben. Die verschiedenen Triggerbedingungen konnten über einen Koaxialschalter angewählt werden.

Die Dynodensignale der dE/dx -Zähler (Z11-13) liefern die Impulshöheninformation zur Bestimmung der Protonenergie. Die Anodensignale des Zählers Z13 und des Antizählers Z14 liefen auf eine AND-Stufe. Mit diesem Koinzidenzsignal und dem Signal von Z13 wurde bei jedem Mastertrigger je ein Flip-Flop gesetzt. Der Antizähler (Z14) sollte schnelle π -Mesonen und Protonen > 211 MeV diskriminieren.

Die Einzel- und Koinzidenzzählraten wurden mit DESY-Scalern (10 MHz) registriert. Typische Einzel- und Koinzidenzfrequenzen bei einer γ -Strahlintensität von ca. $3 \cdot 10^9$ eff. Quanten/min und einer Spilllänge von 2 msec sind in nachstehender Tabelle aufgeführt:

Typische Einzel- u. Koinzidenz-Frequenzen (momentan)

Zähler	KHz	Koinzidenz	KHz
10	55	11 · 12	43
11	103	13 · 14	3
12	70	21 · 22	38
13	30	31 · 32	38
14	77		
21	416		
22	173		
31	447		
32	189		

Das Verhältnis der Zählraten MASTER zu MASTER ohne ANTI betrug bei gleicher Intensität 1 : 2.