Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 41 (1968)
Heft: 4

Artikel: pp-Ladungsaustausch bei hohen Energien
Autor: Polgár, E.E.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-113899

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 31.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

$\bar{p}p$-Ladungsaustausch bei hohen Energien

von **E. E. Polgár**
Laboratorium für Hochenergiephysik ETH Zürich und NP-Division CERN Genf

(25. XI. 67)

Abstract. The charge exchange reaction $\bar{p}p \to \bar{n}n$ has been investigated with a large magnet spark chamber. The experimental procedure and the analysis are described. The results obtained on the total and differential cross section at 5, 6, 7 and 9 GeV/c are presented. Comparison is made with other charge exchange processes. Theoretical models are discussed.

1. Einleitung

Unter den inelastischen Prozessen bei hoher Energie sind diejenigen mit zwei Teilchen im Endzustand einer modellmässigen Interpretation offensichtlich am ehesten zugänglich. In dieser Klasse von Prozessen sind die Ladungsaustauschreaktionen wiederum durch ihren Zusammenhang – via Isospininvarianz – mit den elastischen Streuprozessen ausgezeichnet. Die elastischen und ladungsaustauschenden Meson-Nukleon-Reaktionen sind besonders durch das Regge-Pol-Modell gesamthaft mit einigem Erfolg beschrieben worden [31, 32, 33]. Es ist nun interessant, auch alle anderen Prozesse, zu denen dieses Modell Voraussagen liefern kann, zu untersuchen. Die Ladungsaustausch-Reaktionen

$$\pi^- + p \to \pi^0 + n \tag{1.1}$$

$$K^- + p \to \bar{K}^0 + n \tag{1.2}$$

und

$$p + n \to n + p \tag{1.3}$$

gehörten zu den früher realisierbaren Experimenten.

Der hier beschriebene Antiproton-Proton-Ladungsaustausch

$$\bar{p} + p \to \bar{n} + n \tag{1.4}$$

ist bisher nur bei Energien unterhalb 3,6 GeV untersucht worden [8, 9, 10]. Die geringe statistische Genauigkeit dieser Experimente konnte aber über Einzelheiten des Prozesses keinen Aufschluss geben. Im vorliegenden Experiment ist die statistische Genauigkeit wesentlich höher, und die Messungen wurden bis zu einem Antiproton-Impuls von 9 GeV/c ausgedehnt. Kurze Mitteilungen über die Resultate sind bereits erschienen [1, 2, 3]. In dieser Arbeit werden die experimentellen Probleme eingehend behandelt, die Modellberechnungen mit den vollständigen Daten (und einigen Korrekturen) neu durchgeführt.

Das Experiment wurde im Februar und im Juli/August 1965 als ein Teil einer Serie von Experimenten von der CERN-ETH-Gruppe mit Hilfe einer grossen Magnet-

Funkenkammer [7] am externen d_{18}-Strahl des CERN-Protonsynchrotrons verwirklicht. Während insgesamt 95 Stunden wurden 37000 Aufnahmen gemacht, die 6700 Ereignisse enthielten.

Die experimentellen Schwierigkeiten bestanden in

- kleinem Antiprotonenfluss bei hohen Energien,
- relativ kleinem Wirkungsquerschnitt[1]),
- praktisch stabilen neutralen Teilchen im Endzustand.

Die letztgenannte Schwierigkeit konnte dadurch beseitigt werden, indem die starke Wechselwirkung von Antineutronen mit Al-Kernen in den Funkenkammern beobachtet wurde. Dieser Nachweis ist aber in keiner Weise selektiv; die gesuchten Ereignisse mussten verschiedenen Bedingungen genügen. Der Ausschluss anderer Prozesse und der Beweis, dass die Messung durch keinen Untergrund gestört wurde, war nur deshalb möglich, weil die gleiche Apparatur bei anderen Experimenten bereits verwendet worden war [4, 5, 6, 7]. Die Selektivität der Zähleranordnung war dadurch bekannt.

Zuerst wird die experimentelle Anordnung diskutiert (2). Den Problemen bei der Auswahl der Ereignisse und ihrer Ausmessung ist je ein Abschnitt gewidmet (3 und 4). Die geometrische Rekonstruktion und die Reaktionskinematik sind in Abschnitt 5, die Untergrundeffekte in Abschnitt 6 behandelt. Der totale Wirkungsquerschnitt und die Winkelverteilung des Antiproton-Proton-Ladungsaustausches sind in Abschnitt 7 dargestellt. Zur Interpretation dieser Resultate werden in Abschnitt 8 verschiedene Ladungsaustausch-Prozesse miteinander verglichen und die Ergebnisse einiger Modellberechnungen besprochen.

Es existieren viele Arbeiten über die Reaktion (1.4) bei tieferen Energien und über Modellberechnungen basierend auf unseren Resultaten. Eine möglichst vollständige Übersicht dieser Referenzen wurde angestrebt.

2. Experimentelle Anordnung

Die geometrische Anordnung des Experimentes stimmte im wesentlichen mit derjenigen in anderen Experimenten [4, 5, 6] überein, die von der gleichen Gruppe durchgeführt wurden.

2.1. *Der Strahl*

Der im Experiment verwendete negative Teilchenstrahl enthielt Antiprotonen, K^-- und π^--Mesonen. Die Intensität des Strahles wurde auf etwa 5×10^4 Teilchen/Puls eingestellt, um die Anzahl der Untergrundspuren pro Aufnahme möglichst klein zu halten. Das Intensitätsverhältnis Antiprotonen/Pionen betrug im Durchschnitt 5×10^{-3}. Die Länge des Strahlpulses war 250 msec. Die Protonen des PS hatten einen Impuls von 19,2 bzw. 23 GeV/c im Laborsystem mit entsprechenden Repetitionszeiten von 2,3 bzw. 3,2 sec. Die genauere Übersicht dieser Daten ist aus Tabelle 1 ersichtlich.

---

[1]) Immerhin viel grösser als derjenige der Reaktion (1.3).

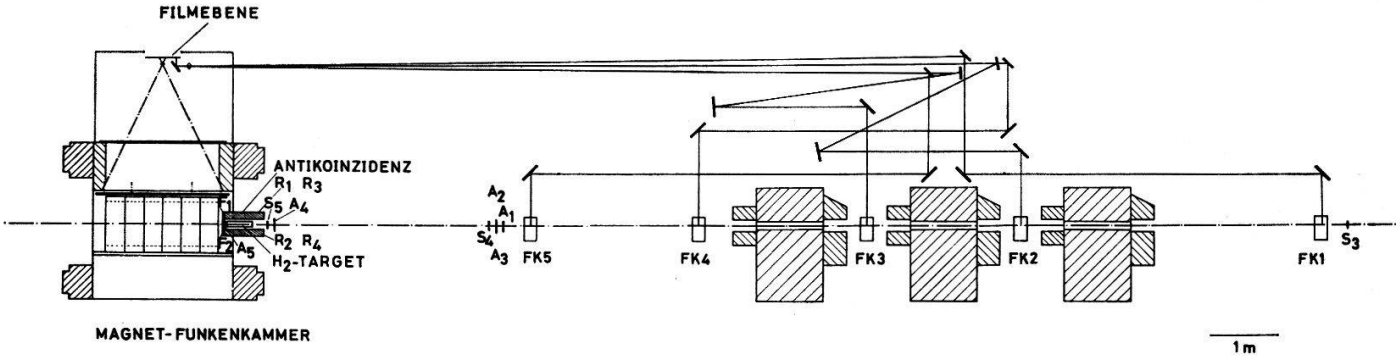
Tabelle 1

Strahlimpuls des einfallenden Antiprotons im Laborsystem (p_{Lab}), Impuls der Protonen im PS (p_{PS}), Repetitionszeit (t_{rep}), Intensität (Anzahl Teilchen/Strahlpuls), Antiproton/Pion-Verhältnis ($\bar{p}/\pi^-$), Strahlpulslänge

p_{Lab} [GeV/c]	p_{PS} [GeV/c]	t_{rep} [sec]	Intensität $\times 10^4$	$\bar{p}/\pi^-$ $\times 10^{-3}$	Strahlpulslänge [msec]
5	19,2	2,3	4,0	5,8	250
6	23,01	3,8	5,1	8,2	250
7	19,2	2,3	9,2	4,7	250
9	23,01	3,8	5,5	5,2	250

2.2. *Die Zähler*

Der einfallende Strahl wurde durch fünf Szintillationszähler S_i ($i = 1, \ldots, 5$) definiert, die ihrerseits das sogenannte Zählerteleskop T bildeten. Fünf weitere Zähler A_i – in Antikoinzidenz mit T – erlaubten die Ausschliessung «falscher» Strahlteilchen (siehe Figur 1). Zwei Schwellen-Čerenkovzähler ermöglichten zwischen π^-, K^- und $\bar{p}$ zu unterscheiden. Die Schwelle der Zähler $\check{C}_1$ bzw. $\check{C}_2$ wurde auf Massen eingestellt, die leichter als die K-Masse bzw. $\bar{p}$-Masse waren. Die die Čerenkovzähler charakterisierenden Eigenschaften (wie Gas, Gasdruck usw.) sind in Tabelle 2 angegeben; die verschiedenen Triggerbedingungen sind aus Tabelle 3 ersichtlich. Für die einfallenden Antiprotonen mussten die beiden Čerenkovzähler in Antikoinzidenz mit dem Teleskop sein; ihre Identifikation erfolgte am Triggeranzeigegerät.



Figur 1

Zähleranordnung, Strahlspektrometer und Magnet-Funkenkammer.

Um das Target herum befanden sich weitere Zähler – R_1, R_2, R_3 und R_4 seitwärts und F_1, F_2 in der Vorwärtsrichtung (siehe Figur 1) – die alle mit T in Antikoinzidenz geschaltet waren. Das Triggersystem verlangte ein einlaufendes Antiproton ($T\,\bar{A}\,\bar{\check{C}}_1\,\bar{\check{C}}_2$) und neutrale Sekundärteilchen, aber keine π^0 und γ (d.h. $T\,\bar{A}\,\bar{\check{C}}_1\,\bar{\check{C}}_2\,\bar{R}\,\bar{F}$). Die F- bzw. R-Zähler waren Pb-Szintillator-Sandwiches von 1,6 bzw. Pb-Cu-Szintillator-Sandwiches von 5 Strahlungslängen. Die Schwelle der Antikoinzidenzzähler war auf 1 MeV, die Energie der minimal ionisierenden Teilchen, eingestellt. Die Verluste in der Antikoinzidenz betrugen etwa 2%, deren Bestätigung im Experiment $\pi^- p \rightarrow$

Tabelle 2

Charakteristische Eigenschaften der Čerenkov-Zähler

	Schwelle	Länge [m]	Gas	Gasdruck [atm. abs.] P_{Lab} = 5	6	7	9 [GeV/c]
$\check{C}_1$	$< K$-Masse	6	H_2	12	10	2 C_2H_4	9
$\check{C}_2$	$< \bar{p}$-Masse	3	C_2H_4	9,5	8	7	5,5

Tabelle 3

Triggerbedingungen, wobei $T = S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot S_4 \cdot S_5$, $A = A_1 \cdot A_2 \cdot A_3 \cdot A_4 \cdot A_5$, $R = R_1 \cdot R_2 \cdot R_3 \cdot R_4$ und $F = F_1 \cdot F_2$

Zähler	Trigger
$T\,\check{C}_1\,\check{C}_2\,\bar{A}\,\bar{R}\,\bar{F}$	π^-
$T\,\bar{\check{C}}_1\,\check{C}_2\,\bar{A}\,\bar{R}\,\bar{F}$	K^-
$T\,\bar{\check{C}}_1\,\bar{\check{C}}_2\,\bar{A}\,\bar{R}\,\bar{F}$	$\bar{p}$

$K_1^0\,K_1^0\,n$ [6] gefunden werden konnte. Man beobachtete eine Anzahl Ereignisse, bei denen die Energie- und Impulsbilanz zeigte, dass neben dem Neutron ein weiteres neutrales Teilchen (vermutlich ein π^0) erzeugt worden war. Das Verhältnis der Produktion von

$$A = \frac{\pi^- p \rightarrow K_1^0\,K_1^0\,n + \pi^0}{\pi^- p \rightarrow K_1^0\,K_1^0\,n} = \frac{206}{178}$$

ist bei 6 GeV/c bekannt [11]. Wir fanden $A = 3{,}15 \pm 1\%$ bei demselben Strahlimpuls und schliessen daraus, dass unser Triggersystem Ereignisse mit zusätzlichen π^0 nur in $\sim 3\%$ der Fälle zulässt.

$\check{C}_1$ war für dieses Experiment zwar nicht notwendig, erlaubte aber verschiedene Prüfungen der Zähleranordnung und ermöglichte ferner, dass andere Reaktionen, insbesondere $K^- p \rightarrow \bar{K}^0\,n$ während derselben Zeit untersucht werden konnten. Da in diesem Experiment keine kinematischen Bedingungen geprüft werden konnten (vgl. 5.1), verliess man sich auf die Wirksamkeit der Zähler. Die falsche Identifikation eines $\bar{p}$ trat in weniger als $1^0/_{00}$ der Fälle auf. Der Einfluss dieser Fälle (mehrheitlich hervorgerufen durch Pionen) wurde experimentell untersucht. Um die Wirksamkeit der Čerenkovzähler zu prüfen, wurde u.a. eine «unmögliche» Kombination $T\,\check{C}_1\,\bar{\check{C}}_2$ gemessen (wobei $\check{C}_1$ ein π^- und $\bar{\check{C}}_2$ kein π^- verlangt); man fand ein Verhältnis $T\,\check{C}_1\,\bar{\check{C}}_2/T \simeq 2 \times 10^{-6}$.

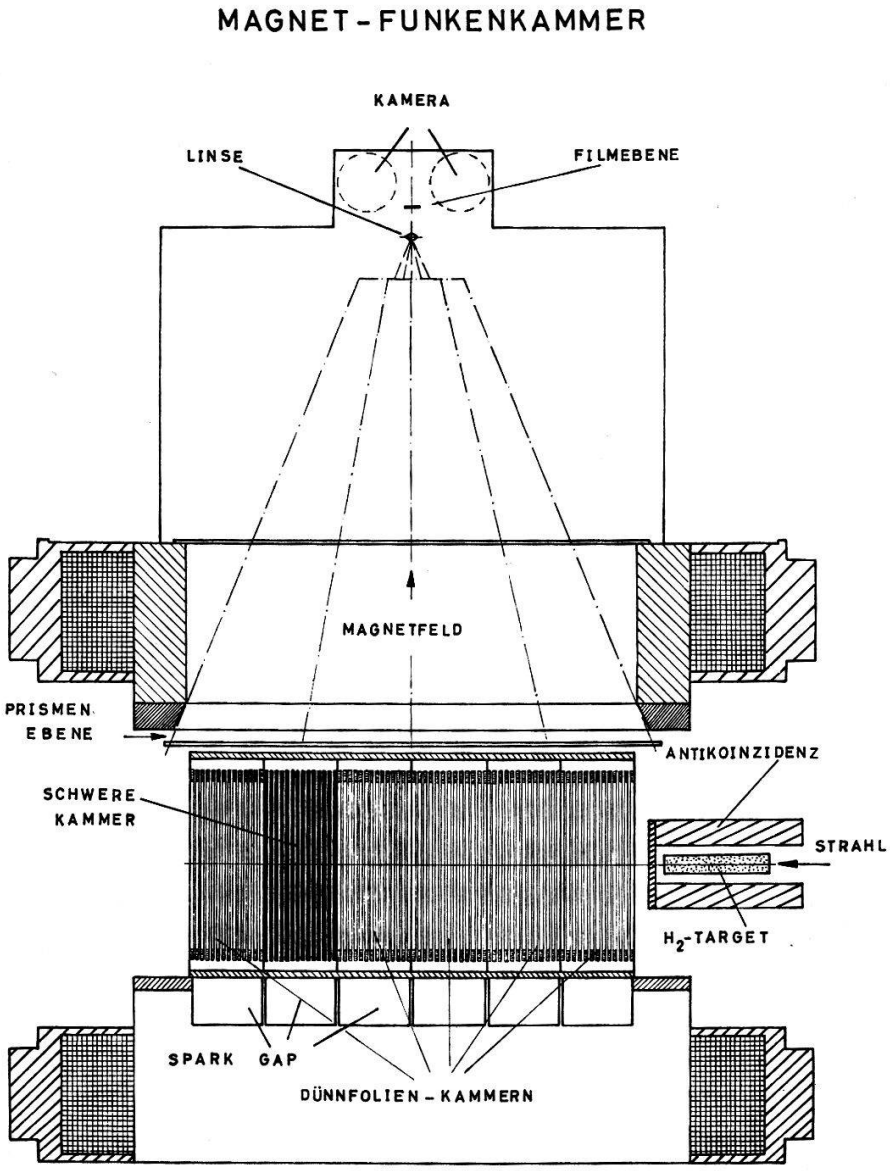
2.3. *Strahlspektrometer*

Der Impuls und die Richtung des einfallenden Teilchens konnte mit Hilfe von fünf 6-gap-Funkenkammern gemessen werden. Drei Ansichten jeder Kammer wurden

mit Hilfe eines Spiegelsystems abgebildet. In diesem Experiment wurden nur die zwei letzten Kammern FK4 und FK5 (siehe Figur 1) benötigt, um die Richtung und die Lage des einfallenden Antiprotons zu bestimmen (vgl. Abschnitt 4). Der Impuls wurde als bekannt vorausgesetzt; sein Fehler $\Delta p/p \leqslant 1\%$ wurde in anderen Experimenten [4, 5, 6] bereits ermittelt.

2.4. *Magnet-Funkenkammer*

Die grosse Magnet-Funkenkammer (siehe Figur 2), die als Detektor diente, ist bereits anderswo beschrieben worden [7]. Vollständigkeitshalber seien einige Daten hier wiederholt. Die in sechs Einheiten von je 28 cm Länge unterteilte Magnet-Funkenkammer hatte ein nützliches Volumen von $168 \times 60 \times 67$ cm³. Fünf der sechs Abschnitte enthielten 2×13 Aluminiumfolien von 25 μ Dicke, die abwechselnd an die Erde bzw. Hochspannung angeschlossen waren. Falls das gewünschte Teilchen, den Triggerbedingungen entsprechend, die Kammer passierte, wurde eine Hoch-



Figur 2

Querschnitt der Funkenkammer parallel zur Strahlrichtung.

spannung von 12 kV an jede zweite Elektrode gelegt, die eine Funkenbildung nach einer Verzögerung von 400 nsec hervorrief. Die Funkenstrecken hatten eine Länge von 8 mm. Die Kammer war mit einem Gas, He-Ne-Mischung, gefüllt. Aus den von geladenen Teilchen zurückgelassenen, durch Ionisation erzeugten Spuren konnte man auf die Herkunft der Teilchen, d.h. den Ort der Wechselwirkung und auf den Reaktionsmechanismus schliessen.

Die Speicherzeit der Kammer betrug 1,5 μsec, daraus resultierte, dass man zusätzliche Strahlspuren in 39% der Aufnahmen mit gutem Ereignis fand. Die Funkenkammer befand sich in einem nahezu homogenen Magnetfeld von 10,5 kGauss. Das Magnetfeld war für dieses Experiment an sich nicht notwendig, aber seine Existenz ermöglichte eine nähere Untersuchung der Untergrundeffekte und der Produktion. Das Streufeld des Magneten musste berücksichtigt werden (vgl. 5.3). An die Elektroden wurde eine Saugspannung von 30–60 Volt angebracht, um die alten Ionen abzusaugen, d.h. die Verunreinigung der Kammer möglichst zu verhindern. Der Effekt des Magnet- bzw. elektrischen Feldes bezüglich der Verschiebung der Funkenlage wurde anderswo besprochen [7].

Mit Hilfe zweier Objektive wurden zwei Bilder der Funkenkammer auf 70 mm breiten Film aufgenommen. Die Distanz zwischen den optischen Achsen betrug 58 cm; der optische Weg vom Funkenkammerzentrum zum Objektiv 275 cm. Daraus resultierte ein Stereowinkel von 12,5° und eine Proportionalitätskonstante der Stereoskopie (Vertikalkoordinate zu Differenz der Horizontalkoordinaten) von 4,75. Der Vergrösserungsfaktor für Spuren in Strahlhöhe war 24,2.

Über jeder Funkenstrecke befand sich ein Prisma von 2 cm Breite, das die Aufgabe hatte, dasjenige Licht des Funkens, das parallel zu den Aluminiumfolien emittiert wurde, in die Kameralinse abzulenken. Die 84 Prismen waren auf einer Glasplatte fixiert. Auf die Veränderung der Abbildung durch die Prismen und auf die Abbildungsfehler, hervorgerufen durch Spiegel und Linsen, wurde bereits anderswo näher eingegangen [7].

2.5. *Target*

Der als Target dienende flüssige Wasserstoff befand sich in einem zylindrischen Behälter von 41 cm Länge und war vom internen Target 95 m entfernt. Der Durchmesser betrug 6 bzw. 8 cm für 7 bzw. 5, 6 und 9 GeV/c.

2.6. *Schwere Kammer*

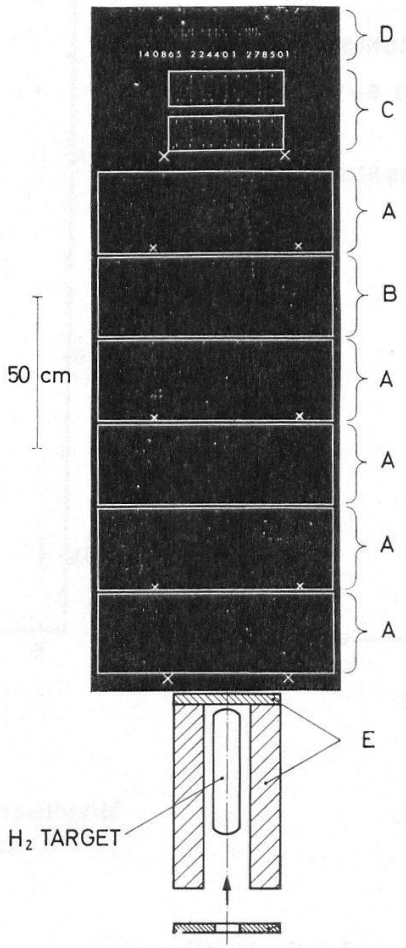
Für das $\bar{p}p$-Ladungsaustausch-Experiment wurde die fünfte Einheit der Magnet-Funkenkammer (siehe Figur 2), 150 cm vom Target entfernt, durch eine sogenannte schwere Kammer ersetzt, die 13 Aluminiumplatten von je 12 mm Dicke enthielt. Die Antineutronen konnten darin durch ihre starke Wechselwirkung mit den Aluminiumkernen sichtbar gemacht werden.

2.6.1. Ereignisse: $\bar{n}$-Sterne

Die in Reaktion (1.4) auftretenden Ereignisse werden Antineutronsterne genannt. Ein typisches Beispiel ist in Figur 3 dargestellt. Die Wechselwirkung der Antineutronen mit den Aluminiumkernen erzeugt hauptsächlich Mesonen.

$$\bar{n} + \mathrm{Al} \rightarrow \mathrm{X} + \text{Mesonen} \tag{2.1}$$

X steht für den Endzustand der Nukleonen. Ein Bruchteil der Protonen des Al-Kerns kann eine solche Energie erhalten, dass eine Spur sichtbar wird ($>$ 80 MeV für 2 Funken). Die Mesonen in (2.1), vermutlich meistens Pionen können sowohl neutral als auch geladen auftreten, wobei die letzteren in der Kammer gesehen werden. Die neutralen π-Mesonen können ihrerseits zerfallen und als Elektronpaar und/oder γ-Kaskade beobachtet werden.



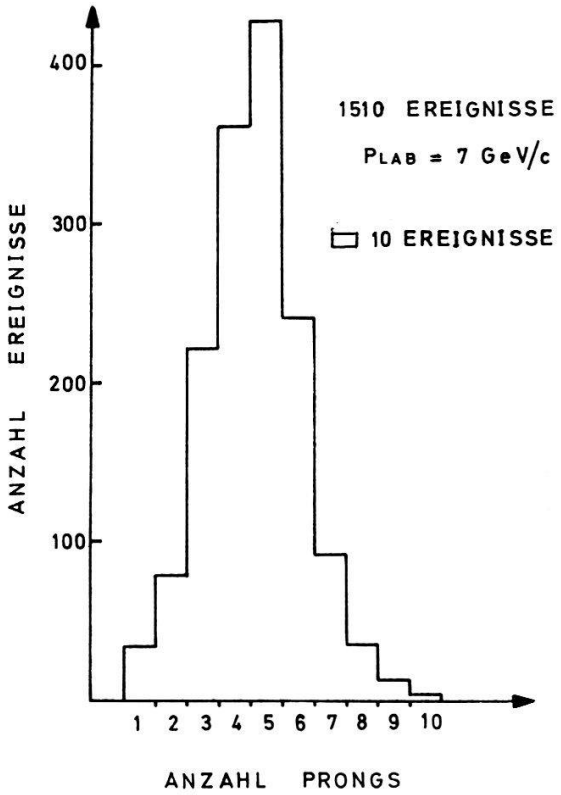
Figur 3

$\bar{n}$-Stern: Ereignis der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$ (nur eine stereoskopische Ansicht ist gegeben).
A: Dünnfolien-Kammern mit 25 μ Al-Platten.
B: Schwere Kammer mit 12 mm Al-Platten, in der die $\bar{n}$-Wechselwirkung stattfindet.
C: Zwei Dünnfolien-Kammern mit 25 μ Al-Platten für die Bestimmung der Strahlrichtung.
D: Zähleranzeigegerät.
E: Antikoinzidenzzähler.

Die Ereignisse sind durch eine gewisse Anzahl Spuren geladener Teilchen (Prongs) charakterisiert, die aus demselben Apex (Al-Kern) herauslaufen. Die Zahl der Prongs pro Ereignis variierte zwischen 1 und 11; der Mittelwert der Prongverteilung lag bei 4 (siehe Figur 4). Mit wachsender Energie der einfallenden Teilchen nimmt der Mittelwert etwas zu (Figur 5). Es ist noch zu erwähnen, dass sich die Verhältnisse wie z. B. negative Prongs/positive Prongs bzw. rückwärtslaufende Prongs/vorwärtslaufende Prongs zu 0,72 bzw. 0,06 bestimmen lassen.

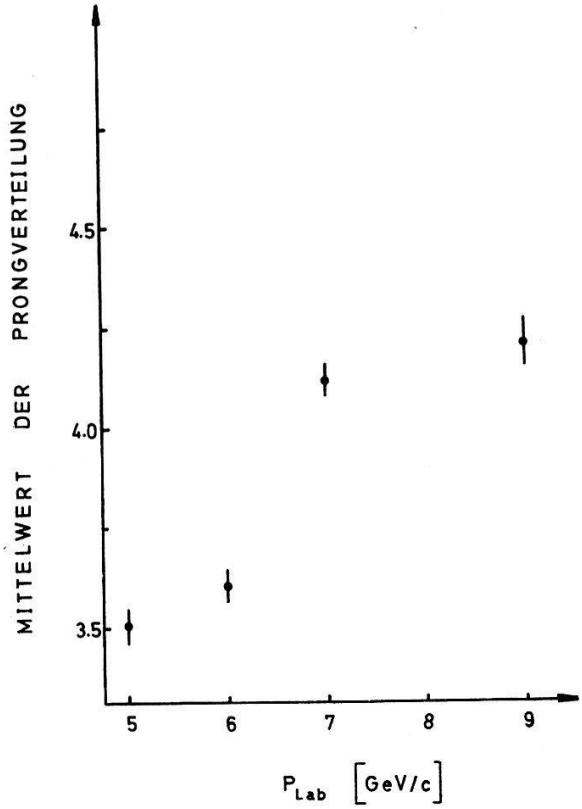
Auf den Prozess (2.1) und den Mechanismus der Sternbildung konnte nicht näher eingegangen werden, weil einerseits die Untersuchung von (2.1) einer anderen experi-

mentellen Anordnung bedurft hätte; anderseits galt unser Interesse der Ladungsaustauschreaktion (1.4), und daher wurde dem Sekundärprozess (2.1) weniger Wert beigemessen.



Figur 4

Prongverteilung bei 7 GeV/c, 1510 Ereignisse.



Figur 5

Mittelwert der Prongverteilung in Funktion des Strahlimpulses.

2.6.2. Kalibration

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes des Ladungsaustausches (1.4) muss die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Antineutron in der Funkenkammer einen sichtbaren Stern erzeugt, bekannt sein. Wir haben sie indirekt durch Beobachtung des gleichen Prozesses (2.1) mit Antiprotonen gemessen. Die Annahme gleicher Wirkungsquerschnitte

$$\sigma_{\bar{p}+\mathrm{Al}} = \sigma_{\bar{n}+\mathrm{Al}} \tag{2.2}$$

scheint wegen der vernachlässigbar kleinen Effekte der Coulombstreuung und des Neutronenüberschusses in Al (1 überschüssiges Neutron) gerechtfertigt. Sie wurde auch durch das Experiment bestätigt; wir fanden

I dieselbe Struktur der Ereignisse,

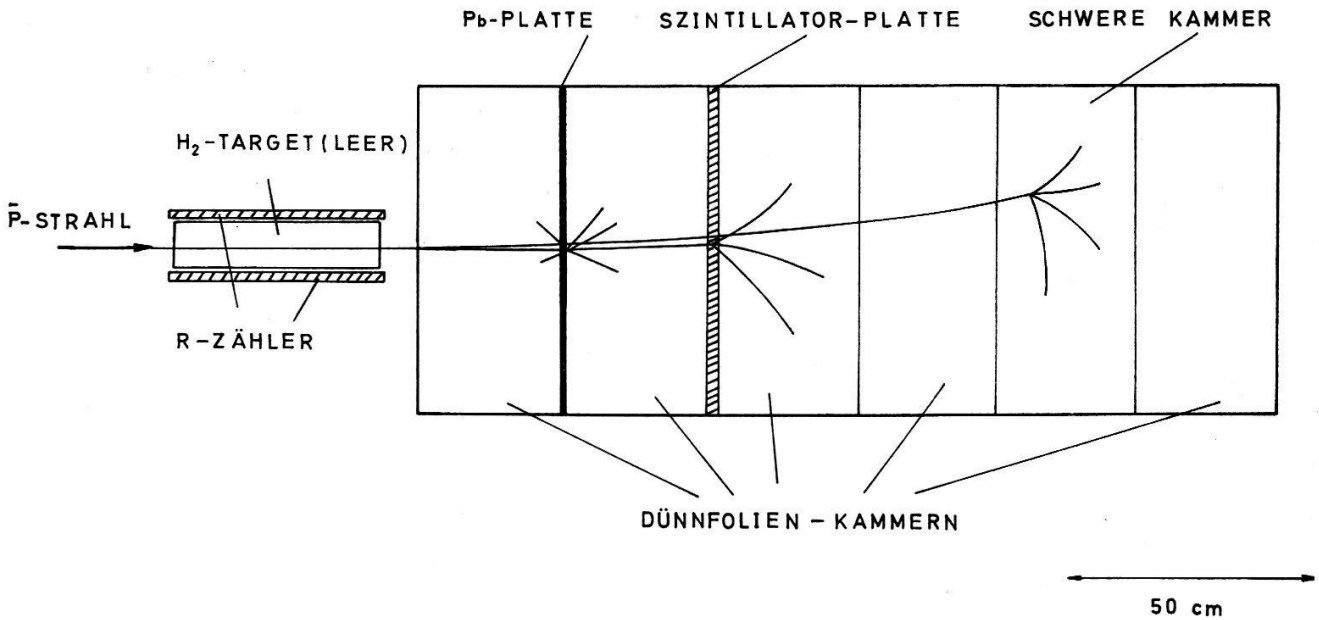
II dieselbe Prongverteilung,

III dieselbe Apexverteilung in der schweren Kammer.

Die Wahrscheinlichkeit ergab sich zu $W = 0{,}36 \pm 0{,}04$. Dieser Wert stimmt mit dem aus einer empirischen Formel [12] errechneten gut überein. Der Fehler an W von 11%

ist auf die Unsicherheit zurückzuführen, die sich aus der Inkonsistenz der Kalibration bei verschiedenen Energien ergab.

Die experimentelle Anordnung der Kalibration ist aus Figur 6 ersichtlich. Um die Absorption der F-Zähler (vgl. Figur 1) zu bestimmen, wurden sie entfernt; man legte Szintillator- und Bleiplatten zwischen die Funkenkammerabschnitte und beobachtete Wechselwirkungen der einfallenden Antiprotonen mit Szintillator, Blei und Aluminium. Aus der Anzahl der Wechselwirkungen in jedem dieser Materialien errechnete man die entsprechenden Absorptionswirkungsquerschnitte, die mit den Literaturwerten übereinstimmten [13]. Man konnte schliesslich die Absorption der Zähler korrigieren (vgl. 7.1). Die Kalibration wurde bei 5, 7 und 9 GeV/c durchgeführt. Die aus der Kalibration bestimmten Grössen mussten für die 6-GeV/c-Daten interpoliert werden.



Figur 6
Experimentelle Anordnung der Kalibration.

3. Scanning

Die 36500 Aufnahmen wurden von Physikern zweimal, teilweise auch dreimal durchgesehen. Der Korrekturfaktor für das Durchmustern der Bilder betrug $0{,}9 \pm 0{,}035$. Die akzeptierten Ereignisse mussten verschiedene Kriterien erfüllen.

3.1. *Auswahlkriterium*

Ereignisse der Form (1.4) mussten den folgenden Bedingungen genügen:

a) Signatur eines einfallenden Antiprotons am Zähleranzeigegerät.

b) Antineutronstern mit dem Apex in der schweren Kammer.

c) Eine eindeutig zum einfallenden Antiproton gehörende Spur in den Spektrometerkammern FK4 und FK5.

d) Keine zusätzlichen V, Elektronpaare und γ-Kaskaden, die nicht aus dem Apex des Sternes stammen.

Ereignisse wurden auch in den Dünnfolien-Kammern beobachtet. Ihr Beitrag von $\sim 2\%$ war sehr klein, was sich durch den Vergleich der entsprechenden Materialdicken (0,26 cm für die vier leichten, 15,6 cm für die schwere Kammer) erklären liess. Ereignisse mit zusätzlichen V, Elektronpaaren, γ-Kaskaden oder sogar mit einem zweiten Stern, die nicht am selben Ort wie der primäre $\bar{n}$-Stern erzeugt wurden, hat man nicht akzeptiert. Dieser Anteil von $< 1{,}5\%$ war vernachlässigbar.

Antineutronsterne und γ-Kaskaden konnten am Scanning-Tisch eindeutig unterschieden werden. Die wichtigsten Merkmale der γ-Kaskaden sind die folgenden:

1. Auftreten meistens paarweise.
2. Charakteristische Struktur, gegeben durch
   I Multiplizität der Funken,
   II keine kontinuierlichen Spuren,
   III kleine Öffnungswinkel ($<$ 300 mrad).

Der Öffnungswinkel α wird durch die alle Funken einschliessenden Mantellinien definiert. Der Vergleich der α-Verteilungen der $\bar{n}$-Sterne und der γ-Kaskaden zeigte einen merklichen Unterschied. Die Verteilung der $\bar{n}$-Sterne erstreckte sich gleichmässig in einem Intervall $0{,}3 \leqslant \alpha_{\bar{n}} \leqslant 1{,}1$ radian, hingegen diejenige der γ-Kaskaden beschränkte sich auf einen Bereich $0 \leqslant \alpha_\gamma \leqslant 0{,}3$ mit einem starken Maximum bei $\alpha_\gamma = 0{,}15$ radian. Man fand ein Verhältnis γ-Kaskaden/$\bar{n}$-Sterne von $\lesssim 4\%$.

3.2. *Klassifikation der Ereignisse*

Die Ereignisse, die die Bedingungen a)–d) von 3.1 erfüllten, wurden in drei Klassen unterteilt:

1. Messbare Ereignisse (57%).
2. Ereignisse mit zusätzlichen Strahlspuren (33%).
3. Zweifelhafte Ereignisse (10%).

Von allen Ereignissen wurde eine Photokopie gemacht, die eine genauere Prüfung der $\bar{n}$-Sterne erlaubte.

Nur Ereignisse der Klasse 1 konnten für die $d\sigma/dt$-Verteilung verwendet werden, weil nur hier die Spur des einfallenden Teilchens im Strahlspektrometer gemessen werden konnte. Anhand der Photokopien wurden die messbaren Ereignisse in drei weitere Klassen unterteilt:

1.1. Ereignisse mit wohldefiniertem Apex (31%).

1.2. Ereignisse wie in 1.1, aber zusätzliche unterscheidbare alte Strahlspuren (41%).

1.3. Ereignisse, bei denen der Apex extrapoliert werden musste (28%).

Der Einfluss dieser Klassifikation 1.1–1.3 auf die Resultate wird später in Abschnitt 7 diskutiert.

Die Ereignisse der Klasse 2 wurden nur bei der Berechnung des totalen Wirkungsquerschnittes berücksichtigt (vgl. 7.1).

In die Klasse 3 gehörte der verhältnismässig kleine Prozentsatz der Ereignisse, bei denen Zweifel aus einem der folgenden Gründe auftauchten:

3.1. Schlechte Qualität der Aufnahme.

3.2. Schlechtes Verhalten der Funkenkammer oder des Anzeigegerätes in Betrieb.

3.3. Alter des Ereignisses (grosse Staggering deutet auf ein altes Ereignis).

3.4. Ähnliche Struktur zu γ-Kaskaden.

Die zweifelhaften Ereignisse erforderten ein weiteres Scanning, nachdem sie eliminiert bzw. korrigiert werden konnten.

4. Ausmessung der Ereignisse

Die Ausmessung der 3900 Ereignisse erfolgte mit Hilfe zweier digitalisierten Messtische, deren Genauigkeit $\pm$ 0,1 mm betrug, was im Raum $\lesssim$ 0,5 mm bedeutet.

Es wurden im ganzen 28 Punkte pro Aufnahme gemessen. Man mass – ausser den Referenzmarken (4 pro Ansicht in den grossen und 3 pro Ansicht in den kleinen Kammern) – den Apex des $\bar{n}$-Sternes in zwei Ansichten und die Spur des einfallenden Teilchens in drei Ansichten. Im Durchschnitt wurden 5 Ereignisse pro Stunde an jedem Tisch ausgemessen.

4.1. *Messfehler*

Der Messfehler der Operatrices wurde während der Messungen öfters geprüft. Dieselben 100 Ereignisse wurden bei jeder Energie von verschiedenen Operatrices ausgemessen. Der Vergleich der Messresultate ergab die folgenden mittleren Abweichungen bezüglich der Koordinaten des Apexes:

- in der Strahlrichtung $\overline{\Delta x} = 0{,}1$ cm,
- senkrecht zur Strahlrichtung $\overline{\Delta y} = 0{,}1$ cm,
- parallel zur optischen Achse $\overline{\Delta z} = 0{,}5$ cm.

Der Messfehler am Streuwinkel Θ bzw. am Quadrat der Impulsübertragung t betrug $\overline{\Delta\Theta} = 3{,}5$ mrad bzw. $\overline{\Delta t} = 0{,}001$ (GeV/c)^2. Der Messfehler war klein gegenüber den Fehlern, die aus anderen Quellen herrührten (vgl. 5.3 und 7.2).

Eine Anzahl Ereignisse wurde mit dem IEP gemessen, dessen Genauigkeit auf der Filmebene 2,5 μ betrug. Der Messfehler war von derselben Grössenordnung wie der am digitalisierten Messtisch. Man erzielte keine verbesserten Resultate bezüglich der kinematischen Grössen.

4.2. *Nichtakzeptierte Ereignisse*

Die sechs an den Messungen beteiligten Operatrices arbeiteten mit einem Wirkungsgrad von 62 bis 86%. So musste ein Teil der Aufnahmen (31%) ein zweites Mal ausgemessen werden. Schliesslich erreichte man, dass sich der Anteil der «guten Ereignisse», die die Basis für unsere Ergebnisse bildeten (vgl. 7), auf 87% erhöhte. 13% der gemessenen Ereignisse konnten aus folgenden Gründen nicht akzeptiert werden:

I keine Apex-Rekonstruktion (80%),

II Fehler der Operatrices (19%),

III Schwäche des Programmes (1%).

In die Klasse I fielen die Ereignisse, bei denen die Differenz der x-Koordinaten des Apexes in den beiden Ansichten $\Delta x = x_1 - x_2$ grösser als 1 cm war. Ein grosser

Prozentsatz (65%) dieser Ereignisse gehörte in Klasse 1.3 vom Abschnitt 3.2, für die der Apex extrapoliert werden musste.

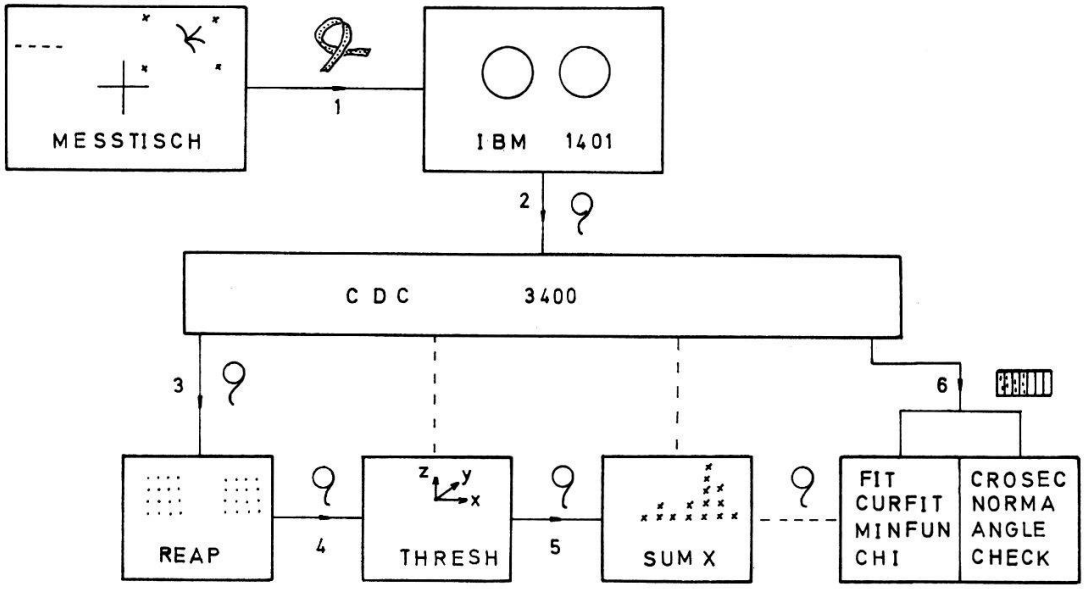
Die Ereignisse der Klasse II wurden bereits vor der geometrischen Rekonstruktion – in REAP oder im ersten Teil von THRESH (vgl. 5) – zurückgewiesen. Der Grund dafür lag darin, dass die Operatrice einen Fehler (z.B. wiederholte Messung desselben Punktes oder derselben Ansicht, falsche Bezeichnung des gemessenen Punktes usw.) während der Messung beging.

Die Schwäche des Programmes, Klasse III, bestand darin, dass Ereignisse, die zwar richtig gemessen wurden, vom Papier- oder Magnetband nicht gelesen werden konnten. Der Aufwand zur Korrektur dieses Fehlers lohnte sich nicht, da dieser Anteil (1%) kaum ins Gewicht fiel.

Die wiederholte Messung reduzierte im wesentlichen nur die Anzahl der Ereignisse in Klasse II. Die Resultate bezüglich der Impulsübertragung der ersten Messung wurden mit denen der zweiten verglichen. Es war kein merklicher Unterschied festzustellen.

5. Geometrische Rekonstruktion und Reaktionskinematik

Die Analyse der Ereignisse erfolgte mit Hilfe einer Anzahl von Standardprogrammen, deren grösster Teil für das Experiment modifiziert werden musste. Ein Teil der Programme wurde neu geschrieben. Aus Figur 7 ist das Blockschema der Auswertung ersichtlich.



Figur 7

Blockschema der Auswertung.

Die auf Papierbänder gelochten Messresultate wurden mit Hilfe der IBM 1401 auf Magnetbänder übersetzt. Alle Programme wurden an der CDC 3400 ausgeführt; der Übergang von einem Programm zum anderen erfolgte durch Magnetbänder. Es seien hier die wichtigsten Programmstufen aufgezählt:

- REAP sortiert die Daten für die Rekonstruktion,

- in THRESH erfolgt die geometrische Rekonstruktion und die Berechnung der kinematischen Grössen,
- in SUMX wird die statistische Auswertung gemacht.

Weitere Programme erlaubten die Prüfung (CROSEC, CHECK, NORMA, ANGLES) und die Anpassung (FIT, CURFIT, MINFUN, CHIMOD) der experimentellen Daten, auf die hier nicht näher eingegangen werden kann.

5.1. *Geometrische Rekonstruktion*

Das Programm THRESH, das ursprünglich für Blasenkammer-Ereignisse geschrieben wurde, musste für Funkenkammer-Ereignisse abgeändert werden. Eine weitere Modifikation war für dieses Experiment notwendig.

Die räumliche Rekonstruktion erfolgte in zwei Schritten:

a) Die Spur des einfallenden Teilchens wurde rekonstruiert und der Ort A der Wechselwirkung in der Mittelebene des Targets bestimmt. In der Strahlrichtung hatte man demnach eine Unsicherheit bez. des Punktes A von der halben Targetlänge ($\Delta x_A = \pm$ 20,5 cm), deren Einfluss später in 7.2 besprochen wird.

b) Der Apex B des $\bar{n}$-Sterns wurde rekonstruiert.

Es war unmöglich, den Antineutronimpuls aus den Spuren des Sterns zu bestimmen, weil ein Anteil davon von neutralen Teilchen fortgetragen wird.

5.2. *Kinematik*

Um die Winkelverteilung des Prozesses (1.4) zu ermitteln, musste zuerst der Streuwinkel Θ bestimmt werden. Aus den Koordinaten der Punkte A und B – der Ort der Wechselwirkung im Target bzw. in der schweren Kammer – und der Richtung des einfallenden Strahls ergab sich der Streuwinkel im Laborsystem zu

$$\Theta = \operatorname{arc\,tg} \left\{ \frac{(b - a\,u)^2 + (c - a\,v)^2 + (c\,u - b\,v)^2}{a + b\,u + c\,v} \right\}, \tag{5.1}$$

wobei a, b und c Koordinatendifferenzen und u, v Funktionen der Winkel φ (azimutal) und δ (Winkel zur Horizontalebene) ausdrücken, d. h.

$$\begin{aligned} a &= x_B - x_A & u &= \operatorname{tg} \varphi \\ b &= y_B - y_A & v &= \operatorname{tg} \delta \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi}\,. \\ c &= z_B - z_A \end{aligned} \tag{5.2}$$

Die invariante Impulsübertragung wird durch

$$t = -\,(p_{\bar{p}} + p_{\bar{n}})^2 \tag{5.3}$$

definiert, wo $p_{\bar{p}}$ und $p_{\bar{n}}$ die Viererimpulsvektoren des Antiprotons und des Antineutrons sind. t kann aus dem Streuwinkel errechnet werden; man findet im Laborsystem

$$t = -\,\boldsymbol{p}^2 \{\operatorname{ctg}^2 \Theta + 1/2\,[1 + (1 + \boldsymbol{p}^2/M^2)^{1/2}]\}^{-1}, \tag{5.4}$$

wobei $\boldsymbol{p}$ der Dreierimpuls und M die Masse des einlaufenden Teilchens ist[2]).

[2]) In (5.4) wird die Neutronmasse gleich der Protonmasse gesetzt.

5.3. *Korrekturen*

Im Streufeld des Magneten wurden die einfallenden Antiprotonen abgelenkt. Ihre im Strahlspektrometer gemessene Lage musste deshalb korrigiert werden. Die Korrektur betraf Δy_c (Horizontalverschiebung) und $\Delta\varphi_c$ (Azimutalverschiebung) und ist in Tabelle 4 für die vorkommenden Strahlimpulse aufgeführt. Weitere Korrekturen wegen verschiedener systematischer Fehler, wie z.B. Distorsion, Staggering, Drift usw. waren vernachlässigbar klein [7]. Die relative Lage vom Strahlspektrometer und Target bezüglich der Magnet-Funkenkammer wurde mit Hilfe von Strahlspuren bei ausgeschaltetem Magneten bestimmt. In der Horizontalebene senkrecht zum Strahl fand man eine Abweichung $\Delta y = 0{,}9$ cm vom Sollwert. Die Abweichung in der Vertikalebene war $\Delta z = -\ 0{,}4$ cm; eine Verdrehung konnte nicht festgestellt werden.

Tabelle 4

Streufeld-Korrekturen Δy_c und $\Delta\varphi_c$

p_{Lab}	5	6	7	9	GeV/c
Δy_c	3,8	3,2	2,7	2,1	mm
$\Delta\varphi_c$	11,4	9,5	8,1	6,3	mrad

6. Untergrundeffekte

Die Abschätzung aller möglichen Untergrundeffekte war eine der wichtigsten Aufgaben in der Analyse dieses Experimentes. Die Untergrundeffekte lassen sich in zwei Klassen unterteilen: «Nichtwasserstoff» – Ereignisse und Untergrundreaktionen.

6.1. *Nichtwasserstoff-Ereignisse*

Man beobachtete sie

1. mit leerem Target: ihre Struktur war ähnlich zu derjenigen der $\bar{n}$-Sterne, ihr Anteil betrug 15% (siehe Tabelle 7).
2. nach der Rekonstruktion, indem man die Teilchenbahn innerhalb des Targetquerschnittes verlangte; dieser Anteil war von 1 bis 7%.

Die Teilchen, die zu diesem Untergrund beitrugen, stammten möglicherweise aus der Targetwand oder dem Antikoinzidenzzähler.

6.2. *Untergrundreaktionen am Wasserstoff*

Anhand der Funkenkammerbilder konnte zwar der Streuwinkel in Reaktion (1.4) gemessen und starke Wechselwirkung an den Al-Kernen von elektromagnetischen Ereignissen unterschieden werden; eine weitere Bestimmung der Natur der Ereignisse war aber nicht möglich. Wir hatten demnach einen möglichen Untergrund bereits bei 100% Wirksamkeit der Antikoinzidenz a) und einen weiteren Anteil bei deren wirklicher Ansprechwahrscheinlichkeit b).

a) Die Antikoinzidenz ist unempfindlich gegen n, $\bar{n}$, K^0, $\overline{K^0}$, Λ und $\bar{\Lambda}$. Wenn die neutralen K-Mesonen und/oder Λ-Hyperonen bis zur schweren Kammer überleben,

können sie mit vergleichbarer Wahrscheinlichkeit wie die $\bar{n}$, Sterne erzeugen; bei neutralem Zerfall ($K_1^0 \to \pi^0 \pi^0$, $\Lambda \to n \pi^0$, $\bar{\Lambda} \to \bar{n} \pi^0$) geben die Zerfallsprodukte Anlass zu elektromagnetischen oder starken Wechselwirkungen. Dieser Effekt konnte aus der Zahl der beobachteten geladenen Zerfälle in einem anderen Experiment bestimmt werden. Man beobachtete

$$\bar{p} + p \to K_1^0 + \text{Neutrale}, \quad K_1^0 \to \pi^+ + \pi^- \tag{6.1}$$

$$\bar{p} + p \to \bar{\Lambda} + \text{Neutrale}, \quad \bar{\Lambda} \to \bar{p} + \pi^+ \tag{6.2}$$

$$\bar{p} + p \to \Lambda + \text{Neutrale}, \quad \Lambda \to p + \pi^- . \tag{6.3}$$

Aus dem Impulsspektrum der erzeugten K_1^0, Λ und $\bar{\Lambda}$, den bekannten Lebensdauern und Verzweigungsverhältnissen berechnete man den Beitrag der Reaktionen

$$\bar{p} + p \to K_2^0 + \text{Neutrale}, \quad K_2^0 \to (K_2^0\text{-Stern}) \tag{6.4}$$

$$\bar{p} + p \to K_1^0 + \text{Neutrale}, \quad K_1^0 \to (K_1^0\text{-Stern}) \tag{6.5}$$

$$\bar{p} + p \to \bar{\Lambda} + \text{Neutrale}, \quad \bar{\Lambda} \to (\bar{\Lambda}\text{-Stern}) \tag{6.6}$$

$$\bar{p} + p \to \bar{\Lambda} + \text{Neutrale}, \quad \bar{\Lambda} \to \bar{n} + \pi^0 \ (\bar{n}\text{-Stern}) . \tag{6.7}$$

Der Untergrundanteil der Prozesse (6.4)–(6.7) wird im Impulsbereich 5–9 GeV/c konstant vorausgesetzt (vgl. Tabelle 7).

b) Während bis zum Niveau von $1:10^5$ keine Unempfindlichkeit der Antikoinzidenz gegen geladene Teilchen festgestellt wurde, besteht für γ-Quanten eine gewisse Wahrscheinlichkeit, im Blei-Szintillator-Sandwich kein Signal oder eines unter der Ansprechschwelle zu erzeugen. Diese Wahrscheinlichkeit ist in einer Monte-Carlo-Rechnung (MCR) für die vorkommenden $\pi^0 \to \gamma\gamma$ auf $\sim 2\%$ bestimmt worden (Übereinstimmung mit 2.2). In der MCR wurde einerseits die Annahme gemacht, dass das Impulsspektrum der π^0 im inelastischen Ladungsaustausch

$$\bar{p} + p \to \bar{n} + n + m\,\pi^0 \tag{6.8}$$

für $m = 1$ dasselbe ist wie dasjenige der Teilchen π^+, π^- und π^0 in den Reaktionen $\bar{p}p \to \bar{p}n\pi^+$, $\bar{p}p \to \bar{n}p\pi^-$ und $\bar{p}p \to \bar{p}p\pi^0$ [14, 15]. Anderseits setzte man in die MCR eine untere Grenze von 50 MeV für die Detektion der γ-Quanten in der Antikoinzidenz ein.

Die Produktion von m ($m \geqslant 1$) zusätzlichen π^0 ist zum reinen elastischen Ladungsaustausch (1.4) von vergleichbarer Häufigkeit. Bei 3,6 und 4 GeV/c ist in einem Blasenkammerexperiment [16]

$$R = \frac{\bar{p}p \to \bar{n}n + m\pi^0}{\bar{p}p \to \bar{n}n} = 0{,}7 \pm 0{,}4$$

gefunden worden. Zur Bestimmung des Untergrundanteils (6.8) haben wir $R = 1$ für alle vorkommenden Werte des Strahlimpulses gesetzt und fanden demnach einen Korrekturfaktor von 2%.

Ereignisse der Art (6.8) hätte man als $\bar{n}$-Stern mit mindestens einer zusätzlichen γ-Kaskade oder einem Elektronpaar beobachten können. Man fand in der Tat einen Anteil, der kleiner als 0,5% war, woraus sich der kleine Untergrundbeitrag der Reaktion (6.8) wiederum bestätigen lässt.

Um dem gesamten Untergrundeffekt Rechnung zu tragen, wurde die Anzahl der «gefundenen» Ereignisse durch die Beiträge der einzelnen Teileffekte reduziert, woraus die Anzahl der «korrigierten» Ereignisse resultierte (vgl. Tabelle 5).

Tabelle 5

Anzahl der gefundenen, korrigierten, gemessenen und guten Ereignisse

	Anzahl der Ereignisse			
p_{Lab} [GeV/c]	gefunden	korrigiert	gemessen	in der Winkelverteilung
5	2247	1842	1181	988
6	1884	1507	916	844
7	1595	1149	709	597
9	1744	1308	987	892

7. Resultate und ihre Diskussionen

7.1. *Totaler Wirkungsquerschnitt*

Die Winkelverteilung der Ladungsaustausch-Ereignisse wies ein starkes Maximum in der Vorwärtsrichtung auf, daher schien die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes als Integral über dem Vorwärtsmaximum sinnvoll.

Die maximale Akzeptanz der Funkenkammer, in Einheiten der Impulsübertragung t ausgedrückt, betrug 3 (GeV/c)^2, was einem Streuwinkel $\Theta = 416$ mrad im Laborsystem bei 5 GeV/c entsprach. Die Zahl der Ereignisse mit $-t > 3$ (GeV/c)^2 wurde als vernachlässigbar klein vorausgesetzt, weil der Beitrag der Ereignisse mit $1 \leqslant -t \leqslant 3$ (GeV/c)^2 bereits sehr klein (2,8%) war.

Da man zwischen Neutron und Antineutron nicht unterscheiden konnte, ist es durchaus möglich, dass einige der Ereignisse nicht aus der Reaktion $\bar{p}p \to \bar{n}n$ (wobei das Antineutron vorwärts fliegt), sondern aus der Rückwärtsreaktion

$$\bar{p} + p \to n + \bar{n} \tag{7.1}$$

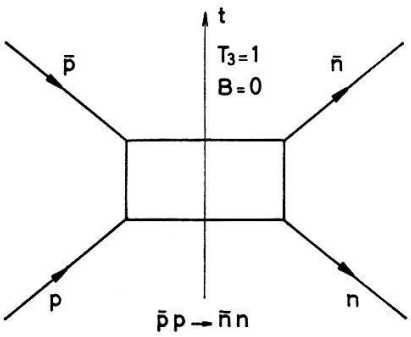
(wo das Neutron nach vorne fliegt) stammen. Eine Rechtfertigung der Vernachlässigung der Rückwärtsstreuung kann mit Hilfe der Reaktion $pn \to np$ gegeben werden (vgl. auch 8.1). Der pn-Ladungsaustausch ist die Rückwärtsreaktion der elastischen Streuung $pn \to pn$. Das Verhältnis vom Vorwärtsmaximum zum Rückwärtsmaximum, d.h.

$$R_0 = \frac{(d\sigma/dt)_{t=0}\ (pn \to pn)}{(d\sigma/dt)_{t=0}\ (pn \to np)} \tag{7.2}$$

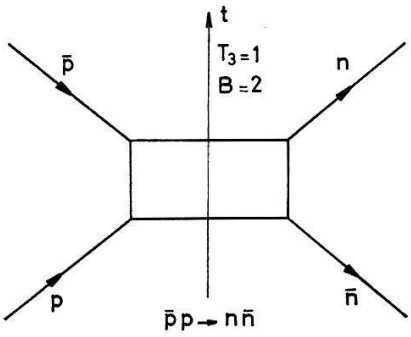
lässt sich aus experimentellen Daten errechnen. Für den $p\,n$-Ladungsaustausch bei 8 GeV/c fand man $(d\sigma/dt)_{t=0} = 0{,}93$ [20]. Das Vorwärtsmaximum kann aus dem totalen Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung, $\sigma_T = 41{,}8$ mb bei 8 GeV/c [22], mit Hilfe des optischen Theorems

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0} (pn \to pn) = \frac{\sigma_T^2}{16\,\pi} \tag{7.3}$$

– unter der Annahme, dass die Streuamplitude rein imaginär ist – bestimmen. So ergibt sich $R_0 = 36$[3]). Es ist anzunehmen, dass man ein ähnliches Verhalten auch bei den Reaktionen (1.4) und (7.1) findet; im Falle dieser Prozesse erwartet man sogar einen höheren R_0-Wert. Mit Hilfe des Austauschmodells kann gezeigt werden, dass bei der $p\,n$-Streuung sowohl in der Vorwärts- ($T_3 = 0$) als auch in der Rückwärtsreaktion ($T_3 = 1$) eine Baryonenzahl $B = 0$, d.h. ein Meson, ausgetauscht wird. Hingegen in den Ladungsaustausch-Prozessen (1.4) bzw. (7.1) müssen im t-Kanal die Quantenzahlen $T_3 = 1$ und $B = 0$ bzw. $T_3 = 1$ und $B = 2$ ausgetauscht werden (siehe Figur 8), wobei T_3 die dritte Komponente des Isospins, die Ladung, darstellt. Die Vermutung liegt nahe, dass der Wirkungsquerschnitt eines Prozesses, in dem eine Baryonenzahl 2 ausgetauscht wird, viel kleiner ist als der des Prozesses mit $B = 0$.



Figur 8a
Diagramm der Reaktion $\bar{p}p \to \bar{n}n$.



Figur 8b
Diagramm der Reaktion $\bar{p}p \to \bar{n}n$.

Die berechneten Werte des totalen Wirkungsquerschnittes der Reaktion (1.4) sind in Tabelle 6 gegeben und in Figur 9 aufgetragen. Die früher bei niedrigeren Energien gefundenen Werte [8, 9, 10] sind auch eingezeichnet. Nach Morrisons Formel [24]

$$\sigma_T = K \left(\frac{p_{\text{lab}}}{p_0}\right)^{-n} \tag{7.3}$$

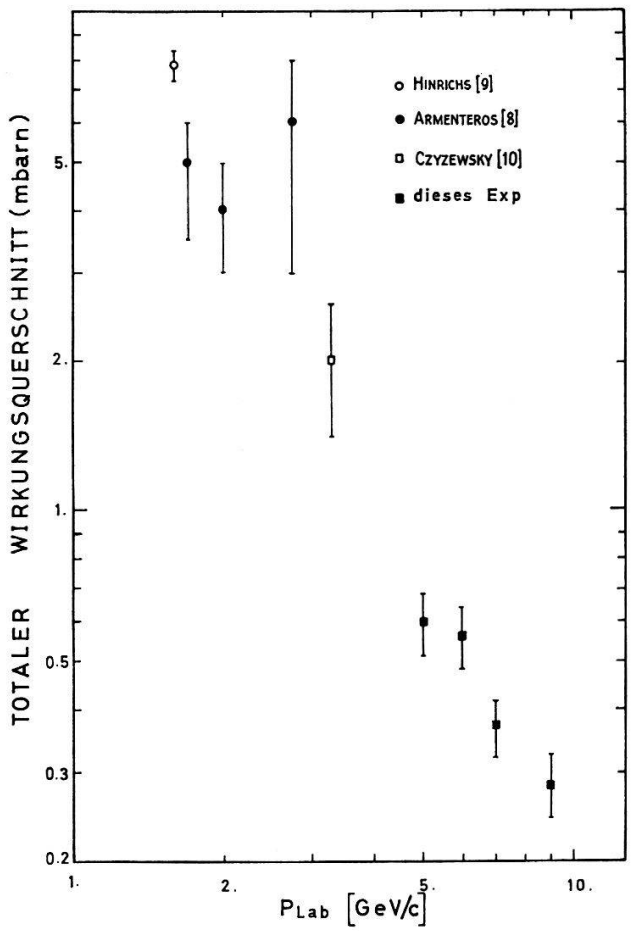
[3]) Für die πp-Streuung ist das Verhältnis vom Vorwärtsmaximum zum Rückwärtsmaximum von $\sim 1{,}5 \times 10^3$ bei 8 GeV/c [23].

Tabelle 6

Totaler Wirkungsquerschnitt σ_T in [μbarn], Vorwärtswirkungsquerschnitt $(d\sigma/dt)_{t=0}$ in [mb/(GeV/c)^2], Steilheit b in [(GeV/c)$^{-2}$], χ^2 der exponentiellen Anpassung, N_F Anzahl der Freiheitsgrade

p_{Lab} [GeV/c]	σ_T [μb]	$\Delta\sigma_T$	$(d\sigma/dt)_{t=0}$ [mb/(GeV/c)^2]	$\Delta(d\sigma/dt)_{t=0}$	b [GeV/c]$^{-2}$	Δb	χ^2 Exp. fit	N_F
5	598	86	2,69	0,4	4,43	0,17	23,3	14
6	563	82	2,65	0,4	4,72	0,19	9,3	14
7	373	54	1,66	0,25	4,50	0,22	11,8	14
9	284	41	1,15	0,17	4,22	0,18	23,3	14

war es möglich, die Abhängigkeit des Ladungsaustausch-Wirkungsquerschnittes σ_T von Impuls p_{lab} des einfallenden Antiprotons zu prüfen. p_0 in (7.3) ist eine Konstante; man kann sie 1 GeV/c setzen. K, eine weitere Konstante, gibt den extrapolierten Wert von σ_T für 1 GeV/c. Bestimmt man n aus den 4 Punkten dieses Experimentes, so findet man $n = 1,37 \pm 0{,}25$, verwendet man alle 9, so ergibt sich $n = 1,95 \pm 0{,}16$.



Figur 9

Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\bar{p}p \to \bar{n}n$ in Funktion des Strahlimpulses des ein laufenden Antiprotons im Laborsystem.

Der Fehler am totalen Wirkungsquerschnitt von 15% rührt hauptsächlich von den Fehlern der Korrekturfaktoren her, die in Tabelle 7 wiedergegeben sind. Der grösste Anteil (70% des Gesamtfehlers) ist auf die Unsicherheit bezüglich der Wahrscheinlichkeit für die Produktion eines sichtbaren $\bar{n}$-Sternes zurückzuführen. Es ist nicht auszuschliessen, dass Teilchen der Sterne den Antikoinzidenzzähler treffend Ereignisse unterdrücken.

Tabelle 7

Korrekturfaktoren und Untergrundeffekte mit ihren Beiträgen

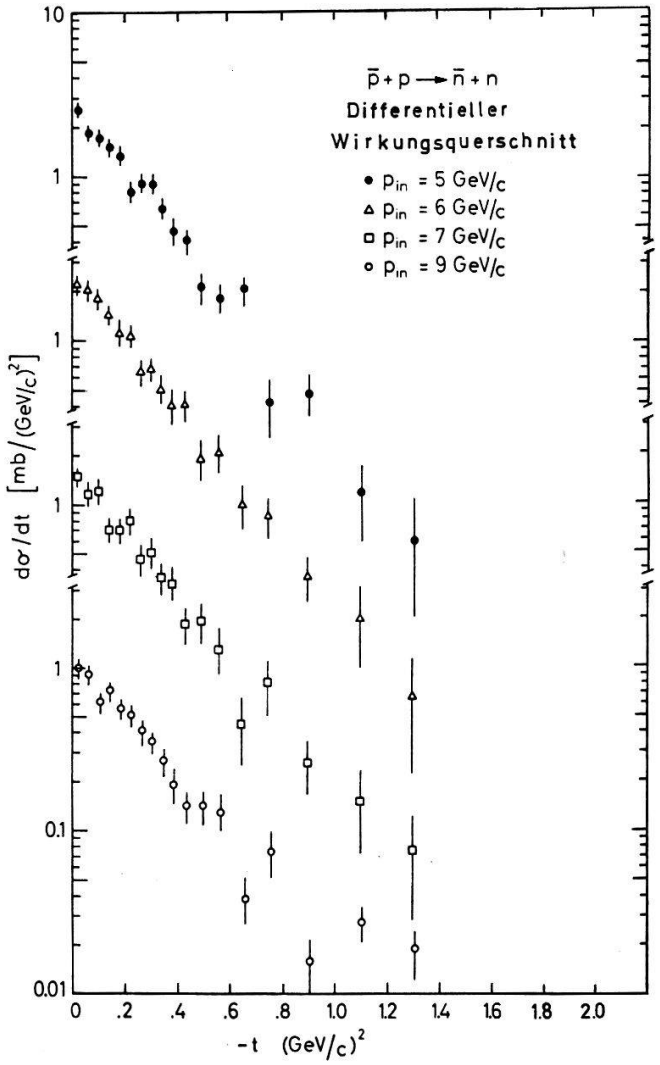
Korrekturfaktoren	Beitrag
Wahrscheinlichkeit für die Produktion eines sichtbaren $\bar{n}$-Sternes	0,36 $\pm$ 0,04
Korrektur für die beim Scanning nicht gesehenen Ereignisse	0,9 $\pm$ 0,035
Absorption im H_2-Target	0,09 $\pm$ 0,002
Absorption der Antineutronen im Antikoinzidenzzähler	0,073 $\pm$ 0,007
Absorption der Neutronen im Antikoinzidenzzähler	0,10 $\pm$ 0,03
Triggerverluste wegen zufälliger Antikoinzidenzen	0,04 $\pm$ 0,01
Unbrauchbare Aufnahmen (nur bei 7 GeV/c)	0,10 $\pm$ 0,02

Untergrundeffekte		Beitrag
Nichtwasserstoff-Ereignisse		
a) mit leerem H_2-Target		0,15 $\pm$ 0,03
b) mit Wechselwirkungsort ausserhalb des H_2-Targets		$<$0,07 $\pm$ 0,01
Untergrundreaktionen		
$\bar{p}+p \rightarrow K_2^0 +$ Neutrale	(K_2^0-Stern)	0,01 $\pm$ 0,005
$\bar{p}+p \rightarrow K_1^0 +$ Neutrale	(K_1^0-Stern)	$<$0,001 $\pm$ 0,0005
$\bar{p}+p \rightarrow \bar{\Lambda}$ (oder Λ) + Neutrale	($\bar{\Lambda}$- oder Λ-Stern)	0,003 $\pm$ 0,001
$\bar{p}+p \rightarrow \bar{\Lambda}$ (oder Λ) + Neutrale $\hookrightarrow \bar{n}$ (oder n) $+\pi^0$	($\bar{n}$- oder n-Stern)	0,02 $\pm$ 0,01
$\bar{p}+p \rightarrow \bar{n}+n+m\,\pi^0 \quad m > 0$	($\bar{n}$-Stern)	0,02 $\pm$ 0,01

Den Korrekturfaktor $\eta = N_{12}/\sqrt{N_1 \cdot N_2}$ für die Ereignisse, die beim Scanning nicht gesehen wurden, bestimmte man durch ein wiederholtes Durchmustern. N_{12} bzw. N_i ($i = 1, 2$) bedeuten die Anzahl der Ereignisse, die in beiden bzw. im i-ten Scanning gefunden wurden. Für den Wert η ergab sich 0,9 $\pm$ 0,035. Die Korrektur für die Absorption im Wasserstofftarget konnte unter der Annahme, dass die Antiprotonen und die Antineutronen die gleiche Absorption erleiden, errechnet werden. Der Beitrag war kleiner als 10%. Ein Teil der in Reaktion (1.4) erzeugten Antineutronen wurde vom Antikoinzidenzzähler (F_1 F_2) absorbiert. Aus den Kalibrationsmessungen konnte dieser Beitrag ($<$ 8%) abgeschätzt werden. Die Neutronen der Reaktion (1.4) konnten ihrerseits in den F- oder R-Zählern absorbiert werden und durch das Ansprechen der Antikoinzidenz den Trigger unterdrücken. Dieser Effekt von 10% liess sich aus Monte-Carlo-Berechnungen bestimmen. Schliesslich sind die Triggerverluste wegen zufälliger Antikoinzidenzen zu erwähnen, die während des Experimentes ge messen wurden. Ihr Anteil betrug 4%. Bei 7 GeV/c fand man eine Anzahl unbrauchbare Aufnahmen, für die auch korrigiert werden musste.

7.2. *Differentieller Wirkungsquerschnitt*

Die Verteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes bei verschiedenen Energien ist in Figur 10 dargestellt. Die aufgetragenen Fehler sind statistischer Natur; der systematische Normalisierungsfehler von 15% ist nicht angedeutet. Die Anzahl der Ereignisse in den Verteilungen ist in Tabelle 5 aufgeführt.



Figur 10

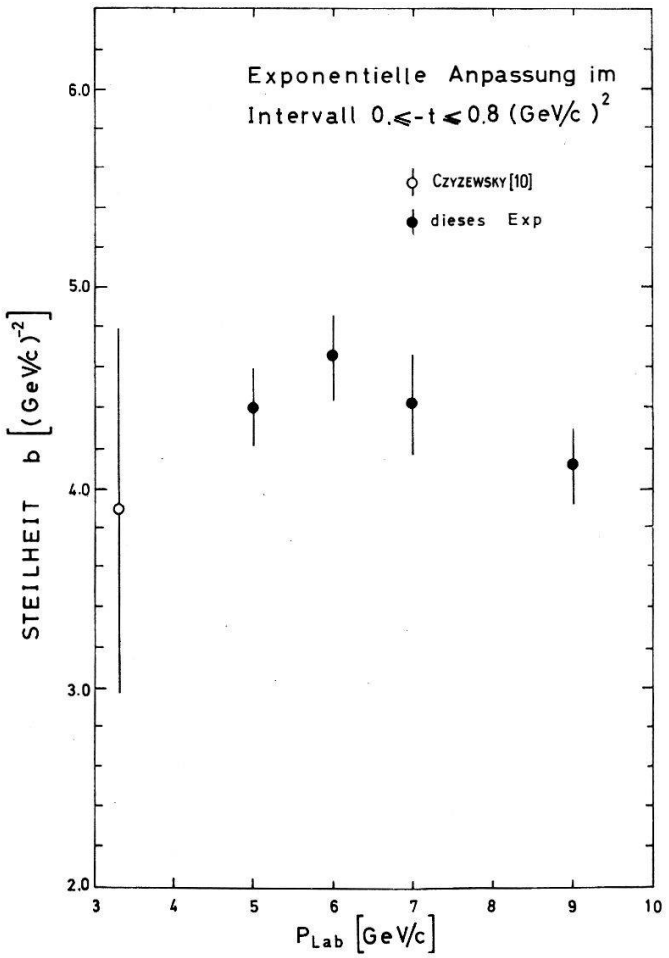
Verteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$ bei 5, 6, 7 und 9 GeV/c.

Die Verteilungen für $-t < 1$ (GeV/c)² sind von der Form einer Exponentialfunktion

$$\frac{d\sigma}{dt} = a\, e^{b\,t} \tag{7.4}$$

ähnlich wie bei elastischer Streuung. Die Parameter a und b von (7.4) wurden für die 4 Energien bestimmt, so war die Prüfung der Energieabhängigkeit des Prozesses (1.4) und der Vergleich des Verhaltens verschiedener Reaktionen (siehe auch 8.2) möglich. Die experimentellen Daten wurden durch (7.4) sehr gut wiedergegeben, wie aus dem relativ kleinen χ^2 ersichtlich ist (Tabelle 6).

Die Steilheit b variierte kaum im Impulsintervall 5–9 GeV/c (Figur 11 und Tabelle 6), woraus auf eine energieunabhängige Form der $d\sigma/dt$-Verteilungen zu schliessen war. Man fand den Wert $b = 4{,}4 \pm 0{,}2$ (GeV/c)$^{-2}$ [4]).



Figur 11

Steilheit b der Reaktion $\bar{p}p \to \bar{n}n$ in Funktion des Strahlimpulses.

Es wurde auch untersucht, ob ein statistisch bedeutsamer Term $c\,t^2$ im Exponent in (7.4) auftritt. Mit Hilfe des F-Tests konnte gezeigt werden, dass der Parameter c mit einer Wahrscheinlichkeit $> 75\%$ zu vernachlässigen war.

Den Vorwärtswirkungsquerschnitt erhielt man durch Extrapolation der exponentiellen Funktion (7.4) zu $t = 0$ (vgl. Figur 16 und Tabelle 6)

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0} = a\,. \tag{7.5}$$

Man beobachtete ein zum totalen Wirkungsquerschnitt ähnliches Verhalten und fand, dass der Vorwärtswirkungsquerschnitt zu p_{Lab}^{-n}, mit $n = 1{,}43 \pm 0{,}48$ für dieses Experiment, proportional ist. Mit allen $(d\sigma/dt)_{t=0}$-Werten für $p_{\text{Lab}} > 1$ (GeV/c) erhält man $n = 2{,}05 \pm 0{,}14$.

[4]) Die Steilheit der elastischen Streuung $\bar{p}p \to \bar{p}p$ beträgt 13 (GeV/c)$^{-2}$ bei entsprechenden Energien [25].

Die $d\sigma/dt$-Verteilungen der Ereignisse der Klassen 1.1, 1.2 und 1.3 von 3.2 wiesen keinen Unterschied auf, demnach war einerseits die Unterscheidung zwischen der Spur des einlaufenden Antiprotons und der zusätzlichen Strahlspur eindeutig, anderseits der Fehler bei der Apexextrapolation ($< 0{,}5$ cm) gegenüber der Unsicherheit bezüglich des Wechselwirkungsortes im Target zu vernachlässigen (vgl. 3.2).

Hier soll noch erwähnt werden, wie die Ereignisse in den verschiedenen t-Intervallen verteilt waren. Man fand, nach Summation der Ereignisse der 4 Energiebereiche, 89% der Ereignisse in $0 < -t \leqslant 0{,}5$, 8% in $0{,}5 < -t \leqslant 1$ und 3% in $1 < -t \leqslant 3$ (GeV/c)^2.

Die Unsicherheit in t wurde bei kleinen Streuwinkeln ($\Theta < 30$ mrad) durch

- den mittleren Fehler in der z-Koordinate, $\overline{\Delta z} = 0{,}5$ cm, der auf den kleinen Stereowinkel (12,5°) zurückzuführen ist und
- die Ablenkung des einfallenden Antiprotons im Streufeld des Magneten, $\Delta\varphi = \pm\, 1{,}5$ mrad, verursacht.

Für grössere Winkel fiel die Unsicherheit ($\Delta x_A = \pm\, 20{,}5$ cm) bezüglich der Bestimmung des Ortes der Wechselwirkung im Target mehr und mehr ins Gewicht. Die Unsicherheit in t beträgt $\Delta t = 0{,}003$ für $t = 0$ (GeV/c)^2, $\Delta t = 0{,}08$ für $-t = 0{,}5$ (GeV/c)^2 und $\Delta t = 0{,}16$ für $-t = 1$ (GeV/c)^2.

8. Theoretische Betrachtungen

Zur Zeit existiert noch keine eigentliche Theorie der starken Wechselwirkung. Auf Grund phänomenologischer Methoden lassen sich allgemeine Eigenschaften wie Unitarität, Crossing-Symmetrie und Analytizität prüfen. Verschiedene theoretische Modelle (Einpionaustausch-, Absorptions-, Regge-Pol-, Tröpfchen-Modell usw.) erlauben eine mehr oder weniger gute Anpassung der experimentellen Daten und geben Voraussagen bezüglich Wirkungsquerschnitte, Winkelverteilungen und Polarisation. In diesem Kapitel werden nur die Modelle ausführlicher besprochen, die auf die Ladungsaustausch-Prozesse angewendet werden konnten.

8.1. *Crossing-Symmetrie und die «crossed reaction» $pn \to np$*

Man betrachte einen Zwei-Teilchen-Prozess – wiedergegeben in Figur 12 – mit den Vierer-Energie-Impuls-Vektoren $p_K = (\boldsymbol{p}_K, i\,E_K)$ mit $K = 1, 2, 3, 4$, wobei $\boldsymbol{p}_K$ der Dreierimpuls und E_K die Energie des K-ten Teilchens sind. Per definitionem gilt

$$p_K^2 = -\,m_K^2\,. \tag{8.1}$$

Aus den vier Vierer-Vektoren lassen sich sechs unabhängige skalare Produkte $p_J\,p_K$ bilden. Durch den Energie-Impuls-Erhaltungssatz

$$\sum_{K=1}^{4} p_K = 0 \tag{8.2}$$

reduziert sich die Zahl der unabhängigen Variablen auf zwei. Es ist zweckmässig, die Mandelstam-Variablen s, t, u einzuführen, die durch

$$\begin{aligned} s &= -\,(p_1 + p_2)^2 \\ t &= -\,(p_1 + p_3)^2 \\ u &= -\,(p_2 + p_3)^2 \end{aligned} \tag{8.3}$$

definiert sind. Man kann zeigen, dass s, t, u die Beziehung

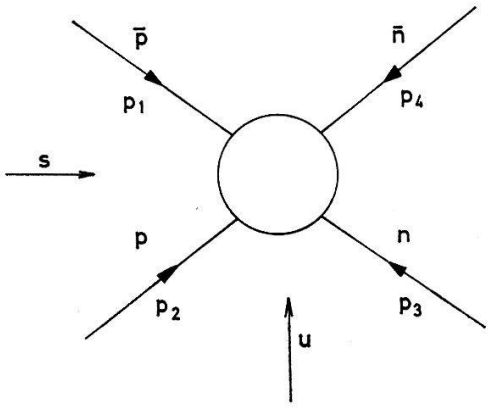
$$s + t + u = \sum_{K=1}^{4} m_K^2 \tag{8.4}$$

erfüllen, was auch die Unabhängigkeit zweier der drei Variablen wiedergibt.

Es gibt sechs physikalische Prozesse (vgl. Figur 12), je nachdem welche Teilchen als Einfallende gewählt werden. Bezeichnet man die Teilchen mit 1, 2, 3, 4 und ihre entsprechenden Antiteilchen mit $\bar{1}$, $\bar{2}$, $\bar{3}$, $\bar{4}$ – wobei ein einlaufendes Teilchen durch das entsprechende auslaufende Antiteilchen ersetzt werden kann – erhält man die Prozesse

$$\begin{array}{lll} 1 + 2 \to \bar{3} + \bar{4} & 3 + 4 \to \bar{1} + \bar{2} & s\text{-Kanal} \\ 1 + 3 \to \bar{2} + \bar{4} & 2 + 4 \to \bar{1} + \bar{3} & t\text{-Kanal} \\ 3 + 2 \to \bar{1} + \bar{4} & 1 + 4 \to \bar{3} + \bar{2} & u\text{-Kanal}\,, \end{array} \tag{8.5}$$

die paarweise – die Paare der Reaktionen werden durch TCP-Umkehrung gebildet – in 3 Kanäle gruppiert werden, man spricht von Prozessen im s- bzw. t- bzw. u-Kanal. Die drei Kanäle sind durch die Crossing-Symmetrie miteinander verbunden, d.h., die sechs Prozesse von (8.5) werden durch dieselbe analytische Funktion $T(s, t, u)$ beschrieben.



Figur 12
Diagramm eines Zwei-Teilchen-Prozesses.

Geht man zum $\bar{p}p$-Ladungsaustausch über, d.h., macht man die Substitution $\bar{p} \to 1$, $p \to 2$, $n \to 3$, $\bar{n} \to 4$, erhält man die folgenden Hauptprozesse

$$\begin{array}{ll} \bar{p} + p \to \bar{n} + n & s\text{-Kanal} \\ \bar{p} + n \to \bar{p} + n & t\text{-Kanal} \\ p + n \to n + p & u\text{-Kanal}\,. \end{array} \tag{8.6}$$

Falls die $\bar{p}p$-Ladungsaustausch-Reaktion im s-Kanal stattfindet – s ist dann das Quadrat der Gesamtenergie im Schwerpunktsystem, und t bedeutet das negative Quadrat der Impulsübertragung zwischen $\bar{p}$ und $\bar{n}$ – ergeben sich als sogenannte «crossed reactions» die elastische Streuung $\bar{p}n \to \bar{p}n$ bzw. der Ladungsaustausch $pn \to np$ im t- bzw. u-Kanal.

Die physikalischen Bereiche der Prozesse (8.6), d.h. die Gebiete, wo die Prozesse physikalisch möglich sind, können in der Mandelstam-Darstellung angegeben werden. Einfachheitshalber setzt man die Protonmasse gleich der Neutronmasse $m_p = m_n = M$. Die Variablen s, t, u haben dann die Form

$$\begin{aligned} s &= 4\,(q^2 + M^2) \\ t &= -\,2\,q^2\,(1 - \cos\Theta) \\ u &= -\,2\,q^2\,(1 + \cos\Theta)\,, \end{aligned} \tag{8.7}$$

wobei q bzw. Θ der Impuls bzw. der Streuwinkel im Schwerpunktsystem sind. Aus (8.7) lassen sich die Grenzen der physikalischen Bereiche bestimmen:

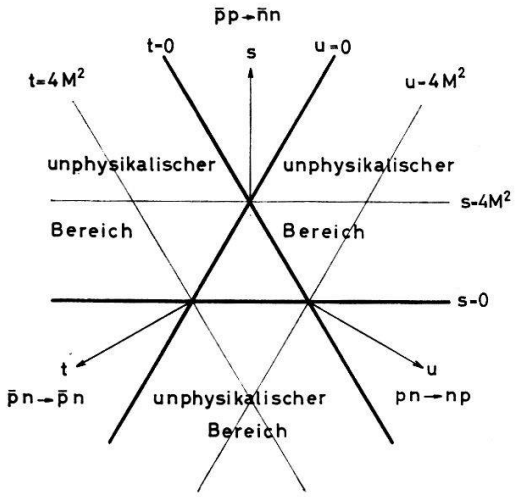
$$s \geqslant 4\,M^2 \qquad t \leqslant 0 \qquad u \leqslant 0 \qquad (s\text{-Kanal})\,. \tag{8.8}$$

Ähnlicherweise erhält man die Grenzwerte in den t- und u-Kanälen:

$$s \leqslant 0 \qquad t \geqslant 4\,M^2 \qquad u \leqslant 0 \qquad (t\text{-Kanal}) \tag{8.9}$$

$$s \leqslant 0 \qquad t \leqslant 0 \qquad u \geqslant 4\,M^2 \qquad (u\text{-Kanal})\,. \tag{8.10}$$

Mit Hilfe der Bedingungen (8.8)–(8.10) lässt sich Figur 13 darstellen. Man sieht gleich, dass die physikalischen Bereiche der drei Prozesse nicht überlappen, sondern durch unphysikalische Gebiete voneinander getrennt sind. Um von einem physikalischen Bereich in einen anderen zu gelangen, ist die analytische Fortsetzung der Streuamplitude $T(s, t, u)$ ins unphysikalische Gebiet notwendig.



Figur 13

Physikalische Bereiche der NNL-Prozesse in der Mandelstam-Darstellung.

Die Streuamplituden $T(s, t)$ bzw. $\overline{T}(u, t)$ der s- bzw. u-Kanal-Reaktion sind durch die Crossing-Symmetrie-Beziehung

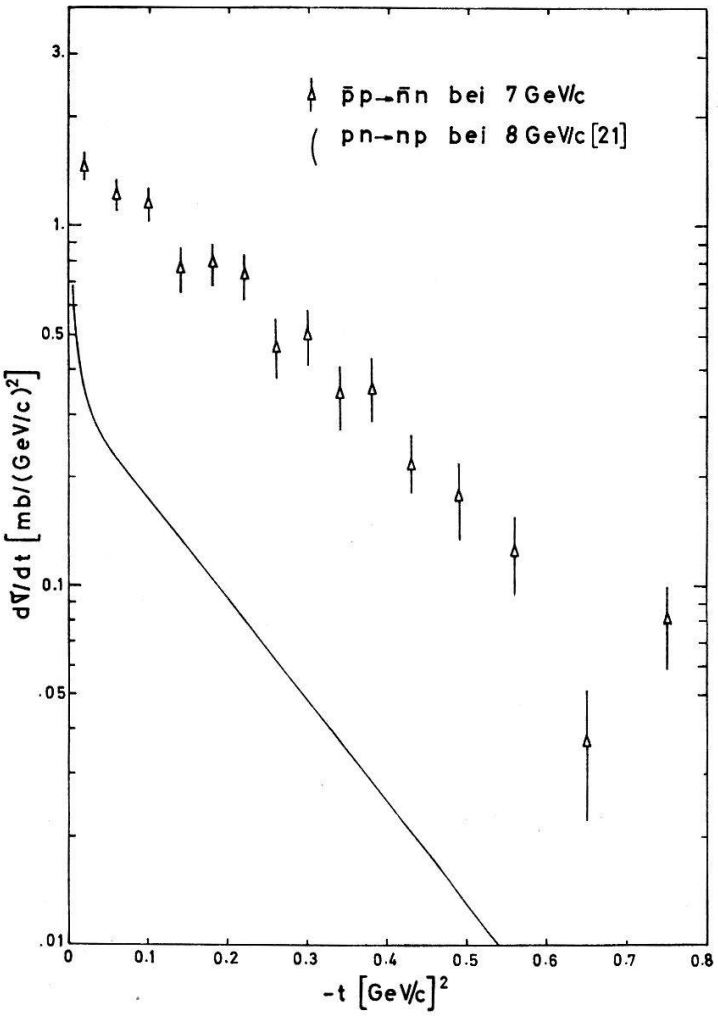
$$\overline{T}(u, t) = T^*(s, t) \tag{8.11}$$

miteinander verknüpft [26]. (8.11) erlaubt Aussagen über die $d\sigma/dt$-Verteilungen der Ladungsaustausch-Prozesse von (8.6) – die wir fortan $(8.6)_s$ bzw. $(8.6)_u$ bezeichnen,

wobei $\bar{p}p \to \bar{n}n$ bzw. $pn \to np$ gemeint sind – zu treffen. $T(s, t)$ kann durch die Entwicklung

$$T(s, t) = \sum_n c_n(t)\, s^{\alpha_n(t)} (\log s)^{\beta_n(t)} (\log \log s)^{\gamma_n(t)} \tag{8.12}$$

dargestellt werden, in der α_n, β_n, γ_n reell und c_n komplex angenommen werden. Unter der Annahme, dass bei hoher Energie nur ein Term in der Entwicklung nach s (8.12) dominiert, sagt Crossing-Symmetrie Gleichheit der $d\sigma/dt$-Werte für gekreuzte Reaktionen bei gleichem t voraus [27, 28]. Das Experiment scheint diese Voraussage nicht zu rechtfertigen. Wenn man die $d\sigma/dt$-Verteilungen der Reaktionen $pn \to np$ bei 8 GeV/c [20] und $\bar{p}p \to \bar{n}n$ bei 7 GeV/c miteinander vergleicht (Figur 14a), ersieht man einen wesentlichen Unterschied. Der pn-Ladungsaustausch weist ein starkes Vorwärtsmaximum bei $-t < 0{,}02\ (\mathrm{GeV/c})^2$ auf und lässt sich durch die Summe zweier Exponentialfunktionen parametrisieren (vgl. 8.2); der $\bar{p}p$-Ladungsaustausch hingegen zeigt ein einfach exponentielles Verhalten (vgl. 7.2). Die Vorwärtswirkungsquerschnitte der beiden Reaktionen sind von vergleichbarer Grössenordnung, $(d\sigma/dt)_{t=0} = 0{,}93 \pm 0{,}3\ \mathrm{mb/(GeV/c)^2}$ bzw. $1{,}14 \pm 0{,}2\ \mathrm{mb/(GeV/c)^2}$ für

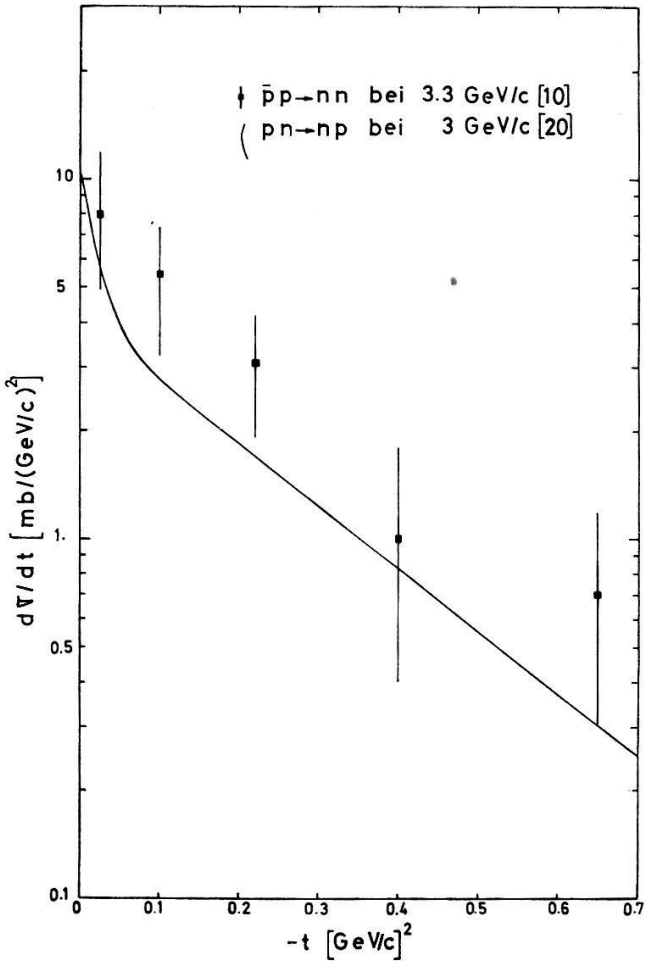


Figur 14a

Verteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes der Reaktionen $\bar{p}p \to \bar{n}n$ bzw. $pn \to np$ bei 7 bzw. 8 GeV/c.

$(8.6)_u$ bzw. $(8.6)_s$ bei 8 GeV/c[5]). Bei grösseren t-Werten nimmt die Differenz der differentiellen Wirkungsquerschnitte merklich zu; für $-t > 0{,}2$ (GeV/c)^2 ist diese Differenz von einer Grössenordnung. Um dieser Diskrepanz Rechnung zu tragen, müssten mindestens zwei Terme in der Entwicklung der Amplituden (8.12) mit verschiedenen relativen Phasen vorhanden sein.

Bei tieferen Energien [10, 19] wurde dasselbe Verhalten der differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $(8.6)_s$ und $(8.6)_u$ festgestellt (siehe Figur 14b).



Figur 14b

Verteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes der Reaktionen $\bar{p}p \to \bar{n}n$ bzw. $pn \to np$ bei 3,3 bzw. 3 GeV/c.

8.2. *Parametrisierung der Reaktionen* pn → np *und* p̄p → n̄n

Der Unterschied der $d\sigma/dt$-Verteilungen der NN-Ladungsaustausch-Reaktionen konnte bisher nicht befriedigend erklärt werden. Es stellte sich die Frage, ob die Abwesenheit des starken Vorwärtsmaximums in der Reaktion $\bar{p}p \to \bar{n}n$ nicht auf eine experimentelle Unempfindlichkeit in der Gegend von $t = 0$ zurückzuführen war. Wäre ein steiles Maximum für $-t < 0{,}02$ (GeV/c)^2 doch möglich und, wenn ja, mit welcher Wahrscheinlichkeit? In diesem Abschnitt wird versucht, diese Fragen zu beantworten.

[5]) Der letztere Wert wurde aus $(d\sigma/dt)_{t=0} = 1{,}66 \pm 0{,}25$ mb/(GeV/c)^2 bei 7 GeV/c errechnet, wobei man ein $p_{\text{Lab}}^{-1,43}$-Verhalten der Vorwärtswirkungsquerschnitte annahm.

Tabelle 8

($d\sigma/dt$)-Verteilungen

p_{Lab} [GeV/c]	5	6	7	9
Impulsübertragung $-t$ [(GeV/c)^2]	Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ [mb/(GeV/c)^2]			
0,02	2,572 ± 0,197	2,185 ± 0,192	1,484 ± 0,152	1,035 ± 0,091
0,06	1,846 ± 0,167	2,051 ± 0,185	1,218 ± 0,138	0,923 ± 0,086
0,10	1,740 ± 0,162	1,784 ± 0,173	1,156 ± 0,134	0,613 ± 0,070
0,14	1,513 ± 0,151	1,434 ± 0,155	0,765 ± 0,109	0,724 ± 0,076
0,18	1,135 ± 0,131	1,101 ± 0,135	0,797 ± 0,112	0,565 ± 0,067
0,22	0,801 ± 0,110	1,084 ± 0,134	0,734 ± 0,107	0,517 ± 0,064
0,26	0,938 ± 0,119	0,650 ± 0,104	0,468 ± 0,086	0,414 ± 0,057
0,30	0,923 ± 0,118	0,684 ± 0,107	0,500 ± 0,088	0,350 ± 0,053
0,34	0,651 ± 0,099	0,500 ± 0,091	0,344 ± 0,073	0,271 ± 0,046
0,38	0,469 ± 0,084	0,400 ± 0,082	0,359 ± 0,075	0,191 ± 0,039
0,43	0,414 ± 0,064	0,411 ± 0,068	0,219 ± 0,048	0,143 ± 0,028
0,49	0,212 ± 0,046	0,189 ± 0,046	0,177 ± 0,043	0,143 ± 0,028
0,56	0,181 ± 0,037	0,208 ± 0,042	0,125 ± 0,031	0,131 ± 0,023
0,65	0,212 ± 0,036	0,100 ± 0,026	0,037 ± 0,015	0,038 ± 0,011
0,75	0,043 ± 0,016	0,087 ± 0,024	0,081 ± 0,023	0,076 ± 0,015
0,90	0,048 ± 0,012	0,037 ± 0,011	0,023 ± 0,009	0,016 ± 0,005
1,10	0,012 ± 0,006	0,020 ± 0,008	0,019 ± 0,008	0,027 ± 0,006
1,30	0,006 ± 0,004	0,007 ± 0,004	0,009 ± 0,005	0,019 ± 0,006

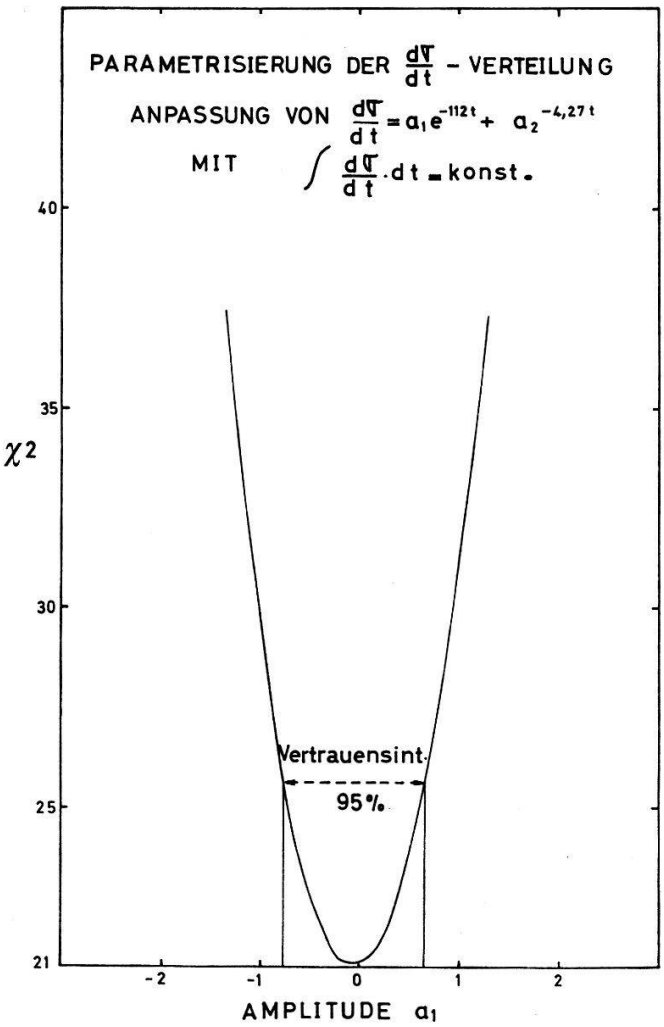
Aus Figur 14a ist ersichtlich, dass sich die $d\sigma/dt$-Verteilungen der Prozesse $(8.6)_s$ bzw. $(8.6)_u$ auf Intervalle von $0 \leqslant -t \leqslant 1{,}3$ (GeV/c)^2 bzw. $0 \leqslant -t \leqslant 0{,}5$ (GeV/c)^2 erstrecken, die zugehörigen Schrittlängen sind 0,04 bzw. $\sim 0{,}003$ (GeV/c)^2 für kleine t-Werte. Um möglichst sinnvolle Aussagen zu treffen, wurden die Verteilungen im Intervall $0 \leqslant -t \leqslant 0{,}5$ (Ge/Vc)^2 verglichen und die Schrittlänge bei $(8.6)_s$ auf 0,005 reduziert. Eine weitere Verkleinerung der Schritte wäre nicht mehr vernünftig, da der Fehler Δt grösser als der Schritt wäre. Zuerst wurde die $d\sigma/dt$-Verteilung vom pn-Ladungstausch bei 8 GeV/c [20] parametrisiert; die Daten wurden am besten durch die Summe zweier Exponentialfunktionen wiedergegeben:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{pn\to np} = a_1\, e^{b_1 t} + a_2\, e^{b_2 t} \tag{8.13}$$

mit den Parametern $a_1 = 0{,}596$, $b_1 = 112{,}1$, $a_2 = 0{,}34$ und $b_2 = 6{,}5$[6]). Die Funktion ergab $\chi^2 = 24$ bei einer Zahl der Freiheitsgrade $N_F = 28$. Es wurde nun versucht, eine ähnliche Summe von zwei Exponentialfunktionen an unsere Daten anzupassen. Der Faktor b_1 im Exponent wurde vom pn-Ladungsaustausch übernommen, b_2 wurde gleich dem früher gefundenen Wert (vgl. 7.2 und Tabelle 6) gesetzt. Bei kon-

[6]) Bei 3 GeV/c [19] ist die $d\sigma/dt$-Verteilung der Reaktion $(8.6)_u$ auch von der Form (8.13) mit den Parametern $a_1 = 6{,}9$, $b_1 = 49{,}0$, $a_2 = 4{,}1$ und $b_2 = 4{,}0$.

stantem Integral der Gesamtfunktion wurden die Parameter a_1 und a_2 variiert und die entsprechenden χ^2 bestimmt (siehe Figur 15). Das Minimum $\chi^2 = 21$ liegt bei $a_1 = -0{,}1$, $a_2 = 1{,}157$; die vorhandenen Daten lassen also nicht auf ein ähnliches Verhalten schliessen, wie im pn-Ladungsaustausch beobachtet. Innerhalb der Vertrauensgrenze von 95% ist die Amplitude a_1 in den Grenzen $-0{,}8$ und $+0{,}6$. Die Parametrisierung wurde auch für die 7 GeV/c-Daten durchgeführt; man kam zu denselben Schlüssen wie oben.



Figur 15

Parametrisierung der $d\sigma/dt$-Verteilung der Reaktion $\bar{p}p \to \bar{n}n$. Die Kurve stellt die Variation vom χ^2 in Funktion der Amplitude a_1 dar.

Mit einer anderen Methode konnte auch gezeigt werden, dass die Wahrscheinlichkeit für ein starkes Vorwärtsmaximum in der Reaktion $(8.6)_s$ sehr klein ist. Die Ereignisse der Prozesse $(8.6)_s$ und $(8.6)_u$ wurden auf die gleiche Anzahl normalisiert und in den Intervallen $0 < -t \leqslant 0{,}02$ und $0{,}02 < -t \leqslant 0{,}1$ $(\text{GeV/c})^2$ verglichen. Mit Hilfe der Zwei-Weg-Tafel berechnetes χ^2 von 14,2 (mit $N_F = 1$) deutet darauf hin, dass es sehr unwahrscheinlich ist, dass sich unsere experimentellen Daten durch (8.13) wiedergeben lassen und die Abwesenheit des starken Vorwärtsmaximums in $(8.6)_s$ auf statistische Schwankung zurückzuführen ist[7]).

[7]) Dieser Schluss konnte bei Daten tieferer Energie [10, 19] auch gezogen werden (siehe Figur 14b).

8.3. *Andere Ladungsaustausch-Prozesse, insbesondere* $K^- p \to \bar{K}^0 n$ *und* $\pi^- p \to \pi^0 n$

Die $d\sigma/dt$-Verteilungen der Ladungsaustausch-Prozesse lassen sich im allgemeinen in der Form

$$\frac{d\sigma}{dt} = a\, e^{b\,t} \tag{8.14}$$

im Intervall $0{,}1 < -t \leqslant 0{,}6\ (\mathrm{GeV/c})^2$ darstellen. Die Meson-Nukleon-Ladungsaustausch-Reaktionen (MNL)

$$\pi^- + p \to \pi^0 + n \tag{8.15}$$

und

$$K^- + p \to \bar{K}^0 + n \tag{8.16}$$

zeigen ein zwar zueinander ähnliches, aber zu Nukleon-Nukleon-Ladungsaustausch (NNL) verschiedenes Verhalten. Der MNL lässt sich durch zwei Amplituden (vom Spin-flip- und Spin-non-flip-Typ) beschreiben, hingegen wird der NNL durch fünf unabhängige Amplituden (ein Double-spin-flip, zwei Single-spin-flip, zwei Spin-non-flip) charakterisiert. In Termen dieser Amplituden ist es möglich, Aussagen über die Winkelverteilung der Prozesse zu treffen. In der Vorwärtsrichtung müssen die Single-spin-flip-Amplituden verschwinden, so tragen nur eine bzw. drei Amplituden bei $t = 0$ zu MNL bzw. NNL bei. Das Minimum der $d\sigma/dt$-Verteilungen der Reaktionen (8.15) [29, 30] und (8.16) [4, 5] ist dadurch bei $t = 0$ einfach zu erklären. Im NNL sieht die Situation viel komplizierter aus, da die eindeutige Separation der einzelnen Amplituden nicht möglich ist. Für (8.15) bzw. (8.16) findet man ein Maximum bei etwa $-t = 0{,}1\ (\mathrm{GeV/c})^2$ und exponentielles Verhalten im Intervall $0{,}1 < -t \leqslant 0{,}6\ (\mathrm{GeV/c})^2$ mit Steilheiten von ~ 11 bzw. $\sim 5\ (\mathrm{GeV/c})^{-2}$. Man kann auf eine gewisse Ähnlichkeit der Reaktionen $(8.6)_s$ und (8.16) schliessen; es scheint, dass in diesen Prozessen etwa gleich schwere Teilchen-Systeme ausgetauscht werden (vgl. 8.4 und 8.5).

Es ist noch interessant, das Verhalten der totalen Wirkungsquerschnitte der MNL-Prozesse in Abhängigkeit des Impulses p_{Lab} des einfallenden Teilchens zu betrachten. Man findet $\sigma_T \propto p_{\mathrm{Lab}}^{-1,3}$ bzw. $\sigma_T \propto p_{\mathrm{Lab}}^{-1,5}$ für (8.15) bzw. (8.16) [24], die mit $\sigma_T \propto p_{\mathrm{Lab}}^{-1,59}$ des $\bar{p}p$-Ladungsaustausches zu vergleichen sind. Man ersieht wiederum eine Ähnlichkeit der Reaktionen $(8.6)_s$ und (8.16).

Die MNL-Prozesse können mit Hilfe des Regge-Pol-Modells gut beschrieben werden; für die NNL-Prozesse gibt die Regge-Pol-Theorie kein einwandfreies Verständnis.

8.4. *Regge-Pol-Modell und seine Anwendung für MNL- und NNL-Prozesse*

Die Regge-Pol-Theorie (RPT) gewann ihre Begründung in der Analyse der Potentialstreuung [31]. Die Erweiterung dieses Modells auf Streuprozesse im relativistischen Energiebereich wurde von Chew und Frautschi vorgeschlagen [32]. Die ursprüngliche Ein-Pol-Theorie konnte die pp-Streuung gut beschreiben, aber πN- und KN-Prozesse widersprachen den Voraussagen der RPT. Die Einführung weiterer Pole war notwendig. Die πN- bzw. KN-Prozesse konnten mit Hilfe von drei (P, P', ϱ) bzw. fünf $(P, P', \varrho, \omega, R)$ Polen interpretiert werden [33].

Bekanntlich kann die Streuamplitude durch

$$T(s, t) = \sum_{\substack{\mathrm{Pole}\\ n}} \xi_n\, \beta_n(t)\, s^{\alpha_n(t)} \equiv \sum_n T_n \tag{8.17}$$

geschrieben werden, wobei die Summation über alle Pole zu nehmen ist. α_n bzw. β_n nennt man die Trajektor- bzw. die Residuenfunktion; ξ_n ist der Signaturfaktor des n-ten Poles. Das optische Theorem und die Isospininvarianz erlauben, wichtige Beziehungen zwischen den Amplituden T_n von (8.17) – d.h. den Beiträgen der einzelnen Pol-Terme – und den totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitten herzuleiten. Die Amplituden der MNL-Prozesse lassen sich durch die Isospininvarianz als die Differenz entsprechender Amplituden der elastischen Streuung ausdrücken.

$$\begin{aligned} T_{\pi^- p \to \pi^0 n} &= T_{\pi^- n} - T_{\pi^- p} \\ T_{K^- p \to \bar{K}^0 n} &= T_{K^- n} - T_{K^- p} \\ T_{K^+ p \to K^0 p} &= T_{K^+ n} - T_{K^+ p} \end{aligned} \tag{8.18}$$

In Pol-Termen ausgeschrieben, erhält man

$$T_{\pi^- p \to \pi^0 n} = -\sqrt{2}\, T_\varrho \tag{8.19}$$

$$T_{\pi^- p \to \eta n} = T_R \text{ [8]} \tag{8.20}$$

$$T_{K^- p \to \bar{K}^0 n} = 2\, T_\varrho + 2\, T_R \tag{8.21}$$

$$T_{K^+ n \to K^0 p} = -2\, T_\varrho + 2\, T_R\,. \tag{8.22}$$

Aus diesen Beziehungen ersieht man, dass nur ein bzw. zwei Pole zu dem πN- bzw. KN-Ladungsaustausch beitragen; daraus lässt sich die erfolgreiche Analyse der MNL-Reaktionen im Rahmen der RPT erklären [33, 34, 35, 36].

Die NNL-Prozesse, deren Verständnis noch weiterer Untersuchungen in der RPT bedarf, lassen sich auf zum MNL ähnliche Weise behandeln. Schreibt man die Amplituden der NN- und $\bar{\text{N}}$N-elastischen Streuung mit Hilfe der fünf Pole auf, so ergibt sich

$$\begin{aligned} T_{pp \to pp} &= T_P + T_{P'} - T_\varrho - T_\omega + T_R \\ T_{\bar{p}p \to \bar{p}p} &= T_P + T_{P'} + T_\varrho - T_\omega + T_R \\ T_{pn \to pn} &= T_P + T_{P'} + T_\varrho - T_\omega - T_R \\ T_{\bar{p}n \to \bar{p}n} &= T_P + T_{P'} - T_\varrho - T_\omega - T_R\,. \end{aligned} \tag{8.23}$$

Die Amplituden der NNL-Reaktionen werden aus der Isospininvarianz zu

$$T_{pn \to np} = T_{pp} - T_{pn} = -2\, T_\varrho + 2\, T_R \tag{8.24}$$

$$T_{\bar{p}p \to \bar{n}n} = T_{\bar{p}p} - T_{\bar{p}n} = 2\, T_\varrho + 2\, T_R \tag{8.25}$$

errechnet. Der Vergleich von (8.24) bzw. (8.25) mit (8.22) bzw. (8.21) zeigt, dass je zwei Ladungsaustausch-Prozesse durch dieselben Polterme und relativen Beiträge dargestellt werden. Die Analogie der obigen Prozesse lässt sich noch weiterführen [37]; man kann aus dem optischen Theorem die folgenden Beziehungen herleiten:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0} \gg \text{optischer Wert für } \begin{matrix} K^+ n \to K^0 p \\ p \quad n \to n \quad p \end{matrix} \tag{8.26}$$

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0} \approx \text{optischer Wert für } \begin{matrix} K^- p \to \bar{K}^0 n \\ \bar{p} \quad p \to \bar{n}\, n\,. \end{matrix} \tag{8.27}$$

[8]) Vollständigkeitshalber wird die Reaktion $\pi^- p \to \eta\, n$ hier auch erwähnt.

Das Experiment bestätigt (8.26) und (8.27) bis auf die Reaktion $\bar{p}p \to \bar{n}n$, bei der sich keine Aussage bezüglich des optischen Wertes treffen lässt. Der optische Wert dieser Reaktion ergibt sich aus der Differenz der totalen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\bar{p}p} - \sigma_{\bar{p}n}$, die nur mit grossem Fehler bekannt sind. Ein Vergleich mit unserem $(d\sigma/dt)_{t=0}$-Wert ist daher sinnlos. Die Amplituden (8.22) und (8.24) bzw. (8.21) und (8.25) besitzen einen dominierenden imaginären bzw. reellen Teil [34].

Die Anpassung der experimentellen Daten [18] der Reaktion $pn \to np$ wurde von MUZINICH mit Hilfe des einzigen Pols, des ϱ-Pols durchgeführt [38]; sie gab nur eine grobe Übereinstimmung mit dem Experiment [39]. MUZINICHS Vorhersage, dass das steile Vorwärtsmaximum, das durch die Existenz des ϱ-Pols allein erklärbar wäre, in den MNL-Prozessen auch vorhanden ist, wurde vom Experiment widerlegt. Mit dem $(\varrho + R)$-Modell [40] war die gleichzeitige Erklärung der $(d\sigma/dt)_{t=0}$-Werte der Reaktion $pn \to np$ und der Differenz der Wirkungsquerschnitte der entsprechenden elastischen Streuungen möglich, was später bei höherer Energie auch bestätigt wurde [20]. Die Zwei-Pol-Theorie der NNL-Prozesse schien aber mit dem Experiment doch nicht verträglich zu sein; es wurde nämlich darauf hingewiesen, dass die Einführung eines weiteren Pols notwendig ist, um eine befriedigende Anpassung zu erzielen [41].

Mangels experimenteller Daten existierten keine Berechnungen für die Reaktion $\bar{p}p \to \bar{n}n$ im Rahmen der RPT. Nach der Publikation der vorläufigen Resultate dieses Experimentes bei 7 GeV/c [1] wurde die erste Modellberechnung ausgeführt [42]. Die Notwendigkeit der Einführung des ϱ'-Pols, der bereits vorgeschlagen wurde [40], schien berechtigt zu sein. Die Berechnung beruht auf Daten der totalen Wirkungsquerschnitte der NN-elastischen Streuung [22, 43] und der Vorwärtswirkungsquerschnitte der NNL-Prozesse [1, 10, 18, 19, 20]. Aus dem optischen Theorem lassen sich die Amplituden der NNL-Prozesse berechnen wie folgt:

$$\sigma_T(pp \to pp) - \sigma_T(pn \to pn) = \frac{M}{q\sqrt{s}}\, Im\, T_{pn \to np} \tag{8.28}$$

$$\sigma_T(\bar{p}p \to \bar{p}p) - \sigma_T(\bar{p}n \to \bar{p}n) = \frac{M}{q\sqrt{s}}\, Im\, T_{\bar{p}p \to \bar{n}n}\,, \tag{8.29}$$

wobei σ_T der totale Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung ist; M, q, $\sqrt{s}$ stellen die Nukleonmasse, den Impuls und die totale Energie im Schwerpunktsystem dar. Im $(\varrho + \varrho' + R)$-Modell lassen sich die Amplituden folgendermassen schreiben:

$$T_{pn \to np} = -2\, T_\varrho - 2\, T_{\varrho'} + 2\, T_R\,. \tag{8.30}$$

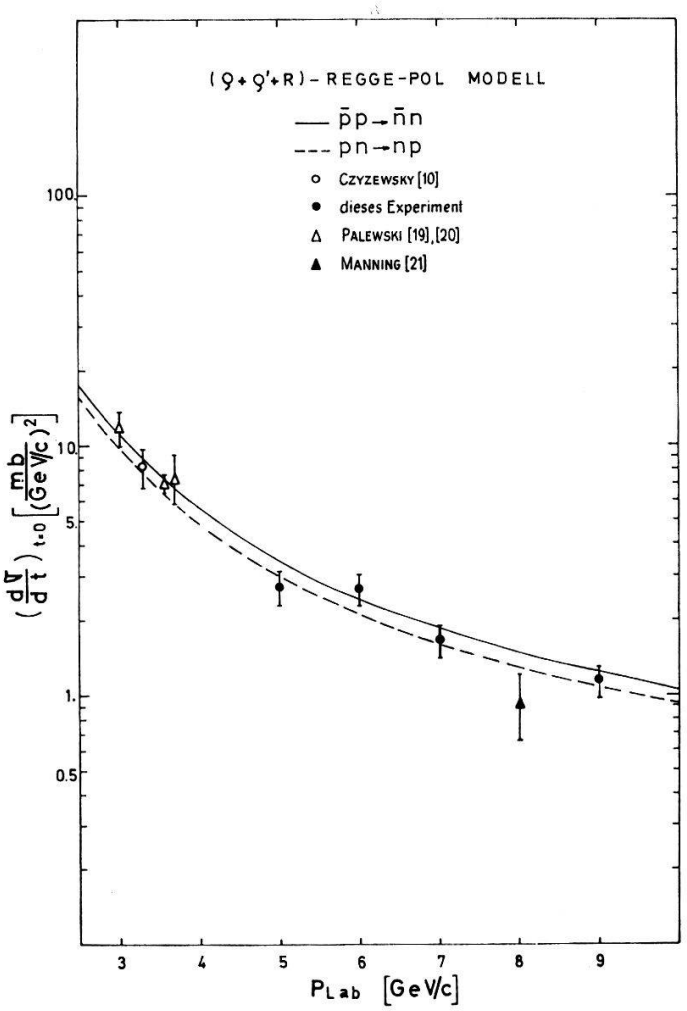
$$T_{\bar{p}p \to \bar{n}n} = \quad 2\, T_\varrho + 2\, T_{\varrho'} + 2\, T_R\,. \tag{8.31}$$

Die Formeln (8.28)–(8.31) erlauben eine gute Anpassung der experimentellen Vorwärtswirkungsquerschnitte. Der χ^2-Fit wurde mit allen existierenden Daten für $p_{\text{Lab}} > 3$ GeV/c wiederholt [3, 10, 18, 19, 20, 21]. Mit der Annahme $\alpha_\varrho(0) = 0{,}57$ [35] und $\alpha_R(0) = 0{,}4$ [36] bestimmte man die Residuenfunktionen bzw. die ϱ'-Trajektorfunktion zu $D_\varrho = -3{,}053$, $D_R = -0{,}303$ und $D_{\varrho'} = 15{,}997$ bzw. $\alpha_{\varrho'}(0) = -0{,}698$. Die Anpassung bezüglich der Vorwärtswirkungsquerschnitte ist in Fig. 16 wiedergegeben.

8.5. *Weitere Modelle für den NNL*

Eine weitere Interpretation der NNL-Prozesse konnte von PHILLIPS und RINGLAND mit Hilfe des Absorptionsmodells (AM) gegeben werden [44]. Ihre Anpassung

stand in einem beschränkten t-Bereich im Einklang mit dem Experiment. Die $d\sigma/dt$-Verteilungen der Reaktion $\bar{p}p \to \bar{n}n$ bei 3,3 GeV/c [10] bzw. $pn \to np$ bei 3 GeV/c [19] stimmen mit der Modellberechnung nur für $-t > 0{,}1$ bzw. $-t < 0{,}02$ $(\mathrm{GeV/c})^2$ überein. Das AM kann aber die Differenz der Winkelverteilungen der NNL-Reaktionen nicht erklären. In anderen Arbeiten wurde die Reaktion $pn \to np$ dem Ein-Pion-Austausch- (EPA-) [45] und dem modifizierten EPA- und dem ϱ-Austausch-Modell [46] im Rahmen des AM untersucht; es konnte aber kein befriedigendes Resultat erzielt werden.



Figur 16

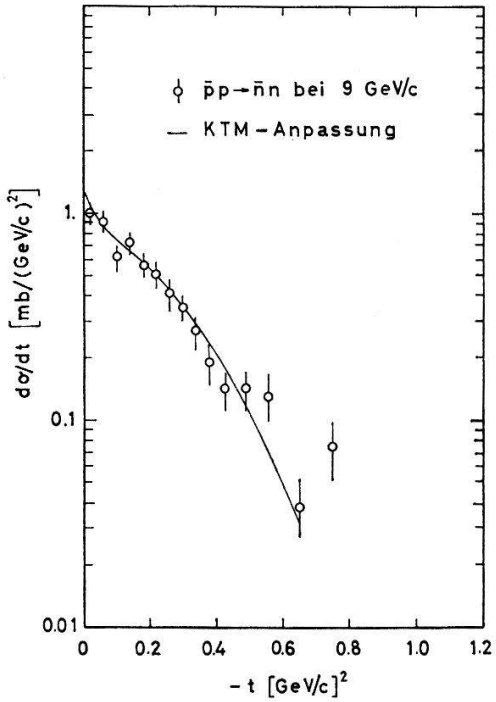
Vorwärts-Wirkungsquerschnitt der Reaktionen $\bar{p}p \to \bar{n}n$ und $pn \to np$ in Funktion der Energie im Laborsystem und das $(\varrho + \varrho' + R)$-Modell.

Das von BYERS und YANG vorgeschlagene kohärente Tröpfchen-Modell (KTM) [47] schien eine bessere Möglichkeit zu geben, die NNL-Experimente – auch quantitativ – zu beschreiben. Das KTM beruht auf dem Einkonalbild der elastischen Streuung bei hohen Energien und gibt eine Erweiterung auf Zwei-Teilchen-Prozesse unter der Annahme, dass die t-Verteilungen die energieunabhängige Form

$$\frac{d\sigma}{dt} \simeq a\, e^{b\,t}$$

besitzen. In der ersten Arbeit [47] wurde nur der $\pi^- p$-Ladungsaustausch im Rahmen dieses Modells behandelt. Die Anwendung des KTM auf NNL-Prozesse wurde zuerst von PHILLIPS und RINGLAND untersucht [48]. Die experimentellen Daten [19] liessen sich zufriedenstellend – unter der Zulassung grosser Spin-Flip-Terme – im Falle von $\bar{p}p \to \bar{n}n$ anpassen, hingegen für $pn \to np$ konnte das steile Vorwärtsmaximum nicht vollständig reproduziert werden.

Um das Rätsel der Verschiedenheit der beiden NNL-Prozesse zu erklären, wurde das KTM von BYERS modifiziert [49]. Die Einführung eines mit der KTM-Amplitude interferierenden π-Austausches mit langer Reichweite ermöglichte die gute Anpassung der experimentellen Daten [1, 20]. Es ist zwar zu bemerken, dass dieses Modell sehr flexibel ist, da die Phase der Amplituden willkürlich gewählt werden kann.



Figur 17

$d\sigma/dt$-Verteilung der Reaktion $\bar{p}p \to \bar{n}n$ bei 9 GeV/c und die Anpassung mit dem kohärenten Tröpfchen-Modell (KTM).

Die $d\sigma/dt$-Verteilungen dieses Experimentes wurden mit Hilfe des KTM auch berechnet [3]. Im Impulsbereich von 5 bis 9 GeV/c erzielte man eine gute Anpassung für $-t < 0{,}6$ (GeV/c)^2. Für grössere $-t$-Werte nimmt die Differenz zwischen den experimentellen Punkten und dem KTM-Fit rasch zu. Es ist aber zu erwähnen, dass das KTM nur für kleine Impulsübertragung anzuwenden ist [47]. Prozesse mit grossen t-Werten lassen sich nur durch einen vom KTM verschiedenen physikalischen Mechanismus beschreiben. In Figur 17 ist die KTM-Anpassung für die Reaktion $\bar{p}p \to \bar{n}n$ bei 9 GeV/c wiedergegeben. Der Fit für die Reaktion $pn \to np$ bei 8 GeV/c ergab dasselbe Resultat [3], wie es für tiefere Energien gefunden wurde [48].

9. Diskussion

Diese Arbeit gab Aufschluss bezüglich der Wirkungsquerschnitte und der Winkelverteilungen des Ladungsaustausch-Prozesses $\bar{p}p \to \bar{n}n$ bei hohen Energien. Wie es oben gesehen wurde, war der totale Wirkungsquerschnitt viel grösser als erwartet bzw. vorhergesagt. Die Winkelverteilungen wiesen ein von der «crossed reaction» $pn \to np$ verschiedenes, ein-exponentielles Verhalten auf. Dieser Unterschied gab Anlass für die Prüfung theoretischer Modelle. Das Fünf-Pol-Modell der Regge-Theorie konnte das Problem nicht lösen. Es stellte sich die Frage, warum alle Prozesse nur durch die Pole des Fünf-Pol-Modells beschrieben werden müssen. Mit Hilfe des $(\varrho + \varrho' + R)$-Modells konnte die Diskrepanz der NNL-Prozesse beseitigt werden; die Konsequenzen der Einführung des neuen Pols bezüglich anderer Prozesse müssen aber noch geprüft werden. Es wird aber darauf hingewiesen, dass die NNL-Prozesse in der Regge-Pol-Theorie vielleicht anderswie behandelt werden müssen [50].

Kürzlich wurde die kleine Steilheit im $\bar{p}p$-Ladungsaustausch – verglichen mit der Steilheit der elastischen $\bar{p}p$-Streuung – durch die Anwesenheit der Annihilationskanäle in der $\bar{p}p$-Streuung mit Hilfe der Überlappungsfunktion interpretiert [51].

Das zur Zeit existierende beste theoretische Modell, das die NNL-Prozesse befriedigend zu beschreiben vermag, ist das BYERS-Modell [49].

Die genauere Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes und die Verbesserung der Auflösung bei kleinen Streuwinkeln wären mit der beschriebenen Apparatur durchaus möglich und würden wichtige Informationen über das Verhalten der Ladungsaustauschreaktion (1.4) in der Vorwärtsrichtung liefern.

Bei höheren Energien wäre die Untersuchung des $\bar{p}p$-Ladungsaustausches sicherlich interessant und lehrreich, obwohl solche Experimente vorläufig wegen des kleinen $\bar{p}$-Flusses nicht möglich sind.

Verdankungen

An dieser Stelle möchte ich Herrn Professor Dr. J. P. BLASER für sein Interesse an dieser Arbeit und seine stete Unterstützung danken.

Herrn Professor Dr. P. PREISWERK, der mir die Möglichkeit gab, an diesem Experiment teilzunehmen, bin ich zum besonderen Dank verpflichtet.

Mein herzlicher Dank sei allen Mitgliedern der CERN-ETH Gruppe, insbesondere den Herren Dr. W. BEUSCH, Dr. W. E. FISCHER, Dr. B. GOBBI, Dr. A. MICHELINI und Dr. M. PEPIN ausgesprochen, die sowohl beim Experiment als auch bei der Auswertung einen grossen und wertvollen Beitrag leisteten.

Herr U. VALENTE schrieb einen Teil der Programme. Frau A. MAZZARI und Frau M. GUILLAUME führten das Scanning und die Messungen durch. Die ausgezeichnete Arbeit der Techniker unserer Gruppe an vielen Details des Experiments und des technischen Personals am PS und die sorgfältigen Messungen der Operatrices waren eine Voraussetzung zum Gelingen des Experiments. Allen diesen Mitarbeitern möchte ich herzlich danken.

Dank gebührt dem Schweizerischen Nationalfonds für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit.

Literatur

[1] G. Finocchiaro, A. Michelini, W. Beusch, W. E. Fischer, B. Gobbi und E. Polgar, Stony Brook Conference on High-Energy Two-Body Reactions, Stony Brook, N.Y. (22–23 April 1966).

[2] P. Astbury, G. Brautti, G. Finocchiaro, A. Michelini, D. Websdale, C. H. West, E. Polgar, W. Beusch, W. E. Fischer, B. Gobbi und M. Pepin, Phys. Lett. *22*, 537 (1966).

[3] P. Astbury, G. Brautti, G. Finocchiaro, A. Michelini, D. Websdale, C. H. West, E. Polgar, W. Beusch, W. E. Fischer, B. Gobbi und M. Pepin, Phys. Lett. *23*, 160 (1966).

[4] P. Astbury, G. Finocchiaro, A. Michelini, C. Verkerk, D. Websdale, C. H. West, W. Beusch, B. Gobbi, M. Pepin, M. A. Pouchon und E. Polgar, Phys. Lett. *16*, 328 (1965).

[5] P. Astbury, G. Brautti, G. Finocchiaro, A. Michelini, K. Terwilliger, D. Websdale, C. H. West, P. Zanella, W. Beusch, W. Fischer, B. Gobbi, M. Pepin und E. Polgar, Phys. Lett. *23*, 396 (1966).

[6] W. Beusch, W. E. Fischer, B. Gobbi, M. Pepin, E. Polgar, P. Astbury, G. Brautti, G. Finocchiaro, J. C. Lassalle, A. Michelini, K. M. Terwilliger, D. Websdale und C. H. West, submitted to the XIII. International Conference on High-Energy Physics, Berkely, California (1966), und Phys. Lett. *25B*, 357 (1967).

[7] P. Astbury, G. Finocchiaro, A. Michelini, D. Websdale, C. H. West, W. Beusch, B. Gobbi, M. Pepin, E. Polgar und M. A. Pouchon, Nucl. Instrum. Meth. *46*, 1, 67 (1967).

[8] R. Armenteros, C. A. Coombes, B. Cork, G. R. Lambertson und W. A. Wenzel, Phys. Rev. *119*, 2068 (1960).

[9] C. K. Hinrichs, B. J. Moyer, J. A. Poirier und P. M. Ogden, Phys. Rev. *127*, 617 (1962).

[10] O. Czyzewski, B. Escoubès, Y. Goldschmidt-Clermont, M. Guinea-Moorhead, D. R. O. Morrison und S. de Unamuno-Escoubès, Phys. Lett. *20*, 554 (1966).

[11] D. J. Crennel, G. R. Kalbfleisch, K. W. Lai, J. M. Scarr, T. G. Schumann, I. O. Skillicorn und M. S. Webster, Phys. Rev. Lett. *16*, 1025 (1966).

[12] R. W. Williams, Rev. mod. Phys. *36*, 815 (1964).

[13] G. Bellettini, G. Cocconi, A. N. Diddens, E. Lillethun, G. Matthiae, J. P. Scanlon und A. M. Wetherell, Nucl. Phys. *79*, 609 (1966).

[14] O. Czyzewski, B. Escoubès, Y. Goldschmidt-Clermont, M. Guinea-Moorhead, T. Hofmokl, R. Lewisch, D. R. O. Morrison, M. Schneeberger und S. de Unamuno, Proc. Int. Conf. on Elementary Particles (Sienna 1963), Vol. 1, p. 271.

[15] T. Ferbel, A. Firestone, J. Johnson, J. Sandweiss und H. D. Taft, Nuovo Cim. *38*, 12 (1965).

[16] O. Czyzewski, B. Escoubès, Y. Goldschmidt-Clermont, M. Guinea-Moorhead, D. R. O. Morrison und S. de Unamuno-Escoubès, CERN, Internal Report TC/PHYSICS 66-4 (1966).

[17] R. R. Larsen, Nuovo Cim. *18*, 1039 (1960).

[18] H. Palevsky, J. A. Moore, R. L. Stearns, H. R. Muether, R. J. Sutter, R. E. Chrien, A. P. Jain und K. Otnes, Phys. Rev. Lett. *9*, 509 (1962).

[19] J. L. Friedes, H. Palevsky, R. L. Stearns und R. J. Sutter, Phys. Rev. Lett. *15*, 38 (1965).

[20] G. Manning, A. G. Parham, J. D. Jafar, H. B. van der Rooy, D. H. Reading, D. G. Ryan, B. D. Jones, J. Malos und N. H. Lipman, Nuovo Cim. *41*, 167 (1966).

[21] R. Wilson, Ann. Phys. *32*, 193 (1965).

[22] W. Galbraith, E. W. Jenkins, T. F. Kycia, B. A. Leontic, R. H. Phillips, A. L. Read and R. Rubinstein, Phys. Rev. *138*, B 913 (1965).

[23] W. R. Frisken, A. L. Read, H. Ruderman, A. D. Krisch, J. Orear, R. Rubinstein, D. B. Scarl und D. H. White, Phys. Rev. Lett. *15*, 313 (1965).

[24] D. R. O. Morrison, Invited Paper Presented at the Conference on High Energy Two-Body Reactions, Stony Brook (1966).

[25] K. J. Foley, S. J. Lindenbaum, W. A. Love, S. Ozaki, T. T. Russell und L. C. L. Yuan, Phys. Rev. Lett. *11*, 503 (1963).

[26] L. van Hove, Lectures on Strong Interaction, CERN 65-22 (1965).

[27] A. Bialas und O. Czyzewski, Phys. Lett. *13*, 337 (1964).

[28] A. Bialas und B. E. Y. Svenson, Nuovo Cim. *42*, 672 (1966).

[29] I. Mannelli, A. Bigi, R. Carrara, M. Wahlig und L. Sodickson, Phys. Rev. Lett. *14*, 408 (1965).
[30] A. V. Stirling, P. Sonderegger, J. Kirz, P. Falk-Vairant, O. Guisan, C. Bruneton, P. Borgeaud, M. Yvert, J. P. Guillaud, C. Caverzasio und B. Amblard, Phys. Rev. Lett. *14*, 763 (1965).
[31] A. Bottino, A. M. Longoni und T. Regge, Nuovo Cim. *23*, 954 (1962).
[32] G. F. Chew und S. Frautschi, Phys. Rev. Lett. *7*, 394 (1961); *8*, 41 (1962).
[33] R. J. N. Phillips und W. Rarita, Phys. Rev. *139*, B 1336 (1965).
[34] R. J. N. Phillips und W. Rarita, Phys. Rev. *138*, B 723 (1965).
[35] G. Höhler, J. Baacke, H. Schlaile und P. Sonderegger, Phys. Lett. *20*, 79 (1966).
[36] R. J. N. Phillips und W. Rarita, Phys. Rev. Lett. *15*, 807 (1965).
[37] Elliot Leader, Rev. mod. Phys. *38*, 476 (1966).
[38] I. J. Muzinich, Phys. Rev. Lett. *11*, 88 (1963).
[39] R. J. N. Phillips, Phys. Rev. Lett. *11*, 442 (1963).
[40] A. Ahmadzadeh, Phys. Rev. *134*, B 633 (1964).
[41] H. Högaasen und A. Frisk, Phys. Lett. *22*, 90 (1966).
[42] H. Högaasen und W. Fischer, Phys. Lett. *22*, 516 (1966).
[43] R. F. George, K. F. Riley, R. J. Tapper, D. V. Bugg, D. C. Salter und G. H. Stafford, Phys. Rev. Lett. *15*, 214 (1965).
[44] R. J. N. Phillips und G. A. Ringland, Phys. Lett. *20*, 205 (1966).
[45] E. M. Henley und I. J. Muzinich, Phys. Rev. *136*, B 1783 (1964).
[46] Loyal Durand III und Yam Tsi Chiu, Phys. Rev. *137*, B 1530 (1965).
[47] N. Byers und C. N. Yang, Phys. Rev. *142*, 976 (1966).
[48] R. J. N. Phillips und G. A. Ringland, Phys. Lett. *21*, 557 (1966).
[49] N. Byers, Phys. Rev. *156*, 1703 (1967).
[50] L. van Hove, Rapporteurs' Report at XIIIth Conference on High Energy Physics, Berkeley, California 66/1208/5 TH 714 (1966).
[51] A. Bialas und K. Zalewski, Nuovo Cim. *46*, 425 (1966).