

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 28 (1955)  
**Heft:** V-VI

**Artikel:** Zur Deutung der Wechselwirkung niederenergetischer -Mesonen  
**Autor:** Thirring, Walter  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-112625>

#### **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:** 15.01.2026

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

# Zur Deutung der Wechselwirkung niederenergetischer $\pi$ -Mesonen<sup>1)</sup>

von Walter Thirring

Physikalisches Institut der Universität Bern.

(12. VIII. 1955.)

*Zusammenfassung.* Es wird versucht, die allgemeinen Eigenschaften der Meson-Nukleon-Wechselwirkung und die Größenordnung spezieller Prozesse ohne mathematischen Apparat nur an Hand allgemeiner Gesetze der Quantentheorie zu diskutieren. Im ersten Abschnitt werden Konsequenzen besprochen, die sich aus Spin und Parität des Mesons für den Emissionsakt und für das Feld der virtuellen Mesonen ergeben, wenn man die Gültigkeit der Quantentheorie für diese Phänomene voraussetzt. Der nächste Abschnitt bringt einen Vergleich der nach einfachen Vorstellungen zu erwartenden Größenordnung verschiedener Erscheinungen mit den entsprechenden experimentellen Tatsachen.

Zum Schluss wird der Unterschied zwischen Mesontheorie und Quantenelektrodynamik hervorgehoben und auf Schwierigkeiten bei der Renormalisation und bei der Definition beobachtbarer Größen in der Mesontheorie hingewiesen.

Der Vollständigkeit halber sind auch schon längst bekannte Argumente und Resultate angeführt, insofern sie dem Verständnis der Vorgänge nützlich sind.

## Einleitung.

Die Quantentheorie der Felder beschreibt Systeme, in denen die Teilchenzahl veränderlich ist. Da experimentell feststeht, dass  $\pi$ -Mesonen in hochenergetischen Ereignissen erzeugt werden, ist jene Theorie zu deren Deutung heranzuziehen.  $\pi$ -Mesonen können einzeln erzeugt werden und müssen daher, wie Photonen, Bose-Teilchen sein. Es entsteht nun die Frage, was zur Beschreibung der Wechselwirkung von  $\pi$ -Mesonen angemessen ist: das klassische Feldbild, wie für die Wechselwirkung des elektromagnetischen Feldes mit makroskopischen Körpern, oder das Teilchenbild<sup>2)</sup>, wie für Photonen bei atomaren Vorgängen? Das klassische Feldbild entspricht

<sup>1)</sup> Eingereicht als Habilitationsschrift an der Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Bern, Anfang 1955.

<sup>2)</sup> Wir sprechen immer vom transversalen Feld, das Coulombfeld besitzt keine Quanteneigenschaften. Wellenbild verwenden wir für Erscheinungen, die einem klassischen Wellenphänomen entsprechen, während wir etwa Fermionen immer als Teilchen bezeichnen.

dem Grenzfall, dass immer viele Photonen im Spiel sind und man sich daher im Gebiet grosser Quantenzahlen befindet. Die mittlere Anzahl der bei einer Geschwindigkeitsänderung  $\Delta v$  eines  $z$ -fach geladenen Körpers emittierten Photonen ist von der Ordnung<sup>1)</sup>

$$\bar{n} \sim z^2 \alpha \left( \Delta \frac{v}{c} \right)^2 \quad (1)$$

$\alpha = 1/137$  ist die Feinstrukturkonstante und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit. Die mittlere Zahl der Photonen wird daher für Elementarteilchen ( $z = 1$ ) klein und für makroskopische Körper ( $z \gg 1$ ) gross gegen 1 sein. Die für Meson-Wechselwirkungen entscheidende Frage lautet: ist die  $\alpha$  entsprechende Konstante gross oder klein gegen 1?

Um die  $\alpha$  entsprechende Konstante zu finden, müssen wir den Mesonenemissionsprozess mit dem der Lichtemission vergleichen. Bezeichnen wir Nukleonen mit  $N$  und geladene Körper mit  $e$ , dann schreiben wir die beiden Prozesse symbolisch<sup>2)</sup>  $N \rightsquigarrow N + \pi$  und  $e \rightsquigarrow e + \gamma$ . Das Photon besitzt Spin 1 und trägt immer mindestens eine Einheit<sup>3)</sup> Drehimpuls fort. Da es keine bestimmte Parität besitzt, kann der Drehimpuls in Form von Bahndrehimpuls oder Spindrehimpuls von dem Sender an das Photon abgegeben werden. Solange die Wellenlänge des Photons gross gegenüber dem Durchmesser des Senders ist, nimmt es genau eine Einheit Drehimpuls mit (Dipolstrahlung). Bei zirkular polarisierter elektrischer Dipolstrahlung ist das Photon an den Bahndrehimpuls des geladenen Körpers gekoppelt, was den  $\Delta v$ -Term in (1) hervorruft. Beim Meson ist die Situation insofern anders, als es Spin 0 und ungerade Parität besitzt<sup>4)</sup>. Es hat daher in Zuständen bestimmter Bahndrehimpulse im Gegensatz zu einem skalaren Teilchen<sup>5)</sup> folgende Paritäten:

Bahndrehimpuls	0	1	2	
Bezeichnung	$s$	$p$	$d$	
skalar	+	—	+	
pseudoskalar	—	+	—	

<sup>1)</sup> Wir betrachten nur Photonen mit nicht zu kleiner Frequenz, da für ganz langwellige das Teilchenbild versagt (Infrarotkatastrophe).

<sup>2)</sup>  $\rightsquigarrow$  soll immer „geht über in“ heissen.

<sup>3)</sup> Als natürliche Einheit des Drehimpulses verwenden wir  $\hbar$ .

<sup>4)</sup> Die grundlegenden Eigenschaften der  $\pi$ -Mesonen findet man im Buch R. MARSHAK, Meson Physics, 1952, diskutiert.

<sup>5)</sup> Sonderbarerweise wurde dieses einfachste aller Teilchen bisher nicht beobachtet.

Bei kleinen Energien ist der Rückstoss durch das Meson gering und es wird der Prozess den Vorzug haben, bei dem das Nukleon keinen Bahndrehimpuls aufnehmen muss. Der der Dipolstrahlung entsprechende Prozess ist wegen Paritätserhaltung somit dieser: das Nukleon emittiert ein  $p$ -Meson und klappt zur Erhaltung des Drehimpulses den Spin um. Deuten wir die Drehimpulse durch Pfeile an, dann sieht dies so aus:

$$\begin{array}{c} \uparrow \\ N \end{array} \rightsquigarrow \begin{array}{c} \downarrow \\ N \end{array} \begin{array}{c} \uparrow \\ \pi \end{array} \quad (3)$$

Nimmt man die Existenz eines Antinukleons  $N^-$  an, dann kann das Nukleon ein  $s$ -Meson erzeugen, ohne Bahndrehimpuls aufzunehmen, da Nukleon und Antinukleon umgekehrte Parität besitzen. Es ist also folgender Prozess möglich:

$$N \rightsquigarrow N + N^- + N + \pi \text{ (in } s\text{-Zustand)} \quad (4)$$

der als virtueller Teilprozess etwa bei der  $s$ -Streuung von  $\pi$ -Mesonen eine Rolle spielen könnte.

Wie sich noch in unserer Diskussion herausstellen wird, dürfte aber der Prozess (3) für die dominanten Effekte bei Mesonenergien  $< 250$  MeV verantwortlich sein, weswegen wir (4) nicht systematisch untersuchen wollen. Manche experimentelle Tatsachen lassen zwar vermuten, dass (4) auch existiert, doch sind diese Erscheinungen noch nicht einmal qualitativ verstanden.

Da nach (3) das emittierte Meson immer Bahndrehimpulse mitbekommt, wächst die Emissionswahrscheinlichkeit mit der Geschwindigkeit des Mesons an. Es ist dies gerade umgekehrt wie bei elektrischer Dipolstrahlung, bei der das geladene Teilchen Bahndrehimpuls abgibt, und die Emissionswahrscheinlichkeit mit der Geschwindigkeitsänderung des erzeugenden Teilchens ansteigt. Klassisch müsste das Meson eine Wellenlänge vom Nukleon entfernt emittiert werden, was für ein Punktnukleon überhaupt unmöglich wäre. Quantentheoretisch ist das Meson nicht auf eine Wellenlänge genau lokalisiert und Emission ist möglich, wird aber mit wachsender Wellenlänge unwahrscheinlicher. Misst man die Wellenlänge in Einheiten der Compton-Wellenlänge des Mesons  $\hbar/mc = 1 \cdot 3 \cdot 10^{-13}$  cm, dann ist sie gerade  $k^{-1}$ , wobei  $k$  der räumliche Teil der Vierergeschwindigkeit

$$\frac{v}{c} / \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}$$

ist. Blickt man in der Emissionsrichtung auf das Nukleon, dann kommen klassisch Mesonen mit Drehimpuls 1 von dem Umfang eines Kreises mit Radius  $k^{-1}$ :

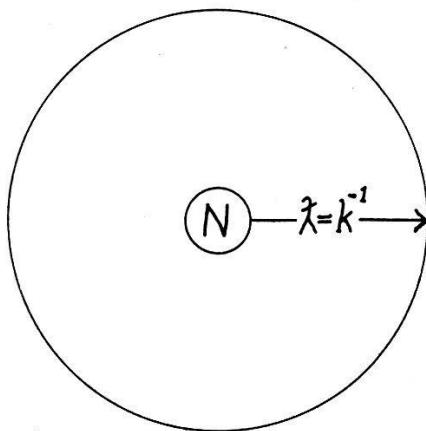


Fig. 1.

Quantentheoretisch ist das Meson innerhalb dieses Kreises nicht genau lokalisiert und der Mesonstrom am Ort des Nukleons steigt mit der reziproken Fläche des Kreises an. Setzt man voraus, dass die Emissionswahrscheinlichkeit für ein Meson dem Mesonstrom am Ort des Nukleons proportional verläuft — dies scheint plausibel, solange die Ausdehnung des Nukleons klein gegenüber der Ortsunschärfe des Mesons ist — dann wird die Emissionswahrscheinlichkeit für ein Meson mit  $k^2$  ansteigen.

Es liegt nun nahe, die  $\alpha$  entsprechende Konstante  $\beta$  wie folgt zu definieren:

Klappt man den Spin eines Nukleons und stellt ihm die Energie  $mc^2(1+k^2)^{1/2}$  zur Verfügung, dann ist die Wahrscheinlichkeit für Emission eines Mesons  $\beta k^2$ .

Diese Definition ist natürlich nur sinnvoll, solange  $\beta k^2 < 1$  und dann ist sie analog zur Gleichung (1), denn solange nur 0 oder 1 Teilchen emittiert werden, ist  $\beta$  gleich der Emissionswahrscheinlichkeit. Da die Stärke der Wechselwirkung mit der Mesonenergie ansteigt, besteht die Hoffnung, dass wenigstens für kleine Energien für  $\pi$ -Mesonen eine Theorie analog zur Quantenelektrodynamik für Elementarteilchen möglich ist. Dies gilt allerdings nur für die Wechselwirkung mit den p-Mesonen, während die relativistische Wechselwirkung s-Mesonen erzeugt und keinen Anstieg über der energetischen Schwelle zeigt. Es ist auch fraglich, ob die Wahrscheinlichkeit für den Paarprozess (4) — das entsprechende  $\beta'$  — merklich kleiner als 1 anzusetzen ist, so dass sich unsere Betrachtungsweise dafür nicht sehr bewährt.

Bisher hatten wir immer von der Erzeugung reeller  $\pi$ -Mesonen durch ein Nukleon gesprochen und dabei angenommen, dass andere Teilchen für die Erhaltung von Energie und Impuls sorgen. Nun können wegen der Unschärfe-Relation  $\Delta T \Delta E \sim \hbar$  Prozesse, die prinzipiell möglich sind, aber für welche die nötige Energie fehlt, während kurzer Zeiten  $\Delta T \sim \hbar/\Delta E$  virtuell vor sich gehen, solange nachher die ursprüngliche Energie wieder erreicht werden kann. Quantentheoretisch besteht nämlich ein stationärer Zustand eines Systems aus einer Überlagerung von Zuständen, die miteinander kombinieren können, wobei der Mischungsgrad durch die Stärke der die einzelnen Zustände verbindenden Elementarprozesse und durch die von der Unschärferelation gesteckten Grenzen bestimmt wird. So wie sich stehende Wellen als eine Überlagerung laufender Wellen darstellen lassen, so könnte man den stationären Zustand als stetige Aufeinanderfolge der die Zustände verbindenden Elementarprozesse auffassen, wobei das System eine durch die Mischungsverhältnisse bedingte Zeitdauer in den einzelnen Zuständen verweilt. Für das Nukleon bedeutet dies, dass ein wirkliches Nukleon als eine Mischung von dem fingierten nackten Nukleon und einer Anzahl Mesonen dargestellt werden kann, oder anders ausgedrückt, ein Nukleon emittiert dauernd Mesonen, um sie nach  $\Delta T < \hbar/mc^2$  wieder zu absorbieren. Diese Zerlegung der wahren Nukleonen in fingierte nackte Teilchen hat natürlich keine tiefe physikalische Bedeutung, sondern ist nur eine der Methoden, um die Situation zu analysieren, indem man ein kompliziertes Gebilde in einfachere Bestandteile zerlegt. Man erhält so als Modell des physikalischen Nukleons ein nacktes Nukleon, das von einer Wolke virtueller Mesonen umgeben ist, die eng an das Nukleon anliegt, da die virtuellen Mesonen während der Zeit  $\Delta T$  nicht weiter als  $\hbar/mc$  fliegen können. Dies entspricht ganz dem Einsickern von Licht in das dünne Medium bei Totalreflexion oder dem Eintritt von Teilchen in energetisch verbotenes Gebiet bei Tunneleffekt, wobei der gesamte Raum außerhalb des Nukleons für das Meson als energetisch verboten gilt. Da energiereiche Mesonen, für die  $\Delta T$  noch kleiner ist, bei der Emission bevorzugt sind, wird die Dichte der Mesonwolke nach innen stark zunehmen. Weiter aussen ist die Wolke natürlich nicht scharf abgeschnitten, sondern fällt, analog zum Tunneleffekt, exponentiell ab. Wegen der starken Lokalisation ist die Impulsunschärfe der Mesonen von der Ordnung  $mc$  und entsprechend die Energieunschärfe  $\Delta E \sim mc^2$ . Um die virtuellen Mesonen zu sehen, müsste man das Nukleon mit Photonen einer Wellenlänge  $\lambda < \hbar/mc$  untersuchen. Deren Energie ist aber grösser als die Ruhenergie  $mc^2$  des Mesons, dieses könnte durch die Beobachtung dann reell erzeugt

werden<sup>1)</sup>). Es ist daher eine Geschmacksfrage, wieweit man von einer wirklichen Existenz der virtuellen Mesonen spricht. Man könnte vielleicht sagen, dass sie zwar beobachtbare Effekte hervorrufen und insofern wirklich sind, andererseits haben sie keine von dem wahren Nukleon unabhängige Existenz, sondern bilden einen Bestandteil desselben.

Wenn auch die Quantentheorie die Länge der einzelnen Mesonausbrüche vorschreibt, so gibt sie keine Auskunft darüber, wie häufig diese Ausbrüche vorkommen. Dies wird natürlich durch die phänomenologisch eingeführte Konstante  $\beta$  bestimmt, genau so wie  $\alpha$  die Wahrscheinlichkeit dafür angibt, dass ein Elektron von einem virtuellen Photon umgeben ist. Wir hatten  $\beta k^2$  als Wahrscheinlichkeit für Emission eines Mesons bei Spinumklappen definiert. Durch die quantenmechanischen Fluktuationen enthält die Spinbewegung potentiell alle Frequenzen. Mesonen mit Energie  $\omega c^2$  suchen sich aus der regellosen Nullpunktsbewegung die ihrer Energie entsprechenden Frequenzen heraus, so dass der Spin für spontane Emission dieses Mesons so wirkt, als würde er sich mit einer Frequenz  $\omega c^2/\hbar$  bewegen. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Meson mit Impuls  $k$  (gemessen in  $mc$ ) vorhanden ist, wird gleich  $\beta k^2$ , da alle  $(\beta k^2)^{-1} \hbar/\omega c^2$  ein Meson emittiert wird, das dann  $\hbar/\omega c^2$  lang existieren kann. Schematisch könnten wir den Vorgang so darstellen:

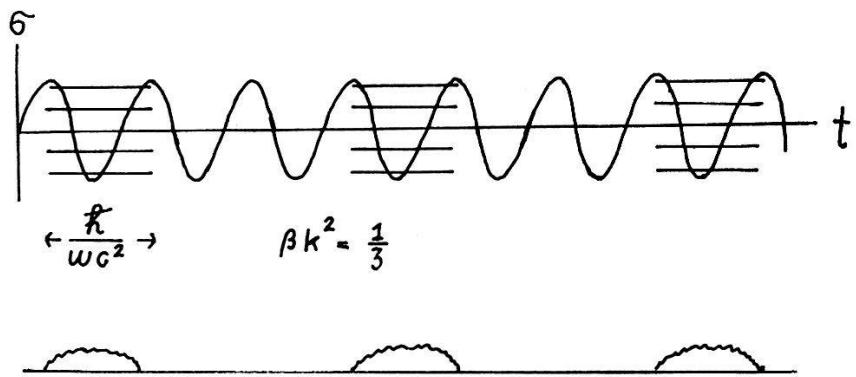


Fig. 2.

Die ausgezogene Linie im oberen Teil deutet die Spinbewegung an, wie sie ein Meson mit Energie  $\omega c^2$  empfindet.

Das linierte Gebiet stellt den Zeitraum dar, während dessen ein Meson vorhanden ist. Darunter haben wir denselben Vorgang durch die beliebten Feynman-Graphs dargestellt. Die Aufeinanderfolge der Emissionsprozesse ist natürlich nicht regelmässig, so wie gezeichnet, sondern unterliegt statistischen Schwankungen.

<sup>1)</sup> Diese Argumente stammen von G. WICK, Nature **142**, 993 (1938) und W. HEITLER, Nature **148**, 603 (1940).

Für Zeiten  $T \gg \hbar/mc^2$  wird das Verhältnis der Zeit  $\Delta T$ , während dessen ein Meson mit Energie  $\omega c^2$  anwesend ist, zur Gesamtzeit  $T$  gleich  $\Delta T/T = \beta k^2$ , so dass man dann  $\beta k^2$  als den Bruchteil der Zeit ansprechen kann, während dessen das Meson vorhanden ist.

Die totale Dissoziationswahrscheinlichkeit für Aufspalten in ein Meson irgendeiner Energie erhalten wir, indem wir  $\beta k^2$  mit der Zahl  $\varrho$  der Mesonen pro  $dk$  multiplizieren und integrieren. Da die Mesonen auf ein Gebiet  $V \sim \omega^{-3}$  konzentriert sind, können wir  $\varrho$  mit RAYLEIGH-JEANS zu  $k^2 dk/\omega^3$  abschätzen, wenn wir die Energie des Mesons  $w$  in  $mc^2$  messen. Somit wird der Bruchteil  $B$  der Zeit, während dessen ein Meson vorhanden ist, gleich  $\beta \int k^4 dk / \omega^3$ . Das Integral divergiert an der oberen Grenze, es ist aber zu bedenken, dass unsere Betrachtungen für hohe Energien ihre physikalische Gültigkeit verlieren, da wir den Rückstoss des Nukleons und Antinukleonen, schwere Mesonen usw., vernachlässigt haben. Nimmt man an, dass dadurch die Emissionswahrscheinlichkeit bei hohen Energien wie durch einen Formfaktor des Nukleons so stark heruntergedrückt wird, dass das Integral konvergiert, dann lässt sich  $B$  durch  $\beta$  und einen neuen Parameter ausdrücken, der durch die Gültigkeitsgrenze unseres Modells bestimmt wird. Wir setzen also

$$B = \beta \bar{k}^2 \quad (5)$$

wobei  $\bar{k}$  einen durch das Integral definierten Mittelwert von  $k$  für die virtuellen Mesonen bedeutet.

Wir sehen, dass wir gezwungen sind, schon ein einzelnes Nukleon als ein recht kompliziertes Gebilde anzusehen, das von einer fluktuiierenden Anzahl von Mesonen umgeben ist. Der charakteristische Unterschied zu der den Kern umgebenden Elektronenhülle besteht in den Schwankungen der Anzahl der anwesenden Mesonen. Entsprechend der hohen Bindungsenergie ( $\sim mc^2$ ) werden die Mesonen durch die phantastische „Kraft“ von  $10^{21}$  Volt/cm an das Nukleon gefesselt.

Quantentheoretisch würden diese Vorgänge durch komplizierte Gleichungen zwischen den Schrödingerfunktionen der einzelnen Zustände beschrieben, doch ist in vielen Fällen deren Interferenz unerheblich, so dass man durch naive Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen die Größenordnung der Erscheinungen abschätzen kann, solange man der durch die Unschärferelation gesteckten Grenze Rechnung trägt. Man kann solche Überlegungen noch verfeinern, indem man die Erhaltung von Drehimpuls  $J$  und Isotopenspin  $T$  exakt berücksichtigt. Da in unserer Näherung das Nukleon, bzw. Meson, Drehimpuls und Isotopenspin  $1/2$  bzw.  $1$  besitzen, kann man aus einem Meson und einem Nukleon Zustände mit Drehimpuls

oder Isotopenspin  $1/2$  und  $3/2$  aufbauen. Man bekommt so 4 verschiedene Zustände mit bestimmten ( $J T$ ), nämlich  $(1/2 1/2)$ ,  $(1/2 3/2)$ ,  $(3/2 1/2)$  und  $(3/2 3/2)$ .

Wegen Erhaltung von  $J$  und  $T$  kann nur der erste dieser Zustände bei virtueller Dissoziation eines Nukleons entstehen. Zustände mit etwa bestimmtem Gesamtdrehimpuls  $J$  und bestimmter  $z$ -Komponente des Dralls  $J_z$  lassen sich bekanntlich durch Kombinationen von entsprechenden Drehimpulszuständen von Nukleon und Meson darstellen. Wir schematisieren dies in folgender Tabelle, in der wir die Richtung der Drehimpulse des Nukleons bzw. Mesons in den einzelnen Konfigurationen durch kleine bzw. grosse Pfeile andeuten:

$$\begin{array}{ll}
 J & J_z \\
 \hline
 \frac{1}{2} & \frac{1}{2} : \quad \frac{2}{3} \downarrow \uparrow + \frac{1}{3} \uparrow \rightarrow \\
 \frac{3}{2} & \frac{3}{2} : \quad \uparrow \uparrow \\
 \hline
 \frac{3}{2} & \frac{1}{2} : \quad \frac{1}{3} \downarrow \uparrow + \frac{2}{3} \uparrow \rightarrow
 \end{array} \tag{6_d}$$

Wir haben  $\rightarrow$  für einen Mesonzustand mit  $l = 1$ ,  $l_z = 0$  geschrieben und die Zahlfaktoren bedeuten die Wahrscheinlichkeit für die betreffende Konfiguration. So besagt etwa die erste Zeile, dass die Wahrscheinlichkeit für Spinumklappen bei Mesonemission  $2/3$  beträgt. Beim  $J = 3/2$ ,  $J_z = 1/2$  Zustand ist die Konfiguration  $\uparrow \rightarrow$  stärker als beim  $J = 1/2$ ,  $J_z = 1/2$  Zustand vertreten, da dieser Zustand klassisch einem seitlich geneigten Drehimpuls-Vektor entspricht.

Im Isotopenspinraum sind die Verhältnisse ganz analog, man muss nur die Zustände bestimmten Dralls durch Ladungszustände von Nukleon und Meson folgendermassen ersetzen:

$\uparrow : p$  (Proton);  $\downarrow : n$  (Neutron);  $\uparrow : \pi^+$ ,  $\rightarrow : \pi^0$ ;  $\downarrow : \pi^-$ . Analog zu (6d) kann man Eigenzustände des gesamten Isotopenspin  $T$  und seiner dritten Komponente  $T_3$  für ein Meson und ein Nukleon durch folgende Mischung darstellen:

$$\begin{array}{ll}
 T & T_3 \\
 \hline
 \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \quad \frac{2}{3} n \pi^+ + \frac{1}{3} p \pi^0 \\
 \frac{3}{2} & \frac{3}{2} \quad p \pi^+ \\
 \hline
 \frac{3}{2} & \frac{1}{2} \quad \frac{1}{3} n \pi^+ + \frac{2}{3} p \pi^0.
 \end{array} \tag{6_i}$$

Die erste Zeile besagt hier, dass ein Proton doppelt so oft ein  $\pi^+$  wie ein  $\pi^0$  erzeugt, während der  $T = 3/2$ ,  $T_3 = 1/2$  Zustand doppelt so viel  $\pi^0$  wie geladene  $\pi$  enthält. Mit Hilfe von (6<sub>i</sub>) und (6<sub>d</sub>) können

wir, indem wir der Erhaltung von Isotopenspin und Drehimpuls Rechnung tragen, den Elementarprozess (3) in der detaillierteren Form

$$p \uparrow \rightsquigarrow \frac{1}{9} \left( 4 n \downarrow \uparrow_{\pi^+} + 2 n \uparrow \rightarrow_{\pi^+} + 2 p \downarrow \uparrow_{\pi^0} + p \uparrow \rightarrow_{\pi^0} \right) \quad (3)$$

anschreiben.

Im nächsten Abschnitt werden wir spezielle Erscheinungen an Hand des vereinfachten Modells diskutieren<sup>1)</sup>, in dem man nur ein Meson und ein Nukleon betrachtet. Dabei wollen wir versuchen, die beiden Parameter  $\beta$  und  $\bar{k}$  so zu wählen, dass durch sie eine möglichst grosse Anzahl experimenteller Daten verstanden werden kann. Vorgreifend sei erwähnt, dass  $\beta \sim 1/8$  und  $\bar{k} \sim 2$  eine günstige Wahl erscheint. Das Ein-Meson-Modell kann daher bis zu Mesonenergien von 200 MeV nicht ganz unbrauchbar sein, da für solche Energien  $\beta \bar{k}^2 < 1$  erfüllt ist. Die Wahrscheinlichkeit für die Anwesenheit virtueller Mesonen mit hoher Energie ist zwar ziemlich gross und deren Auswirkung wäre für einen quantitativen Vergleich mit experimentellen Daten keineswegs zu vernachlässigen. Die damit aufgeworfenen Fragen sollen im letzten Abschnitt besprochen werden.

### Spezielle Prozesse.

Ein physikalisches Proton lässt sich als eine Mischung aus den idealisierten nackten Nukleonen — p, n — und Mesonen ansehen, wobei der Mischungsgrad durch die Stärke des Elementarprozesses (3) bedingt wird. Mit der Verfeinerung (6i) können wir nach dem im vorigen Abschnitt Gesagten die Mischung etwa hinsichtlich der Ladungszustände so darstellen<sup>2)</sup>:

$$\begin{aligned} \text{Proton} &= (1 - \beta \bar{k}^2) p + \frac{\beta \bar{k}^2}{3} (2 n \pi^+ + p \pi^0) \\ \text{Neutron} &= (1 - \beta \bar{k}^2) n + \frac{\beta \bar{k}^2}{3} (2 p \pi^- + n \pi^0). \end{aligned} \quad (7_i)$$

Wir haben den Ausdruck (5) für die totale Dissoziationswahrscheinlichkeit verwendet und die Verteilung in die Ladungskonfigurationen aber nicht hinsichtlich der Impulse und Drehimpulse detailliert angegeben.

<sup>1)</sup> Eine analoge Diskussion elektrischer Phänomene befindet sich in meinem Buch „Einführung in die Quantenelektrodynamik“, Franz Deuticke, Wien, März 1955.

<sup>2)</sup> Eine gleichlautende Formel kann man auch anschreiben, wenn man eine beliebige Anzahl von Mesonen im Feld des Nukleons zulässt.  $\beta \bar{k}^2$  ist dann als Wahrscheinlichkeit dafür zu interpretieren, dass die virtuellen Mesonen zusammen Isotopenspin 1 besitzen, sie haben dann mit  $(1 - \beta \bar{k}^2)$  Wahrscheinlichkeit Isotopenspin 0.

Da sich die Ladung des Nukleons zeitweilig im Mesonfeld befindet, wird die Ladungsverteilung des Nukleons im Zeitmittel nicht der einer Punktladung entsprechen, sondern wird räumlich etwas ausgedehnt sein. Diese Erscheinung ist einer experimentellen Überprüfung zugänglich, und zwar ist die in den bisherigen Beobachtungen nachweisbare Grösse

$$\langle r^2 \rangle = \frac{1}{e} \int dV r^2 \varrho(x)$$

mit  $e$  = Elementarladung,  $\varrho$  = Ladungsdichte. Misst man Längen durch die Compton-Wellenlänge des Mesons, dann ist der durch die Neutron-Elektron-Wechselwirkung und durch Elektron-Proton-Streuung erschlossene empirische Wert<sup>1)</sup> für  $\langle r^2 \rangle$  für das Neutron etwa  $1/30$  und für das Proton  $< 1/4$ . Die genaue Form von  $\varrho$  kennen wir natürlich nicht, aber schematisch wird man nach (7i), falls die Mesonwolke einen grösseren Durchmesser als das Nukleon hat, folgende Form für  $\varrho(x)$  erwarten:

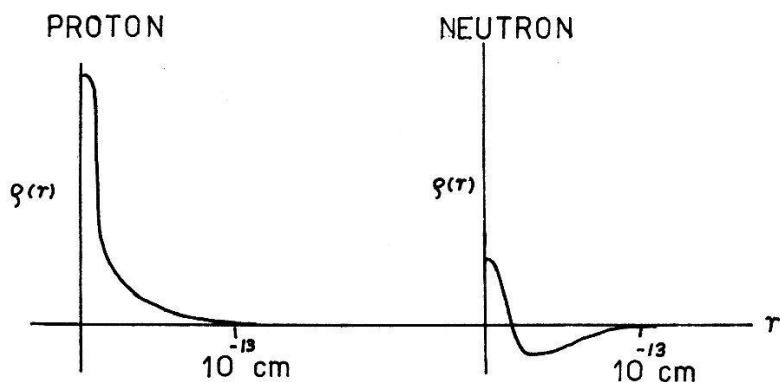


Fig. 3.

Die mittlere räumliche Ausdehnung der Mesonwolke ist, wie im vorigen Abschnitt diskutiert wurde, von der Ordnung  $1/\bar{\omega} = m^{-1} (1 + \bar{k}^2)^{-\frac{1}{2}}$  und man wird für  $\langle r^2 \rangle = (\text{Wahrscheinlichkeit für Anwesenheit eines geladenen Mesons}) (\text{mittlere Ausdehnung der Mesonwolke})^2 = = (2/3 \beta \bar{k}^2) (1/\bar{\omega}^2)$  ansetzen. Verwendet man die Ende des vorigen Abschnittes gegebenen Werte für  $\beta$  und  $\bar{k}$ , dann ergibt unsere Abschätzung für  $\langle r^2 \rangle \sim 1/15$ . Es ist dies etwas grösser als der empirische Wert, doch ist die Ausdehnung der Mesonwolke klein und es können schon relativistische Effekte mit einer Reichweite  $\hbar/Mc$

<sup>1)</sup> Bei der Auswertung der experimentellen Daten kommt es sehr darauf an, ob man zur Beschreibung des Neutrons die Diracgleichung heranzieht oder nicht. Deswegen fällt dieser Effekt etwas aus dem von uns gesteckten Rahmen und soll nur als ein rohes Beispiel angesehen werden.

hereinspielen<sup>1)</sup>), so dass wir keine numerische Übereinstimmung erwarten können. Die Form der Mesonwolke kann man aus dem Analogon von (7i) für die Drehimpulse ablesen:

$$\text{Nucleon } \uparrow = (1 - \beta \bar{k}^2) \uparrow + \frac{\bar{\beta} k^2}{3} (2 \downarrow \uparrow + \uparrow \rightarrow). \quad (7d)$$

Nun entspricht  $\uparrow$  bekanntlich einer Winkelverteilung  $\sim \sin^2 \vartheta$  und  $\rightarrow$  einer Winkelverteilung  $\sim 2 \cos^2 \vartheta$ , was im Zeitmittel eine isotrope Form der Mesonwolke bildet. Dies muss natürlich so sein, da Teilchen mit Spin 1/2 kein Quadrupolmoment besitzen dürfen.

Die Anwesenheit virtueller Mesonen bewirkt auch, dass das magnetische Moment des physikalischen Protons nicht dem eines nackten Protons gleicht. Ein p-Meson mit Energie<sup>2)</sup>  $\omega c^2$  besitzt ein magnetisches Moment  $e\hbar/2 \omega c$ , und es wird während seiner Anwesenheit zum Moment des Nukleons beitragen. Kombiniert man (7i) und (7d) und bedenkt man, dass  $\rightarrow$  und  $\pi^0$  nichts zur  $z$ -Komponente des Moments beisteuern, dann gewinnen wir folgende Ausdrücke für die Momente von Proton und Neutron:

$$\begin{aligned} \mu_p &= 1 - \beta \bar{k}^2 + \beta \bar{k}^2 \left( \frac{4}{9} \frac{M}{\omega} - \frac{1}{9} \right) \sim 1 \cdot 3 & \text{exp.} & 2,7 \\ \mu_n &= \beta \bar{k}^2 \left( \frac{4}{9} \frac{M}{\omega} - \frac{2}{9} \right) \sim -0 \cdot 9 & -1,9. \end{aligned} \quad (8)$$

In (8) haben wir die Momente in Einheiten des Bohrschen Protonmagnetons  $= e\hbar/2 Mc$  gemessen. Vergleicht man mit den rechtsstehenden experimentellen Werten, dann sieht man, dass hier, im Gegensatz zu den elektrischen Phänomenen, der Einfluss der Mesonwolke zu schwach herauskommt, obgleich sich in beiden Fällen das richtige Vorzeichen ergibt. Auch zeigt sich, dass die gemessenen Werte für kein  $\beta$  und  $\bar{\omega} > 1$  reproduziert werden können, so dass vermutlich eine beträchtliche Wahrscheinlichkeit besteht, dass zwei Mesonen in der Wolke vorhanden sind<sup>3)</sup>. Der Einfluss relativistischer Effekte wird zwar nicht grösser als ein Proton-Magneton sein, ist aber auch hinsichtlich des Vorzeichens ungewiss.

Kommen zwei Nukleonen so nahe zusammen, dass sich deren Mesonwolken überlappen, dann werden neue Prozesse möglich, bei denen das eine Nukleon ein Meson emittiert und das andere es ab-

<sup>1)</sup>  $M$  = Nukleonmasse  $\sim 7$  m.

<sup>2)</sup> Da sich Drall und magnetisches Moment bei einer Lorentz-Transformation verschieden transformieren, haben Teilchen bestimmten Drehimpulses ein von ihrer Energie abhängiges magnetisches Moment, so dass wir bei unserer relativistischen Behandlung des Mesons nicht einfach  $e\hbar/2 mc$  verwenden können.

<sup>3)</sup> R. G. SACHS, P. R. **87**, 1100 (1952).

sorbiert. Dadurch wird die Energie des Systems verändert und die Nukleonen werden somit Kräfte aufeinander ausüben, da ihre Energie von ihrer Entfernung abhängt. Diese Kräfte hängen natürlich so wie die Emissionsmöglichkeiten von der Ladung und Spinstellung der Nukleonen ab. Es werden etwa zwei Protonen nicht ein geladenes  $\pi$ -Meson austauschen können, wohl aber können dies ein Proton und ein Neutron. Sind beide Nukleonen so nahe zusammen, dass der Mesonenaustausch ohne Schwierigkeit erfolgen kann, dann wird man als Abschätzung für die Größenordnung der Änderung der Energie (Anwesenheitsdauer des Mesons)  $X$  (mittlere Energie des Mesons) ansetzen. Die Kraft entspricht dann etwa einem Potential mit einer Tiefe  $(\beta \bar{k}^2) \times (\bar{\omega} c^2)$  und einer Ausdehnung  $\hbar/\bar{\omega} c$ . So ein Potential ist wegen der Ladungs- und Spinabhängigkeit natürlich nur eine sehr rohe Näherung, aber man kann dadurch größenordnungsmässig verstehen, wieso für Proton-Neutron gerade noch ein gebundener Zustand existiert. Begrenzt man nämlich ein Nukleon auf ein Gebiet  $\hbar/\bar{\omega} c$ , dann wird seine kinetische Energie  $(\bar{\omega} c)^2/2 M$  und damit die potentielle Energie überwiegt, muss

$$\beta \bar{k}^2 \bar{\omega} > \bar{\omega}^2/2 M \quad \text{oder} \quad \beta > \bar{\omega}/2 M \bar{k}^2 \sim \frac{1}{15} \quad (9)$$

gelten, was gerade noch erfüllt ist. Für zwei Protonen ist nur der Austausch neutraler Mesonen möglich, was das Potentiell verringert, so dass (9) nicht mehr erfüllt ist. Die potentielle Energie reicht dann nicht aus, um die Nullpunktsenergie zu überbieten, und es existiert kein gebundener Zustand. Die Stärke dieser Kräfte zwischen Nukleonen wird am besten durch folgenden Tatbestand illustriert: Schiesst man Protonen mit 340 MeV auf Wasserstoff, dann sind die beiden Prozesse  $P + P \rightsquigarrow P + N + \pi^+$  und  $P + P \rightsquigarrow D + \pi^+$  etwa gleich häufig. Das heisst, obgleich die Protonen fast mit Lichtgeschwindigkeit aufeinanderprallen, bleiben sie doch in etwa der Hälfte der Fälle aneinander kleben. Man kann dies so verstehen: Die Nukleonen müssen zur Erzeugung des Mesons genügend nahe  $\sim (\hbar/\omega c)$  zusammenkommen und die Häufigkeiten der Prozesse verhalten sich wie die Wahrscheinlichkeiten, dass dieses Paket der stark zueinander korrelierten Nukleonen in einen gebundenen oder freien Zustand zerfällt. Diese verhalten sich nun wieder wie die Wahrscheinlichkeiten, dass die Nukleonen im Deuteron oder im freien Zustand in einer Entfernung  $\hbar/\omega c$  voneinander verweilen. Sei  $r_D$  der Deuterondurchmesser, dann ist erstere von der Ordnung  $(\hbar/\omega c r_D)^3$ . Begrenzt man die Nukleonen im freien Zustand durch ein Normierungsvolumen  $V$ , dann wird die andere Wahrscheinlichkeit  $(\hbar/\omega c)^3/V$ . Dabei haben wir so gemacht, als hätten die Nukleonen

im freien Zustand keinerlei Ortskorrelation. Tatsächlich bewirken die Kernkräfte aber auch im freien Zustand eine Ortskorrelation, die sich aber mehr auf die Form des Mesonspektrums auswirkt und vernachlässigt werden soll. Die Wahrscheinlichkeit für Übergang in einen bestimmten freien Zustand geht mit wachsendem  $V$  gegen 0, deren Anzahl steigt jedoch proportional  $V$  an. Nach RAYLEIGH-JEANS ist letztere  $V/\lambda^3$  wenn  $\lambda$  eine mittlere Wellenlänge der Nukleonen im Endzustand ist. Das gesuchte Verhältnis wird daher  $(r_D/\lambda)^3$  und da unter den genannten Bedingungen die mittlere Endenergie der Nukleonen von der Ordnung der Deuteron-Bindungsenergie ist, wird  $\lambda \sim r_D$  und beide Prozesse haben somit vergleichbare Häufigkeiten.

Die Streuung von Mesonen an Nukleonen entsteht in unserem Bild in einer Absorption und Emission eines reellen Mesons. Wir wollen nochmals betonen, dass dieses Auflösen des Gesamtorganges in aufeinanderfolgende Elementarprozesse (3) nur eine und nicht die einzige mögliche Art ist, um den Prozess zu analysieren. Unsere Diskussion ist daher insofern nicht zu bildlich zu verstehen, als es sicher andere gleichwertige Darstellungen des Vorgangs gibt, so wie sich ein Zustand auf verschiedene Arten durch andere Zustände superponieren lässt. Wir sehen den Prozess so an, dass das einlaufende Meson in die Mesonwolke eindringt und von dem Nukleon für ein virtuelles Meson gehalten und an dessen Stelle absorbiert wird. Dazu ist nicht nur erforderlich, dass das Meson genügend nahe an das Nukleon herankommt ( $\sim \hbar/\omega c$ ), sondern das Meson muss auch gerade zu einer günstigen Zeit eintreffen, während der das Nukleon Mesonen mit Energie  $\omega c^2$  absorbiert. Gemäss dem im ersten Abschnitt Gesagten, ist dies nur während des Bruchteils  $\beta k^2$  der Zeit der Fall. Ferner ist die Absorption des Mesons mit einem Energiedefizit  $\omega c^2$  verbunden, welches nur während der Zeit  $\Delta T < \hbar/\omega c^2$  bestehen kann. Damit der Prozess möglich wird, muss das Nukleon noch während  $\Delta T$  das Meson wieder emittieren. Natürlich kann die Reihenfolge von Emission und Absorption auch umgekehrt verlaufen, wie es die Ladungs- und Spinverhältnisse gerade erfordern. Die Wahrscheinlichkeit für den Streuprozess wird man als das Produkt der Wahrscheinlichkeiten für folgende Gegebenheiten ansetzen: (Wahrscheinlichkeit für genügende Nähe des einlaufenden Mesons)  $\times$  (Wahrscheinlichkeit für günstige Zeit)  $\times$  (Wahrscheinlichkeit für Emission des auslaufenden Mesons innerhalb  $\Delta T$ ). Ist das einfallende Meson in einem Normierungsvolumen  $V$  eingesperrt und innerhalb diesem nicht genau lokalisiert, dann ist der erste Faktor einfach das Verhältnis des effektiven Volumens  $\Omega \sim (\hbar/\omega c)^3$  zu  $V$ .

Zur Ermittlung des dritten Faktors müssen wir uns erinnern, dass der Spin für Emission eines Mesons mit Energie  $\omega c^2$  so wirkt, als würde er sich periodisch mit der Frequenz  $\omega c/\hbar$  bewegen und er emittiert im Mittel bei jedem  $\beta k^2$ ten Umklappen ein Meson. Der dritte Faktor wird also  $\beta k^2 \cdot \omega c/\hbar \cdot \Delta T$  und wir bekommen insgesamt für die Streuwahrscheinlichkeit  $((\hbar/\omega c)^3 V^{-1}) \times (\beta k^2) \times (\beta k^2)$ . Den totalen Streuquerschnitt erhält man daraus durch Multiplikation mit der Wahrscheinlichkeit, dass das gestreute Meson  $\Omega$  pro Zeiteinheit verlässt = (Geschwindigkeit des Mesons)  $\times$  (Durchmesser von  $\Omega$ ) =  $(v) \times (\omega c)/\hbar$ , und durch Division durch die Zahl der pro Zeit- und Flächeneinheit einfallenden Mesonen,  $vV^{-1}$ :

$$\sigma = \left( \frac{1}{V} \left[ \frac{\hbar}{\omega c} \right]^3 \right) \times (\beta k^2)^2 \times \left( v \cdot \frac{\omega c}{\hbar} \right) / (vV^{-1}) = (\beta k^2)^2 \left( \frac{\hbar}{\omega c} \right)^2. \quad (10)$$

Bei dieser Abschätzung haben wir die Wahrscheinlichkeiten einfach multipliziert, also so gemacht, als wären sie voneinander unabhängig. Es gibt in der Theorie jedoch strenge Erhaltungssätze, die nicht wie der Energiesatz virtuell überschritten werden dürfen und daher die Unabhängigkeit der Ereignisse stören. Wir werden im nächsten Abschnitt besprechen, wann sich dies bemerkbar macht. Außerdem haben wir so getan, als würde das Meson nur durch die Spinbewegung emittiert und haben von Isotopenspin nicht gesprochen. Mathematisch ist der Isotopenspin aber gleichberechtigt und das Meson ist genau so an seine Bewegung wie an die des Spins gekoppelt. Erstere ist aber anschaulich schwerer zu erfassen, weswegen wir sie nicht weiter erwähnen.

Das Charakteristische an (10) ist der starke Anstieg mit der Mesonenergie und dieser Punkt wird durch die Beobachtungen<sup>1)</sup> bestätigt, die folgendes Bild (Fig. 4) von dem totalen Streuquerschnitt geben.

Unsere Betrachtung kann natürlich nicht für beliebig hohe Energien gelten, weil  $\beta k^2 < 1$  vorausgesetzt war. Tatsächlich weicht der beobachtete Querschnitt über 180 MeV von (10) ab, indem er nachher stark abfällt. Da wir nur Streuung von  $p$ -Mesonen angenommen haben, kann der Querschnitt auch nicht beliebig ansteigen, denn der maximale Querschnitt für Streuung von Teilchen mit Drehimpuls  $< l$  ist bekanntlich gleich der Oberfläche einer Kugel mit Radius  $l \lambda$  also  $4 \pi (\hbar/m k)^2 l^2$ . Unsere Betrachtungsweise versagt für  $\beta k^2 = 1$  natürlich und der Wellencharakter der Mesonen tritt hervor. Der maximale Querschnitt wird bekanntlich bei einer Phasen-

<sup>1)</sup> Eine Zusammenstellung neuerer Daten findet man bei M. GELL-MAN und K. WATSON, Ann. Rev. Nuc. Sci. 1954, p. 219.

verschiebung der Streuwelle um  $90^\circ$  erreicht und bedeutet eine Resonanz der Mesonfrequenz mit einer Eigenfrequenz des Systems. Das klassische Feldbild<sup>1)</sup> für das Meson besagt, dass für  $\beta k^2 = 1$  im Mesonfeld eine Einheit Drehimpuls aufgespeichert ist, und es tritt eine Art angeregter Zustand des Nukleons auf. Dieser Zustand kann

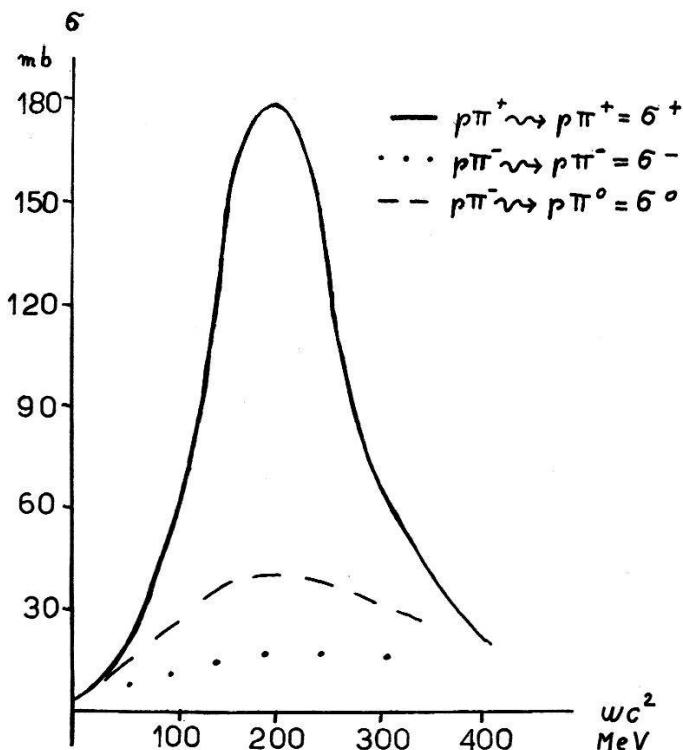


Fig. 4.

allerdings in Meson-Nukleon zerfallen und ist daher äusserst instabil. Seine Lebensdauer ist nur von der Ordnung der Zeit, die das Meson braucht, um aus  $\Omega$  zu entweichen,  $1/v \hbar/mc^2 \sim 10^{-23}$  sec, und seine Breite entsprechend 70 MeV.

Die Mesonstreuung entspricht Kräften, die stark von Geschwindigkeit, Ladung und Spin abhängen. Bei  $p + \pi^+ \rightsquigarrow p + \pi^+$  muss wegen Ladungserhaltung die Emission der Absorption vorangehen, während es für  $p + \pi^- \rightsquigarrow p + \pi^-$  gerade umgekehrt ist. Graphisch sehen die Prozesse so aus:

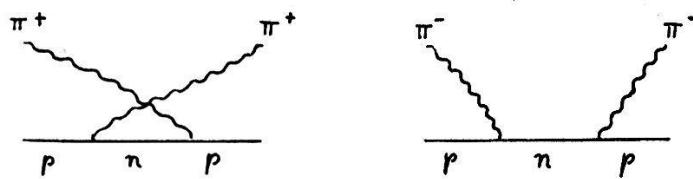


Fig. 5.

<sup>1)</sup> W. PAULI, Meson Theory (1946).

Nach den Regeln der Quantentheorie bewirkt höhere bzw. tiefere Energie im Zwischenzustand, entgegengesetzt zur naiven Erwartung anziehende bzw. abstossende Kräfte. Infolgedessen wird der Prozess, bei dem zuerst das zweite Meson emittiert wird, anziehend wirken, während vorangehende Absorption eine Abstossung ergibt. Erstes ist etwa der Fall bei  $p\pi^+$  oder wenn die Drehimpulse von Meson und Nukleon parallel sind. Die  $p\pi^+$ -Streuung wird daher durch anziehende und die  $p\pi^-$ -Streuung durch abstossende Kräfte bewirkt. Da Resonanzerscheinungen bei anziehenden Kräften auftreten, ist verständlich, warum die Resonanz bei der  $p\pi^+$ -Streuung am stärksten ausgeprägt ist (Fig. 4).  $p\pi^+$  ist ein reiner  $3/2$  Isotopenspinzustand (vgl. 5i). Derselbe Effekt tritt auf, wenn die Drehimpulse von Meson-Nukleon parallel sind, also  $J = 3/2$ . Die Resonanz wird somit einer Verschiebung der Streuphase des  $3/2, 3/2$ -Zustandes um  $90^\circ$  entsprechen. Nimmt man an, dass die Streuung am Maximum nur von diesem Zustand herröhrt, dann lassen sich genaue Aussagen über die Ladungs- und Winkelabhängigkeit des Querschnittes machen. Der Streuquerschnitt ist dann nämlich proportional der Wahrscheinlichkeit, dass sich Anfangs- und Endzustand in dem resonanten  $3/2, 3/2$ -Zustand befinden. Kehrt man (6i) um<sup>1)</sup>,

$$\begin{aligned} p\pi^+ &= (3/2) \\ p\pi^- &= 2/3 \cdot (1/2) + 1/3 \cdot (3/2) \\ p\pi^0 &= 1/3 \cdot (1/2) + 2/3 \cdot (3/2) \end{aligned} \tag{11}$$

dann sieht man zunächst, dass sich  $\sigma^+ : \sigma^- : \sigma^0$  wie  $1 : 1/9 : 2/9$  verhalten müssen. Um die Winkelverteilung zu bekommen, hat man den Querschnitt über die beiden Spinrichtungen des Nukleons zu mitteln. Dazu suchen wir mit der Umkehrung von (6d) aus den Konfigurationen, die man durch beide Spineinstellungen erhält, die  $J = 3/2$ -Komponente heraus und drücken diese wieder durch Drallzustände von Meson und Nukleon aus:

$$\begin{aligned} \downarrow \downarrow \xrightarrow[\pi N]{} \downarrow \downarrow \cdots \sin^2 \vartheta \\ \downarrow \uparrow \xrightarrow[\pi N]{} \frac{1}{3} \left( \frac{2}{3} \xrightarrow[\pi]{} \downarrow + \frac{1}{3} \xrightarrow[N]{} \downarrow \uparrow \right) \cdots \frac{1}{9} (4 \cos^2 \vartheta + \sin^2 \vartheta). \end{aligned} \tag{12}$$

<sup>1)</sup> Wir bezeichnen den Zustand nur durch Gesamtisotopenspin ( $T$ ), da die dritte Komponente des Isotopenspins für beide Summanden auf den rechten Seiten von (11) gleich sind.

Mit den Winkelverteilungen nach (7d) bekommen wir so einen differentiellen Querschnitt  $2 + 3 \sin^2 \vartheta$ , der also dem Grenzfall entspricht, dass nur der  $J = 3/2$ -Zustand streut. Der totale  $p\pi^+$ -Querschnitt ist am Maximum bei der Spinstellung  $\downarrow\downarrow$  gleich dem Resonanzquerschnitt  $4\pi\lambda^2(21 + 1)$  und bei  $\downarrow\uparrow$  nur  $1/3$  davon, was für den gemittelten Querschnitt  $4\pi\lambda^2 3 \cdot 2/3 \sim 180$  mb für eine Mesonenergie von 180 MeV ausmacht. Alle diese Aussagen sind experimentell gut bestätigt. Hätte der Resonanzzustand Drehimpuls  $1/2$  gehabt, dann wäre die Winkelverteilung am Maximum natürlich isotrop gewesen, so wie ein Teilchen mit Spin  $1/2$  auch kein Quadrupolmoment haben kann.

Es existiert aber nicht nur  $p$ -Streuung, wie aus der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie des beobachteten Streuquerschnitts hervorgeht. Es scheint auch die durch relativistische Prozesse verursachte  $s$ -Wechselwirkung (4) realisiert zu sein. Wegen ihrer kurzen Reichweite  $\sim \hbar/Mc$  hat sie aber keinen dominanten Einfluss auf die Streuung.

Die Photoerzeugung geladener Mesonen kann wie der Photoeffekt in der Atomhülle vor sich gehen, indem das Photon das Nukleon gerade zu einer Zeit antrifft, während der gerade ein Meson vorhanden ist und das Photon von dem Meson absorbiert wird. Besitzt das Photon genügend Energie, dann kann das Meson dabei reell erzeugt werden:

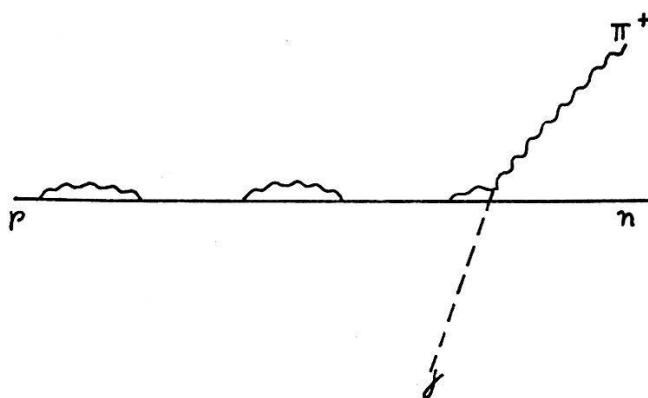


Fig. 6.

Der Querschnitt für diesen Prozess kann genau wie der Streuquerschnitt abgeschätzt werden, nur muss man für die Absorptionswahrscheinlichkeit die Formel (1) verwenden, in der für  $\Delta v$  die Geschwindigkeit des Mesons einzusetzen ist. Wir erhalten  $\sigma(\gamma \rightsquigarrow \pi^+) = (\text{Wahrscheinlichkeit für Nähe des Photons}) \times (\text{Wahrscheinlichkeit für Anwesenheit des Mesons}) \times (\text{Absorptionswahrscheinlichkeit}) \times (\text{Wahrscheinlichkeit, dass das erzeugte Meson } \Omega \text{ pro Zeit-})$

\*

einheit verlässt)  $\times$  (Anzahl der pro Zeit- und Flächeneinheit auftretenden Photonen) $^{-1}$

$$= \left( \left[ \frac{\hbar}{\omega c} \right] 3 V^{-1} \right) \times (\beta k^2) \times (\alpha k^2) \times \left( v \cdot \frac{\omega c}{\hbar} \right) / (c V^{-1}) = \\ \left( \frac{\hbar}{\omega c} \right)^2 \cdot \beta k^2 \alpha k^2 \cdot \frac{v}{c}. \quad (13)$$

Den umgekehrten Prozess berechnet man ganz analog, man muss nur bedenken, dass Photonen mit Lichtgeschwindigkeit aus  $\Omega$  herauskommen:

$$\sigma(\pi \rightsquigarrow \gamma) = \left( \left[ \frac{\hbar}{\omega c} \right] 3 V^{-1} \right) \times (\alpha k^2) \times (\beta k^2) \times \left( c \cdot \frac{\omega c}{\hbar} \right) / (v V^{-1}) = \\ = \left( \frac{\hbar}{\omega c} \right)^2 \alpha k^2 \beta k^2 \frac{c}{v}. \quad (14)$$

Wie es wegen mikroskopischer Reversibilität sein muss, verhalten sich die beiden Querschnitte wie die Quadrate der Wellenlängen der einfallenden Teilchen.

Experimentell steigt der totale Querschnitt für Photoerzeugung viel langsamer mit der Energie an, als es nach (13) zu erwarten wäre. Dies röhrt von der pseudoskalaren Natur des  $\pi$ -Mesons her, durch die es bei einem elektrischen Dipol-Übergang möglich ist, ein  $s$ -Meson zu erzeugen. Dabei ist der Photospin zum Nukleonspin gekoppelt und der Drehimpuls des Mesons kommt gar nicht ins Spiel. Es fallen dann die beiden Faktoren  $k^2$  in (13) weg und die Querschnitte werden

$$\sigma_{\gamma\pi} = \alpha \beta \left( \frac{\hbar}{\omega c} \right)^2 m k / \omega, \quad \sigma_{\pi\gamma} = \alpha \beta \left( \frac{\hbar}{\omega c} \right)^2 \omega / k m. \quad (15)$$

Als allgemeine Faustregel für alle unsere Querschnitte können wir schreiben  $\sigma = (\text{Geometrischer Querschnitt von } \Omega) \times (\text{Absorptionswahrscheinlichkeit}) \times (\text{Emissionswahrscheinlichkeit}) \times (\text{Verhältnis der Geschwindigkeit von auslaufendem zu einlaufendem Teilchen})$ . Der Anstieg proportional dem Mesonimpuls in (15), der einem  $1/v$ -Gesetz des Absorptionsprozesses entspricht, gibt den gefundenen Querschnitt richtig wieder. Die Querschnitte (15) sind natürlich isotrop, während die Erzeugungsquerschnitte für skalare Mesonen, die nicht an den Nukleonspin gekoppelt sind, einer  $\sin^2\vartheta$ -Verteilung entsprechen. Dies ist genau so wie beim Photoeffekt am Atom und kommt einfach daher, dass bei Dipolstrahlung der Drehimpuls des Photons in seiner Bewegungsrichtung liegt und daher auch der Drehimpuls des Mesons in diese Richtung weist:

$$\downarrow \uparrow \rightsquigarrow \uparrow \downarrow \dots \sin^2\vartheta. \\ \gamma N \quad N \text{ skal. Mes.}$$

Elektrische Dipolübergänge führen nur zur Erzeugung geladener Mesonen, da Abspaltung eines neutralen Mesons von einem Nukleon zu keinem elektrischen Dipolmoment Anlass gibt, solange man den Rückstoss vernachlässigt. Neutrale Mesonen können aber durch magnetische Dipolabsorption des Photons durch das magnetische Moment des Nukleons produziert werden. In diesem Fall tritt das magnetische Feld mit dem Moment  $\mu$  des Nukleons in Wechselwirkung und man muss in (13)  $\alpha k^2$  durch  $\mu^2 \omega^2 = \alpha \omega^2/M^2$  ersetzen. Durch diesen Faktor wird der Querschnitt für neutrale Mesonen viel kleiner als der für geladene Mesonen, was aber experimentell bei höheren Energien nicht zutrifft. Hier versagt die Teilchenbetrachtungsweise und die Resonanz im  $p\ 3/2, 3/2$ -Zustand macht sich bemerkbar. Dieser Zustand kann gerade durch magnetische Dipolabsorption erreicht werden, und da in ihm eine starke Anziehung zwischen Meson und Nukleon herrscht, wird die Wechselwirkung ausserordentlich vergrössert. Geht die ganze  $\pi^0$ -Erzeugung durch den  $3/2, 3/2$ -Zustand, dann kann man die Winkelverteilung ganz wie bei (12) ermitteln:

$$\begin{aligned} \downarrow \downarrow \xrightarrow{\gamma N} \downarrow \downarrow \xrightarrow{\pi N} &= \sin^2 \vartheta \\ \downarrow \uparrow \xrightarrow{\gamma N} \frac{1}{3} \left[ \frac{2}{3} \downarrow \xrightarrow{N \pi} + \frac{1}{3} \uparrow \downarrow \right] &= \frac{1}{9} [4 \cos^2 \vartheta + \sin^2 \vartheta] \end{aligned} \quad \left. \right\} \cdots 2 + 3 \sin^2 \vartheta.$$

Da dies die Messungen richtig darstellt, scheint die Vermutung hinsichtlich des  $3/2, 3/2$ -Zustandes berechtigt. Würde auch die Schöpfung geladener Mesonen durch diesen Zustand gehen, dann müssten bei der Resonanzenergie ( $E_\gamma \sim 340$  MeV) nach (5i) doppelt so viele neutrale Mesonen wie geladene erzeugt werden. Tatsächlich werden aber ungefähr gleichviel erzeugt, was zeigt, dass für geladene Mesonen der elektrische Übergang eine ebenso grosse Rolle wie der magnetische spielt. Dies sieht man auch an der Winkelverteilung der geladenen Mesonen. Diese ist für kleine Energien nach (14) isotrop, während bei höheren Energien ( $E > 200$  MeV) ein Maximum nach rückwärts bemerkbar wird, das sich mit zunehmender Energie nach vorn verschiebt. Das Maximum entsteht durch Überlagerung der Amplituden der elektrischen und magnetischen Übergänge und die Verschiebung kommt von dem Durchgang der relativen Phase zwischen dem  $s$  und  $p\ 3/2, 3/2$ -Zustand durch  $90^\circ$ .

Da der instabile  $3/2, 3/2$ -Zustand durch Photonen angeregt werden kann, verursacht er eine anomale Streuung von Photonen am Nukleon. Die Winkelverteilung dafür kann man sofort berechnen, sobald man die Winkelverteilung von Photonen gegebenen Dreh-

impulses kennt. Diese ist wegen des Spins des Photons verschieden von der entsprechenden Winkelverteilung für Mesonen (nach (7d)) und durch

$J$	$J_z$	Zeichen	Winkelverteilung
1	1	↑	$1 + \cos^2 \vartheta$
1	0	→	$2 \sin^2 \vartheta$

gegeben.

Für den differentiellen Streuquerschnitt findet man nach dem alten Rezept  $d\sigma \sim 7 + 3 \cos^2 \vartheta$ .

Der totale Querschnitt ist wie aus der an der Resonanz gültigen Beziehung  $\sigma_{\pi\pi} : \sigma_{\pi\gamma} = \sigma_{\gamma\pi} : \sigma_{\gamma\gamma}$  zu sehen sehr klein ( $10^{-30} \text{ cm}^2$ ) und schwer zu messen, zumal obige Winkelverteilung nicht stark von der der Thompson-Streuung  $1 + \cos^2$  abweicht. Durch die Interferenz zwischen anomaler und Thompson-Streuung entsteht jedoch ein Maximum nach rückwärts, das kürzlich beobachtet wurde.

Die starke Wechselwirkung im  $3/2, 3/2$ -Zustand scheint sich auch bei komplizierteren Prozessen wie der Erzeugung von Mesonen in Nukleon-Nukleon-Stoss bemerkbar zu machen, doch ist dort so eine einfache Analyse noch weniger konklusiv und es soll darauf nicht eingegangen werden. Zusammenfassend kann man sagen, dass bei kleinen Energien ein naives Teilchenbild die Größenordnung der Erscheinungen erklären kann, sich bei höheren Energien aber ein typisches Resonanzphänomen einstellt und die Wellennatur der  $\pi$ -Mesonen hervortritt.

### Allgemeine Diskussion.

Im vorigen Abschnitt haben wir gesehen, dass die niederenergetischen Daten über  $\pi$ -Mesonen mit den Grundgesetzen der Quantentheorie verträglich scheinen. Wir haben dabei immer nur ein Meson betrachtet und den Einfluss anderer eventuell vorhandener virtueller Mesonen vernachlässigt. Diese eröffnen neue Möglichkeiten, da etwa ein  $\pi^+$  von einem Proton durch vorangehende Absorption gestreut werden kann, wenn es gerade zu einem Zeitpunkt ankommt, in dem das Proton in ein  $\pi^+$  und  $n$  dissoziiert ist (Fig. 7). Es erhebt sich nun die Frage, wie der Prozess (3) durch andere virtuelle Prozesse beeinträchtigt wird, also wieweit sich die Wechselwirkung des wahren Nukleons mit dem Meson von der des nackten unterscheidet. Dies wird natürlich von der Grösse von  $\beta$  abhängen, denn für sehr kleine  $\beta$  ist die Anwesenheitswahrscheinlichkeit für virtuelle Teilchen unbeträchtlich. Es stellt sich heraus, dass hier

für nicht zu kleine Werte der Wechselwirkungskonstanten zwischen der Quantenelektrodynamik und der Mesontheorie ein wesentlicher Unterschied besteht. In der Quantenelektrodynamik haben bei kleinen Energien die virtuellen Teilchen keinen Einfluss, weil dort ein Elektron durch den Rückstoss der virtuellen Photonen wohl von seiner natürlichen Bahn abgelenkt wird, aber die Gesamtladung,

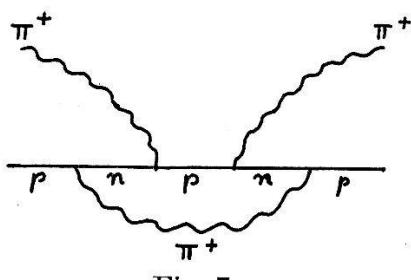


Fig. 7.

die ja einer Erhaltungsgleichung genügt, wird durch die virtuellen Prozesse nicht verändert<sup>1)</sup>. Die virtuellen Teilchen verbreitern die Ladungsverteilung eines Elektrons um  $(\Delta r)^2 \sim (\hbar/m_e c)^2$ . Eine Wechselwirkung mit elektrischen Feldern, die auf Längen  $\hbar/m_e c$  nicht stark variieren ( $E_\gamma < m_e c^2$ ), ist aber gegenüber dieser Verbreiterung insensitiv und der Effekt der virtuellen Teilchen tritt dann nicht zutage, auch nicht für grosse Werte der Ladung für die man einen beträchtlichen Einfluss der virtuellen Teilchen erwarten sollte. Die Meson-Nukleon-Wechselwirkung genügt aber keinem Erhaltungssatz und wird daher auch schon bei kleinen Energien durch die virtuellen Mesonen vollständig verändert. So kann ein Proton ein  $\pi^-$  absorbieren, im dissoziierten Zustand  $n^+ \pi^+$  hat es aber diese Fähigkeit verloren. Man kann nun ein renormalisiertes  $\beta$  definieren durch die Fähigkeit des Nukleons, in Anwesenheit der virtuellen Mesonen ein niederenergetisches Meson zu erzeugen. Setzt man dieses  $\beta$  in unsere Formeln für Streuung und Photoerzeugung ein, dann trägt man der Anwesenheit anderer virtueller Mesonen in gewissem Grade<sup>2)</sup> Rechnung. Dieses  $\beta$  wird im allgemeinen kleiner als  $\beta$  sein, wie wir jetzt am Beispiel der von uns betrachteten ladungssymmetrischen Theorie erläutern wollen. In dieser Theorie hat die „Ladung“ des Neutrons für Erzeugung eines  $\pi^0$  das umgekehrte Vorzeichen wie die des Protons, so dass sich die Wirkungen des nackten Neutrons oder Protons im wahren Nukleon subtrahieren. Entsprechend zerstören sich auch die Wirkungen der Konfigurationen mit Nukleonspin nach oben ( $\uparrow$ ) und nach unten

<sup>1)</sup> Wir sehen von der Vakuumpolarisation ab, die ein gesondertes Phänomen darstellt.

<sup>2)</sup> Vgl. weiter unten.

( $\downarrow$ ) für Erzeugung eines Mesons mit  $l_z = 0$ . Die effektive Stärke  $\bar{\beta}$  für den Übergang Proton  $\rightsquigarrow$  Proton +  $\pi^0$  ( $l_z = 0$ ) wird dann  $\beta$  mal die Differenz der Wahrscheinlichkeiten für die Konfigurationen  $p\uparrow$ ,  $n\downarrow$  und  $p\downarrow$ ,  $n\uparrow$  im Anfangszustand mal dieselbe Differenz für den Endzustand. Fassen wir (7i) und (7d) in die für die Nukleon-Konfigurationen detailliert geschriebene Form

$$\text{Proton} = (1 - \beta \bar{k}^2) p\uparrow + \frac{\beta \bar{k}^2}{9} (4 n\downarrow + 2 p\downarrow + 2 n\uparrow + p\uparrow) \quad (7n)$$

zusammen, dann sehen wir  $\bar{\beta} = \beta (1 - 8 \beta \bar{k}^2/9)^2$ . Wegen der Ladungs- und Richtungsunabhängigkeit der Wechselwirkung wird deren Stärke natürlich auch für andere Ladungs- und Spinkonfigurationen — etwa Emission eines positiven Mesons mit Drall nach oben — um denselben Faktor verkleinert. Es gilt also, wenn nur ein virtuelles Meson vorhanden ist  $\beta > \bar{\beta} > \beta/9$ . (7n) kann man leicht für den Fall verallgemeinern, dass beliebig viele virtuelle Mesonen vorhanden sind. Da nämlich die virtuellen Mesonen mit dem nackten Nukleon einen Zustand mit Drall und Isotopenspin 1/2 ergeben, kann der Drehimpuls  $L$  und Isotopenspin  $I$  aller Mesonen zusammen nur 0 oder 1 sein. Dementsprechend gibt es 4 Konfigurationen, die sich durch den Wert von  $L$  und  $I$  unterscheiden. Bezeichnet man deren Wahrscheinlichkeiten mit  $c_{LI}$  dann lautet die allgemeinste Form von (7)

$$\begin{aligned} \text{Proton} = & c_{00} p\uparrow + \frac{c_{01}}{3} (2 n\uparrow + p\uparrow) + \frac{c_{10}}{3} (2 p\downarrow + p\uparrow) + \frac{c_{11}}{9} \times \\ & \times (4 n\downarrow + 2 p\downarrow + 2 n\uparrow + p\uparrow), \quad c_{00} + c_{01} + c_{10} + c_{11} = 1. \end{aligned} \quad (7)$$

Es gilt dann  $\bar{\beta} = \beta (c_{00} - (c_{10} + c_{01})/3 + c_{11}/9)^2$ , so dass man nur  $\beta > \bar{\beta} > 0$  sagen kann und es möglich ist, dass  $\beta$  beliebig stark vermindert wird. Ob dies wirklich eintritt, hängt von der Grösse von  $c_{01} + c_{10}$  ab, was den Prozentsatz der radial antisymmetrischen Mesonzuständen angibt. Denn Drehimpulszustände mit  $L = 0$  und Isotopenspinzustände mit  $I = 0$  sind antisymmetrisch hinsichtlich der Vertauschung von Mesonen und da der Gesamtzustand symmetrisch sein muss, haben die Konfigurationen (01) und (10) antisymmetrische radiale Wellenfunktionen. Gibt es nur ein virtuelles Meson, dann treten sie natürlich nicht auf, und man kann vermuten, dass sie überhaupt selten sind. Zerlegt man den Emissionsakt in zwei Teile, eine Emission des Mesons am Ort des Nukleons und eine darauffolgende, durch die Unschärferelation bedingte Diffusion des Mesons in die ausserhalb gelegenen Teile der Mesonwolke, dann induziert der primäre Emissions- oder Absorptionsakt (3) nur die Über-

gänge  $(00) \rightsquigarrow (11)$  und  $(11) \rightsquigarrow (00) + (11)$  und die radial antisymmetrischen Zustände entstehen erst durch die Diffusion. Für  $\beta \gg 1$  gehen die primären Akte viel schneller als die Diffusion vor sich und man<sup>1)</sup> berechnet das Gleichgewicht, das sich einspielt, wenn man die Diffusion vernachlässigt. Dieses tritt bei  $c_{00} = 1/4$ ,  $c_{11} = 3/4$  ein, so dass man dann  $\bar{\beta} = \beta/9$  hat. Aus (7) folgt, dass in diesem Zustand das Proton die Hälfte der Zeit ein Neutron ist und die Hälfte der Zeit den Spin umgeklappt hat. Dementsprechend gibt dann (8) ein umgekehrt gleiches Moment für Proton und Neutron. Dies widerspricht den empirischen Werten und zeigt, dass dieser Grenzfall auch nicht realisiert sein dürfte. Die Grösse von  $\beta$  lässt sich nicht leicht abschätzen, denn Streuung und Erzeugung von Mesonen bei kleinen Energien geben eigentlich nur  $\bar{\beta}$  und daraus kann man noch nichts über  $\beta$  schliessen.  $\beta$  würde im Limes unendlich hoher Energie ins Spiel kommen. Dann müssten Emission und Absorption so schnell aufeinander folgen, dass das Nukleon inzwischen nicht mit seinen virtuellen Mesonen in Wechselwirkung treten kann und die Absorptionswahrscheinlichkeiten für den Proton- und Neutron-Zustand nicht destruktiv interferieren. Der Streuquerschnitt ist dann einfach die Summe der Streuquerschnitte am nackten Nukleon in bestimmtem Ladungs- und Drehimpulszustand mal der Wahrscheinlichkeit, den betreffenden Zustand im wahren Nukleon vorzufinden.

Die Verkleinerung von  $\beta$  wird durch die recht komplizierte Maschinerie von Spin und Isotopenspin bewirkt, in der skalaren neutralen Theorie sind die virtuellen Mesonen voneinander unabhängig, und es gibt keine Renormalisation von  $\beta$ . Dies gilt allerdings auch nur, solange man von Antinukleonen absieht, in relativistischen Theorien tritt noch zusätzlich eine unendliche Verkleinerung von  $\beta$  ein. Denn wir haben bisher nur die Stärke der Wechselwirkung für Schaffung eines nackten Mesons untersucht und beobachtbar ist nur die Erzeugung eines wahren Mesons. Man muss daher noch mit der Wahrscheinlichkeit multiplizieren, dass man im nackten Meson ein wahres Meson vorfindet, und die Berechnung dieser Wahrscheinlichkeit führt in relativistischen Theorien auf ein divergentes Integral. Aber auch abgesehen von diesen Divergenzschwierigkeiten, die schon in der Elektrodynamik auftreten, ist Ladungsrenormalisation in der relativistischen Mesontheorie nicht so wirksam wie in der Elektrodynamik; der Effekt der virtuellen Mesonen ist nicht bei allen Prozessen der gleiche, so dass unsere Ein-Meson-Formeln keine

<sup>1)</sup> PAULI und DANCOFF, Phys. Rev. **62**, 85 und andere sogenannte strong coupling Rechnungen.

von der Grösse von  $\beta$  unabhängige Gültigkeit haben, auch dann nicht, wenn man das renormalisierte  $\bar{\beta}$  verwendet. Denn dieses trägt wohl der Beeinflussung der einmaligen Emission durch virtuelle Prozesse Rechnung, beschreibt diese also auch für grosse Werte von  $\beta$  und nicht nur im  $\lim \beta \rightarrow 0$ , in dem virtuelle Prozesse vernachlässigbar sind, aber auf andere Phänomene wie Streuung wirken sich die virtuellen Mesonen wieder anders aus, so dass man nicht eine alle virtuellen Prozesse einschliessende Formel bekommt, indem man in die Formel, die virtuelle Prozesse vernachlässigt, einfach das renominierte  $\bar{\beta}$  einsetzt. Dies ist im Gegensatz zur Elektrodynamik, in der die Formeln, die virtuelle Prozesse ignorieren, bei kleiner Energie aus dem erwähnten Grund streng gelten. Deswegen kann man für die Bewegung eines makroskopisch geladenen Körpers  $z \gg 1$  in einem elektrischen Feld bei kleinem Energieaustausch einfach die entsprechende Formel für ein Elementarteilchen ( $Z = 1$ ) verwenden, man muss nur den grösseren Wert für die Ladung und Masse einsetzen, braucht sich aber nicht um virtuelle Prozesse zu kümmern. Dies gibt auch die Möglichkeit, die Ladung für ein Elementarteilchen wie für einen makroskopischen Körper zu definieren. In der Mesontheorie besteht die Möglichkeit nicht,  $\beta$  für ein Nukleon durch Vergleich mit einem Körper mit grossem  $\beta$  zu definieren, denn dieser würde in mancher Hinsicht ganz anderen Gesetzmässigkeiten unterliegen. Definiert man zum Beispiel ein  $\bar{\beta}$  dadurch, dass der Streuquerschnitt in einem  $p$ -Zustand für kleine Energien wie  $\bar{\beta}^2 k^4$  verläuft, dann ist der Querschnitt im  $s$ -Zustand nicht proportional diesem  $\bar{\beta}^2$  und der Gesamtquerschnitt wird für grosse und kleine  $\bar{\beta}$  ganz verschiedene Beiträge von den einzelnen Zuständen bekommen. Die Streuung von Mesonen an einem Körper mit  $\bar{\beta} \gg 1$  hätte keine Ähnlichkeit mit der  $\pi$ - $N$ -Streuung.

Ein wesentlicher Unterschied aller Mesontheorien zur Elektrodynamik wird auch durch die endliche Ruhmasse des Mesons verursacht, durch die jede elementare Wechselwirkung (3) stets mit einer gewissen Energieübertragung verbunden ist, und die Wechselwirkungen auf grosse Distanzen, wie das Coulombfeld, durch mesonische Wechselwirkungen verhindert. Dadurch wird es unmöglich gemacht, die Gesetze der mesonischen Kräfte wie das elektrische Feld auf makroskopischer Basis zu studieren. Wegen der endlichen Ruhmasse lässt sich auch das klassische Feldbild nicht gut auf das Mesonfeld anwenden, denn Zustände mit vielen Mesonen entsprechen sehr hoher Energie und sind daher selten realisiert.

Das Fehlen eines klassischen Vergleichskörpers wirft auch die Frage auf, wieweit die Grundlagen für die Anwendung der Quanten-

theorie gegeben sind, denn dieser wird immer zur Messung der obervalen Grössen fingiert. Ein solcher Körper würde nicht nur andern Gesetzen als ein Nukleon gehorchen, sondern es scheint auch prinzipiell unmöglich, einen solchen zu konstruieren. Die Möglichkeit, Körper mit beliebig starker Wechselwirkung zum elektrischen Feld herzustellen, beruht darauf, dass Photonen an die translatorischen Freiheitsgrade gekoppelt sind und sich die Wechselwirkungen bei einer kollektiven Bewegung vieler Elementarteilchen kohärent addieren. So wirkt ein Atomkern auf langwellige Photonen wie ein Elementarteilchen mit einer Wechselwirkungsstärke  $\alpha Z^2$ . Mesonen sind aber an Spin und Isotopenspin gekoppelt und eine kollektive Bewegung dieser Freiheitsgrade von vielen Teilchen lässt sich nicht realisieren<sup>1)</sup>. Die Wechselwirkung von  $A$  gebundenen Nukleonen mit dem Mesonfeld entspricht durchaus nicht der eines Körpers mit einer Wechselwirkung  $\beta A^2$ , wie schon durch die Sättigung der Kernkräfte gezeigt wird. Nun beruht die Konsistenz der Vertauschungsrelationen mit den realen Messmöglichkeiten in der Quantenelektrodynamik gerade auf dem Umstand, dass es Körper mit beliebig starker Ladung gibt. Versucht man, das Mesonfeld wie etwa ein elektrisches Feld durch seine Kraftwirkungen zu messen, dann liegt es nahe, das Mesonfeld durch das Drehmoment, das es auf den Spin ausübt, zu definieren. Hat man ein in  $x$ -Richtung variables Mesonfeld,  $\Phi$ , dann gelten die Gleichungen

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt} \sigma_y &= \sigma_z \frac{d}{dx} \Phi \\ \frac{d}{dt} \sigma_z &= -\sigma_y \frac{d}{dx} \Phi.\end{aligned}$$

Hätte man einen klassischen Drehimpuls  $\sigma$ , dann könnte man aus seiner Bewegung auf  $d/dx \Phi$  schliessen. Da es aber keine Teilchen mit grossem Drehimpuls gibt, die kollektiv auf  $\Phi$  reagieren und bei Spin  $1/2$  die relative Unschärfe von  $\sigma_y$  und  $\sigma_z$  von ihrer eigenen Grössenordnung sind, kann  $\Phi$  so nicht gemessen werden. Es wurde gelegentlich versucht<sup>2)</sup>, das Mesonfeld durch die Beschleunigung, die es einem Nukleon erteilt, zu messen. Hier stösst man auf eine ähnliche Schwierigkeit. Wegen der kurzen Reichweite von statischen Mesonfeldern muss das Nukleon stark lokalisiert sein und die Impulsänderung, die es durch das Mesonfeld erfährt, ist für in der Natur realisierte  $\beta$  nur von der Ordnung seiner Impulsunschärfe. Dies

<sup>1)</sup> Bisher konnte man eine kohärente Wirkung mehrerer Nukleonspins für mesonische Wechselwirkungen nur bei der elastischen  $\pi^0$ -Erzeugung am Deuteron beobachten.

<sup>2)</sup> F. von WEIZSÄCKER, HEISENBERG, Kosm. Str., p. 108 (1943).

sieht man aus unsren Formeln (9) und aus demselben Grund konnten wir die Nukleon-Nukleon-Streuung nicht mit dem Teilchenbild analysieren, denn die Anwendungsbedingungen für den klassischen Limes der Streutheorie sind nicht erfüllt. Diese Überlegung ist aber mehr für skalare neutrale Mesonfelder gedacht, für deren Beobachtung nur ihre Ruhmasse hinderlich wäre. Für geladene, pseudoskalare Mesonen stellt ihre Koppelung an Spin und Isotopenspin eine zusätzliche Schwierigkeit dar. Man kann natürlich einwenden, dass man vielleicht einmal Kräfte finden wird, die stärker als mesonische Wechselwirkungen sind und mit deren Hilfe man dann viele Nukleonen genügend stark konzentrieren und deren Spin in eine Richtung zwingen wird, um so den gewünschten Probekörper aufzubauen. Einwänden dieser Art ist natürlich jeder Unmöglichkeitsbeweis ausgesetzt und man kann darauf nur antworten, dass zur Zeit nichts bekannt ist, was mesonische Kräfte zu überbieten vermag.

Diese Unterschiede zur Elektrodynamik<sup>1)</sup>, die in der Form der Meson-Wechselwirkung ihren Ursprung haben, lassen die Mesontheorie etwas aus dem Rahmen der Quantentheorie fallen. Jedenfalls existieren in ihr hermitische Operatoren, denen keine beobachtbare Grösse entspricht. Es scheint keine Möglichkeit zu geben, das Mesonfeld oder etwa die 1- und 2-Komponente des Isotopenspins zu messen. Es ist nicht klar, welche Konsequenzen man aus diesen Abweichungen von den Grundregeln der Quantentheorie zu ziehen hat.

Herrn Prof. A. MERCIER, Prof. C. PEYROU und Dr. U. HABERSCHAIM bin ich für kritische Durchsicht des Manuskripts zu Dank verpflichtet.

---

<sup>1)</sup> Vgl. N. BOHR und L. ROSENFELD, P. R. **78**, 794 (1950).