

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 46 (1973)  
**Heft:** 5

**Artikel:** Proton-Proton Streuung im Energiegebiet von 500-2000 keV : Resultate und Auswertung  
**Autor:** Wassmer, H. / Mühry, H.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-114498>

#### **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>**

# Proton–Proton Streuung im Energiebereich von 500–2000 keV: Resultate und Auswertung

von **H. Wassmer** und **H. Mühry**

Physikalisches Institut der Universität Basel

(30. IV. 73)

*Abstract.* Precise differential cross sections for proton–proton scattering have been measured at the energies 1.881 MeV, 0.992 MeV and 0.499 MeV simultaneously at angles 24°, 50° and 90° in the centre-of-mass system. The total uncertainties vary from about 0.1% at 1.881 MeV and 0.992 MeV to 0.8% at 0.499 MeV and 90°. A satisfactory agreement between a phase shift analysis and the data can only be obtained by introducing a ‘strength factor’  $\Lambda$  for the vacuum-polarization contribution.

## Einleitung

Mit der von Mühry et al. in der vorhergehenden Arbeit [1] beschriebenen Streukammer und experimentellen Technik werden differentielle Proton–Proton Wirkungsquerschnitte gemessen. Die Protonenenergien liegen bei 1,881 MeV, 0,992 MeV und 0,499 MeV. Der Messpunkt bei 1,881 MeV ist eine vergleichende Nachmessung der von Knecht et al. [2] gefundenen Wirkungsquerschnitte. Mit den beiden anderen Energien liegen wir zwischen den Messungen von Knecht et al. und Brolley [3]. In diesem Gebiet sind noch keine Messungen vorhanden. Die festen Laborwinkel 12 Grad, 25 Grad und 45 Grad sind so gewählt, weil damit je ein Winkel im Coulombgebiet, im Interferenzgebiet und im Kernstreugebiet liegt.

Die vorliegende Arbeit beschränkt sich auf die experimentellen Resultate und deren Analyse. Die verwendete Streukammer und die Messtechnik sind ausführlich beschrieben in der Arbeit von Mühry et al.

Auf eine nochmalige Darstellung wird ausdrücklich verzichtet.

## Auswerteschema für die experimentellen Daten

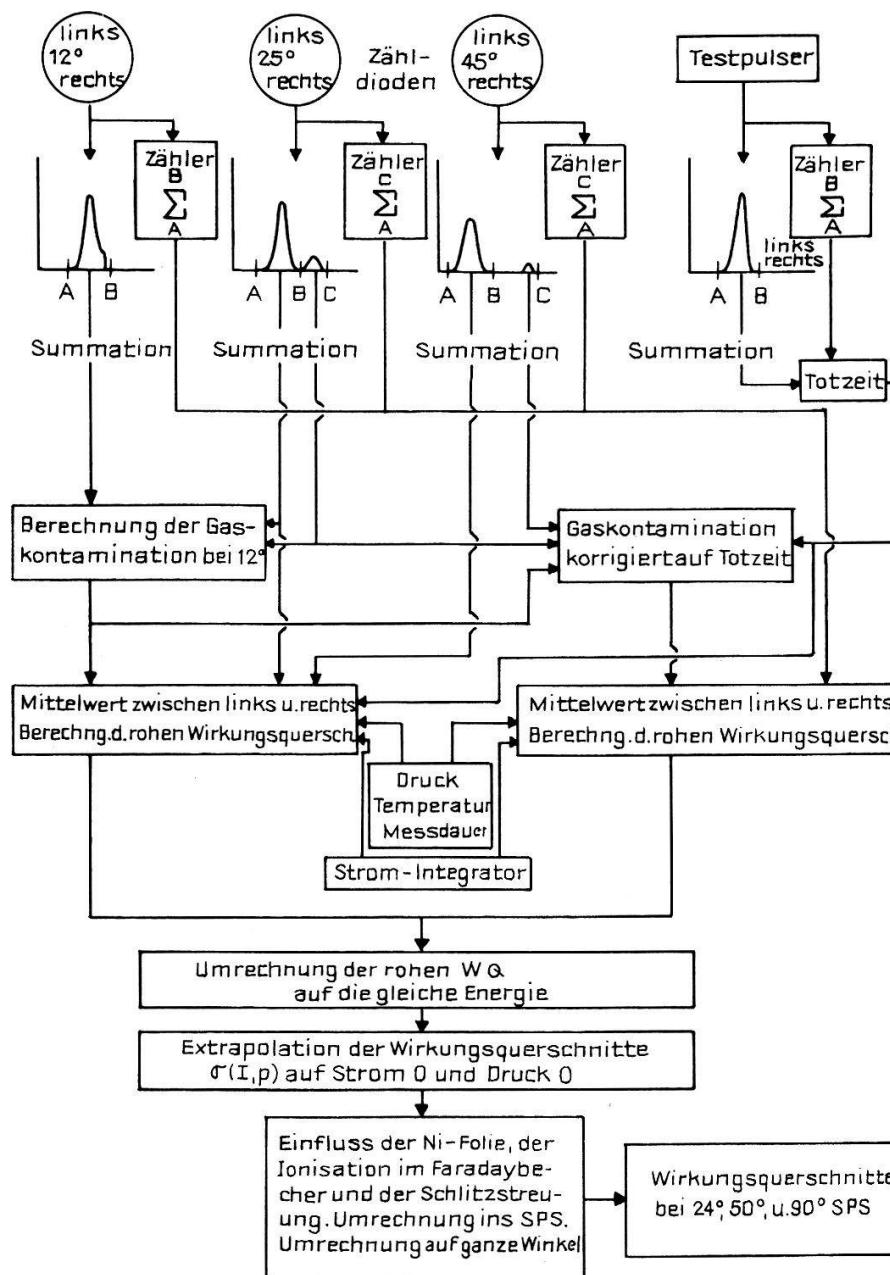
Der differentielle Wirkungsquerschnitt wird gleichzeitig bei drei Winkeln je symmetrisch zum einfallenden Strahl gemessen. Die Auswertung dieser Daten stellen wir in einem Flussdiagramm dar (Figur 1). Die Arbeit [1] enthält detaillierte Angaben über die Grundlagen aller Rechnungsschritte.

Abweichend vom Diagramm kann die simultane Registrierung der Streuereignisse

mit einem Impulshöhenanalysator und einem Zähler bei 0,499 MeV und 12 Grad wegen der zu hohen Stosszahl nicht mehr durchgeführt werden. In diesem Fall messen wir nur mit dem Zähler.

Die Experimente bei verschiedenen Wasserstoffgasdrucken ergeben unterschiedliche Streuenergien (siehe Energieeichung). Die experimentellen Wirkungsquerschnitte werden auf dieselbe 'Normenergie' korrigiert. Dies geschieht rechnerisch. Mit den neuesten  $p\bar{p}$ -Streuphasen (S-Phase nach Noyes [4] und P-Phasen nach Sher et al. [5]) wird der erwartete Unterschied für die beiden Energien berechnet und als Korrektur zur Umrechnung auf die Normenergie verwendet.

Im Schwerpunktsystem (SPS) erfolgt die Umrechnung der Querschnitte auf die Normwinkel 24 Grad, 50 Grad und 90 Grad. Für diese kleine Korrektur benützen wir die theoretischen Ableitungen der Querschnitte nach den Winkeln. Die Auswertung der vorliegenden Ergebnisse führt zu voll kompatiblen Phasensätzen, so dass auf eine Iteration des Auswerteschemas verzichtet werden kann.

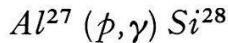


Figur 1  
Flussdiagramm des Auswerteschemas.

## Energie-Eichung

Unsere drei Messpunkte liegen bei 1,881 MeV, 0,992 MeV und 0,499 MeV. In der Nähe dieser Energien befinden sich bekannte Protonen-Eichreaktionen [6], [7].

### 991,9 keV



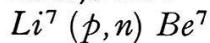
Die Messung der Streuquerschnitte erfolgt bei verschiedenen Targetgasdrucken. Dabei lassen wir die Einschussenergie konstant. Damit wird die Protonenenergie im Streuzentrum je nach Kammerdruck verschieden. Mit der Eichreaktion messen wir auch den Energieverlust der Protonen im Wasserstoffgas. Die Tabelle 1 zeigt die Resultate. Der zu starke Anstieg des Energieverlustes mit dem Druck ist auf die Nichtlinearität des differentiellen Pumpsystems zurückzuführen. Die Querschnitte werden jeweils auf 991,9 keV umgerechnet.

Tabelle 1

Eichenergie  $E_p$  und Energieverlust  $\Delta E$  der Protonen in  $H_2$ . Auswirkungen der Fehler in  $E_p$  und  $\Delta E$  auf die Querschnitte

	Fehler im Streuquerschnitt		
	12°	25°	45°
$E_p = 991,9 \pm 0,13$ keV	±0,29‰	<0,1‰	±0,13‰
$\Delta E$ (3 Torr) = $3,30 \pm 0,10$ keV	±0,22‰	<0,1‰	±0,10‰
$\Delta E$ (6 Torr) = $6,71 \pm 0,12$ keV	±0,26‰	<0,1‰	±0,12‰
$\Delta E$ (9 Torr) = $11,11 \pm 0,22$ keV	±0,48‰	<0,1‰	±0,22‰

### 1880,6 keV



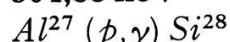
Die Eichung erfolgt ausschliesslich im Vakuum. Wir messen ebenfalls mit konstanter Einschussenergie. Den Energieverlust der Protonen im Targetgas berechnen wir aus den bei 992 keV gemessenen Werten. Wir verwenden die bekannten  $dE/dx$ -Werte für Protonen in  $H_2$  [8]. Die Querschnitte werden auf 1880,6 keV umgerechnet.

Tabelle 2

Eichenergie  $E_p$  und Energieverlust  $\Delta E$  der Protonen in  $H_2$ . Auswirkungen der Fehler in  $E_p$  und  $\Delta E$  auf die Querschnitte

	Fehler im Streuquerschnitt		
	12°	25°	45°
$E_p = 1880,6 \pm 0,36$ keV	±0,35‰	<0,1‰	<0,1‰
$\Delta E$ (3 Torr) = $2,00 \pm 0,07$ keV	<0,1‰	<0,1‰	<0,1‰
$\Delta E$ (6 Torr) = $4,08 \pm 0,09$ keV	<0,1‰	<0,1‰	<0,1‰
$\Delta E$ (9 Torr) = $6,75 \pm 0,16$ keV	±0,15‰	<0,1‰	<0,1‰

### 504,88 keV



Bei den Messungen der 'druckabhängigen Streuquerschnitte' variieren wir die Energie so, dass sie im Streuzentrum für alle Kammerdrücke gleich ist. Dieser Wert liegt bei 499,25 keV und entspricht einer Einfallsenergie von 504,88 keV und 3 Torr Kammerdruck. Die Einstellung der Energie erfolgt auf Grund der Energieverluste der Protonen im Targetgas. Diese erhalten wir durch Umrechnung der bei 991,9 keV

gefundenen Werte. Kleine Abweichungen der im Streuzentrum gewünschten Energie werden rechnerisch korrigiert.

Tabelle 3  
Eichenergie  $E_p$  und Energieverlust  $\Delta E$  der Protonen in  $H_2$ . Auswirkungen der Fehler in  $E_p$  und  $\Delta E$  auf die Querschnitte

	Fehler im Streuquerschnitt		
	12°	25°	45°
$E_p = 504,88 \pm 0,24$ keV	±1,1%	±1,1%	±3,1%
$\Delta E$ (3 Torr) = $5,63 \pm 0,19$ keV	±0,85%	±0,90%	±2,5%
$\Delta E$ (6 Torr) = $11,44 \pm 0,26$ keV	±1,2%	±1,2%	±3,4%
$\Delta E$ (9 Torr) = $18,84 \pm 0,45$ keV	±2,0%	±2,1%	±5,8%

## Experimentelle Wirkungsquerschnitte

### a. Wirkungsquerschnitte in Funktion des Druckes und des Protonenstromes

Wir messen die Wirkungsquerschnitte bei 3 Torr, 6 Torr und 9 Torr  $H_2$ . Bei jedem dieser Drucke bestimmen wir zudem die Abhängigkeit der Querschnitte von der Stärke des einfallenden Protonenstroms. Wir messen mit 50 nA, 100 nA und 200 nA. Jeder Messpunkt setzt sich aus zwölf bis maximal dreissig Einzelmessungen zusammen. Wir berechnen aus dem Fehler der Einzelmessung denjenigen des Mittelwertes und vergleichen ihn mit dem aus der Streuung der Einzelmessungen gefundenen Wert. Im Allgemeinen stimmen diese Größen recht gut überein, doch ist in einzelnen Fällen der aus der Streuung erhaltene Wert um höchstens den Faktor 2 grösser. Wir nehmen immer den grösseren Wert. Zum so ermittelten Fehler eines Messpunkts kommen noch Beiträge durch die Unsicherheiten im Druck und Energieverlust. Die Tabellen 1–3 geben den zweiten Beitrag explizite wieder. Bei 0,5 MeV wird der Fehler des Wirkungsquerschnitts im wesentlichen durch den Fehler des Energieverlusts der Protonen bestimmt.

Die in Funktion des Drucks und des Protonenstroms gemessenen Querschnitte liegen auf einer Fläche in einem dreidimensionalen Raum mit den Koordinatenachsen Strom ( $I$ ), Druck ( $p$ ) und Messwert  $\sigma(I, p)$ . Die Abhängigkeit lässt sich durch

$$\sigma(I, p) = \sigma(0, 0) + A p + B I p + \dots \quad (1)$$

darstellen. Der grundsätzlich ebenfalls zu erwartende lineare Term in  $I$  in dieser Taylor Entwicklung kann vernachlässigt werden (Mühry et al. [1], Targetaufheizung). Als einziger signifikanter quadratischer Term kommt der Kreuzterm  $I p$  vor. Er entsteht durch die Korrektur von Zählverlusten, die in erster Näherung der Zählrate ( $I p$ ) proportional sind.

Nach der Methode der kleinsten Quadrate werden  $A$ ,  $B$  und  $\sigma(0, 0)$  mit ihren Fehlern errechnet. Wir prüfen, ob sich die Messpunkte durch (1) darstellen lassen. Dazu berechnen wir für jeden Winkel ein normiertes Chi-Quadrat.

$$\chi_n^2 = \chi^2 / N^* \quad (2)$$

$$\chi^2 = \sum_1^N \left[ \frac{\sigma_i^e - \sigma_i}{\Delta \sigma_i^e} \right]^2 \quad (3)$$

$N$  = Anzahl Messpunkte pro Winkel und Energie.

$N^*$  = Anzahl Freiheitsgrade =  $N$  minus Anzahl Flächenparameter.

$\sigma_i^e$  =  $i$ -ter Messpunkt.

$\sigma_i$  =  $i$ -ter Punkt auf der Fläche.

$\Delta\sigma_i^e$  = experimenteller Fehler des  $i$ -ten Messpunktes.

Bei den Energien 1,881 MeV und 0,992 MeV liegen die Werte für  $\chi^2$  zwischen 0,85 und 1,4, während sie bei der tiefsten Energie zwischen 1,9 und 2,1 liegen.

### b. Wirkungsquerschnitte

Durch das Legen einer Fläche der Form (1) in die Messpunkte erhalten wir die extrapolierten Streuquerschnitte  $\sigma(0,0)$ .

Tabelle 4  
Extrapolierte Streuquerschnitte im Laborsystem (mb)

Winkel im LS in Grad	0,49925 MeV	0,9919 MeV	1,8806 MeV
12,000	$3845,8 \pm 1,8\%$	$8307,8 \pm 0,50\%$	$2292,0 \pm 0,55\%$
25,001	$1184,9 \pm 1,9\%$	$551,98 \pm 0,44\%$	$568,93 \pm 0,41\%$
45,002	$58,772 \pm 5,0\%$	$381,08 \pm 0,63\%$	$477,33 \pm 0,51\%$

Nun werden die Verluste in der Ni-Folie, die Spaltstreuung und die Ionisation im Faradaybecher korrigiert. Wir rechnen die Querschnitte relativistisch um ins Schwerpunktsystem.

Mit Hilfe der Ableitungen der Querschnitte nach dem Streuwinkel werden die Werte auf die ganzen Winkel  $24^\circ$ ,  $50^\circ$  und  $90^\circ$  korrigiert. Für die Fehlerrechnung berücksichtigen wir ausser den Unsicherheiten der angebrachten Korrekturen noch den Geometriefaktor, die Absoluteichung des Integrators sowie die Absolutgenauigkeiten der Energie und der Temperatur.

Tabelle 5  
Differentielle  $p\bar{p}$ -Wirkungsquerschnitte (mb)

Winkel im SPS in Grad	0,49925 MeV	0,9919 MeV	1,8806 MeV
24	$9579,9 \pm 2,7\%$	$2110,8 \pm 1,2\%$	$584,85 \pm 1,2\%$
50	$318,66 \pm 3,0\%$	$151,25 \pm 1,1\%$	$156,42 \pm 0,9\%$
90	$20,213 \pm 8,0\%$	$133,90 \pm 1,5\%$	$168,29 \pm 1,0\%$

Tabelle 6  
Vergleich der experimentellen Querschnitte mit denjenigen von Knecht et al. (Wisconsin) bei 1,855 MeV<sup>1)</sup>

Winkel im SPS in Grad	Experimentelle Querschnitte in mb Basel	Wisconsin	Differenz in Promille
24	$599,34 \pm 1,2\%$	$599,19 \pm 2,2\%$	+0,25
50	$156,70 \pm 0,9\%$	$156,32 \pm 1,1\%$	+2,5
90	$168,57 \pm 1,0\%$	$167,79 \pm 1,4\%$ <sup>2)</sup>	+4,7 <sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> Umrechnung unserer Querschnitte von 1,8806 MeV auf 1,855 MeV.

<sup>2)</sup> Nach einer privaten Mitteilung von Knecht sollte man bei  $90^\circ$  eher den aus der Phasenanalyse gerechneten Wert verwenden. Er beträgt 168,31 mb und weicht damit um 1,6% von unserem Wert ab.

Ein Vergleich unserer 1,8806 MeV Querschnitte mit den Werten von Knecht et al. [2] bei 1,885 MeV ist aus Tabelle 6 zu ersehen.

Aus den experimentellen Differenzen berechnen wir einen quadratischen Mittelwert. Unter der Annahme, dass diese mittlere Differenz auf systematische Fehler zurückzuführen ist, ergibt das für beide Experimente einen maximalen systematischen Fehler von 1,6%. Die Berücksichtigung von<sup>2)</sup> reduziert diesen Fehler auf 0,9%.

## Phasenanalyse

Die Phasenanalyse wird mit der von Knecht et al. [2] verwendeten Methode durchgeführt. Der  $p\bar{p}$ -Wirkungsquerschnitt lässt sich darstellen als Summe

$$\sigma = P_M + \Delta P_0 + \Delta P_1 + \Delta P_{L>1} + \Delta P_{VP} \quad (4)$$

$P_M$  Coulombstreuung (Mott)

$\Delta P_0$  Kernstreuung S-Welle

$\Delta P_1$  Kernstreuung P-Welle

$\Delta P_{L>1}$  Kernstreuung  $L > 1$

$\Delta P_{VP}$  Beitrag der Vakuumpolarisation für alle  $L > 0$  [9] (Der Beitrag für  $L = 0$  ist in der Phase der S-Welle eingeschlossen).

Für eine ausführliche Darstellung von  $P_M$ ,  $\Delta P_0$  und  $\Delta P_1$  sei auf die Arbeit von Knecht et al. verwiesen.

Die numerischen Werte der Vakuumpolarisation ( $L > 0$ ) sind nach Durand [9] berechnet worden und zur Kontrolle bei anderen Energien mit Angaben in der Literatur [2], [10] verglichen worden.

Der Beitrag der P-Wellen wird durch Verwendung der Effektiven-Reichweite Beziehung für P-Phasen (Sher et al. [5], p. 19) festgelegt (Werte in Tabelle 7). Der Grund für dieses Vorgehen liegt darin, dass es in diesem Energiebereich unmöglich ist [2], [5], eindeutige P-Phasen aus den Experimenten zu extrahieren.

$\Delta P_{L>1}$  ist in unserem Messbereich kleiner als 0,1% ausser bei 1,8806 MeV und 90 Grad SPS. Für diesen Messpunkt entnehmen wir den numerischen Wert der Arbeit [2].

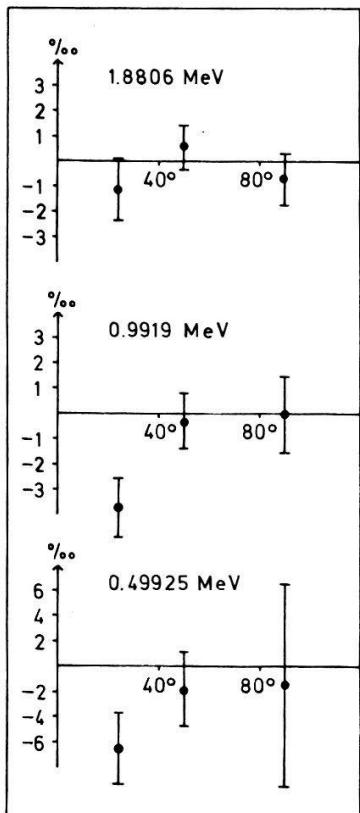
Die besten Werte der  $K_0$ -Phasen für unsere experimentellen Querschnitte, bestimmt mit der Methode der kleinsten Quadrate, sind in Tabelle 7 zu ersehen.

Die Abweichungen der experimentellen Wirkungsquerschnitte von den gerechneten (nach (4) mit den Phasen aus Tabelle 7) sind in Figur 2 dargestellt.

Tabelle 7  
Experimentelle  $K_0$ -Phasen und gerechnete P-Phasen in Grad.  $\chi^2$  aus Phasenfit

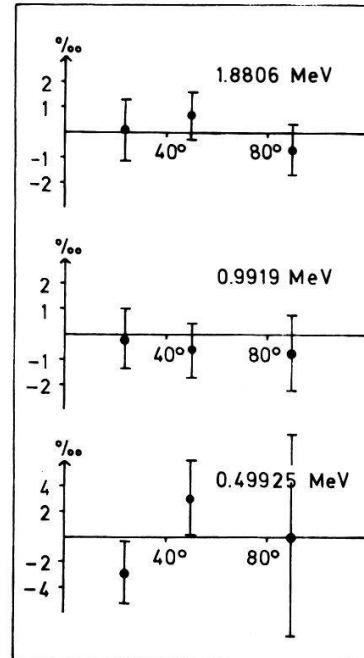
$E$ (MeV)	$K_0$	$\delta_{1,0}$	$\delta_{1,1}$	$\delta_{1,2}$	$\chi^2$
1,8806	$44,510 \pm 0,038$	0,477	-0,286	0,051	1,9
0,9919	$32,388 \pm 0,044$	0,177	-0,105	0,017	9,5
0,49925	$18,831 \pm 0,071$	0,054	-0,032	0,005	5,8

Die Rückrechnungen aus der Phasenanalyse zeigen (Figur 2), dass es unmöglich ist, die gemessenen Winkelverteilungen mit der bisher verwendeten  $p\bar{p}$ -Theorie darzustellen. Um eine bessere Übereinstimmung der Messresultate mit der Theorie



Figur 2

Abweichungen der gemessenen Wirkungsquerschnitte von den gerechneten in Promille:  $(\sigma_{\text{exp}} - \sigma)/\sigma$ .



Figur 3

Abweichungen der gemessenen Wirkungsquerschnitte von den gerechneten in Promille. Die gerechneten Werte enthalten einen angepassten Stärkefaktor für die Vakuum polarisation.

zu erreichen, verwenden wir in unserer Analyse den von Brolley [10] benützten Stärkefaktor  $\Lambda$  für die Vakuum polarisation. Durch Variation von  $\Lambda$  finden wir ein Minimum von  $\chi^2$ . Bei festgehaltenen  $P$ -Phasen (Tabelle 7) erhalten wir für  $K_0$ ,  $\Lambda$  und  $\chi^2$  die in Tabelle 8 zusammengestellten Werte. Die Rückrechnungen der Querschnitte mit den neuen Phasen  $K_0$  werden in Figur 3 gezeigt.

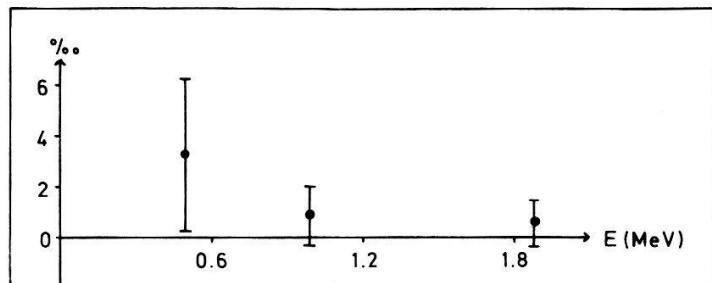
Tabelle 8  
 $K_0$ -Phasen,  $\Lambda$  und  $\chi^2_{\text{min}}$ .  $P$ -Phasen wie in Tabelle 7

$E$ (MeV)	$K_0$ (Grad)	$\Lambda$	$\chi^2$
1,8806	44,521	$0,80 \pm 0,2$	1,1
0,9919	32,426	$0,45 \pm 0,2$	0,7
0,49925	18,867	$0,25 \pm 0,4$	2,1

## E effektive-Reichweite Beziehung für die Kermstreuphase der S-Welle

Nur bei der willkürlichen Einführung eines Stärkefaktors der Vakuum polarisation sind die Messresultate unterhalb 1,8 MeV durch die Theorie darstellbar. Die Interpretation der in beiden Fällen gefundenen Phasen durch eine Effektive-Reichweite Beziehung [5], [11] ist nur sehr beschränkt interessant. Im Folgenden wird diese Interpretation aus Uebersichtsgründen für den Stärkefaktor eins angegeben.

Für die Aufspaltung der Phase  $K_0$  in den Anteil der Kernstreuung und denjenigen der Vakuumpolarisation benutzen wir die Darstellung von Foldy [12]. Mit den Parametern  $a$ ,  $r$  und  $P$  von Slobodrian [13] berechnen wir die Werte der Effektiven-Reichweite Beziehung und vergleichen sie mit den aus experimentellen Phasen berechneten Werten (Figur 4). Bei Verwendung von Parametersätzen weiterer Autoren [4], [5] ergeben sich ganz unterschiedliche Resultate. Wir finden sowohl bessere wie auch schlechtere Uebereinstimmung mit dem Experiment verglichen mit den Parametern von Slobodrian.



Figur 4  
Abweichungen (in Promille) der experimentellen Werte von den gerechneten für die Effektive-Reichweite Beziehung. Die Rechnung erfolgte mit den Parametern von Slobodrian [13].

## Diskussion

Die gemessenen Winkelverteilungen sind unterhalb 1,8 MeV mit der heute gültigen  $\bar{p}p$ -Theorie nicht verträglich. Die Rückrechnungen mit den aus der Phasenanalyse gefundenen Phase  $K_0$  zeigen auffällige Abweichungen bei den 12 Grad Messpunkten (Figur 2). Während bei 1,881 MeV die Abweichung von -1,2 Promille nur wenig grösser ist als der experimentelle Fehler, wächst dieser Wert auf -3,5 Promille bei 0,992 MeV und erreicht etwa 6 Promille bei der tiefsten Energie.

Die Messungen sind sehr sorgfältig auf systematische Fehler untersucht worden. Der Vergleich unserer Messresultate bei 1,881 MeV mit den entsprechenden Werten von Knecht et al. [2] zeigt, dass eventuelle systematische Fehler kleiner als 2 Promille sind.

Als mögliche Ursache der gemessenen Abweichungen sind die von Breit diskutierten molekularen Störeffekte in Betracht gezogen worden [14], [15]. Diese sind aber sicher um eine Grössenordnung zu klein.

Wie von Sher et al. [5] hervorgehoben, existiert zur Zeit keine exakte relativistische Theorie für die elektromagnetische Zweikörperwechselwirkung in geschlossener Form. In der Theorie hier nicht berücksichtigte Beiträge können nach dieser zusammenfassenden Darstellung bei 2 MeV und Streuwinkeln kleiner als 20 Grad SPS bis zu 20 Prozent der Vakuumpolarisationsamplitude betragen. Obwohl quantitative Angaben für den vorliegenden Messbereich fehlen, glauben wir, dass diese Effekte nicht die alleinige Ursache für die beobachteten Abweichungen sein können.

Eine gute Uebereinstimmung von Experiment und Rückrechnung kann nur durch Einführung eines Stärkesfaktors  $\Lambda$  für das Potential der Vakuumpolarisation erreicht werden (Tabelle 8, Figur 3). Die Analyse der Wirkungsquerschnitte von Knecht in Bezug auf  $\Lambda$  [5], [16] ergeben Werte, die mit sinkender Energie grösser werden.

Bei 1,8 MeV wird  $\Lambda$  ungefähr eins. Der Faktor  $\Lambda$ , der auch von Brolley [10] für die Analyse verwendet wird, kann physikalisch nicht erklärt werden. Die Tatsache, dass für gewisse  $\Lambda$  eine gute Uebereinstimmung zwischen dem vorliegenden Experiment und der Rückrechnung vorhanden ist (Figur 3), lässt uns nicht an der Richtigkeit des Vakuumpolarisationsbeitrages zweifeln. Diese Darstellung ist lediglich ein Ausdruck dafür, dass unsere Abweichungen von der Theorie mit einem Effekt von der Größenordnung und der Winkelverteilung der Vakuumpolarisation erklärt werden könnten.

#### LITERATURVERZEICHNIS

- [1] H. MÜHRY et al., *Helv. Phys. Acta* **46**, 580 (1973).
- [2] D. J. KNECHT et al., *Phys. Rev.* **148**, 1031 (1966).
- [3] J. E. BROLLEY, *Phys. Rev.* **135**, 1119 (1964).
- [4] H. P. NOYES, *Phys. Rev. Letters* **12**, 171 (1964).
- [5] M. S. SHER et al., *An Phys.* **58**, 1 (1970).
- [6] J. B. MARION, *Rev. Mod. Phys.* **38**, 660 (1966).
- [7] A. RYTZ et al., *Helv. Phys. Acta* **35**, 546 (1962).
- [8] J. F. JANNI, Air Force Weapons Laboratory Report No. AFWL-TR 65-150 (unveröffentlicht).
- [9] J. DURAND, *Phys. Rev.* **108**, 1597 (1957).
- [10] J. E. BROLLEY, *Austr. J. Phys.* **22**, 327 (1969).
- [11] J. M. BLATT et al., *Rev. Mod. Phys.* **22**, 77 (1950).
- [12] L. L. FOLDY et al., *Phys. Rev.* **98**, 775 (1955).
- [13] R. J. SLOBODRIAN, *Nuovo Cim.* **9A**, 340 (1972).
- [14] G. BREIT, *Phys. Rev. Letters* **2**, 401 (1959).
- [15] G. BREIT, Proceedings I.C.P.N.S. Montreal (1969).
- [16] L. HELLER, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **9**, 154 (1964).