

KFK-83

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

FEBRUAR 1962

KFK 83

INSTITUT FÜR EXPERIMENTELLE KERNPHYSIK

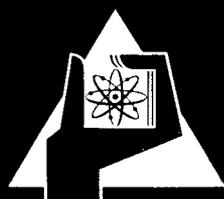
BEMERKUNGEN ZUR ELEKTRONENSTREUUNG AN NUKLEONEN
IM BEREICH VON 6 GeV.

HERWIG SCHOPPER

1. Aug 1962

KERNREAKTOR

Bau- und Betriebsgesellschaft m. b. H.
Verwaltung der Zentralbehörde



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Februar 1962

KFK 83

Institut für
Experimentelle Kernphysik

Bemerkungen zur Elektronenstreuung an Nukleonen
im Bereich von 6 GeV.

Ausarbeitung eines Berichtes auf der Tagung der Studien-
gruppe für Zählexperimente für DESY auf dem Ruhestein,
16.-20.10.1961

Herwig Schopper

KERNREAKTOR
Bau- und Betriebs-Gesellschaft mbH
Verwaltung der Zentralschere

Kernreaktor Bau- und Betriebs-Gesellschaft mbH
Karlsruhe

INHALT

- A. Die Bestimmung der Formfaktoren aus den Wirkungsquerschnitten
- B. Die bisherigen experimentellen Ergebnisse
 - a) Proton
 - b) Neutron
- C. Experimentelle Fragen
 - 1) Target
 - 2) Bestimmung der Intensität des Primärstrahles
 - 3) Zähler
 - 4) Spektrometer
 - 5) Äußeres oder inneres Target
- D. Inelastische Elektronenstreuung
- E. Koinzidenzexperimente
 - 1) Elastische Streuung am Proton
 - 2) Quasi-elastische Streuung am Deuteron
- F. Polarisationsexperimente
 - 1) Protonenpolarisation bei der elastischen Streuung am Proton
 - 2) Protonen- oder Neutronenpolarisation bei der quasi-elastischen Streuung am Deuteron
 - 3) e-p-Polarisations-Korrelationsmessungen bei der Streuung am Proton

KERNREAKTOR

Bau- und ... m, h, H,
Verwaltung des Zentralbereiches

A. Die Bestimmung der Formfaktoren aus den Wirkungsquerschnitten

Um Aussagen über die Struktur der Nukleonen zu bekommen, benötigt man den theoretischen Zusammenhang zwischen beobachtbaren Größen, d.h. dem differentiellen Streuquerschnitt, und der Nukleonenstruktur. Unter der Annahme, daß bei der Streuung zwischen Elektron und Nukleon nur ein Photon ausgetauscht wird, erhält man folgende Beziehung, die unter dem Namen 'modifizierte Rosenbluth-Formel' bekannt ist:

$$R = \frac{d\sigma}{d\Omega} / \sigma_{NS} = G_1^2 + \frac{\hbar^2 q^2}{4M^2 c^2} [2(G_1 + G_2)^2 \text{tg}^2 \frac{\theta}{2} + G_2^2] \quad (1)$$

Hierbei ist σ_{NS} der Streuquerschnitt eines Elektrons an einem spinlosen Teilchen der Masse M und θ ist der Streuwinkel. Alle Größen gelten im Laborsystem. G_1 und G_2 sind zunächst rein phänomenologisch eingeführte Funktionen, die nur vom übertragenen Rückstoßimpuls $q^2 = 4 E E' \sin^2 \theta / 2$ abhängen. E und E' sind die Energien des Elektrons vor und nach der Streuung. In nicht-relativistischer Näherung ist G_1 der Formfaktor, der die Verteilung der elektrischen Ladung und des Dirac'schen magnetischen Momentes und G_2 der Formfaktor, der die Verteilung des anomalen magnetischen Momentes beschreibt. $G_1(0)$ und $G_2(0)$ sind gleich der Gesamtladung bzw. dem gesamten anomalen magnetischen Moment. Es gelten also die Normierungen

$$G_{1p}(0) = 1$$

$$G_{1n}(0) = 0$$

$$G_{2p}(0) = 1,71$$

$$G_{2n}(0) = -1,91$$

Die Indizes p und n stehen für Proton und Neutron.

Häufig werden anders normierte Formfaktoren benützt, die mit den G_i in folgender Weise zusammenhängen: $G_1 = F_1$, $G_2 = \mu_{\text{anomal}} F_2$, d.h. $F_{1p} = F_{2p} = F_{2n} = 1$, $F_{1n} = 0$.

Daß sich R durch zwei Funktionen, die nur von q^2 abhängen, darstellen läßt, ist wesentlich mit der Näherung des Ein-Photonen-Austausches verknüpft.

Hofstadter¹⁾ hat ein Verfahren angegeben, wie man aus den gemessenen Werten von R die Formfaktoren F_1 und F_2 bestimmen kann. Die rechte Seite von Gleichung (1) stellt in der $F_1 - F_2$ - Ebene für einen bestimmten q -Wert eine Ellipse mit dem Mittelpunkt im Koordinatenursprung dar. Führt man mehrere Messungen aus, bei denen die Einfallenergie E und der Streuwinkel θ so gewählt sind, daß man stets den gleichen q -Wert bekommt, dann bestimmt jede Messung eine Ellipse. Wegen des Gliedes mit $\text{tg}^2\theta/2$ besitzen diese Ellipsen verschiedene Gestalt und es läßt sich leicht zeigen, daß sich bei Gültigkeit von Gleichung (1) alle Ellipsen für ein bestimmtes q in 4 Punkten schneiden. Aus diesen Schnittpunkten ergeben sich Werte für G_1 und G_2 für das betreffende q . Da man vier Schnittpunkte erhält, ergibt sich allerdings eine Mehrdeutigkeit. Je zwei Schnittpunkte unterscheiden sich aber nur dadurch, daß die Formfaktoren beide entgegengesetztes Vorzeichen, d.h. verschiedene Normierung, besitzen. Sieht man von diesem trivialen Unterschied ab, dann gibt es zwei unabhängige Lösungen.

Diese Ellipsenmethode zeichnet sich durch große Anschaulichkeit aus, besitzt aber einige Nachteile. Infolge von Meßungenauigkeiten schneiden sich im allgemeinen die Ellipsen nicht genau in einem Punkt. Es ist dann nicht möglich, unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Meßfehler aus den verschiedenen Schnittpunkten einen Mittelwert zu berechnen, sondern man ist auf eine mehr oder weniger willkürliche Mittelung angewiesen. Die Berechnung des Fehlers dieses Mittelwertes ist sehr kompliziert, da sich verschiedene Ellipsen unter verschiedenen Winkeln schneiden. Umgekehrt lassen sich nicht ohne weiteres Aussagen darüber machen, wie man ein Experiment anlegen muß,

um eine möglichst gute Genauigkeit für die Formfaktoren zu erhalten.

Wegen dieser Schwierigkeiten wurde während der letzten Monate eine andere Methode zur Bestimmung der Formfaktoren diskutiert, die eine Reihe von Vorteilen zu bieten scheint. Dazu ist es zunächst zweckmäßig, die Ellipsengleichung (1) auf Normalform zu bringen, was mit Hilfe der Transformation

$$\begin{aligned}G_E &= G_1 - tG_2 \\G_M &= G_1 + G_2 \\ \text{mit } t &= (\hbar q/2Mc)^2\end{aligned} \quad (2)$$

möglich ist und man erhält

$$R = \frac{1}{1+t} (G_E^2(q^2) + tG_M^2(q^2)) + 2 t G_M^2(q^2) \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \quad (3)$$

Die neuen Formfaktoren G_E und G_M haben eine einfache physikalische Bedeutung. G_M ist der Formfaktor für das gesamte magnetische Moment (Dirac plus anomal), während G_E der Formfaktor für die Ladungsverteilung unter Berücksichtigung des sogenannten Foldy-Thermes ist (vergl. Sachs u.M.²).

G_E und G_M lassen sich nun folgendermaßen auf einfache Weise bestimmen. Trägt man das experimentell bestimmte Verhältnis R als Funktion von $\operatorname{tg}^2 \theta/2$ auf, dann ergibt sich bei Gültigkeit von Gleichung (3) eine Gerade. Aus der Steigung der Geraden erhält man G_M^2 und aus dem Schnittpunkt mit der Ordinatenachse $G_E^2 + tG_M^2$, und bei bekanntem G_M^2 folgt daraus G_E^2 (vergl. Figur 1). Durch die Meßpunkte läßt sich mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate eine Gerade legen, wodurch es möglich wird, die einzelnen Messungen mit verschiedenem Gewicht zu berücksichtigen. Auch die Berechnung der Fehler von G_E und G_M kann in der beim quadratischen Aus-

gleich üblichen Weise erfolgen.⁺⁾

Aus dieser Darstellung kann man auch sofort Hinweise bekommen, wie man ein Experiment am zweckmäßigsten anlegen muß. Der Schnittpunkt der Geraden mit der Ordinatenachse hängt praktisch nicht davon ab, ob man eine Messung bei 90° oder einem kleineren Winkel durchführt (vergl. Figur 1), während die Steigung der Geraden umso genauer bestimmt werden kann, bei je größeren Winkeln man mißt. Solange Gleichung (3) gilt, lohnt es sich daher nicht, große Mühe für Messungen bei Winkeln kleiner als 90° aufzuwenden, dagegen ist es sehr wichtig, zu möglichst großen Winkeln zu gehen. Wie man aus Figur 1 sehen kann, bedeutet es durchaus einen beträchtlichen Unterschied für die Genauigkeit, mit der die Lage der Geraden bestimmt werden kann, ob man bei 145° oder nur bis 135° messen kann.

Ein weiterer Vorteil dieser Darstellung besteht darin, daß man ein Ungültigwerden von Gleichung (3) leicht übersehen kann, da es sich als eine Abweichung von der Geraden bemerkbar macht. Dabei muß allerdings berücksichtigt werden, daß nicht jede durch die Meßpunkte gezogene Gerade mit Gleichung (3) verträglich ist, denn zwischen der Steigung und dem Ordinatenabschnitt besteht ein Zusammenhang. Zum Beispiel darf bei endlicher Steigung der Geraden der Achsenabschnitt nicht 0 oder kleiner als 0 werden.

Ist R_a der Wert von R bei $\operatorname{tg}^2 \alpha / 2 = a$, dann gelten für die Steigung $\operatorname{tg} \alpha$ der Geraden die Schranken $0 \leq \operatorname{tg} \alpha \leq R_a [a + 1/2 (1 + t)]^{-1}$. Geraden mit maximaler Steigung wurden in Figur 2 gestrichelt eingezeichnet.

⁺⁾ Die Geradendarstellung kann natürlich auch schon mit Hilfe der Gleichung (1), d.h. vor der Transformation auf Normalgestalt benützt werden. Aus der Steigung und dem Achsenabschnitt muß dann aber mit recht komplizierten Formeln G_1 und G_2 berechnet werden und die Fehlerrechnung ist äußerst umständlich.

Schließlich läßt sie noch die Mehrdeutigkeit der Lösungen bei Verwendung von G_E und G_M sehr leicht übersehen. Da in Gleichung (3) nur die Quadrate von G_E und G_M vorkommen, sind folgende Lösungen möglich:

$$\begin{array}{ll} 1.) & G_E, G_M \\ 2.) & G_E, -G_M \\ 3.) & -G_E, -G_M \\ 4.) & -G_E, +G_M \end{array} \quad (4)$$

Die Mehrdeutigkeit äußert sich hier also nur durch verschiedene Kombinationen der Vorzeichen.

Mit Hilfe der Transformation (2) läßt sich nun auch leicht der Zusammenhang für die beiden möglichen Lösungen von G_1 und G_2 berechnen. Man erhält folgende beiden Lösungen:

$$\begin{array}{ll} 1.) & G_1 \qquad \qquad \qquad G_2 \\ 2.) & \tilde{G}_1 = \frac{1}{1+t}[-(1-t)G_1+2tG_2] \quad \tilde{G}_2 = \frac{1}{1+t}[2G_1+(1-t)G_2] \end{array} \quad (5)$$

Zwei weitere Lösungen erhält man daraus, indem man diese Lösungen mit -1 multipliziert.

Eine Entscheidung, welche dieser Lösungen die richtige ist, kann nur durch Hinzunahme weiterer Informationen, die nicht invariant gegen die Ersetzung $G_E \rightarrow \pm G_E$ und $G_M \rightarrow \pm G_M$ (\pm unabhängig) sind. Eine solche Information sind die Werte der Formfaktoren für $q = 0$, d.h. die Werte für die Gesamtladung und das magnetische Moment. Da die Formfaktoren stetig sind, können leicht diejenigen Lösungen für G_{Ep} , G_{Mp} und G_{Mn} ausgewählt werden, die für $q \rightarrow 0$ die richtige Ladung und das richtige magnetische Moment ergeben. Dieses Vorgehen versagt jedoch für G_{En} , da die Gesamtladung des Neutrons verschwindet.

Auch hier ist jedoch eine Unterscheidung der beiden Lösungen

möglich, wenn man die Streuung von thermischen Neutronen an Elektronen mit heranzieht. Das Ergebnis solcher Messungen ist, daß für $t = 0$ gilt $G'_{1n} = 0$ (der Strich bedeutet Differentiation nach t). Aus Gleichung (2) erhält man

$$G'_E(0) = G'_1(0) - G_2(0) \quad \text{oder}$$

$$G'_E(0) = -G'_1(0) + G_2(0).$$

Mit $G'_1(0) = 0$ folgt also $G'_E(0) = \pm G_2(0)$. Welcher dieser beiden Fälle realisiert ist, kann im Prinzip durch Messungen bei kleinen t entschieden werden (vergl. nächsten Abschnitt).⁺⁾

B. Die bisherigen experimentellen Ergebnisse

Bei der Durchführung von Elektronenstreuexperimenten bis zu 6 GeV dürfte es unbedingt zu empfehlen sein, zunächst bei den höchsten bisher gemessenen Energien (Cornell etwa 1250 MeV) anzuschließen und erst allmählich zu höheren Energien zu gehen. Dieses ist erstens notwendig, um die experimentelle Technik zu erlernen, da die bisher angewandten Methoden bei höheren Energien nicht ohne weiteres funktionieren. Zweitens erscheint es aber auch aus grundsätzlichen Erwägungen (z.B. wegen der Frage nach der Gültigkeit der Rosenbluth-Formel) geraten, die Energie nur schrittweise zu steigern.

Es sollen hier die bisherigen Ergebnisse kurz zusammengefaßt werden, da sich daraus wesentliche Gesichtspunkte für zukünftige Experimente bei höheren Energien ergeben. Auf eine theoretische Interpretation der experimentellen Ergebnisse soll hier aber verzichtet werden.

⁺⁾ Die Klarstellung dieser Zusammenhänge verdanke ich Herrn Dr. W. Theis.

a) Proton

In Figur 3 sind als Beispiel einige Messungen für das Proton dargestellt. Man sieht, daß bei kleinen Streuwinkeln die Streuquerschnitte genügend groß sind, so daß selbst bei höheren Energien kaum Intensitätsschwierigkeiten zu erwarten sind. Bei der Rückwärtsstreuung dagegen liegen die Streuquerschnitte bei etwa 10^{-34} cm²/ster und die Erzielung ausreichender Zählraten ist schwierig. Messungen bei 145° deuten allerdings darauf hin, daß der Wirkungsquerschnitt nahezu konstant wird und vielleicht sogar wieder ansteigt. Es ist jedoch auch durchaus möglich, daß er eine Schulter besitzt und bei höheren Energien plötzlich stark abnimmt (destruktive Interferenz zwischen G_1 und G_2). Abgesehen von diesem letzten Falle sollte es möglich sein, die Messungen auch bei sehr großen Streuwinkeln auf höhere Energien auszudehnen, falls die für DESY geplante Strahlintensität erreicht werden kann und wenn Spektrometer mit genügend großem Raumwinkel benutzt werden. Man würde dann etwa Zählraten von etwa 1 Zählung/10 min erreichen können, was durchaus tragbar ist. Eine sichere Extrapolation von 1,2 GeV auf 6 GeV ist aber natürlich nicht möglich.

In Figur 4 sind die experimentell bestimmten Formfaktoren G_1 und G_2 - wie sie aus den Messungen von Stanford und Cornell abgeleitet wurden - dargestellt. Die Ergebnisse stimmen nunmehr darin überein, daß eine Aufspaltung der Formfaktoren schon bei kleinen q -Werten einsetzt. Wegen $G_i = G_i(0)(1 - q^2/6 \langle r_i^2 \rangle + \dots)$ folgt daraus, daß die mittleren Radien $\langle r_i \rangle$ der Ladungsverteilung und der Verteilung des anomalen magnetischen Momentes verschieden sind. Bei großen q -Werten wäre es interessant festzustellen, ob G_2 gegen 0 geht und 0 bleibt, oder ob es negativ wird. Bei G_1 ist die Frage zu klären, ob es praktisch konstant wird mit einem Wert von etwa 0,2 oder ob es auch gegen 0

abnimmt. Daraus könnten Rückschlüsse über den Ladungskern des Protons bzw. über virtuelle Zustände mit großen Massen gezogen werden.

Von besonderem Interesse ist das kürzlich gefundene Ergebnis⁵⁾, daß die für Energien oberhalb von 1100 MeV in Cornell gemessenen Wirkungsquerschnitte bei großen Streuwinkeln nicht mehr mit der Rosenbluth-Formel verträglich zu sein scheinen. In Figur 2 sind die Messungen für $q^2 = 30 \text{ f}^{-2}$ und $q^2 = 37 \text{ f}^{-2}$ aufgetragen. Bei $q^2 = 30 \text{ f}^{-2}$ macht sich bereits eine Abweichung von der Geraden mit der größtmöglichen Steigung (gestrichelt) bemerkbar. Bei $q^2 = 37 \text{ f}^{-2}$ liegen zwar nur drei Meßpunkte vor, aber wie in Abschnitt A ausgeführt wurde, ist durch einen Meßpunkt die Steigung der Geraden bereits stark eingeschränkt. In der Figur ist die mit dem Meßpunkt bei $\text{tg}^2 \theta/2 = 2,2$ verträgliche Geradenschar schraffiert angedeutet. Der Meßpunkt bei $\theta = 145^\circ$ liegt weit darüber und ist damit nicht verträglich. Falls nicht systematische Fehler vorliegen (was durchaus möglich ist), dann zeigen diese Messungen, daß bei sehr großen Winkeln die Rosenbluth-Formel für $q^2 > 35 \text{ f}^{-2}$ nicht mehr gilt. Der Grund dafür ist noch unklar. Am naheliegendsten ist es, daß die Näherung des Ein-Photonen-Austausches nicht mehr gilt und höhere Terme berücksichtigt werden müssen. Entsprechende theoretische Untersuchungen fehlen jedoch noch.

b) Neutron

Der Streuquerschnitt für das Neutron kann nicht direkt gemessen werden, sondern muß aus dem Streuquerschnitt für die quasi-elastische Streuung am Deuteron (d.h. Streuung, bei der das Deuteron zwar aufgebrochen wird, bei der aber keine Mesonen erzeugt werden) ermittelt werden. Dabei tritt eine Komplikation auf, da die Nukleonen im Deu-

teron nicht in Ruhe sind und daher die Energie der elastisch gestreuten Elektronen verwaschen ist. Dies wäre nicht weiter schlimm, da durch eine Integration über die Energie E' der gestreuten Elektronen der gesuchte differentielle Streuquerschnitt gefunden werden könnte:

$$\int \frac{d^2 \sigma_D}{d\Omega dE'} dE' = \frac{d \sigma_D}{d\Omega} \approx \frac{d \sigma_p}{d\Omega} + \frac{d \sigma_n}{d\Omega} \quad (6)$$

Diese Beziehung gilt jedoch nur für die Impulsapproximation und es zeigt sich, daß das Integral verhältnismäßig empfindlich gegen Einflüsse der Strahlungskorrekturen, der Wechselwirkung der Nukleonen im Endzustand, relativistische Korrekturen u.a. ist. Günstiger ist es, den differentielle Streuquerschnitt für das Neutron aus dem maximalen Wert von $d^2 \sigma / d\Omega dE'$ zu bestimmen. Goldberg⁶⁾ zeigte, daß folgender Zusammenhang gilt^{+) :}

$$\phi \cdot \left(\frac{d^2 \sigma_D}{d\Omega dE'} \right)_{\max} = \frac{d \sigma_p}{d\Omega} + \frac{d \sigma_n}{d\Omega} \quad (7)$$

mit

$$\phi = 2 \langle P \rangle \frac{E_n q}{M^2} \cdot \frac{E'}{E}$$

wobei $\langle P \rangle$ der mittlere Impuls der Nukleonen im Deuteron und E_n die Rückstoßenergie des Neutrons ist. ϕ ist proportional zur Breite der 'Elektronenlinie' nach der Streuung. Berechnet man $\langle P \rangle$ mit Hilfe der Hulthen Wellenfunktion mit den von Goldberg angegebenen Parametern, dann erhält man $2 \langle P \rangle = 103 \text{ MeV}/c$.

Durand⁷⁾ zeigte, daß die Impulsapproximation selbst bei kleinen q -Werten ($q^2 \gtrsim 4 \text{ f}^{-2}$) noch recht gut brauchbar

^{+) Zur Umrechnung der Formeln von Goldberg und Durand ineinander und in die hier angegebenen ist zu beachten, daß $(q_j) = q E_n / M$ gilt.}

ist⁺) und daß die Änderung des Streuquerschnittes durch die genannten Korrekturen nur wenige Prozent beträgt. Unter Berücksichtigung dieser Korrekturen findet er $2 \langle P \rangle = 109 (1 \pm 0,05) \text{ MeV/c}$.

Mit Hilfe dieses Wertes läßt sich nun aus $(d^2\sigma_p/d\Omega dE')_{\text{max}}$ bei bekanntem $d\sigma_p$ der Streuquerschnitt für das Neutron berechnen und daraus - genauso wie beim Proton - die Formfaktoren ermitteln. Das Ergebnis ist in Figur 5 dargestellt. Für G_1 und G_2 wurde nur eine Lösung eingezeichnet, obwohl in Abschnitt A auseinandergesetzt wurde, daß die Lösungen G_1 und G_2 mit Hilfe der Normierung nicht ausgeschlossen werden können.

Zusammenfassend läßt sich folgendes sagen: sowohl beim Proton als auch beim Neutron ist die Bestimmung der Formfaktoren bei höheren q -Werten von größtem Interesse, um den Einfluß virtueller Zustände mit großen Massen kennenzulernen. Wie in Abschnitt A ausgeführt wurde, könnte dies, solange die Rosenbluth-Formel gültig ist, durch Streumessungen bei Winkeln zwischen 90° und 145° erreicht werden. Da jedoch ein Anzeichen für ein Ungültigwerden der Formel bei großen Streuwinkeln vorliegt, sollten unbedingt auch Messungen bei kleineren Winkeln durchgeführt werden. Aus diesen dürften sich dann Formfaktoren auch noch bei verhältnismäßig großen q -Werten bestimmen lassen. Ob die Rosenbluth-Formel noch anwendbar ist, kann leicht mit Hilfe der Geradendarstellung (vgl. Abschnitt A) geprüft werden.

+) Bosco (Bericht von N. Hofstadter auf der Aix-en-Provence Conference) hat kürzlich festgestellt, daß bei kleinen q -Werten der Einfluß der Wechselwirkung im Endzustand bis zu 20% betragen kann. Diese Abschätzungen sollen sich jedoch als unrichtig erwiesen haben (private Mitteilungen) und die damit erhaltenen Ergebnisse sollen daher im folgenden nicht berücksichtigt werden. - Durand zeigte auch, daß die früher häufig verwendete modifizierte Jankus-Theorie unrichtig ist.

C. Experimentelle Fragen

1. Target

Als Target kommen Polyäthylen (CH_2) bzw. deuteriertes Polyäthylen (CD_2) oder flüssiger Wasserstoff infrage. Ein Nachteil von Polyäthylen besteht darin, daß die Streuung am Kohlenstoff durch ein getrenntes Experiment mit einem Graphittarget bestimmt und durch Subtraktion eliminiert werden muß. Außerdem werden im Kohlenstoff sehr viele Mesonen erzeugt, deren Unterdrückung beim Elektronennachweis Schwierigkeiten bereitet. Andererseits kann ein Polyäthylentarget kleiner als der Strahldurchmesser gemacht werden, so daß der Raumwinkel durch die Geometrie Target-Magnet und nicht durch die Strahldynamik bestimmt wird. Dadurch ist eine genaue Bestimmung des Raumwinkels und damit des absoluten Wirkungsquerschnittes möglich.

Eine weitere Schwierigkeit, die bei der Verwendung von Polyäthylenauftritt, besteht darin, daß dieses Material durch Strahlenschäden allmählich zerstört wird. In Cornell wurde bei den Intensitäten von einigen 10^{10} -Elektronen pro Impuls nach einigen Stunden eine Braunfärbung festgestellt. Läßt man die Targets liegen, dann verschwindet diese Braunfärbung in mehreren Wochen wieder. Chemische Analysen zeigten, daß durch die Strahlenschädigung praktisch kein Wasserstoff aus dem Target verloren gegangen war. Einige Targets wurden absichtlich solange bestrahlt, bis sie fast schwarz waren. Dabei wurde laufend die Intensität für die Streuung am Proton gemessen. Innerhalb der Meßfehler von einigen Prozenten konnte keine Abnahme der Streuintensität beobachtet werden. Diese Art von Strahlenschäden stört daher die Messung nicht, insbesondere wenn von Zeit zu Zeit das Target ausgewechselt wird.

Bei den bei DESY zu erwartenden Strahlenintensitäten, die etwa um einen Faktor 10 höher liegen als in Cornell, ist jedoch zu befürchten, daß die im Target erzeugte Wärme so groß ist, daß das Polyäthylen zu kochen beginnt. Dies wurde am Strahl des Stanford Linearbeschleunigers beobachtet. Um eine Blasenbildung im Target zu vermeiden, sollte man bei DESY ein bewegliches Target verwenden, z.B. eine rotierende Scheibe.

Ein flüssiges Wasserstofftarget bietet vor allem den Vorteil, daß kein Untergrund durch die Streuung an Kohlenstoff vorhanden ist. Außerdem kann man wegen des kleineren effektiven Z eine viel größere Zahl von Mehrfachdurchgängen durch das Target erhalten. Eine Schwierigkeit besteht allerdings darin, daß die Wände, die den Wasserstoff umgeben, sehr dünn sein müssen, da andernfalls wegen der Vielfachdurchgänge der durch die Streuung an den Wänden verursachte Untergrund zu groß wird. Bei Verwendung einer dünnen Aluminium- oder Nickelfolie sollte es jedoch möglich sein, dieses Problem zu lösen. Ein weiterer Nachteil eines flüssigen Wasserstofftargets liegt darin, daß man wegen des Wandeinflusses das Target größer als die Strahldimension machen muß. Dabei ist dann die effektive Targetgröße durch die Strahldynamik und nicht durch die Geometrie des Targets gegeben. Eine Bestimmung von absoluten Streuquerschnitten wird dadurch äußerst schwierig. Selbst in Stanford, wo die Verwendung eines Wasserstofftargets am äußeren Strahl des Linearbeschleunigers verhältnismäßig leicht ist, wurden die Absolutwerte der Streuquerschnitte stets mit einem Polyäthylentarget bestimmt. Die Messungen mit flüssigem Wasserstoff wurden dann daran angeschlossen.

Mit einem Target aus festem Wasserstoff könnten diese Schwierigkeiten weitgehend vermieden werden, jedoch sind

die dabei auftretenden technischen Probleme, wie Überlegungen und Versuche in Cornell ergaben, außerordentlich groß.

2. Bestimmung der Intensität des Primärstrahles

Bei einem äußeren Elektronenstrahl kann die Intensität des Primärstrahles am genauesten mit Hilfe eines Faraday-Käfigs gemessen werden. In Stanford wurde dabei eine Genauigkeit von einigen Promille erreicht. Bei dem inneren Target läßt sich die Primärintensität am einfachsten mit Hilfe der Ausbeute der im Target erzeugten Bremsstrahlung ermitteln. Dabei werden automatisch die Vielfachdurchgänge berücksichtigt. Die Bremsstrahlungintensität kann mit einem Wilson'schen Quantameter gemessen werden. Die absolute Genauigkeit beträgt etwa $\pm 5\%$. Durch Eichung des Quantameters mit Hilfe eines Faraday-Käfigs an einem äußeren Elektronenstrahl könnte die Absolutgenauigkeit erhöht werden. Sie dürfte dann in den meisten Fällen ausreichen, da die statistischen Fehler wegen der kleinen Streuquerschnitte meist größer als 10% sind.

3. Zähler

Als 'defining counter', der das Auflösungsvermögen des Spektrometers mit bestimmt, wird ein Szintillationszähler verwendet. Die Hauptschwierigkeit beim Teilchennachweis besteht darin, Elektronen von π -Mesonen mit gleichem Impuls abzutrennen. Dazu wurden bisher sowohl in Stanford als auch in Cornell Cerenkov-Totalabsorptionszähler verwendet. Bei Energien oberhalb von 1,2 GeV und insbesondere bei großen Streuwinkeln, wird die Diskriminierung jedoch sehr unsicher und es muß ein anderer Weg gesucht werden. Am einfachsten dürfte die Verwendung eines Gas-Cerenkov-Schwellenzählers sein. Für π -Mesonen von einem Impuls von

1 GeV/c ist $\beta = 0,935$. Für den Berechnungsindex, bei dem solche Teilchen gerade noch nachgewiesen werden, erhält man $n = 1/\beta = 1,07$. Dieser und kleinere Werte für n können mit Hilfe eines Gaszählers leicht realisiert werden.

Eine andere Möglichkeit die Mesonen von Elektronen zu unterscheiden besteht in der Verwendung eines Schauerdetektors, bei dem aber sichergestellt werden müßte, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit nahezu 100% ist.

4. Spektrometer

Die an die Spektrometer zu stellenden Anforderungen in Bezug auf den erfaßten Raumwinkel ergeben sich aus folgenden Überlegungen: Die Energien der gestreuten Elektronen bei Vorwärtsstreuung sind nur wenig kleiner als die Primärenergien. Man benötigt daher ein Spektrometer, das Impulse bis annähernd zur Maximalenergie des Beschleunigers zu analysieren gestattet. Die Wirkungsquerschnitte für Vorwärtsstreuung sind andererseits verhältnismäßig groß, so daß an dieses Spektrometer keine besonderen Ansprüche bezüglich des Raumwinkels zu stellen sind.

Für Rückwärtsstreuung sind die Energien der gestreuten Elektronen klein. Für $\theta = 180^\circ$ gilt ganz analog wie beim Compton-effekt $E' = E/(1 + 2E/Mc^2)$ d.h. $E' \leq M/2 \approx 500$ MeV. Aber selbst bei 90° sind die Energien noch verhältnismäßig niedrig, z.B. $E' = 790$ MeV für $E = 5$ GeV und $\theta = 90^\circ$. Für den Bereich $90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ wird daher ein Spektrometer benötigt, das Impulse bis zu etwa 600 MeV/c zu analysieren gestattet. Da bei Rückwärtsstreuung die Streuquerschnitte jedoch sehr klein sind, sollte größter Wert auf einen möglichst großen Raumwinkel gelegt werden.

Wie in Abschnitt A ausgeführt wurde, würde bei Gültigkeit der Rosenbluth-Formel ein Spektrometer für $\theta \gtrsim 90^\circ$ ausreichen. Da jedoch Abweichungen von der Rosenbluth-Formel bei Energien im Bereich von 6 GeV zu erwarten sind, sollte unbedingt auch ein Spektrometer für Vorwärtsstreuung vorgesehen werden. Es sollte gestatten, Streuwinkel bis herab zu etwa 30° zu messen. Will man bei noch kleineren Streuwinkeln Messungen durchführen, dann ist es günstiger, die Rückstoßprotonen zu beobachten, die Impulse bis zu etwa 2 GeV/c besitzen.

Die Forderungen hinsichtlich des Impulsaufhebungsvermögens ergeben sich vor allem daraus, daß man elastische Streuung von unelastischen Prozessen abtrennen will. Wird bei der Streuung gleichzeitig ein π -Meson erzeugt, dann liegt die Energie des gestreuten Elektrons im ungünstigsten Falle um den Betrag der π -Mesonenmasse unterhalb der elastischen Linie. Bei Vorwärtsstreuung benötigt man dann etwa ein Impulsaufhebungsvermögen $\Delta p/p = m_\pi/E' = 150/5000 = 3\%$. Da bei Rückwärtsstreuung E' wesentlich niedriger ist, liegen die Verhältnisse dann noch günstiger. Ein Auflösungsvermögen von etwa 1% reicht daher völlig aus, um die unelastischen Prozesse abzutrennen.

Zusätzlich spielen noch folgende Gesichtspunkte eine Rolle. Bei der Streuung am Proton besitzen die gestreuten Elektronen eine Energieverteilung, deren Breite nur durch die Energieunschärfe des primären Strahles, durch sekundäre Effekte im Target, und die Mittelung über die Streugeometrie bestimmt ist. Sie ist im allgemeinen kleiner als 1% und die Zählrate ist daher unabhängig vom Auflösungsvermögen des Spektrometers. Andererseits besitzen die am Kohlenstoff gestreuten Elektronen eine breite Energieverteilung und die Zählrate ist direkt proportional dem Auflösungsvermögen des Spektrometers. Um den Kohlenstoffuntergrund

möglichst klein zu halten, ist daher ein gutes Auflösungsvermögen erwünscht. Da die Energieverschmierung der am Kohlenstoff gestreuten Elektronen meist jedoch größer als 10% ist, reicht zur Herabsetzung dieses Untergrundes ein Auflösungsvermögen von 1% auch aus.

Bei der quasi-elastischen Streuung am Deuteron ist es schließlich noch wichtig, daß das Auflösungsvermögen klein gegenüber der Linienbreite der gestreuten Elektronen ist, da andernfalls bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes die Korrekturen durch das endliche Auflösungsvermögen sehr groß werden. Wie in B, b) gezeigt wurde, ist die volle Linienbreite nach Streuung am Deuteron durch die Funktion \emptyset gegeben. Die relative Linienbreite läßt sich nach Gleichung (7) schreiben.

$$\emptyset/E' = q \times 0,21 f \sqrt{1 + (q \times 0,21 f/2)^2 \times \frac{110\text{MeV}}{E}} \quad (8)$$

In Tabelle 1 sind einige Beispiele für relative Linienbreiten angegeben. Man erkennt, daß sie zwar vom Streuwinkel θ , aber nur sehr wenig von q und E abhängen. Dies wird sofort verständlich, wenn man in Gleichung 8 berücksichtigt, daß in nicht-relativistischer Näherung $q = 2E \cdot \sin\theta$ gilt und E daher nur noch unter der Wurzel auftritt. Da die Linienbreite fast in allen Fällen größer als 7% ist, reicht auch hier ein Auflösungsvermögen von etwa 1% aus.

Tabelle I

E GeV	θ	q $\times 10^{13}$ cm	Linienbreite δ/E' in %
1	35	2,8	6,7
	90	5,0	13
	145	5,6	15
3	35	7,3	7,0
	90	10,5	11,9
	145	11,1	13,1
6	35	12,4	7,8
	90	15,8	11,7
	145	16,3	12,4

Zusammenfassend läßt sich also sagen, daß ein Auflösungsvermögen zwischen 0,5 und 1% ausreichend erscheint. Gegen die Verwendung eines besseren Auflösungsvermögens spricht der Umstand, daß die Strahlungskorrekturen, die nur unvollkommen berechnet werden können, mit besser werdendem Auflösungsvermögen stark ansteigen.

Schließlich soll noch kurz diskutiert werden, welche Typen von Spektrometern infrage kommen. Der Aufwand für ein Siegbahn'sches doppelfokussierendes Spektrometer, so wie es in Stanford verwendet wird, wird bei den hier betrachteten Energien außerordentlich groß. Der Vorteil eines solchen Spektrometers besteht darin, daß es selbst bei einem großen Target ein sehr gutes Auflösungsvermögen ergibt

(bis zu etwa 0,1%). Da aber wie oben gezeigt wurde ein so gutes Auflösungsvermögen im allgemeinen nicht benötigt wird und da der erzielte Raumwinkel bei diesem Spektromertyp nur einige msterad beträgt, scheidet es aus.

In Cornell wurde eine einzelne Quadrupollinse mit einem zentralen Absorber als Spektrometer benutzt. Die Spektrometerkosten sind dabei sehr gering und man kann leicht Raumwinkel von 20 bis 30 msterad erzielen. Allerdings ist es dabei sehr schwierig, Impulsauflösungsvermögen von 1% zu erreichen, wenn man Targetgrößen von 1 bis 2 mm noch zulassen will.

Eine genaue Untersuchung unter Berücksichtigung der bei DESY vorliegenden Verhältnisse zeigt, daß für die Vorwärtsstreuung ein mehrlinsiges Spektrometer am günstigsten ist. Seine Berechnung ist kompliziert und kann am besten mit Hilfe des in Hamburg im Bau befindlichen Analogrechners durchgeführt werden. Für die Rückwärtsstreuung ist, wie von Galster und Hartwig (vgl. getrennten Bericht) gezeigt wurde, ein Spektrometer mit starker Fokussierung und einem Ablenkwinkel von 20 bis 30° am günstigsten. Ein solches Spektrometer vereint die Vorteile eines großen Raumwinkels (etwa 20 mster) mit einem durch die Ablenkung erzielten theoretischen Auflösungsvermögen von etwa 0,5%.

5. Äußeres oder inneres Target

Ein äußeres Target besitzt folgende Vorteile:

Genaue Bestimmung der primären Strahlintensität mit Hilfe eines Faraday-Käfigs (Genauigkeit bis zu 0,1%, die allerdings in den meisten Fällen nicht ausgenutzt wird, da die statistischen Fehler von der Größenordnung 10% sind).

Praktisch keine Beschränkung im Streuwinkel, insbesondere

könnte fast bis 180° gemessen werden. Dazu könnte nach einem Vorschlag von Hofstadter⁸⁾ ein Solenoid-Spektrometer benutzt werden, das sehr große Raumwinkel gestattet. Allerdings ist der Aufwand beträchtlich (z.B. benötigte Leistung mehrerer MW). Auch die Messung bei kleinen Winkelwerten würde am äußeren Strahl keine Schwierigkeiten bereiten, was für Koinzidenzexperimente wichtig wäre.

Die Nachteile eines äußeren Targets sind:

Die Herausführung des Strahles aus dem Synchrotron ist nicht ganz einfach und nur unter Intensitätsverlusten zu erreichen. Es können keine Mehrfachdurchgänge durch das Target benutzt werden, was einen weiteren Intensitätsverlust bedeutet.

Die Vorteile eines inneren Targets:

Der Strahl braucht nicht aus der Maschine herausgeführt zu werden und es können Mehrfachdurchgänge (in Cornell zwischen 10 und 100) durch das Target ausgenutzt werden, was insgesamt eine effektive Intensitätserhöhung um einen Faktor 100 bis 1000 bedeutet.

Die Nachteile eines inneren Targets bestehen in:

Der erfaßbare Winkelbereich ist eingeeengt durch die Magnete des Synchrotrons. Die Primärstrahlintensität kann nur über die Bremsstrahlungserzeugung bestimmt werden, was nur mit einer Genauigkeit von einigen Prozenten möglich ist. Die mechanische Konstruktion des Targets, vor allem eines flüssigen Wasserstofftargets, ist im Vakuum der Maschine erschwert.

Beim gegenseitigen Abwägen der Vor- und Nachteile scheint es, als ob das innere Target für die Experimente am DESY zumindest im Anfang wesentlich günstiger ist. Dies gilt umsomehr, als durch die Messungen in Cornell bewiesen wurde,

daß alle sonst noch auftretenden Schwierigkeiten (z.B. Untergrund in der Nähe der Maschine) überwunden werden können. Insbesondere bei den ersten Messungen am DESY sollte auf möglichst hohe Intensität Wert gelegt werden, und dafür ist das innere Target bei weitem günstiger als ein äußeres. Für später sollten jedoch auch Experimente, insbesondere Koinzidenzexperimente am äußeren Strahl vorgesehen werden.

D. Inelastische Elektronenstreuung

Zunächst soll die in der Literatur nicht einheitliche Terminologie festgelegt werden. Es soll bezeichnet werden mit

elastischer Streuung:

Alle Nukleonen eines Kernes streuen kohärent, der Kern wird durch die Streuung nicht verändert (außer beim Proton läßt sie sich nur bei kleinen Energien und Vorwärtsstreuung beobachten, da die de Broglie-Wellenlänge des Elektrons vergleichbar mit dem Nukleonenabstand sein muß).

Quasi-elastische Streuung:

Die Nukleonen eines Kernes streuen inkohärent, der Kern wird zerlegt (Elektrodissoziation). Es werden jedoch keine zusätzlichen Teilchen erzeugt (dieser Prozess dient zur Bestimmung der Formfaktoren des Neutrons bei hohen Energien mit Hilfe der Streuung am Deuteron).

Unelastische Streuung:

Bei der Streuung werden neue Teilchen, z.B. Mesonen, erzeugt.

Hier soll vor allem die elastische und quasi-elastische Streuung besprochen werden, da sich daraus die Nukleonenformfaktoren leicht ableiten lassen. Die theoretische Interpretation der inelastischen Streuung ist komplizierter. Andererseits läßt sich die inelastische Streuung mit der

gleichen experimentellen Anordnung untersuchen, die zur Messung der elastischen dient, wenn man sich darauf beschränkt, nur das gestreute Elektron nachzuweisen, nicht dagegen die noch zusätzlich erzeugten Teilchen. Aus diesem Grunde soll hier auch kurz auf diesen Fall der inelastischen Streuung eingegangen werden.

Beobachtet man nur das gestreute Elektron, dann erhält man, wie verschiedene Autoren⁹⁾ gezeigt haben, für den differentiellen Wirkungsquerschnitt eine Beziehung, die ganz analog zu Gleichung (3) ist.

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \sigma_{NS} \left\{ \frac{G_E^2(q_1^2 - q \cdot P)}{1+t} + G_M^2(q_1^2 - q \cdot P) \left[\frac{t}{1+t} + 2t \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right] \right\} \quad (9)$$

Diese Beziehung gilt wieder für den Fall, daß nur ein Photon zwischen Elektron und Nukleon ausgetauscht wird, und zwar rührt der Term mit G_E vom Austausch eines transversal polarisierten und derjenige mit G_M vom Austausch eines longitudinalen polarisierten Photons her.⁺)

Der einzige Unterschied zur Rosenbluth-Formel (3) besteht darin, daß die Formfaktoren G_E und G_M nicht nur von q^2 sondern auch von der invarianten Größe $-q \cdot P = M(E - E')$ abhängen, wobei P der Viererimpuls des einlaufenden Nukleons ist. Die Größe $q \cdot P$ ist ein Maß für die Inelastizität des Prozesses. Für elastische Streuung gilt $-q \cdot P = q^2/2$.

Die Aufgabe des Experimentators besteht darin, die beiden Funktionen G_E und G_M als Funktionen von q^2 und $-q \cdot P$ zu bestimmen. Dies ist wieder dadurch möglich, daß man bei

⁺) Herrn Dr. Hand und Prof. Cassels verdanke ich wichtige Hinweise zu dieser Frage.

festgehaltenem q^2 bzw. $-q.P$ den Streuwinkel θ ändert. Trägt man den Streuquerschnitt als Funktion von $\text{tg}^2\theta$ auf, dann erhält man ganz analog wie bei der elastischen Streuung eine Gerade. Alle in Abschnitt A angestellten Betrachtungen lassen sich daher auch ohne weiteres übertragen. So gilt z.B. auch hier, daß die Genauigkeit nicht wesentlich durch Messungen bei Winkeln unterhalb von 90° verbessert werden kann, vorausgesetzt daß die Näherung des Einphotonenaustausches gilt.

Die einzige zusätzliche Komplikation besteht hier nur darin, daß bei der Änderung von θ nicht nur q^2 sondern auch $-q.P$ konstant gehalten werden muß. Dies kann durch geeignete Wahl der Primärenergie E , der Elektronenenergie nach der Streuung E' und des Streuwinkels erzielt werden. Die kinematischen Zusammenhänge lassen sich am einfachsten übersehen, wenn man q^2 als Ordinate und $-q.P$ als Abszisse aufträgt (Figur 7). In dieser Darstellung wird die elastische Streuung durch die Gerade $-q.P = q^2/2$ repräsentiert. Nur die unterhalb dieser Gerade liegenden Punkte sind physikalisch realisierbar. Die Abszissenachse ($q^2 = 0$) entspricht dem Prozess mit der größtmöglichen Inelastizität, der Elektroproduktion. Für eine vorgegebene Primärenergie E erhält man eine Geradenschar, wobei jede Gerade einem bestimmten Streuwinkel entspricht. Alle diese Geraden gehen durch einen Punkt auf der Abszissenachse, der gegeben ist durch $E' = 0$, d.h. $-q.P = ME$. Entlang einer Geraden für $\theta =$ konstant ändert sich E' . Es ist 0 im Schnittpunkt der Geraden und erreicht seinen Höchstwert an der elastischen Geraden. In Figur 7 sind als Beispiel die Geraden für $E = 2,5$ GeV und $E = 5$ GeV eingetragen. An der elastischen Geraden sind außerdem die Maximalwerte für E' angegeben. Man erkennt nun leicht, wie sich G_E und G_M z.B. als Funktion von q^2 bei festgehaltenem $q.P$ oder umgekehrt messen lassen.

Dazu muß jeder Punkt der Ebene durch wenigstens zwei Messungen bei verschiedenem θ erreicht werden. Dies ist durch Wahl von E und E' auf unendlich viele Weisen möglich.

Aus Figur 7 geht hervor, daß durch Änderung des Streuwinkels zwischen etwa 10° und 90° ein verhältnismäßig großer Teil der Fläche überstrichen werden kann. Wie oben ausgeführt wurde, tragen Messungen bei kleinen Streuwinkeln aber nur wenig zur Erhöhung der Genauigkeit von G_E und G_M bei. Günstiger ist es daher, die Fläche durch Änderung von E zu überstreichen und θ auf Werte größer als 90° zu beschränken.

E. Koinzidenzexperimente

Koinzidenzexperimente, bei denen neben dem gestreuten Elektron auch noch ein Rückstoß-Nukleon beobachtet wird, würden die Zuverlässigkeit der normalen Streuexperimente ohne Koinzidenzen wesentlich erhöhen und zum Teil auch zusätzliche Aussagen ermöglichen.

1. Elastische Streuung am Proton

Hierbei könnten zwar keine neuen Aussagen durch Koinzidenzen gewonnen werden, jedoch wäre es möglich, den Untergrund wesentlich herabzusetzen. Dies dürfte insbesondere bei sehr kleinen Streuquerschnitten wesentlich sein. Besonders vorteilhaft dürften Koinzidenzmessungen bei Benutzung eines Polyäthylentargets sein. Bei der Streuung an einem Nukleon des Kohlenstoffkernes wird nämlich außer der Energie auch die Streurichtung verschmiert, so daß bei einer Koinzidenzmessung der Kohlenstoffuntergrund weitgehend unterdrückt werden kann.

Der Zusammenhang zwischen dem Winkel θ , unter dem das Elektron und dem Winkel ϕ , unter dem das Rückstoßproton auftreten, ist für die elastische Streuung am Proton in Figur 8 dargestellt. Anhand der Figur

erkennt man eine Schwierigkeit, die jedoch nicht unüberwindlich sein sollte. Sie besteht darin, daß bei hohen Energien E die Winkel ϑ für $\vartheta > 30^\circ$ sehr klein werden. Andererseits ist es vorteilhaft, daß sich bei hohen Energien ϑ bei Änderung von θ nur sehr wenig verschiebt.

2. Quasi-elastische Streuung am Deuteron

Die Messung von e-p- und e-n-Koinzidenzen bei der quasi-elastischen Streuung am Deuteron ist, wie Durand⁷⁾ zeigte, von besonderem Interesse. Durch solche Koinzidenzmessungen wäre es möglich, die Korrektoreffekte, die bei der Streuung am Deuteron auftreten (vgl. Abschnitt C) weitgehend auszuschalten, so daß man sich dem Idealfall der Streuung am freien Neutron weitgehend nähern würde. Die erste Möglichkeit, dies zu erreichen, besteht darin, solche e-n-Streuprozesse auszuwählen, bei denen die Neutronen unter dem in Figur 8 angegebenen Winkel ϑ emittiert werden und die der elastischen Streuung entsprechende Rückstoßenergien (d.h. verhältnismäßig hohe) besitzen. Die zweite Möglichkeit besteht darin, daß man das bei einem solchen Prozess zurückbleibende Proton in Koinzidenz beobachtet. Dieses Proton erhält nur eine geringe Energie (einige MeV), da es praktisch nur als Zuschauer bei der Streuung am Neutron teilnimmt. Beide Möglichkeiten sind experimentell nicht einfach zu realisieren, da der Nachweis von schnellen Neutronen mit hohem Wirkungsgrad schwierig ist (besonders in Gegenwart des starken, von der Maschine herrührenden Untergrundes) und andererseits auch der Nachweis der langsamen Protonen nicht ganz einfach ist (dünnes Target!). Die Messung von e-n-Koinzidenzen ist in Cornell im Gange und die bisherigen Ergebnisse scheinen erfolgversprechend zu sein. Es konnte z.B. eine Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen von etwa 30% erreicht werden.

F. Polarisationsexperimente

Obwohl Polarisationsexperimente wesentlich schwieriger sind als gewöhnliche Streuexperimente, sollte man sie dennoch von vornherein im Auge behalten, da man aus ihnen interessante zusätzliche Informationen erhalten kann.

1. Protonenpolarisation bei der elastischen Streuung am Proton

Bei Gültigkeit der Einphotonenaustauschnäherung ist keine Polarisierung des Rückstoßprotons zu erwarten. Wird die Rosenbluth-Formel dagegen ungültig, dann wäre die Messung einer vielleicht auftretenden Protonenpolarisation ein empfindlicher Nachweis dafür. Genauere Rechnungen stehen allerdings noch aus. Da sich die Protonenpolarisation durch Streuung am Kohlenstoff verhältnismäßig leicht nachweisen läßt, sollte ein solches Experiment nicht allzu schwierig sein.

2. Protonen- oder Neutronenpolarisation bei der quasi- elastischen Streuung am Deuteron

Eine solche Polarisierung tritt nur dann auf, wenn Interferenzeffekte oder final state interactions eine Rolle spielen. Im letzteren Fall könnte man Aussagen über die Streuphasen für die Proton-Neutron-Wechselwirkung erhalten.

3. e-p-Polarisations-Korrelationsmessungen bei der Streuung am Proton

Bei Gültigkeit der Rosenbluth-Formel erhält man Polarisierungseffekte nur dann, wenn man eine Polarisations-Korrelation mißt, z.B. die Polarisierung des Rückstoßprotons und des einfallenden oder gestreuten Elektrons. Ein solches Experiment ist äußerst schwierig, würde es aber gestatten, die Formfaktoren G_E und G_M bei festgehaltenem E und θ einzeln zu bestimmen. Dies ist deshalb möglich, weil in der Rosenbluth-Formel

der Term mit $\text{tg}^2 \theta/2$ mit einer Spinumklappung des Nukleons verbunden ist, während die Terme ohne $\text{tg}^2 \theta/2$ zu keiner Spinänderung führen. Eine Trennung dieser beiden Anteile ist daher durch Polarisationsmessungen oder durch Änderung von θ möglich.

Erläuterung zu den Figuren

Fig. 1.) $R = \frac{d\sigma/d\Omega}{G_{NS}}$ als Funktion von $\text{tg}^2\theta/2$ für $q^2 = 10,3 \text{ f}^{-2}$ und $24,8 \text{ f}^{-2}$

Fig. 2.) $R = \frac{d\sigma/d\Omega}{G_{NS}}$ als Funktion von $\text{tg}^2\theta/2$ für $q^2 = 30 \text{ f}^{-2}$ und 37 f^{-2}

Der schraffierte Bereich gibt die mit dem Meßpunkt bei $\text{tg}^2\theta/2 = 2,2$ verträgliche Geradenschar an.

Fig. 3.) Der differentielle Streuquerschnitt für die Streuung am Proton.

Fig. 4.) Die Formfaktoren für das Proton.
Die Unsicherheit der Meßergebnisse geht am besten aus der Streuung der Meßpunkte hervor.

Fig. 5.) Die Formfaktoren für das Neutron.
Die Unsicherheit der Meßergebnisse geht am besten aus der Streuung der Meßpunkte hervor.
Die Werte für G_{1n} sind noch sehr unsicher.
Genauere Werte vgl. Fig. 6.)

Fig. 6.) G_E für das Neutron als Funktion von q^2 (schematisch nach Hofstadter, Bericht auf der Aix-en-Provence-Conference). Die Messungen reichen herab bis zu etwa $q^2 = 3 \text{ f}^{-2}$ - $G_E^1(0)$ folgt aus der Streuung thermischer Neutronen.

Fig. 7.) Schematische Darstellung der Kinematik für die unelastische Elektronenstreuung. Die Gerade $-q \cdot P = q^2/2$ entspricht der elastischen Streuung, $q^2 = 0$ entspricht der Elektroproduktion ($E' = 0$).

Fig. 8.) Der Zusammenhang zwischen dem Streuwinkel θ und dem Rückstoßwinkel ϕ für die Streuung an einem freien Nukleon.

Literatur

- 1) Hofstadter and Herman, High-Energy Electron Scattering Tables, 1960
- 2) Ernst, Sachs and Wali, Phys. Rev. 119, 1105 (1960)
- 3) Bumiller, Croissiaux and Hofstadter, Phys. Rev. Lett. 5, 261 und 263, 1960
Hofstadter, de Vries and Herman, Phys. Rev. Lett. 6, 290 und 293, 1961
Bumiller, Croissiaux, Dally and Hofstadter, Phys. Rev. 124, 1623, 1961
- 4) Berkelman, Cassels, Olson and Wilson, Nature 188, 94, 1960
Olson, Schopper and Wilson, Phys. Rev. Lett. 6, 286, 1961
Littauer, Schopper and Wilson, Phys. Rev. Lett. 7, 141 und 144, 1961
- 5) R. R. Wilson, Aix-en-Provence-Conference on Elementary Particles, September 1961
- 6) Goldberg, Phys. Rev. 112, 618, 1958
- 7) Durand, Phys. Rev. Lett. 6, 631 (1961) und preprint
- 8) Hofstadter, International Conference on Instrumentation, Berkeley 1961
- 9) von Gehlen, Phys. Rev. 118, 1455 (1960)
Gourdin, Nuovo Cimento 21, 1094, 1961

R

2,0

1,0

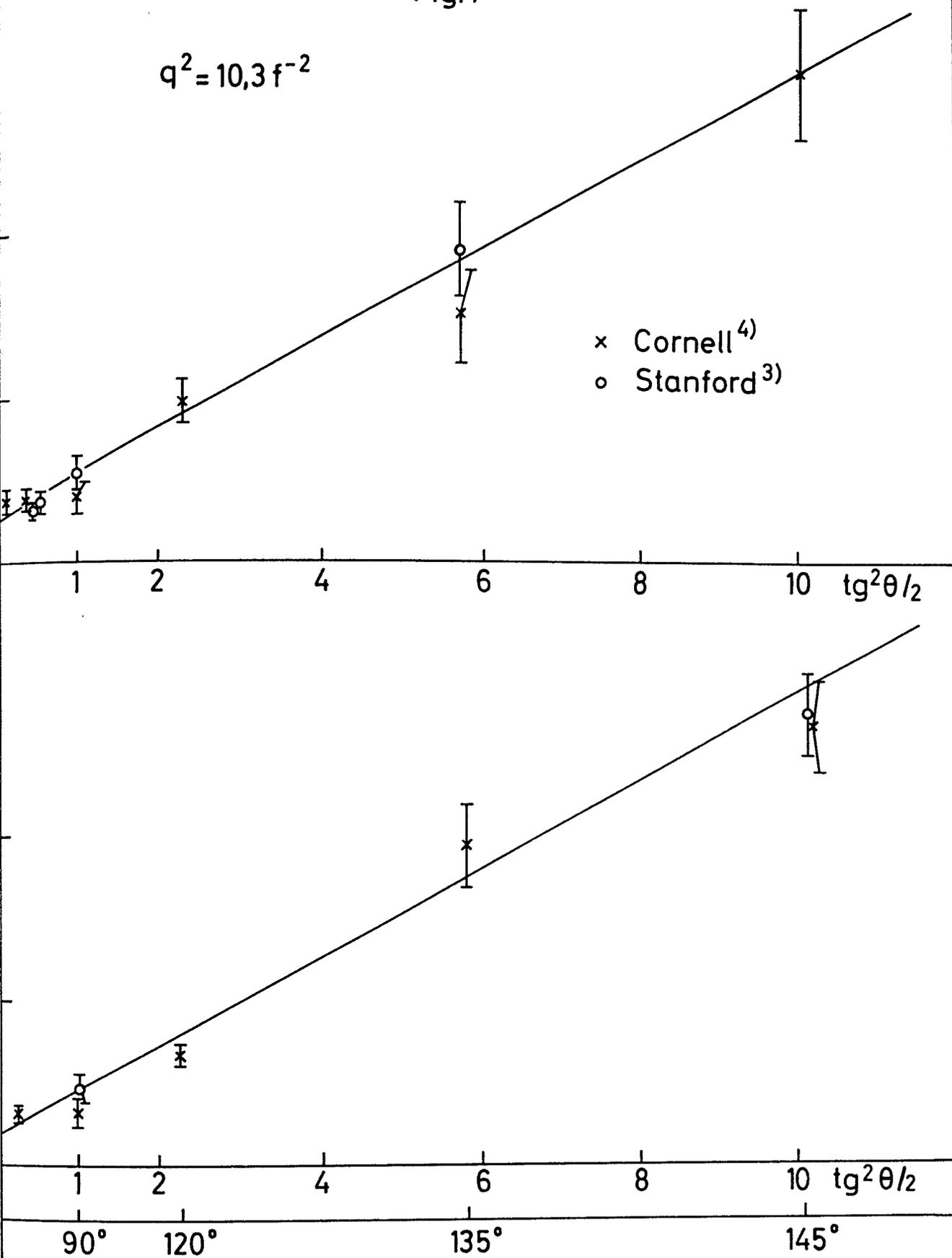
R

1,0

0,5

Fig. 1

$$q^2 = 10,3 f^{-2}$$

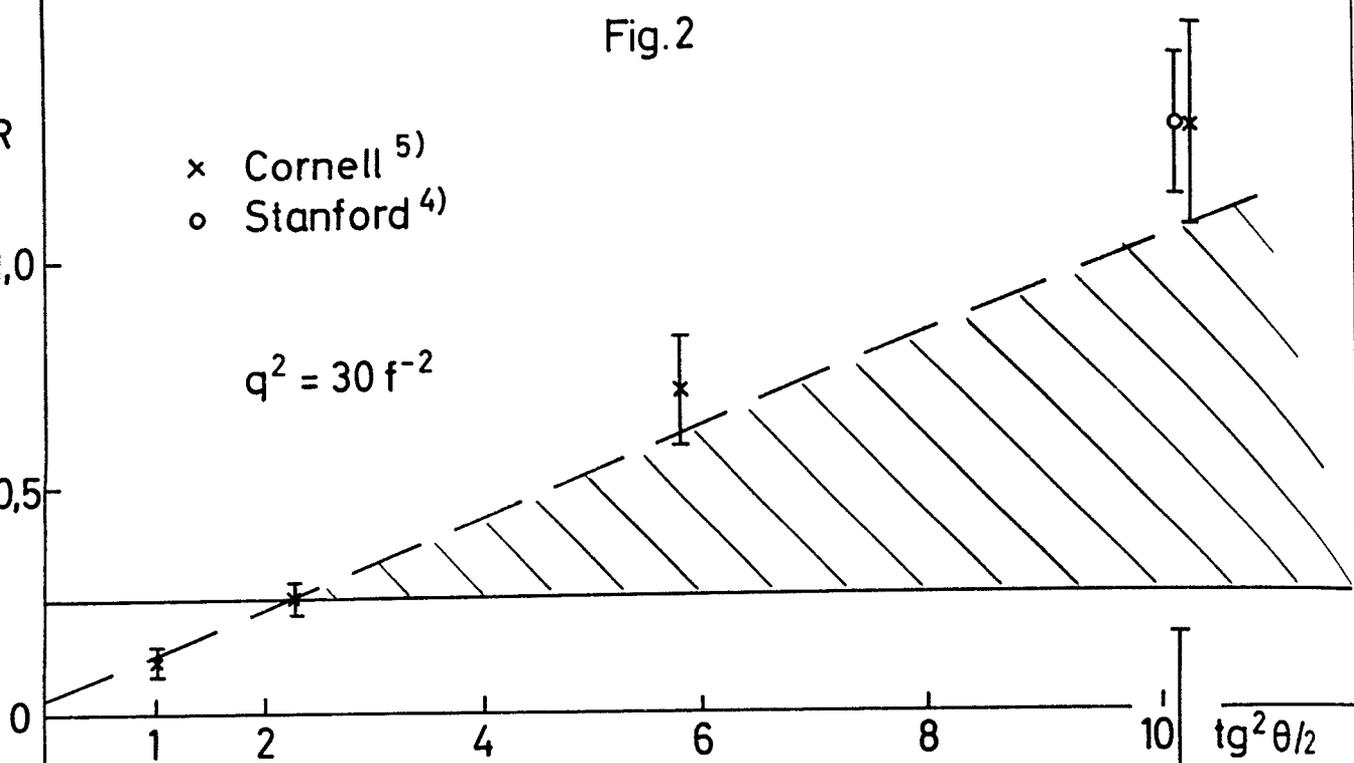


$\frac{d\sigma}{d\Omega}$
 n^2/st

Fig. 2

- x Cornell ⁵⁾
- o Stanford ⁴⁾

$q^2 = 30 f^{-2}$



$q^2 = 37 f^{-2}$

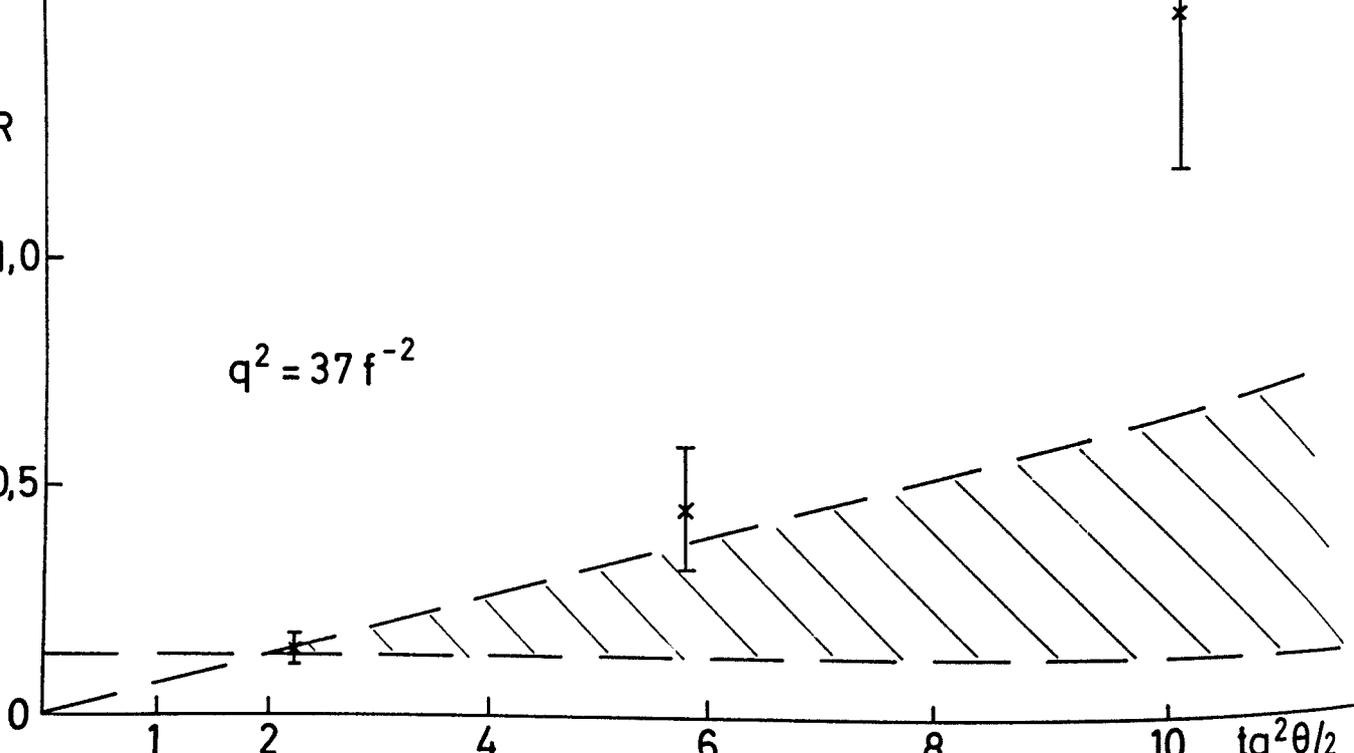


Fig. 3

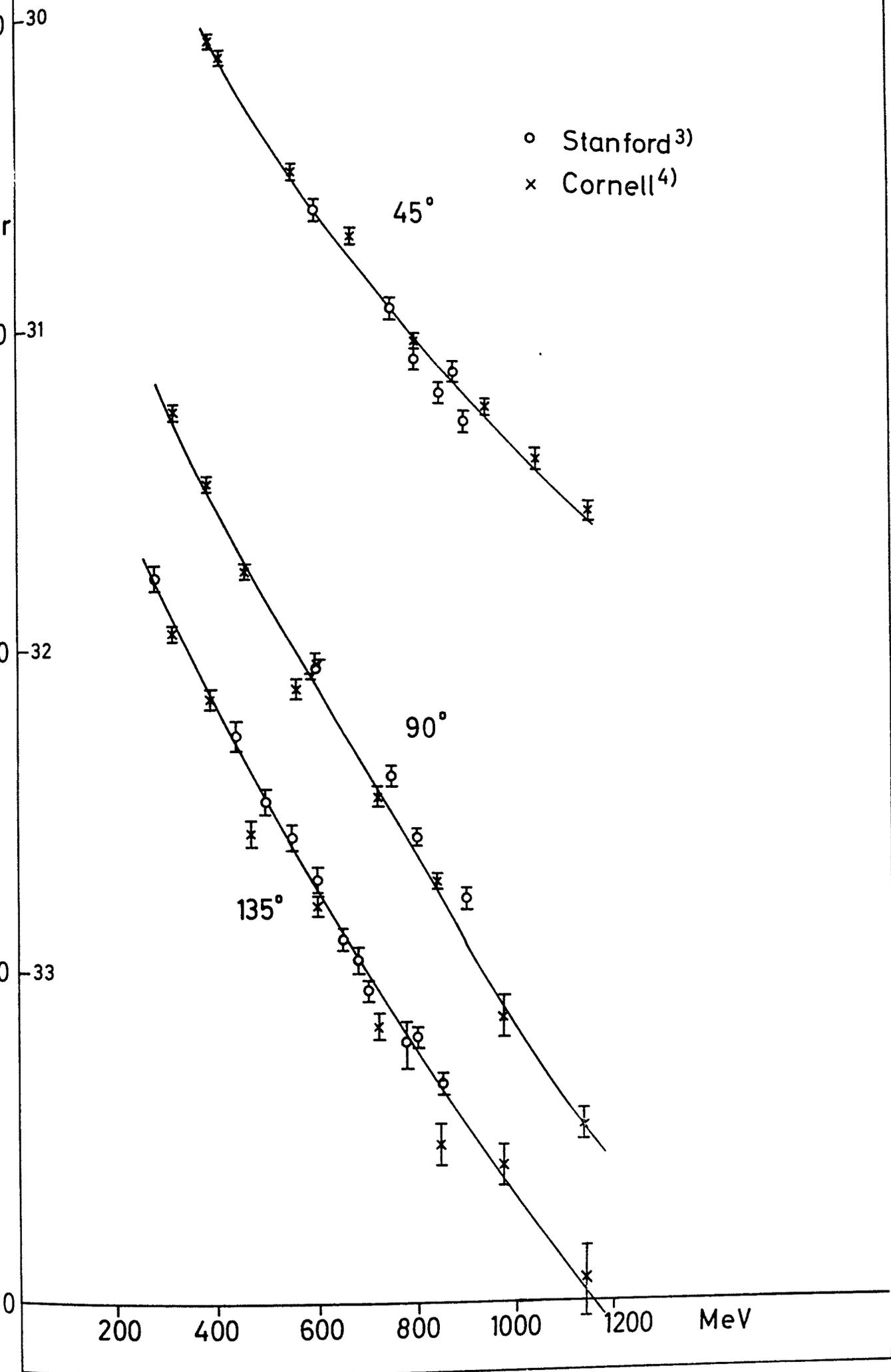


Fig. 4

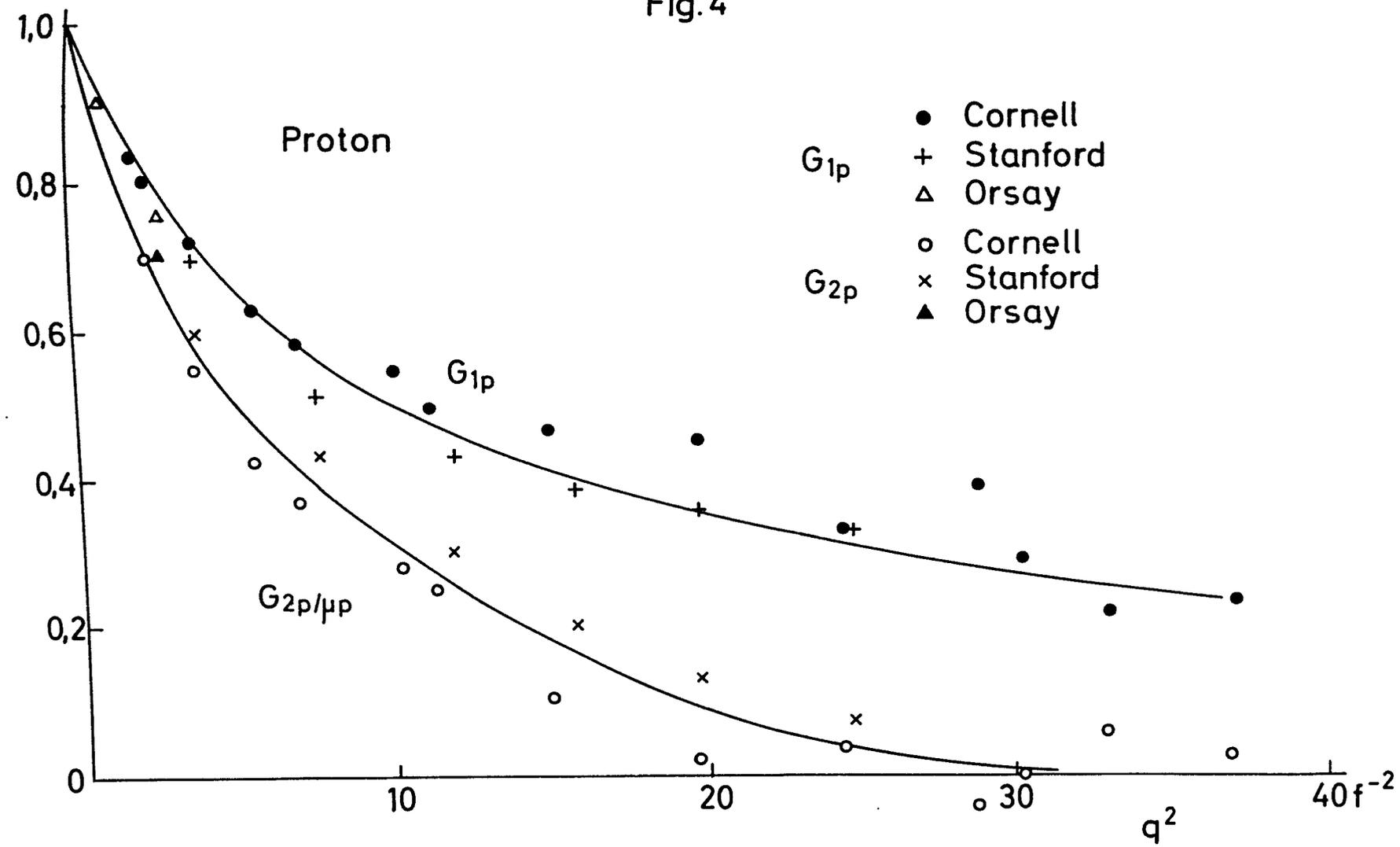


Fig. 5

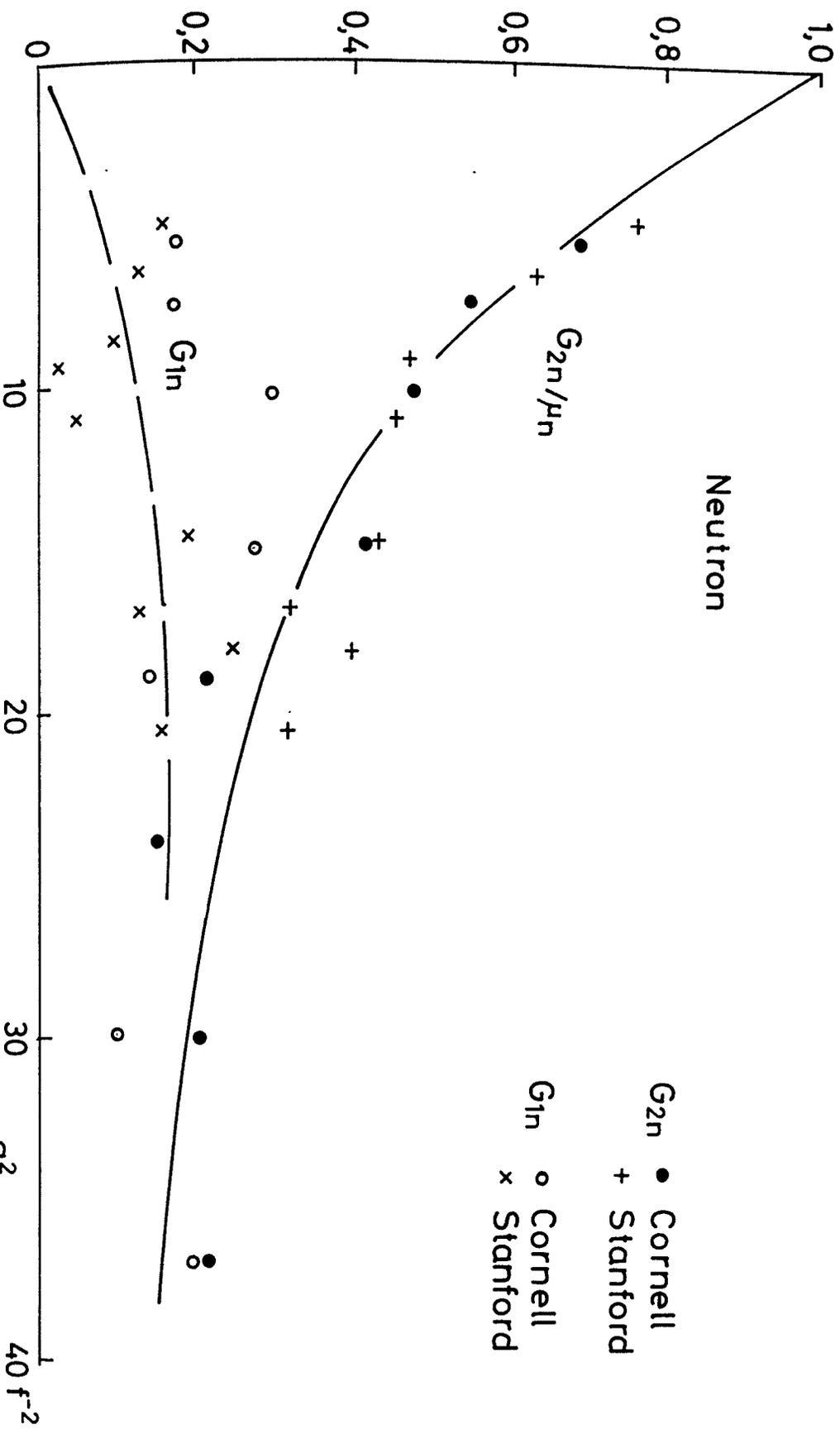


Fig.6

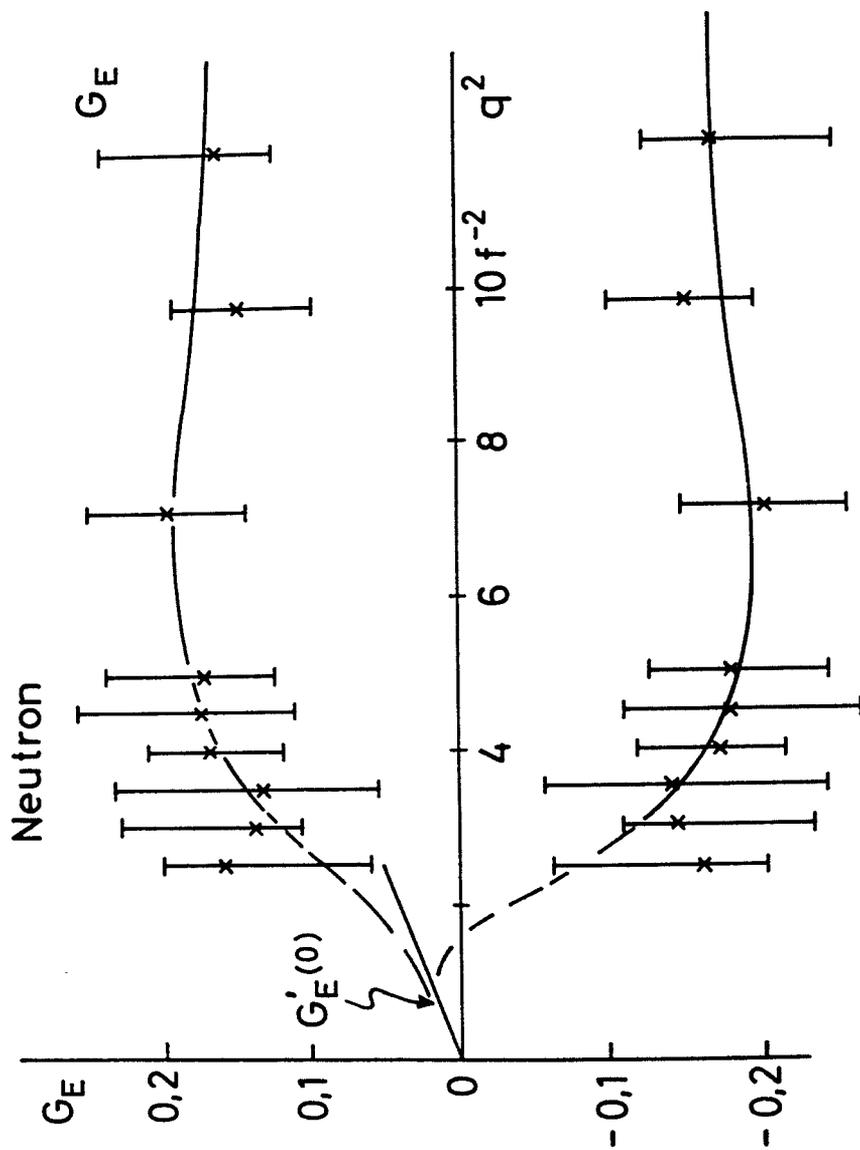
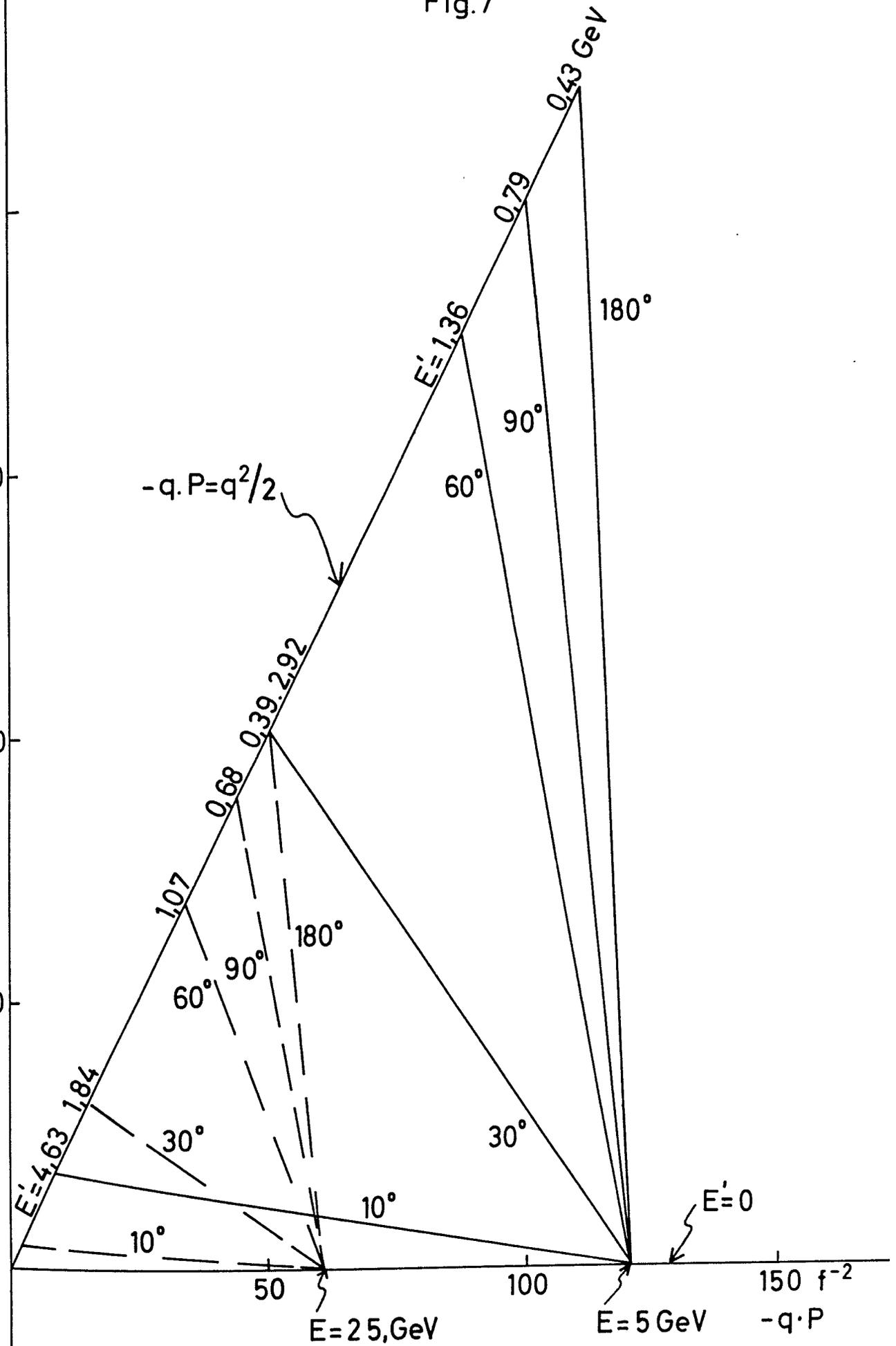


Fig.7



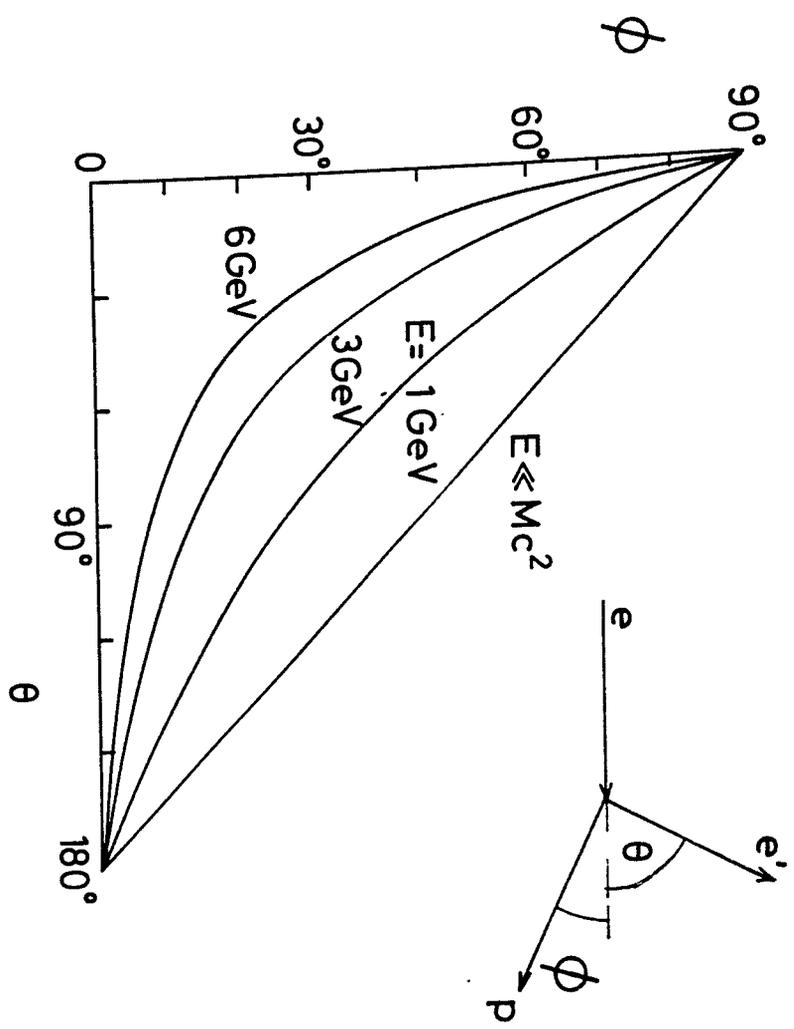


Fig. 8