

Interner Bericht
DESY F32-75/1
Januar 1975

DESY-Bibliothek
13. MRZ. 1975

Endzustände in der inelastischen Elektronstreuung

von

D. Schmidt

ENDZUSTÄNDE IN DER INELASTISCHEN ELEKTRONSTREUUNG

D. Schmidt

Bergische Universität Wuppertal

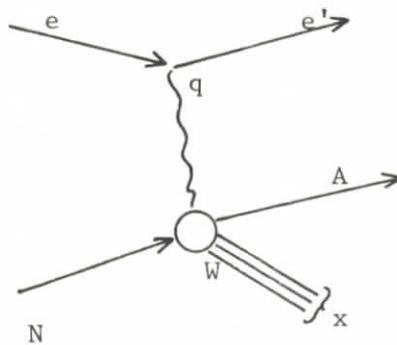
Plenarvortrag auf der Tagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

in Hamburg, Februar 1974



Auf den letzten Frühjahrstagungen der DPG wurde ausführlich von den Resultaten der Messungen des totalen Elektroproduktions-Wirkungsquerschnitts berichtet. Heute will ich mich in diesem Vortrag den einzelnen Endzuständen zuwenden, aus denen der totale Wirkungsquerschnitt aufgebaut wird, Ihnen zeigen, welche Abhängigkeit ihre Wirkungsquerschnitte als Funktion ihrer kinematischen Variablen besitzen, und untersuchen, ob sie ähnliches Verhalten wie σ_{tot} aufweisen. Da in den letzten Jahren eine Fülle solcher Endzustände an fast allen Beschleunigern der Welt gemessen worden sind, werden Sie mir verzeihen, wenn ich nicht alle gewonnenen Resultate erwähne und diskutieren kann. So werde ich z. B. nicht die inklusiven Reaktionen behandeln. Eine vollständige Zusammenfassung findet man in der Niederschrift eines von Herrn Brasse auf der in Bonn 1973 stattgefundenen Konferenz "International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies" gehaltenen Vortrags¹. Lassen Sie mich zu Beginn meines Berichts einige allgemeine Vorbemerkungen machen.

Der Reaktionsablauf der Elektroproduktion von Teilchen wird durch folgenden Feynman-Graphen beschrieben.



Das einlaufende Elektron wechselwirkt durch den Austausch eines virtuellen Photons mit dem Targetteilchen, führt ihm damit Impuls und Energie zu und ermöglicht somit die Produktion von neuen Teilchen. Dieses virtuelle Photon zeichnet sich dadurch aus, daß es eine transversale Polarisation, eine imaginäre Masse und deshalb eine longitudinale Komponente besitzt.

Das virtuelle Photon ist in seinen Eigenschaften durch den Leptonvertex bestimmt.

$$q^2 = -Q^2 = -4 ee' \sin^2 \theta / 2; \quad W^2 = m_N^2 + q^2 + 2(e - e') m_N$$

Das zusätzlich produzierte Teilchen im Ausgangskanal soll mit A bezeichnet werden, der Rest mit X.

Der Elektroproduktionsprozeß

$$e N \rightarrow e A X$$

läßt sich in dieser Näherung, dem Ein-Photonaustausch, also auffassen als Photo-
produktion mit virtuellen Photonen.

$$\gamma_{\nu} N \rightarrow A X$$

Der Wirkungsquerschnitt besitzt folgende Form²:

$$\frac{d\sigma}{dW^2 dq^2 d\phi d\dots} = \Gamma_t(q^2, W, e) \left\{ \frac{d\sigma_u}{d\dots} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{d\dots} + \sqrt{2\epsilon(\epsilon + 1)} \frac{d\sigma_I}{d\dots} \cos\phi + \right. \\ \left. + \epsilon \cos 2\phi \frac{d\sigma_P}{d\dots} \right\}$$

Die Ableitung der Wirkungsquerschnitte ist hier noch nicht spezifiziert und wird bei den einzeln zu diskutierenden Reaktionen festgelegt.

$$\phi = \angle (e, e') (N, A)$$

der Winkel zwischen der Elektronstrebene, in der das Photon transversal polarisiert ist, und der Produktionsebene, aufgespannt vom auslaufenden Teilchen A und der Richtung des Photons.

Γ_t gibt den Fluß der virtuellen Photonen an.

$$\Gamma_t = \left(1 + 2 \frac{q^2}{iq^2} \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right)^{-1}$$

ist der Grad der transversalen Polarisation der virtuellen Photonen.

$$\frac{d\sigma_u}{d\dots}$$

differentieller Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte transversale Photonen, der für q^2 gegen 0 in den Wirkungsquerschnitt für reelle unpolarisierte Photonen übergeht.

$$\frac{d\sigma_L}{d\dots}$$

differentieller Wirkungsquerschnitt für longitudinale Photonen, der bei $q^2 \rightarrow 0$ verschwindet.

$$\frac{d\sigma_P}{d\dots}$$

Modifikation von $\frac{d\sigma_u}{d\dots}$ auf Grund der transversalen Polarisation.

$$\frac{d\sigma_I}{d\dots}$$

Differentieller Wirkungsquerschnitt, hervorgerufen durch transversale und longitudinale Interferenz.

Man sieht, daß die Komponenten $\frac{d\sigma_I}{d\dots}$, $\frac{d\sigma_P}{d\dots}$ und die Summe $\frac{d\sigma_u}{d\dots} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{d\dots}$ ein unterschiedliches Verhalten als Funktion von ϕ besitzen. Mißt man diese azimutale Abhängigkeit ϕ , so kann man diese drei Teilkomponenten des Wirkungsquerschnitts separieren. Vollzieht man zusätzlich Messungen bei mindestens zwei verschiedenen Polarisationszuständen ϵ , so ist man in der Lage, auch die Summe aufzuspalten in $\frac{d\sigma_u}{d\dots}$ und $\frac{d\sigma_L}{d\dots}$.

Nach diesen notwendigen allgemeinen Vorbemerkungen, die für das Verständnis meiner nachfolgenden Ausführungen notwendig sind, lassen Sie mich zu den Resultaten der einzelnen Endzustände kommen.

Um einzelne Endzustände zu untersuchen, müssen Koinzidenzexperimente durchgeführt werden, bei denen neben dem gestreuten Elektron mindestens ein erzeugtes Hadron analysiert wird. Im ersten Bild (1) ist in einem q^2 -W-Diagramm aufgezeichnet, in welchen Gebieten die bisherigen Messungen an den verschiedenen Beschleunigern durchgeführt wurden. Ich möchte mich hier im wesentlichen auf das Gebiet oberhalb von $W = 2,0$ GeV konzentrieren, da dort die Ergebnisse nicht mehr vorwiegend durch die Nukleonen-Resonanzen geprägt sind, deren Eigenschaften sich auch beim totalen Wirkungsquerschnitt in diesem Energiebereich widerspiegeln.

Ich möchte die Ergebnisse der verschiedenen Endzustände unter dem Gesichtspunkt diskutieren:

"Prägen einzelne Endzustände oder eventuell Endzustandsgruppen wesentlich den Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts oder ist er nur durch eine reine Summation von vielen Endzuständen gegeben, die sich im einzelnen recht unterschiedlich verhalten?"

Dazu möchte ich bei jeder zu diskutierenden Reaktion zwei Fragestellungen untersuchen:

a) Welche Abhängigkeit zeigt der Wirkungsquerschnitt vom Massenquadrat des virtuellen Photons?

b) Wie groß ist das Verhältnis $R = \frac{d\sigma_L}{d\dots} / \frac{d\sigma_U}{d\dots}$?

Da ich das Verhalten einzelner Endzustände mit dem totalen Elektroproduktionswirkungsquerschnitt vergleichen will, möchte ich die wesentlichen Resultate der Messungen des totalen Elektroproduktionswirkungsquerschnitts kurz rekapitulieren:

- 1) Der Wirkungsquerschnitt fällt als Funktion von q^2 viel flacher ab, als man es aus der elastischen Elektronstreuung erwartet hat.
- 2) Die Strukturfunktion, die mit den eingeführten Größen in folgendem Zusammenhang steht,

$$v W_2 = \frac{v}{4\pi^2\alpha} \left(v + \frac{q^2}{2 m_N} \right) \frac{q^2}{q^2 - v^2} (\sigma_U + \sigma_L); \quad v = e_0 - e'_0 ;$$

zeigt Skalenverhalten, d. h. sie ist nur von einer dimensionslosen Größe abhängig.

- 3) Der longitudinale Beitrag am Gesamtwirkungsquerschnitt ist klein.

$$R = \sigma_L / \sigma_U = 0,17 \pm 0,15.$$

Zur Erklärung dieser Resultate hat man verschiedene Modelle entwickelt. Ich möchte nur die zwei bekanntesten kurz erwähnen.

1) Das Parton-Modell.

Die Wechselwirkung des virtuellen Photons mit dem Nukleon geschieht nur an punktförmigen Gebilden mit dem Spin $1/2$, die sich im Nukleon befinden.

2) Das generalisierte VDM-Modell.

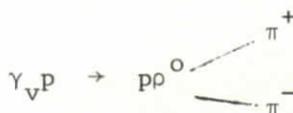
In diesem Modell dissoziiert das virtuelle Photon in eine Vielzahl von virtuellen Vektormesonen, die danach mit den Targetprotonen durch starke Wechselwirkung den Endzustand erzeugen. Dabei geht man davon aus, daß die gesamte q^2 -Abhängigkeit durch die Propagatoren der virtuellen Vektormesonen gegeben ist.

Um Ihnen einen allgemeinen Überblick über das Verhalten der Endzustände zu geben, möchte ich als erstes die mittlere geladene Multiplizität als Funktion von q^2 diskutieren (Bild 2)^{1,3}. Bei kleinen W -Werten nimmt die Multiplizität ab und scheint dann konstant zu sein. Bei großen ist sie für alle konstant. Man hat analog zur Photoproduktion eine starke W -Abhängigkeit vorliegen. Faßt man die W - und q^2 -Abhängigkeit zusammen, so kann man es ausdrücken durch¹:

$$\langle n \rangle = (0,36 \pm 0,12) \pm (1,05 \pm 0,06) \ln W^2 - (0,15 \pm 0,09) \ln q^2.$$

Aus der Quasi-Konstanz von $\langle n \rangle$ könnte man zu dem Schluß gelangen, daß sich die Wirkungsquerschnitte aller Endzustände gleich verhalten. Da ihre Summation σ_{tot} ergibt, würden sie also ähnlich langsam als Funktion von q^2 wie der totale Wirkungsquerschnitt abfallen.

Ob dieser Schluß, der ein möglicher von vielen ist, den man aus dieser Konstanz ziehen kann, wirklich die Physik richtig beschreibt, möchte ich an einem Endzustand untersuchen, der in der Photoproduktion als Einzelkanal den größten Beitrag liefert, die Elektroproduktion von ρ^0 -Mesonen.



Die erste Frage, die ich bei jedem einzelnen Endzustand stellen will, ist das

1) q^2 -Verhalten: Im Bild 3 sehen Sie den Verlauf von $\sigma_u + e \sigma_L$ als Funktion von q^2 im Schwerpunktsenergiebereich $W = 2,5 - 4,0 \text{ GeV}$ ⁴. Der Wirkungsquerschnitt ist über Zerfallswinkelverteilung und t integriert. Dieser Wirkungsquerschnitt fällt mit wachsendem q^2 schneller ab als der totale Wirkungsquerschnitt (gestrichelt eingezeichnet). Das heißt, der Einfluß der ρ^0 -Erzeugung wird mit wachsendem q^2 immer geringer. Als zweite ausgezogene Kurve ist die Voraussage des VDM eingezeichnet, wenn man nur den transversalen Anteil berücksichtigt. Hier wird hauptsächlich das ρ -Meson im Zwischenzustand beitragen, das durch Streuung am Proton auf seine Massenschale gehoben wird. Man sieht, daß der Verlauf der Messungen ungefähr mit den Voraussagen übereinstimmt. Darüber hinaus liegen alle Daten bei den unterschiedlichsten W -Werten dicht zusammen und zeigen somit, daß wie in der Photoproduktion die Elektroproduktion von ρ^0 ein diffraktiver Prozeß ist.

2) Die nächste Frage, die wir uns bei diesen Reaktionen stellen wollen, ist:

"Wie groß ist das Verhältnis $R = \sigma_L / \sigma_u$?"

Wie ich Ihnen an der allgemein gültigen Beziehung für den Wirkungsquerschnitt gezeigt habe, benötigt man mindestens zwei Messungen bei unterschiedlichen transversalen Polarisationsgraden, um eine Trennung vornehmen zu können. Bei dieser Reaktion ist es jedoch möglich, diese Aussage aus der Winkelverteilung des ρ^0 -Mesons zu erhalten. Man konnte zeigen, daß die Ergebnisse der Elektroproduktion verträglich mit s -Kanal-Helizitätserhaltung sind⁵, wie man sie auch im wesentlichen in der Photoproduktion gefunden hat; d. h. das erzeugte ρ^0 -Meson hat die gleiche Helizität wie das virtuelle Photon. Dadurch entfallen in der Zerfallsverteilung eine Reihe von Summanden, so daß daraus R bestimmt werden kann.

Im nächsten Bild ist das Verhältnis $R = \sigma_L / \sigma_u$ als Funktion von q^2 aufgetragen⁶. Wie Sie sehen, ist ein beträchtlicher longitudinaler Anteil vorhanden, der den des totalen Wirkungsquerschnitts übersteigt.

Ein weiteres sehr interessantes Resultat möchte ich nur kurz erwähnen, da es mit den beiden gestellten Fragen nicht unmittelbar in Zusammenhang steht. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ ändert seine Steilheit als Funktion von q^2 . Eine Möglichkeit, dies zu verstehen, ist die Annahme, daß der Wechselwirkungsradius des Photons schrumpft. Doch ich möchte auf dieses Resultat nicht näher eingehen, da es von Herrn Heinloth⁷ auf der letzten Frühjahrstagung ausführlich diskutiert wurde, wollte es aber der Vollständigkeit halber erwähnen.

Zusammenfassend kann man von der Elektroproduktion von ρ^0 -Mesonen feststellen: Die Elektroproduktion von ρ^0 -Mesonen weicht sowohl im transversalen als auch im longitudinalen Wirkungsquerschnitt vom Verhalten der entsprechenden Größen des totalen Wirkungsquerschnitts beträchtlich ab; d. h. die ρ^0 -Produktion, die in der Photoproduktion einen beträchtlichen Einzelkanalbeitrag liefert, trägt in der Elektroproduktion mit wachsendem $|q^2|$ immer weniger zu σ_{tot} bei. Also scheint der Schluß, den ich aus der Quasi-Konstanz von $\langle n \rangle$ gezogen habe, nicht zuzutreffen, daß alle wesentlichen Endzustände ein ähnliches Verhalten wie der totale Elektroproduktionswirkungsquerschnitt zeigen. Eine andere Erklärung wäre, daß einzelne Endzustände auf Kosten anderer mit wachsendem $|q^2|$ an Bedeutung zunehmen, aber in der Art und Weise, daß die mittlere Multiplizität konstant bleibt. Um dies zu untersuchen, möchte ich den totalen Wirkungsquerschnitt nach der Anzahl der geladenen Hadronen im Endzustand zerlegen; d. h. es sollen die Reaktionen

$$\begin{aligned}
 \gamma_{\nu}P &\rightarrow h^+ X^0 & n = 1 \\
 &\rightarrow h^+ h^- h^+ X^0 & n = 3 \\
 &\rightarrow h^+ h^- h^+ h^- h^+ X^0 & n = 5 \\
 &\cdot \\
 &\cdot \\
 &\cdot
 \end{aligned}$$

untersucht werden, wobei $\sum_n \sigma(n) = \sigma_{\text{tot}}$ ist.

Im nächsten Bild (5) sind die Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen als Funktion von q^2 aufgetragen, wobei auf den totalen Wirkungsquerschnitt normiert ist^{1,8}. Zur Erinnerung ist das Verhalten von σ_{tot} in Abhängigkeit von q^2 eingetragen. Hat der Reaktionskanal gleiches Verhalten wie der totale Wirkungsquerschnitt, so muß sich eine horizontale Gerade ergeben, deren absolute Höhe den Bruchteil angibt, mit der er zum totalen Wirkungsquerschnitt beiträgt. Sie sehen, daß die Kanäle mit unterschiedlich geladenen Hadronen sich unterschiedlich verhalten. Der Kanal mit fünf geladenen Teilchen besitzt das gleiche q^2 -Verhalten wie der totale Wirkungsquerschnitt, macht aber nur einen kleinen Anteil in diesem Schwerpunktsenergiebereich aus.

Der Anteil des Kanals mit drei geladenen Teilchen, der in der Photoproduktion noch 80 % vom totalen Wirkungsquerschnitt ausmacht, verringert seinen Anteil mit wachsendem q^2 ; d. h., der gemessene Wirkungsquerschnitt fällt schneller als der totale Wirkungsquerschnitt als Funktion von q^2 ab.

Ein sehr merkwürdiges Verhalten zeigt der Kanal mit einem geladenen Teilchen. Er kann seinen Anteil von 20 % bei der Photoproduktion um einen Faktor zwei im Bereich von $0,4 \leq q^2 \leq 1,0 \text{ GeV}^2$ und vielleicht bei noch größerem q^2 ihn nochmals beträchtlich erhöhen. Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_U + \epsilon \sigma_L$ für diesen Endkanal mit $n = 1$ fällt also noch flacher als Funktion von q^2 ab.

Zum Endzustand mit 3 geladenen Hadronen tragen wesentlich die Reaktionen $\gamma_{\nu p} \rightarrow p\pi^+\pi^- + n\pi^0$ bei. Zu einem typischen Vertreter dieser Gruppe, der ρ^0 -Erzeugung, habe ich Ihnen bereits gezeigt, daß er schneller als Funktion von q^2 abnimmt als

der totale Wirkungsquerschnitt. Zieht man diesen Beitrag des ρ^0 ab, so wird zwar der Abfall vermindert, bleibt jedoch weiterhin vorhanden.

Der Kanal mit einem geladenen Hadron wird durch die Reaktionen

$$\pi^0 p, \pi^+ n, \pi^+ \Delta^0, K^+ \Lambda, K^+ \Sigma^0 + n\pi^0$$

neutraler Zerfall

gebildet. Diese Reaktionen sind bisher am ausführlichsten untersucht worden.

Endzustände mit vielen Teilchen sind in der Elektroproduktion experimentell schwer zugänglich und bisher wenig gemessen. Ob der Verlauf der Wirkungsquerschnitte als Funktion von q^2 für die unterschiedlich geladenen Endzustände, insbesondere der für $n = 1$, durch einen longitudinalen Anteil beeinflusst wird, wurde - abgesehen von wenigen Ausnahmen - experimentell bisher noch nicht untersucht. Man kann jedoch mit Hilfe von Modellen für einzelne Reaktionen in den verschiedenen Klassen mit geladenen Teilchen gewisse Vorstellungen über die Größe der longitudinalen Beiträge erlangen.

Da ich bereits einen Vertreter des Kanals mit 3 geladenen Hadronen diskutiert habe, möchte ich jetzt einzelne Endzustände diskutieren, die zum Kanal mit einem geladenen Hadron gehören.

Bisher liegen Ergebnisse der Endzustände $\pi^+ n$, $\pi^+ \Delta^0$, $K^+ \Lambda$ und $K^+ \Sigma^0$ vor.

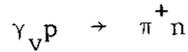
Allen diesen bisher analysierten Reaktionen ist gemeinsam, daß ihr Wirkungsquerschnitt stark als Funktion der Schwerpunktsenergie abfällt.

$$\sigma \sim \frac{1}{(W^2 - m_p^2)^m}$$

mit $m = 2, \dots, 4$. Diese Zahl m hängt von der Reaktion und dem kinematischen

Bereich ab. Mit zunehmender Energie W wird der Einfluß dieser einfach geladenen Endzustände immer geringer, aber mit wachsendem q^2 immer größer. Woran liegt das?

Als erstes möchte ich die Elektroproduktion von $\pi^+ n$ diskutieren.



Die ersten Resultate liegen schon einige Jahre vor und wurden an den Beschleunigern in Cambridge, Daresbury und hier bei DESY ermittelt⁹. Die Reaktion wurde im gesamten Azimutalbereich untersucht, so daß es möglich ist, auf Grund der unterschiedlichen ϕ -Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts die Teilwirkungsquerschnitte der longitudinalen und transversalen Komponenten des virtuellen Photons zu trennen. Die Messungen wurden vorzugsweise bei kleinen t -Werten, d. h. in Richtung des virtuellen Photons, durchgeführt.

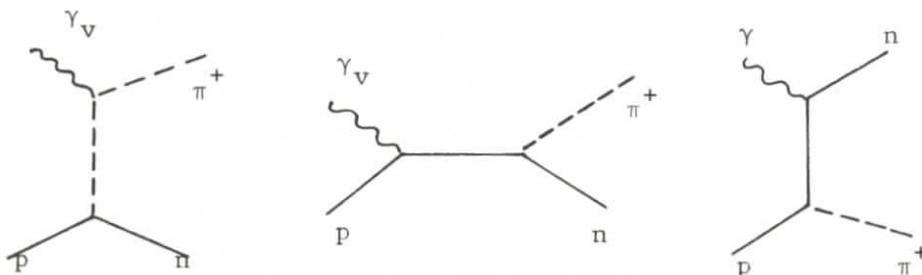
Als erstes wieder die Frage nach der Abhängigkeit dieser drei Teilwirkungsquerschnitte als Funktion von q^2 (Bild 6). Die Variablen W und t sind festgehalten.

Vom Photowert an steigt der Wirkungsquerschnitt für $\frac{d\sigma_u}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$ steil an, erreicht bei $q^2 \sim -0.4$ einen Wert, der um einen Faktor zwei größer ist als der Photowert, und fällt dann wieder ab. Der Wirkungsquerschnitt $d\sigma_p/dt$ fällt mit größeren $|q^2|$ -Werten ab. $d\sigma_I/dt$ ist von Null verschieden und zeigt keine wesentliche Struktur. Dieses Verhalten von $\frac{d\sigma_u}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$ ist ganz anders als beim totalen Wirkungsquerschnitt. Fiel dieser nur schwach mit q^2 ab, so sehen wir hier sogar einen Anstieg. Da hier die Summe von $\frac{d\sigma_u}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$ aufgetragen ist, kann hier ein beträchtlicher Anteil der longitudinalen Komponente vorliegen. Dies zeigt sich auch in dem Wirkungsquerschnitt der Interferenz zwischen longitudinaler und transversaler Komponente, der bei dieser Reaktion von Null verschieden ist.

Eine direkte Trennung von $d\sigma_u/dt$ und $d\sigma_L/dt$ durch Messungen bei mindestens zwei verschiedenen transversalen Polarisierungen ist bisher noch nicht durchgeführt. Vor-

stellungen über die Größe dieser beiden Teilwirkungsquerschnitte kann man zur Zeit nur aus speziellen Modellen erlangen.

Für eine Reihe solcher Modelle dient das Born-Term-Modell als Ausgangsbasis, das in der Photoproduktion den Wirkungsquerschnitt bei kleinen t -Werten den gemessenen Verlauf recht gut beschreiben kann.



Die Modelle der einzelnen Autoren unterscheiden sich jedoch, so z. B. inwieweit und in welcher Form sie noch höhere s -Kanal-Resonanzen in ihren Dispersionsintegralen berücksichtigt haben.¹⁰ Andere Autoren setzen die Kopplungskonstante $g_{\rho\gamma p}$ nicht gleich dem gemessenen Protonformfaktor, sondern führen ihn als frei wählbaren Parameter ein, da das eine Proton sich nicht auf der Massenschale befindet¹¹. Diese unterschiedlichen Annahmen bedingen ein unterschiedliches Verhalten von $d\sigma_u/dt$, dessen absolute Werte sich um mehr als einen Faktor 2 bei q^2 -Werten von $\sim 1 \text{ GeV}^2$ unterscheiden können. Integriert man z. B. $d\sigma_u/dt$ über t , so zeigt die Elektroproduktion von $\pi^+ n$ je nach benutztem Modell einen ähnlichen Verlauf als Funktion von q^2 wie der totale Wirkungsquerschnitt oder fällt weit stärker mit wachsenden Werten von q^2 ab.

Deshalb ist die zweite Frage nach der Größe von $R = \frac{d\sigma_L}{dt} / \frac{d\sigma_u}{dt}$ recht schwer zu beantworten. Der Wert schwankt je nach Modell zwischen $1,0 \leq R \leq 5,0$. Exakte Bestimmungen dieses Wertes können nur durch weitere Messungen bei kleiner transversaler Polarisation ϵ erreicht werden, die eine Trennung von σ_L und σ_u ermöglichen.

Solche Untersuchungen werden zur Zeit von zwei Gruppen hier am DESY angestellt, deren Resultate im Laufe dieses Jahres vorliegen werden.

Allen diesen Born-Term-Modellen ist jedoch gemeinsam, daß der longitudinale Wirkungsquerschnitt im wesentlichen auf den Ein-Pion-Austauschgraphen zurückzuführen ist. Dieser Graph gibt uns die Möglichkeit, den Formfaktor des Pions zu ermitteln. Die Resultate sehen Sie im nächsten Bild (7)^{4,12}. Der Pion-Formfaktor ist einigermaßen mit der ausgezogenen Kurve verträglich. Sie stellt die Voraussage des VDM dar, daß der Pionformfaktor durch den ρ -Propagator bestimmt ist. Die Werte von $F_{\pi}(q^2)$ liegen absolut noch nicht fest, da die Ermittlungen von F_{π} modellabhängig sind. Jedoch fällt $F_{\pi}(q^2)$ langsamer als der Protonformfaktor ab.

Auch das VDM-Modell, das die Elektroproduktion mit der starken Wechselwirkung in Zusammenhang bringt, kann den Verlauf des Wirkungsquerschnitts qualitativ gut wiedergeben, quantitativ liegen die vorhergesagten Werte etwas zu niedrig.

Zusammenfassend kann man im Hinblick auf die beiden gestellten Fragen feststellen: Weder die Summenwirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma_u}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$ noch das Verhältnis $R = \frac{d\sigma_u/dt}{d\sigma_L/dt}$ haben den gleichen Verlauf wie der totale Wirkungsquerschnitt. Obwohl der genaue Wert für R noch nicht experimentell bestimmt ist, übersteigt er jedoch das gemessene Verhältnis des totalen Elektroproduktionswirkungsquerschnitts.

Als nächste Reaktion möchte ich die Elektroproduktion $\pi^+\Lambda^0$ kurz diskutieren.



Zerfällt der Λ^0 -Resonanzzustand in π^0 und n , so gehört er zur Kategorie der Endzustände mit einem geladenen Hadron. Beim geladenen Zerfall gehört er zu den mit drei geladenen Hadronen. Der Reaktionsmechanismus sollte aber nicht vom Zerfall der Endprodukte abhängen.

Im nächsten Bild (8) ist die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts, separiert in die drei Komponenten $d\sigma_P/dt$, $d\sigma_I/dt$ und $d\sigma_U/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$ aufgetragen¹³. Im Gegensatz zur π^+n -Erzeugung fällt der Wirkungsquerschnitt hier vom Photowert ausgehend mit wachsenden q^2 -Werten ab, wobei er sich vom Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts unterscheidet. Inwieweit zu dieser Summe $d\sigma_L/dt$ beiträgt, kann - wie beim vorherigen Fall der π^+n -Elektroproduktion - bisher nur anhand von Modellen abgeschätzt werden, da zur Zeit noch keine experimentelle Trennung möglich war. Daß hier ein longitudinaler Beitrag vorhanden ist, sieht man wieder an dem Term $d\sigma_I/dt$, der Interferenz zwischen longitudinaler und transversaler Komponente des virtuellen Photons. Nimmt man an, daß sich der transversale unpolarisierte Wirkungsquerschnitt wie der ρ -Propagator verhält, wie es das VDM annimmt, so ist ein beträchtlicher longitudinaler Anteil vorhanden, der aber nicht mehr so stark wie in der π^+n -Produktion auftritt.

Diese Tatsache kann man auch in dem um den Kontaktgraphen erweiterten Born-Term-Modell leicht einsehen, das auch zur Beschreibung dieser Reaktion benutzt wird¹⁴. Denn auf Grund der größeren Masse des Δ als des Neutrons ist der minimal mögliche Impulsübertrag im t-Kanal größer, so daß der Abstand vom Pionpol ebenfalls größer wird. Das bedingt, daß der Einfluß des Pionpols im t-Kanal schwächer wird, der für den longitudinalen Beitrag verantwortlich gemacht wird.

Ähnliches Verhalten hat man auch für den doppelt positiv geladenen Zustand des Δ bei der Reaktion $\gamma_{\nu}p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$ gefunden¹⁵, die zur Klasse der Endzustände mit 3 geladenen Hadronen beiträgt.

Lassen Sie mich jetzt die Endzustände diskutieren, bei denen die erzeugten Teilchen eine Seltsamkeit besitzen, und untersuchen, ob sie sich deshalb stark von den anderen Kanälen mit einem geladenen Hadron unterscheiden.



Das nächste Bild (9) zeigt, welche Hyperonen-Endzustände man in der Elektroproduktion angeregt hat¹⁶. Wir sehen die Erzeugung von Hyperonen mit der niedrigsten Masse, dem Λ bis zum $\Lambda'(1520)$. Ich möchte hier nur die Diskussion von $K^+\Lambda(1115)$ und $K^+\Sigma^0(1192)$ vornehmen.

In den Bildern 10+11 ist für beide Reaktionen die q^2 -Abhängigkeit für die Summe von $d\sigma_U/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$ aufgetragen¹⁶, die man wiederum von den anderen Termen abtrennen konnte, da im gesamten ϕ -Bereich gemessen wurde. Zum Vergleich ist der totale Wirkungsquerschnitt eingezeichnet. Die $K^+\Lambda$ -Reaktion hat einen ähnlichen Verlauf wie der π^+n -Endzustand: Der Wirkungsquerschnitt übersteigt bei kleinen q^2 -Werten den totalen, d. h. in der Summe $d\sigma_U/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$ wird ein Beitrag der longitudinalen Komponente des virtuellen Photons vorliegen. Diese Tatsache kann man analog der π^+n -Produktion durch den Austausch des pseudoskalaren Teilchens im t -Kanal erklären, das in diesem Fall das K -Meson ist. Auf Grund der im t -Kanal am unteren Hadronenvertex auftretenden unterschiedlichen Kopplungskonstanten $g_{pK\Lambda}$ und $g_{pK\Sigma}$ kann der K -Austausch bei den $K^+\Sigma^0$ -Endzustand nur sehr gering beitragen, so daß dort der Wirkungsquerschnitt als Funktion von q^2 stärker abfällt, wie im Diagramm 11 zu sehen ist. Ob man aus diesen Daten analog der Elektroproduktion von π^+n den Kaonformfaktor extrahieren kann, erscheint mir sehr fragwürdig, da die Modellvorstellungen schon in der Photoproduktion auf große Schwierigkeiten stoßen. In der Elektroproduktion tritt zusätzlich die longitudinale Photonkomponente auf, so daß man mindestens noch das Verhältnis R messen muß, um den Theoretikern mehr experimentelles Material zu liefern.

Beide Endzustände $K^+\Lambda$ und $K^+\Sigma^0$ zeigen eine andere Abhängigkeit als Funktion von q^2 als der totale Wirkungsquerschnitt. Für den Zustand $K^+\Lambda$ scheint R größer als beim totalen Wirkungsquerschnitt zu sein, für $K^+\Sigma$ ist

dies nicht ohne eine bisher noch nicht durchgeführte Trennung von σ_L und σ_u festzustellen.

Da man sowohl bei den π^+ - als auch bei den K^+ -Reaktionen für den energetisch am tiefsten liegenden Zustand immer einen longitudinalen Wirkungsquerschnittsbeitrag gemessen hat, würde es interessant sein, zu untersuchen, wie der Elektroproduktionswirkungsquerschnitt von $\pi^0 p$ aussieht. Dort ist ja der π^0 -Austausch im t-Kanal verboten, und t-Kanal-Auswahlregeln erfordern, daß der longitudinale Beitrag sehr gering sein soll¹⁷. Ob dies tatsächlich der Fall sein wird oder vielleicht unser bisheriges Bild über die Elektroproduktion von Endzuständen einer Korrektur bedarf, werden die in Kürze zu erwartenden Messungen zeigen.

Der sehr langsame Abfall des Wirkungsquerschnitts der Endzustände mit einem geladenen Hadron als Funktion von q^2 wird somit durch den longitudinalen Wirkungsquerschnitt stark beeinflusst. Ob er allein maßgebend ist, bleibt eine offene Frage, Es könnte, wie erwähnt, vielleicht auch für σ_u ein ganz anderes q^2 -Verhalten vorliegen, als man es vom Born-Term-Modell oder vom VDM vorhersagt.

Ich möchte zum Schluß meines Berichtes kommen und noch einmal die wesentlichen Resultate zusammenfassen.

Im diskutierten Bereich von $2 \leq W \leq 4$ GeV hat man folgende Abhängigkeiten gefunden:

A) q^2 -Abhängigkeit

1. Spaltet man den totalen Wirkungsquerschnitt in definierte Endzustände oder Endzustandsgruppen auf, so zeigen diese ein vom totalen Wirkungsquerschnitt abweichendes Verhalten. Nur wenn man sehr viele Reaktionskanäle zusammenfaßt, wie bei den Zuständen mit fünf oder sieben geladenen Teilchen, ist die q^2 -Abhängigkeit der des totalen Wirkungsquerschnitts analog.

2. Die Endzustände mit drei geladenen Hadronen fallen schnell ab. Dies wird gemildert, wenn man die Erzeugung von ρ -Mesonen, die annähernd durch das VDM-Modell beschrieben wird, aus den Daten extrahiert.
3. Der Wirkungsquerschnitt mit einem geladenen Hadron steigt relativ zum totalen Wirkungsquerschnitt an. Die Einzelreaktionen dieses Endzustandes tragen nur mit wenigen Prozenten zum totalen Wirkungsquerschnitt bei. Ihre Summe wächst von 20 % bis zu mehr als 40 % an.

$$B) R = \sigma_L / \sigma_u$$

Bisher wurden die Wirkungsquerschnitte für die Summe $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$ gemessen. Eine Trennung durch Messungen bei zwei verschiedenen transversalen Polarisationen ϵ liegt noch nicht vor. Trotzdem können folgende Aussagen gemacht werden:

1) ρ^0 -Produktion

R wurde aus der Zerfallswinkelverteilung bestimmt. R ist beträchtlich größer, als man bei den Messungen des totalen Wirkungsquerschnitts gefunden hat.

2) π^+ - und K^+ -Erzeugung

Aus Modellvorstellungen hat man für fast alle bisher gemessenen Endzustände der π^+ - und K^+ -Erzeugung einen beträchtlichen longitudinalen Anteil extrahiert. Der exakte Wert von R ist stark modellabhängig, übersteigt jedoch den des totalen Wirkungsquerschnitts.

Rückblickend erscheint es seltsam, daß das Verhalten des totalen Wirkungsquerschnitts durch die Wechselwirkung des Photons an punktförmigen Gebilden bestimmt sein soll, dieses Bild sich aber in fast keinem Endkanal in dem untersuchten kinematischen Bereich wiederfindet. Eine mögliche Antwort mag sein, daß die Energie und das Massenquadrat der virtuellen Photonen bei den bisher untersuchten Endzuständen zu klein sind. Die Messungen des totalen Wirkungsquerschnitts an den Speicherringen zeigen, daß das einfache Parton-Modell modifiziert werden muß. Näheres können Sie dem Vortrag von Herrn Goldhaber entnehmen.

Zum besseren Verständnis des Elektroproduktionsmechanismus könnten z. B. Messungen beitragen wie:

- 1) Experimentelle Bestimmung von R , um exakte Werte für den longitudinalen Beitrag zu erhalten.
- 2) Elektroproduktion von π^0_p , damit der Kanal mit einem geladenen Hadron vollständig studiert werden kann, was Aufschluß über σ_u und σ_L geben könnte.
- 3) Untersuchung der Mehrteilchen-Endzustände.
- 4) Erweiterung der bisherigen Messungen zu höherem W und q^2 , um das Parton-Modell besser prüfen zu können.

Verzeichnis der Abbildungen

Abb. 1 Kinematische Bereiche, in denen Endzustände der Elektroproduktion untersucht werden.

Abb. 2 Mittlere geladene Multiplizität als Funktion von q^2 .
(Abb. entnommen aus Ref. 1).

Abb. 3 Die Wirkungsquerschnitte $\sigma_u + \varepsilon \sigma_L$ als Funktion von q^2 für die Elektroproduktion von ρ^0 .
(Abb. entnommen aus Ref. 4).

Abb. 4 Das Verhältnis $R = \sigma_L/\sigma_u$ als Funktion von q^2 für die Elektroproduktion von ρ^0 .
(Abb. entnommen aus Ref. 4).

Abb. 5 Der auf den totalen Wirkungsquerschnitt normierte Wirkungsquerschnitt für Endzustände mit unterschiedlicher Anzahl geladener Teilchen.
(Abb. entnommen aus Ref. 1).

Abb. 6 Die Wirkungsquerschnittskomponenten $d\sigma_u/dt + \varepsilon d\sigma_L/dt$, $d\sigma_I/dt$ und $d\sigma_P/dt$ der Elektroproduktion von π^+n als Funktion von q^2 .
(Abb. entnommen aus Ref. 9).

Abb. 7 Der Pionformfaktor.
(Abb. entnommen aus Ref. 4).

Abb. 8 Die Wirkungsquerschnittskomponenten $d\sigma_u/d(t-t_{\min}) + \varepsilon d\sigma_L/d(t-t_{\min})$, $d\sigma_I/d(t-t_{\min})$ und $d\sigma_P/d(t-t_{\min})$ der Elektroproduktion von $\pi^+\Delta^0$ als Funktion von q^2 .
(Abb. entnommen aus Ref. 13).

Abb. 9 Massenspektrum des unbeobachteten Hyperonsystems bei der Elektroproduktion von K^+Y .

(Abb. entnommen aus Ref. 16).

Abb.10 Der Wirkungsquerschnitt $d\sigma_u/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$ als Funktion von q^2 für die Elektroproduktion von $K^+\Lambda$.

(Abb. entnommen aus Ref. 16).

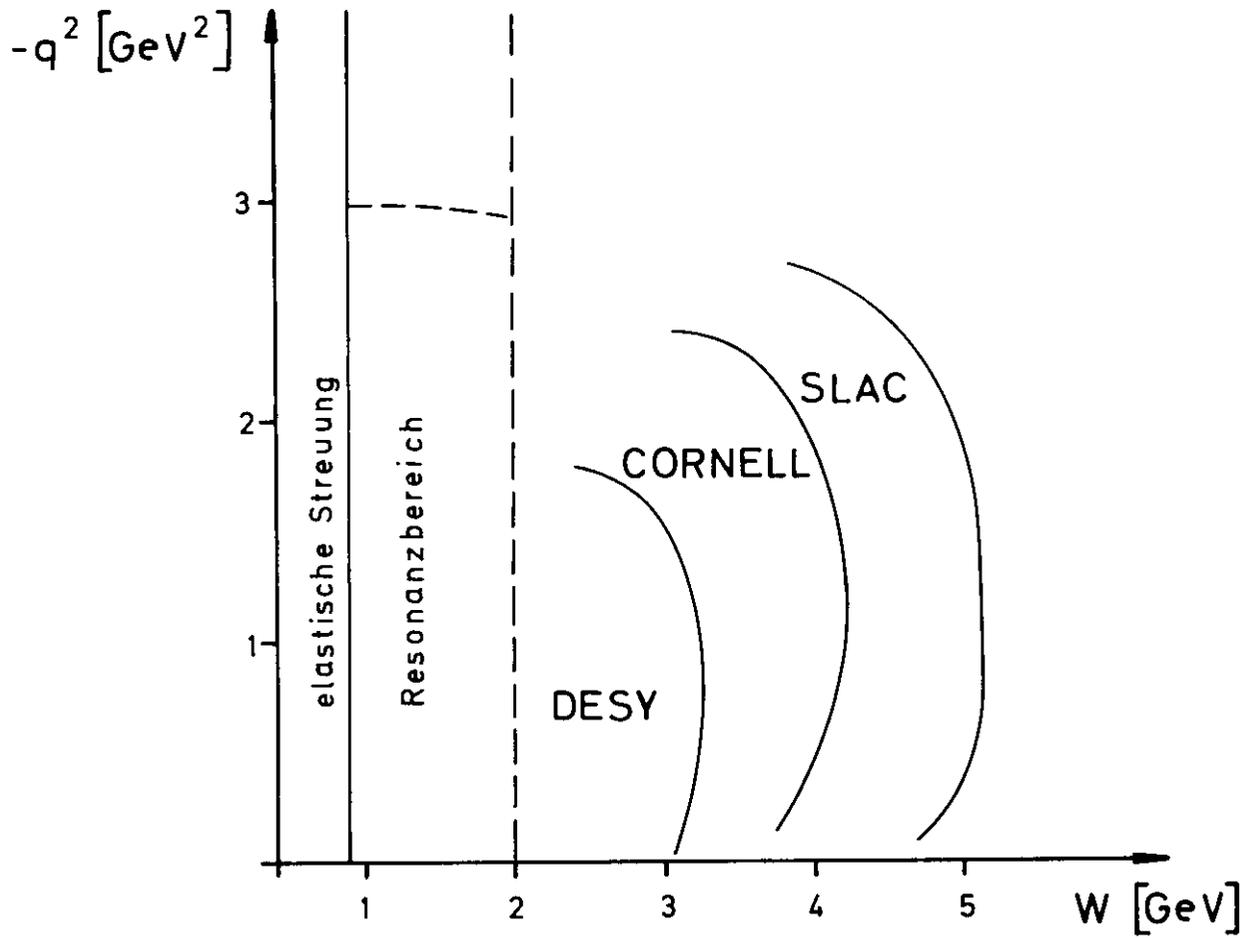
Abb.11 Der Wirkungsquerschnitt $d\sigma_u/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$ als Funktion von q^2 für die Elektroproduktion von $K^+\Sigma^0$.

(Abb. entnommen aus Ref. 16).

Literaturverzeichnis

- 1) F. Brasse; DESY 73/49 (1973);
Proceedings of the 6th International Symposium on Electrons and Photons
at High Energies, Bonn 1973.
- 2) z. B. S.M. Berman; Phys. Rev. 135, 1249 (1964).
- 3) K. Berkelmann et al.; Cornell Univ. Ithaca - CLNS-2403.
- 4) R. Talman; Proceedings of the 6th International Symposium on Electrons and
Photons at High Energies, Bonn 1973.
- 5) V. Eckardt et al.; Nucl. Phys. B55, 45 (1973).
- 6) K.C. Moffeit; Proceedings of the 6th International Symposium on Electrons
and Photons at High Energies, Bonn 1973.
- 7) K. Heinloth; DESY 73/18 (1973).
- 8) J. Ballam et al.; contribution No 126 to the 6th International Symposium
on Electrons and Photons at High Energies, Bonn 1973; SLAC-PUB 1495
- 9) C.N. Brown et al.; Phys. Rev. Lett. 26, 987 (1971).
C. Driver et al.; Phys. Rev. Lett. 35B, 77 (1971).
P.S. Kummer et al.; Lett. Nuovo Cimento 1, 1026 (1971).
- 10) Z. B. C.E. Devenish, D.H. Lyth; Phys. Rev. D5, 47 (1972).
F.A. Behrends, R. Gastmans; Phys. Rev. D5, 204 (1972).

- 11) F. Gutbrod, G. Kramer; Nucl. Phys. B49, 461 (1972).
- 12) C.J. Belch et al.; Phys. Rev. D9, 1229 (1974).
- 13) C. Driver et al.; Nucl. Phys. B32, 45 (1971).
- 14) Z. B. F.A. Behrends; Phys. Rev. D5, 204 (1972).
- 15) I. Dammann et al.; Nucl. Phys. B54, 355 (1973).
- 16) T. Azemmoon et al.; DESY 74/45 (1974).
- 17) G. Kramer; DESY 73/38 (1973).



Kinematische Bereiche, in denen Endzustände der Elektroproduktion untersucht wurden.

Abb.1

vorläufige Daten

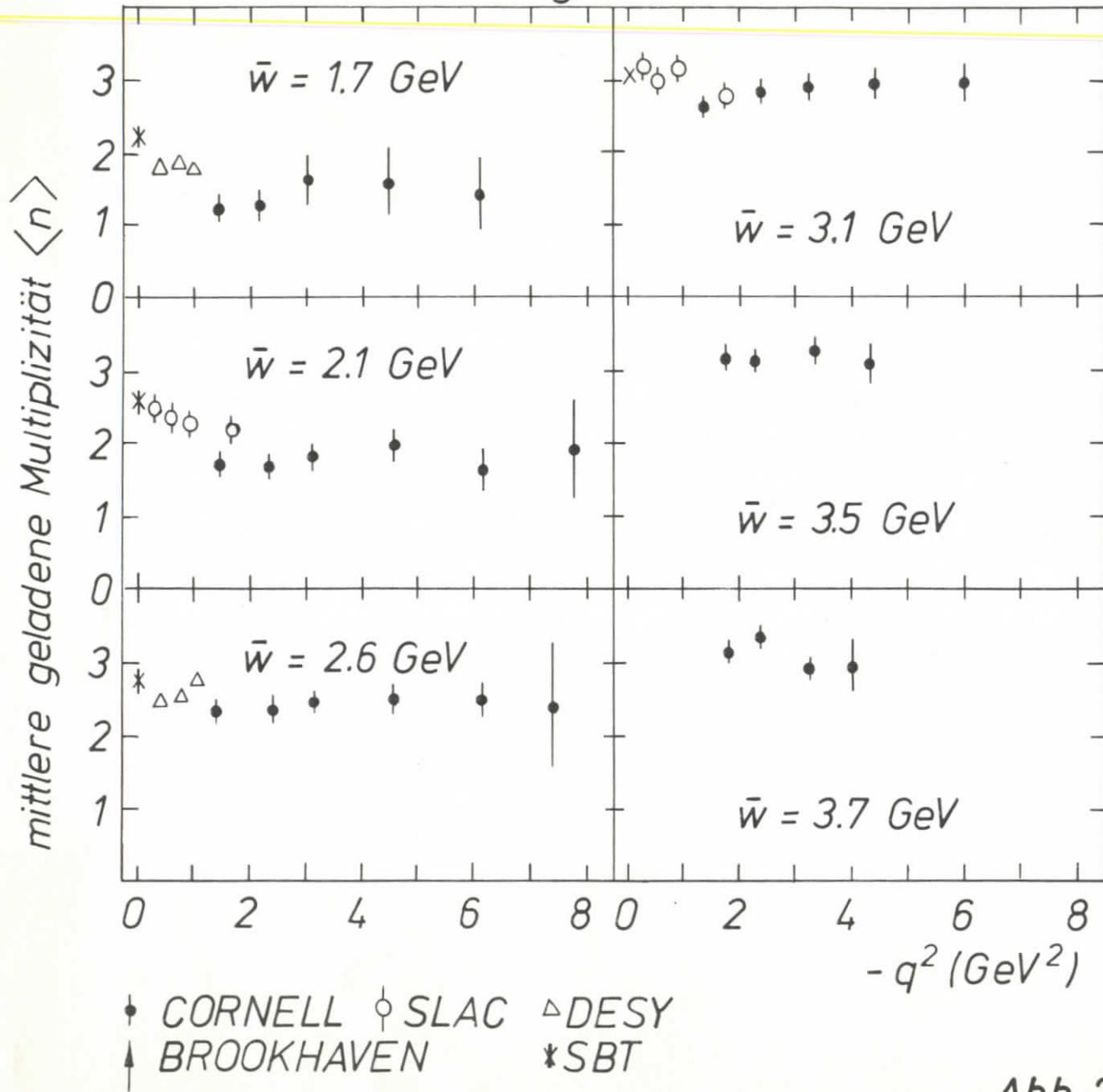


Abb. 2

$\gamma_{\nu p} \rightarrow g^{\circ} p$

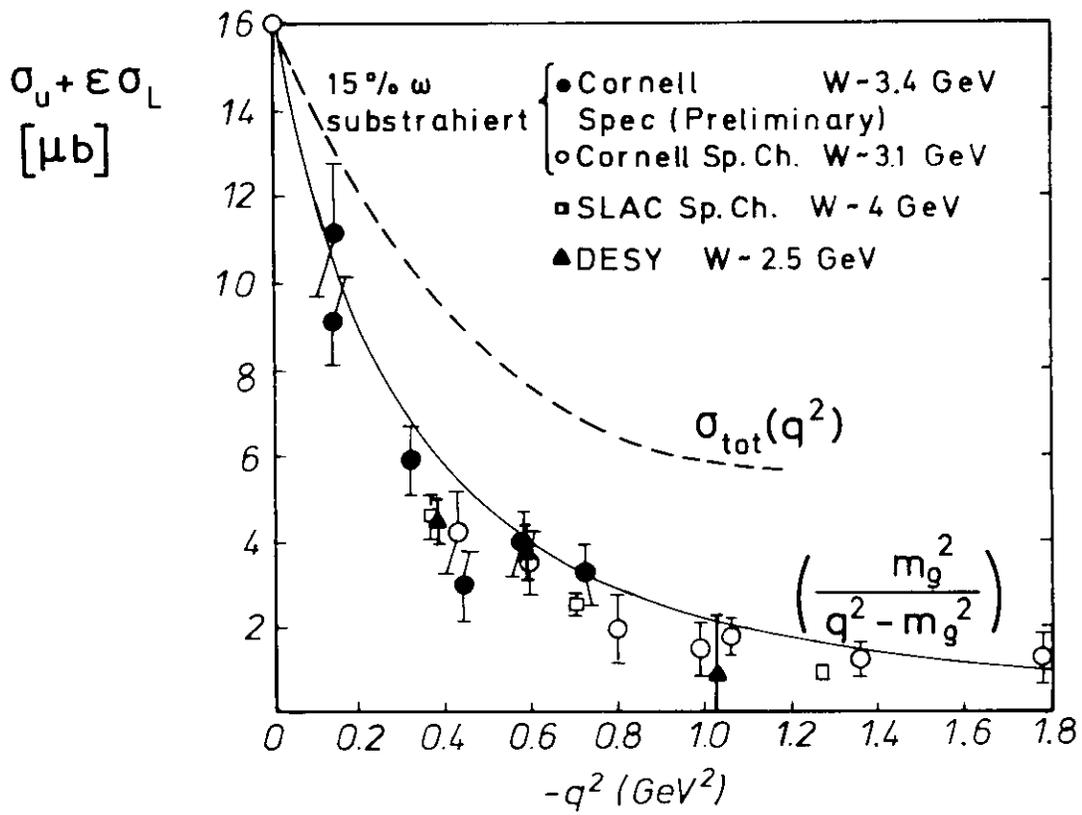


Abb.3

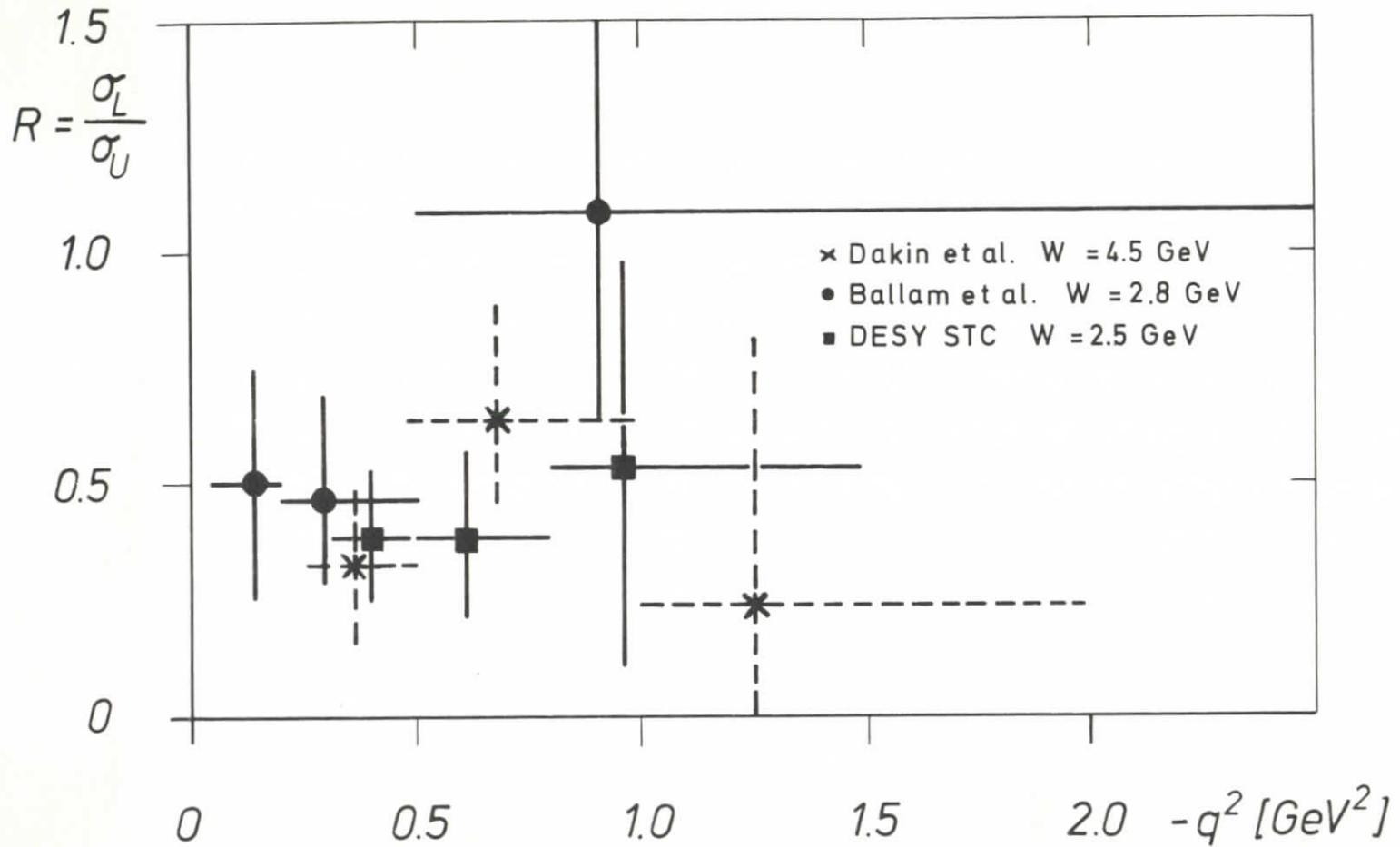


Abb.4

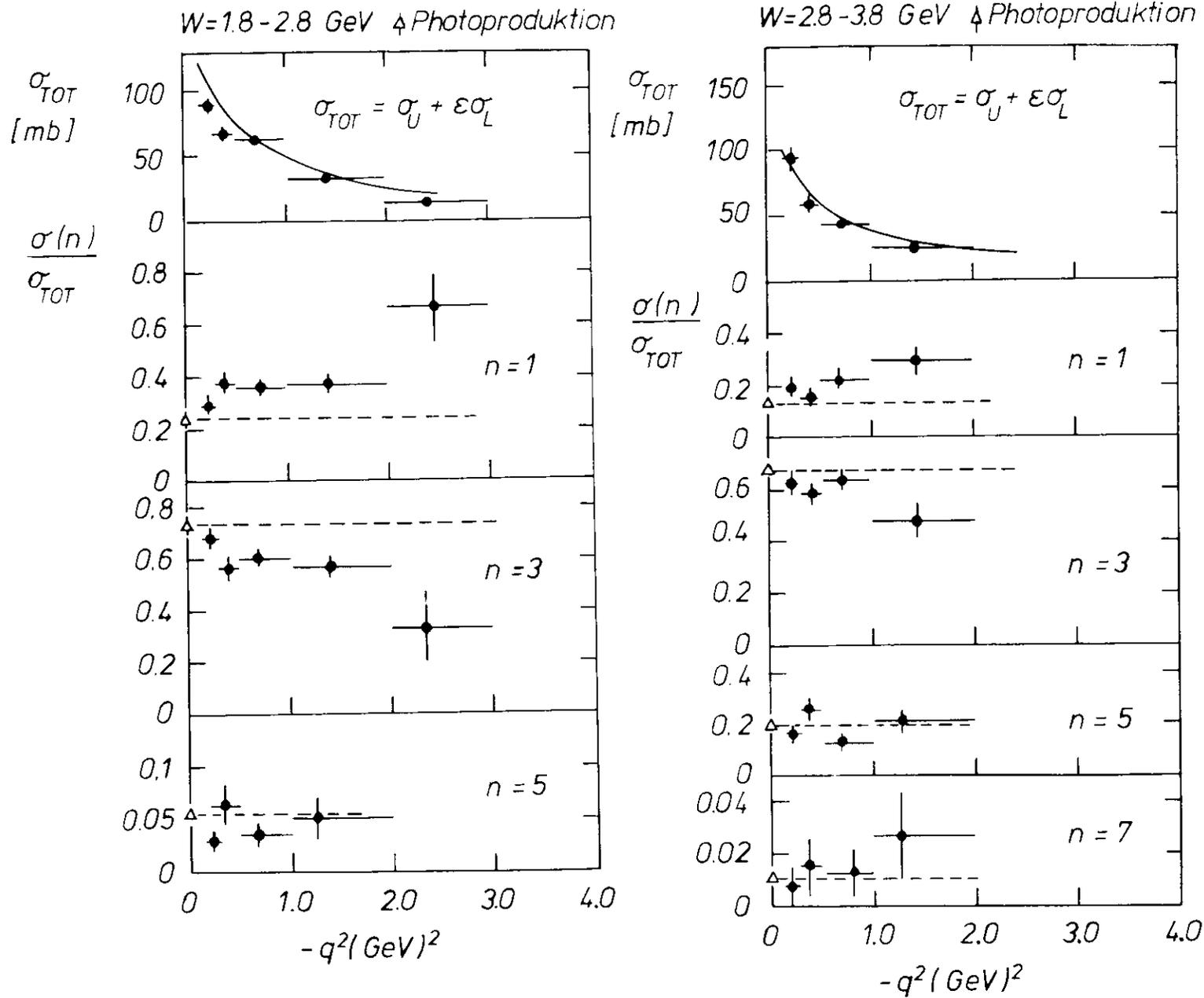


Abb.5



q^2 - Abhängigkeit
 $W = 2.2 \text{ GeV}$
 $t = -0.037 \text{ GeV}^2$
 $\epsilon \approx 0.75$

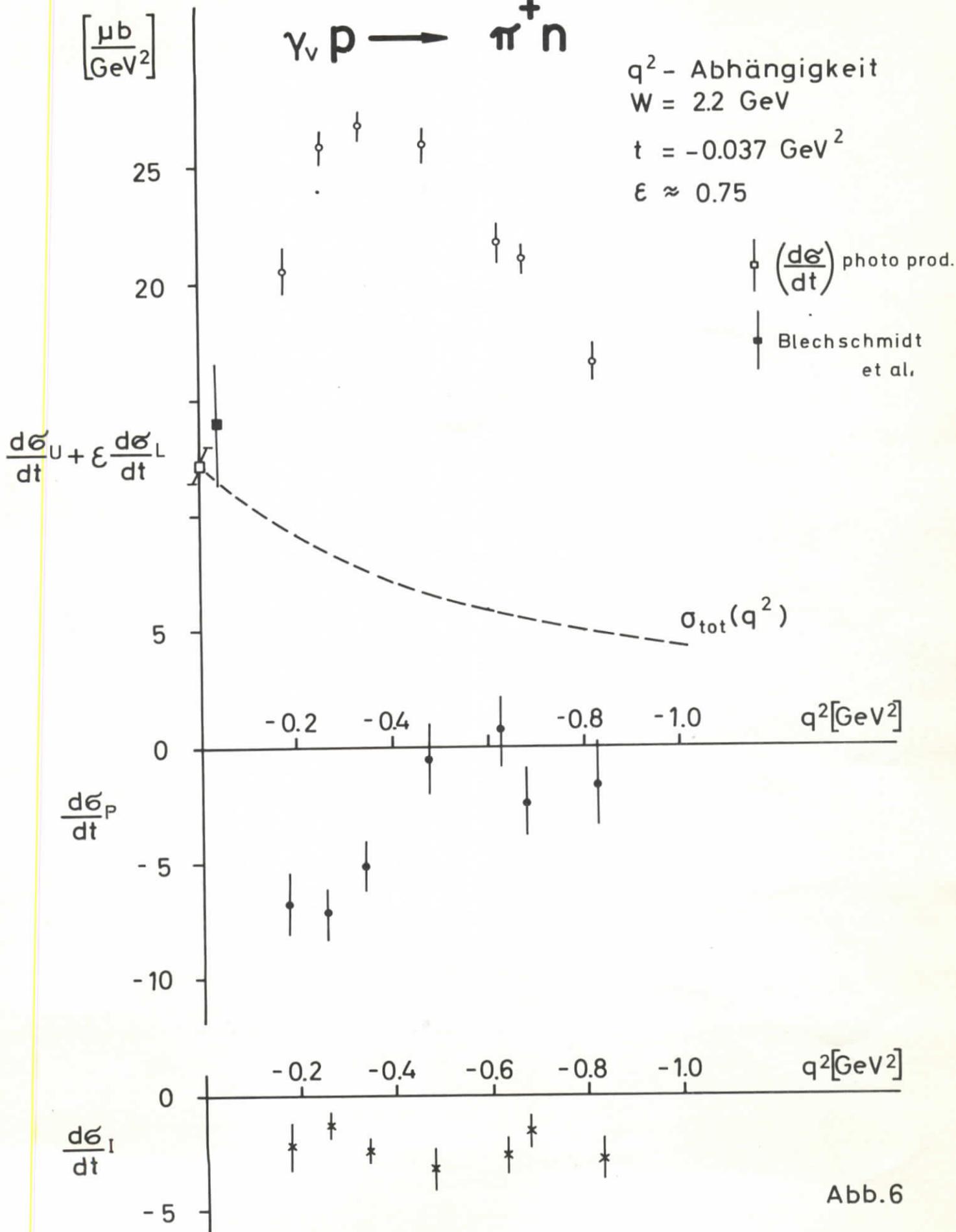


Abb.6

Pionformfaktor

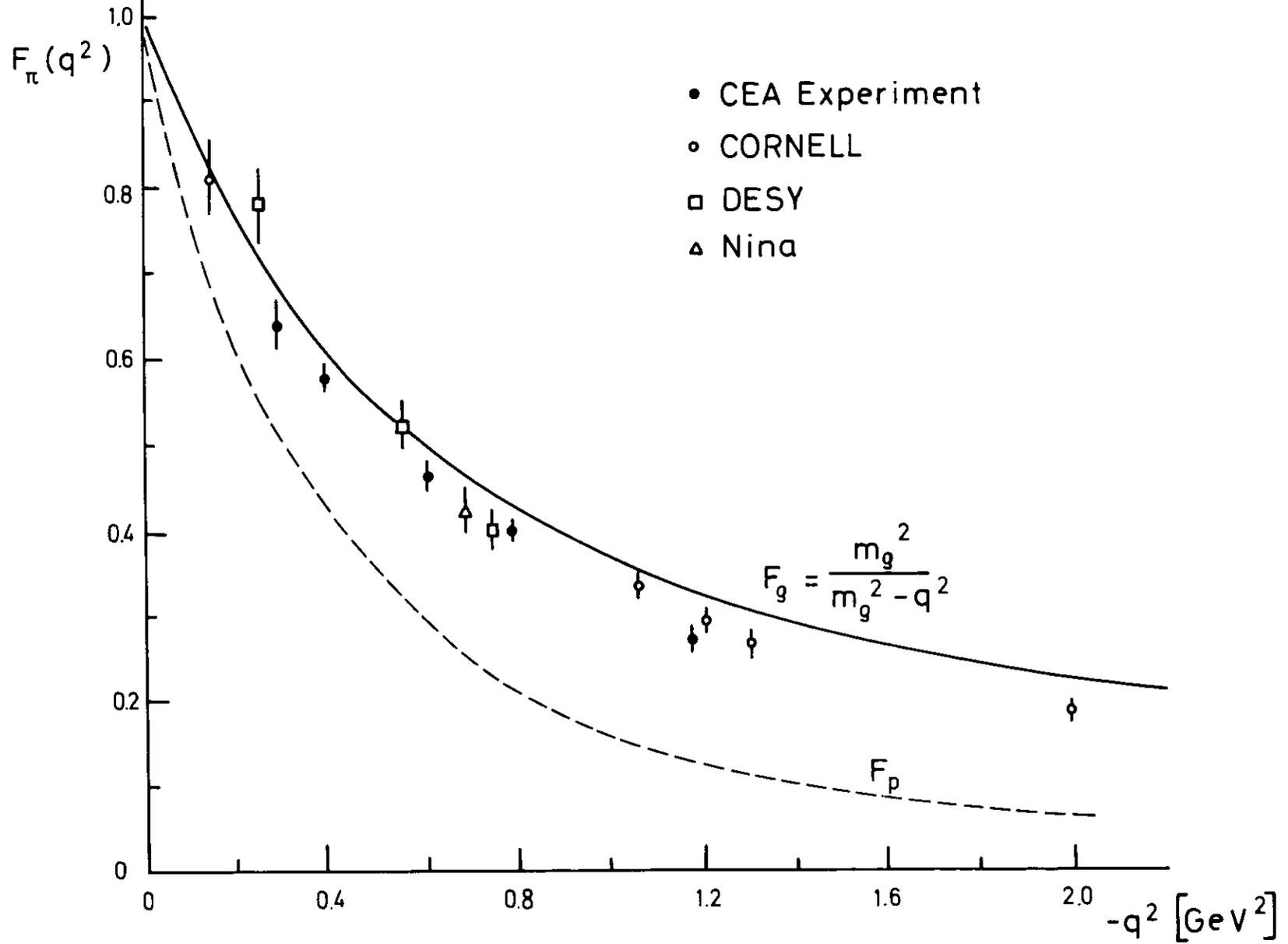


Abb.7



$W = 2.35 \text{ GeV}$

$t - t_{\min} = -0.05 \text{ GeV}^2$

$\left[\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2} \right]$

$\square \frac{d\sigma}{d(t-t_{\min})}$ Photoprod.

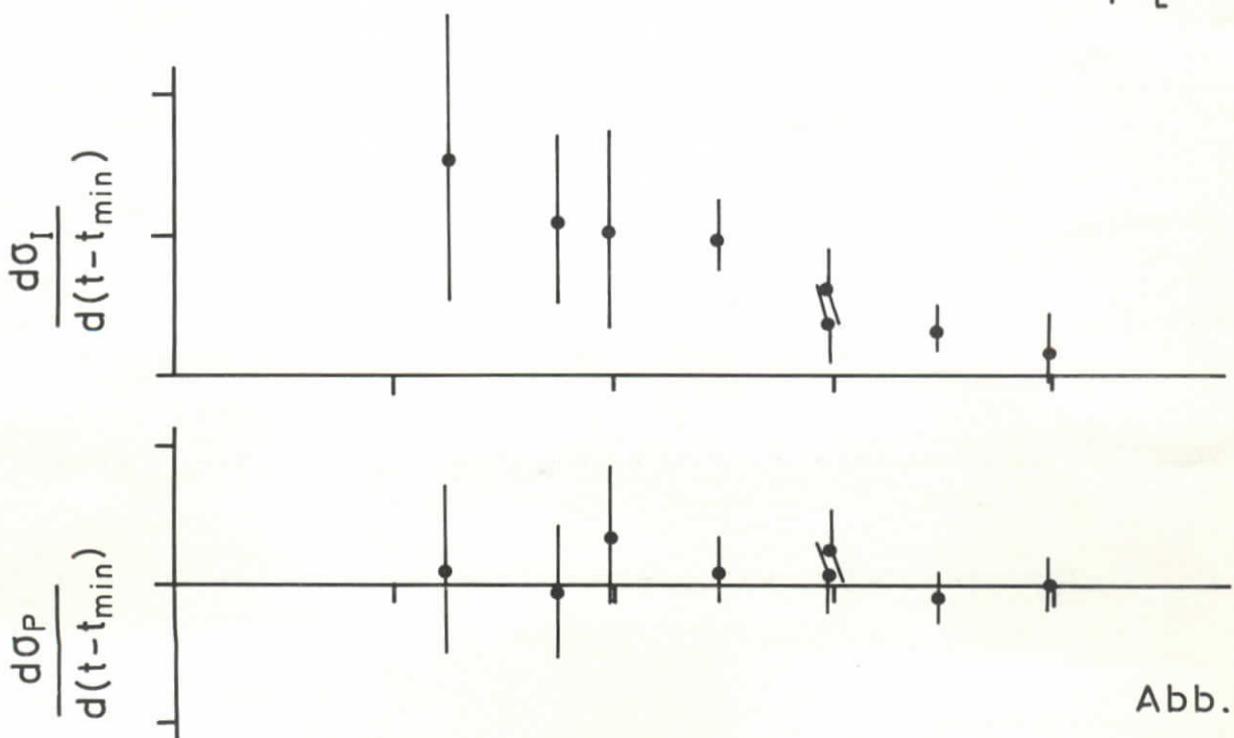
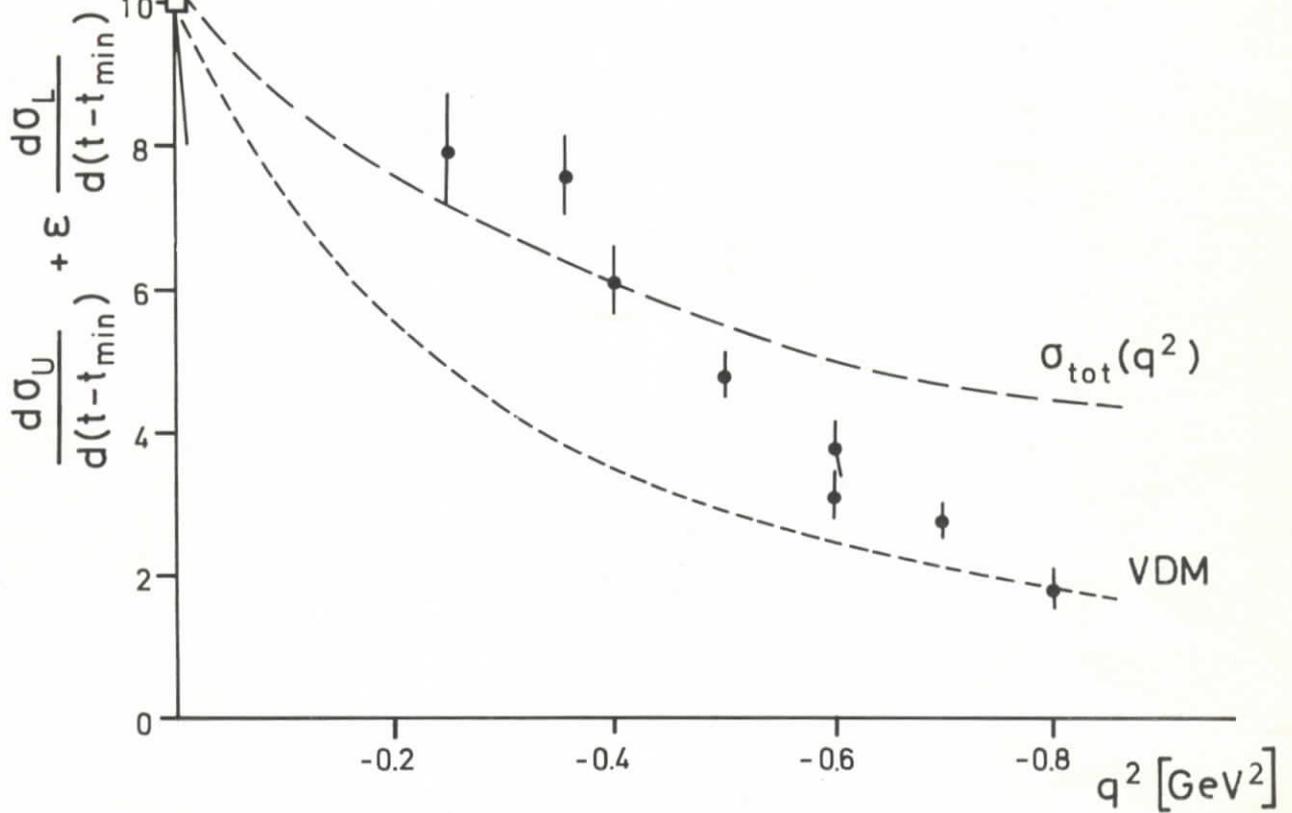


Abb. 8

Massenspektrum des unbeobachteten Systems

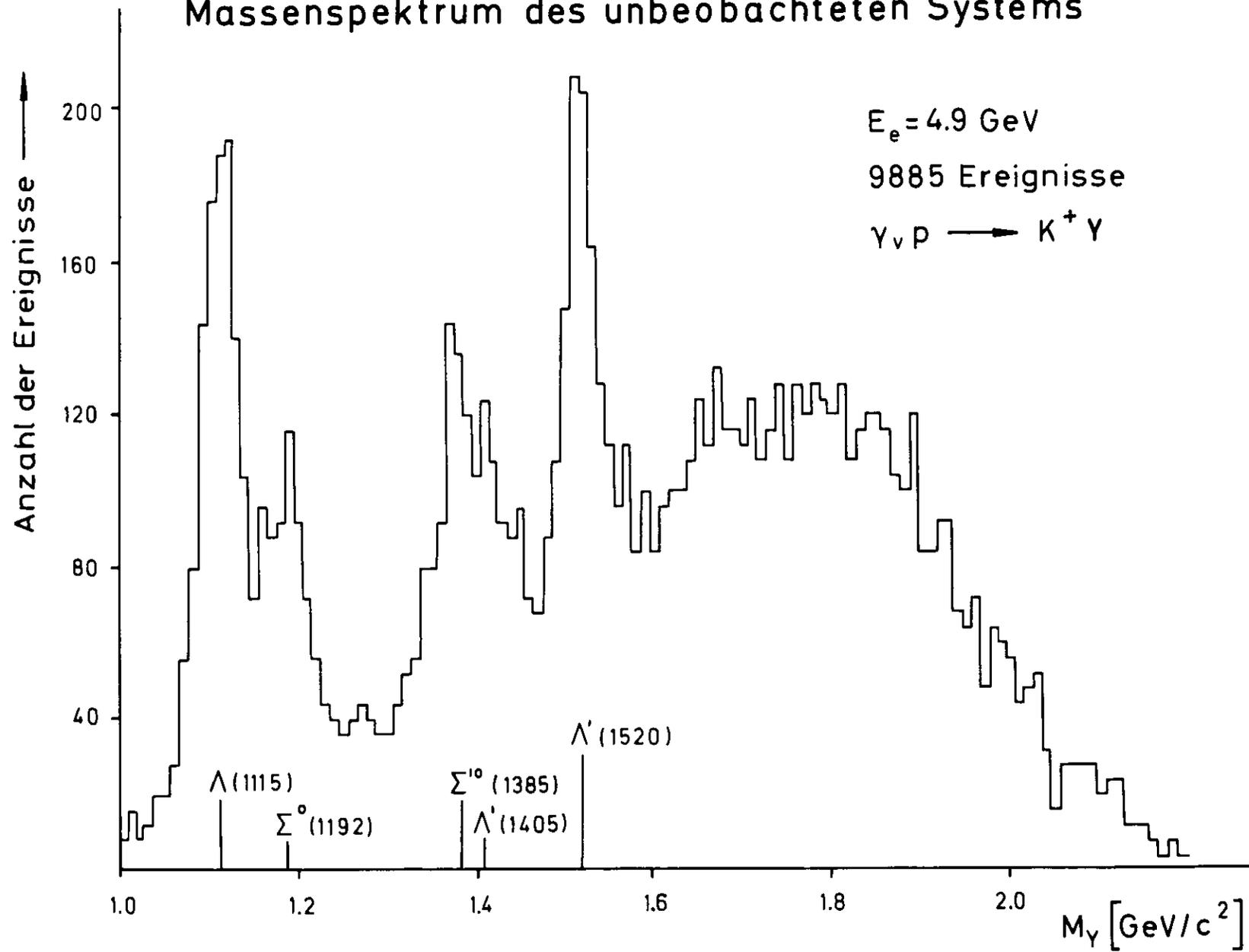


Abb. 9

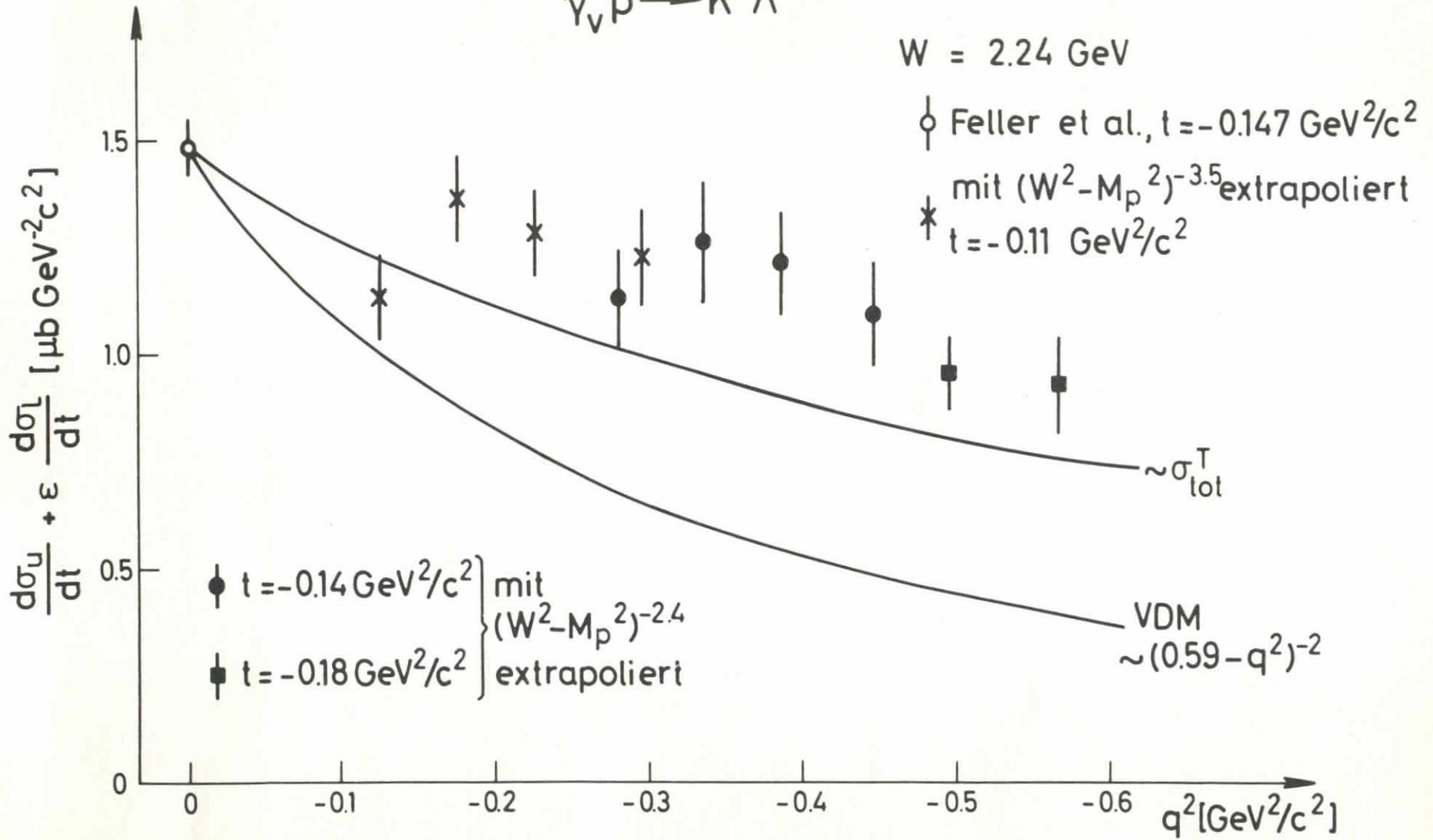


Abb.10

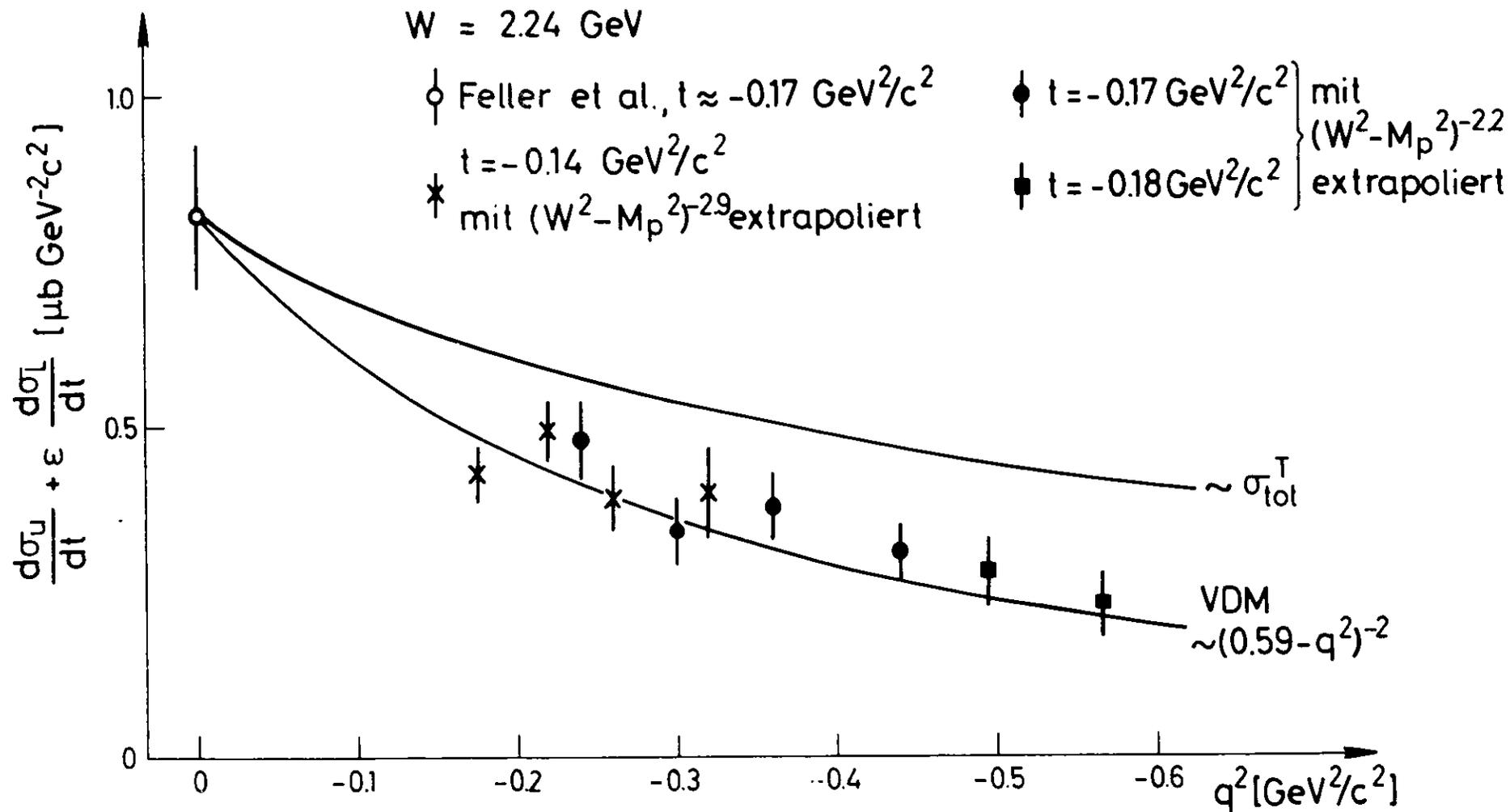
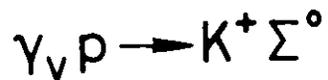


Abb.11