

Interner Bericht  
DESY F32-74/1  
April 1974

DESY-Bibliothek

30. AUG. 1974

---

Elektroproduktion von  $\pi^- \Delta^{++}$  (1236) an Wasserstoff  
und Vergleich mit Elektroproduktion von  $\pi^+ \Delta^0$  (1236)

von

I. Dammann



Elektroproduktion von  $\pi^- \Delta^{++}$  (1236) an Wasserstoff  
und Vergleich mit Elektroproduktion von  $\pi^+ \Delta^0$  (1236)

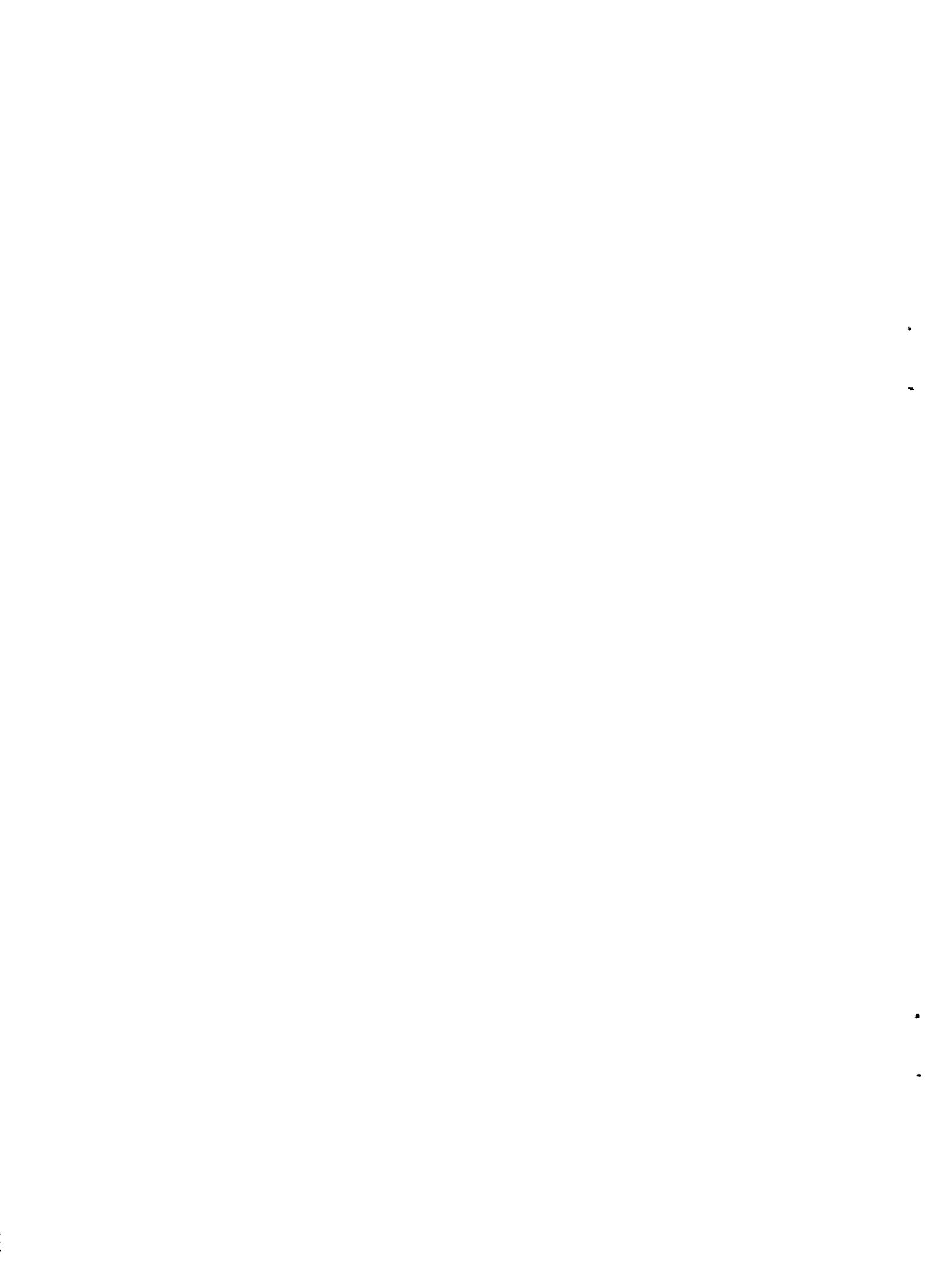
Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereiches Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Ilmer Dammann  
aus Hamburg

Hamburg

1 9 7 3



## Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>
I. Einleitung	1
IIa. Ziel der Messung	4
IIb. Definition des Wirkungsquerschnitts	4
IIc. Modellvorstellungen	7
III. Messung und Berechnung der kinematischen Größen	10
IV. Vergleich verschiedener Apparaturen zur Messung in großen kinematischen Bereichen	13
V. Die benutzte Apparatur im einzelnen	17
1) Das Synchrotron	17
2) Die Strahlführung	18
3) Das Target	18
4) Die Kollimatoren	20
5) Die Magnete	20
6) Die Funkenkammern	21
7) Die Zählereinheiten	22
VI. Die Behandlung der Daten	24
1) Datennahme	24
2) Vermessung der Filme	25
3) Spurenerkennung	26
4) Akzeptanzberechnung	28
5) Abtrennung der $\Delta$ -Resonanz	29

	<u>Seite</u>
VII. Korrekturen	32
VIII. Resultate	37
W-Abhängigkeit	39
$(t-t_{\min})$ -Abhängigkeit	40
$q^2$ -Abhängigkeit	41
t-Abhängigkeit	42
Vergleich der Reaktionen $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$ und $\gamma p \rightarrow \pi^+ \Delta^0$	43
Zusammenfassung	47
Literaturverzeichnis	49
Verzeichnis der Tabellen	51
Verzeichnis der Abbildungen	55

Ich danke Herrn Professor Erich Lohrmann, daß er diese Arbeit ermöglicht und gefördert hat. Meinen Kollegen, den Herren Claus Driver, Gerd Hofmann, Fritz Janata, Dieter Lüke und Günter Specht danke ich herzlich für die freundschaftliche Zusammenarbeit, den Herren Klaus Heinloth und Diethard Schmidt darüber hinaus für viele hilfreiche Diskussionen. Allen übrigen Mitgliedern der Gruppe F32 gilt mein Dank für die bereitwillige Unterstützung, besonders Frau Barbara Nissen für das Zeichnen vieler Abbildungen und Frau Rosemarie Siemer für das sorgfältige Schreiben dieser Arbeit.

Dankend möchte ich außerdem alle anderen Gruppen am Deutschen Elektronen-Synchrotron erwähnen, die das Zustandekommen einer solchen Arbeit erst ermöglichten.

Die dieser Arbeit zugrundeliegenden Messungen entstanden im Rahmen des Experimentierprogramms der Gruppe F32 am Deutschen Elektronen-Synchrotron im Hamburg.

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig angefertigt und ausschließlich zitierte Arbeiten als Quellen herangezogen habe.

## L e b e n s l a u f

14. 6. 1939 in Hamburg geboren  
Vater: Carl Wilhelm Dammann, Schulleiter  
Mutter: Ilse Dammann, geb. Brachat, Lehrerin

1945 - 1951 Besuch der Volksschule in Hamburg - Othmarschen

1951 - 1958 Besuch des Gymnasiums für Jungen in Hamburg - Altona

18. 2. 1958 Reifeprüfung am neusprachlichen Zweig der Schule

SS58 - WS 61/62 Studium der Physik in Hamburg

Mai 1962 Vordiplom in Physik

SS62 - WS 62/63 Studium in Tübingen

April 1963 Lehramtsprüfungen in Philosophie und Pädagogik

SS63 - WS 63/64 Studium in Hamburg

ab SS64 Mitarbeit in der Auswertung von Blasenkammeraufnahmen am II. Institut für Experimental Physik in Hamburg unter Prof. Dr. Martin Teucher und Dr. Erich Lohrmann

Juli 1968 Diplomhauptprüfung in Physik

seit September 1968 Wissenschaftlicher Angestellter beim Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg in der Abteilung für Öffentlichkeitsarbeit, dabei wissenschaftliche Mitarbeit an der Entwicklung eines polarisierten Protonentargets unter Dr. Johann Konrad Bienlein und Dr. Salvatore Mango und seit Februar 1971 in der Gruppe F32 (Elektroproduktion) unter Dr. Klaus Heinloth und Dr. Diethard Schmidt.

## I. Einleitung

Elektroproduktionsexperimente geben die Möglichkeit, die Dynamik der Hadronerzeugung und die elektromagnetische Struktur der Hadronen näher kennenzulernen.

Die Energieabgabe des Elektrons an das Nukleon wird in erster Näherung durch den Austausch eines Photons beschrieben. Dieses virtuelle Photon hat eine "Masse" ungleich Null und dringt je nach seiner "Masse" =  $\sqrt{q^2}$  verschieden tief in das Nukleon ein. Es dient so als Sonde, um die Struktur des Nukleons mit variierender Auflösung abzutasten.

Mit Einarmmessungen<sup>1</sup>, in denen nur das gestreute Elektron nachgewiesen wird, konnte der totale Wirkungsquerschnitt für Absorption virtueller Photonen gemessen werden. Er zeigte einen flachen Abfall mit wachsenden Werten von  $|q^2|$ , der mit den Vorstellungen des Partonmodells für hohe Impuls- und Energieüberträge vom Elektron auf das Nukleon gut übereinstimmt. Offen blieb dabei allerdings die Frage, warum dieses flache  $q^2$ -Verhalten auch schon bei kleinen  $|q^2|$ -Werten und Gesamtenergien  $W$  des Hadronsystems dicht oberhalb des Resonanzgebietes beobachtet wird. In diesem Bereich von  $|q^2| \lesssim 1 \text{ (GeV/c)}^2$  sollten spezielle Kanäle der Hadronerzeugung in der Mesonenhülle des Nukleons dominieren. Ebenso unverständlich ist der kleine Beitrag der longitudinal polarisierten Photonen zum totalen Wirkungsquerschnitt.

Um diese Ergebnisse zu deuten, ist es nötig, Einzelreaktionen zu studieren und phänomenologisch zu interpretieren.

Die einfachste Reaktion, die sich dafür anbietet, ist die Einfach-Pion-

Erzeugung, bei der das virtuelle Photon ein  $\pi$ -Meson aus dem Nukleon heraus schlägt in Analogie zum Photoeffekt in der Atom- und Kernphysik: Die Einfach-Pion-Erzeugung läßt sich bei kleinen Quadraten  $t$  des Rückstoßimpulses recht gut mit dem Born-Modell<sup>2</sup> beschreiben. Dabei läuft der Hauptbeitrag über den Ein-Pion-Austausch, neben dem s-Kanal und u-Kanal kleine Beiträge liefern. Der Kontaktterm kann hier aus Gründen der Eichinvarianz außer acht gelassen werden. Diese Beschreibung zeigt aber bei größeren  $t$ -Werten eine erhebliche Diskrepanz zu den experimentellen Ergebnissen<sup>3</sup>.

Die nächste einfache Reaktion ist dann die  $\pi\Delta$ -Produktion, bei der neben dem Herausschlagen des Pions das Nukleon in einen angeregten Zustand gebracht wird. Die Bornterme der Einfach-Pion-Erzeugung spielen hier ebenfalls eine Rolle, wenn auch aus kinematischen Gründen mit anderer Bewichtung. Daneben tritt nun aber auch der Kontaktgraph, der an der Schwelle die dominierende Rolle übernimmt. Durch die Messung der  $\pi\Delta$ -Produktion lassen sich also die Deutungen der Einfach-Pion-Erzeugung überprüfen und gegebenenfalls modifizieren.

Da außerdem die Einfach- $\pi$ -Produktion einen auffallend hohen longitudinalen Anteil im Wirkungsquerschnitt zeigt<sup>3</sup>, ist es interessant zu sehen, ob die  $\pi\Delta$ -Produktion Ähnliches zeigt. Damit wäre bereits ein großer Teil des gesamten longitudinalen Anteils des totalen Wirkungsquerschnitts erfaßt<sup>4</sup>.

In dieser Arbeit wird die Reaktion  $ep \rightarrow e\pi^-\Delta^{++}$  untersucht und ein Vergleich gezogen zu Messungen<sup>5</sup> der Reaktion  $ep \rightarrow e\pi^+\Delta^0$ . Ziel der Messung

und theoretische Vorbemerkungen werden in Kapitel II dargestellt. In Kapitel III und IV werden die Bedingungen dafür diskutiert, daß mit einer Apparatur die  $q^2$ -,  $W$ - und  $t$ -Abhängigkeit über größere Bereiche gleichzeitig gemessen werden kann, wobei damit gewährleistet wird, daß die Analyse bestimmter Abhängigkeiten der Wirkungsquerschnitte innerhalb des Meßbereichs nicht durch unterschiedliche systematische Fehler verfälscht werden kann. In Kapitel V wird die verwendete Apparatur beschrieben und in Kapitel VI der Weg von der Datennahme bis zur Ermittlung von Wirkungsquerschnitten. Kapitel VII bringt die notwendigen Korrekturen und in Kapitel VIII werden die Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von  $q^2$ ,  $W$ ,  $t$  angegeben und diskutiert.

Die Messungen lagen dabei in den Bereichen:

$$2,0 \leq W \leq 3,0 \text{ GeV}$$

$$0,1 \leq |q^2| \leq 0,8 \text{ (GeV/c)}^2$$

$$t_{\min} \leq |t| \leq 0,5 \text{ (GeV/c)}^2$$

## IIa Ziel der Messung

Ziel der Messung ist es, die Reaktion  $ep \rightarrow e'\pi\Delta$  durch Nachweis von  $e'$  und  $\pi$  zu untersuchen. Aus der zu berechnenden Masse  $M_{\text{eff}}$  des nicht beobachteten Hadronsystems und einer Anpassung von resonanten und nicht resonanten Anteilen an die Massenverteilung kann die gesuchte Reaktion  $\pi\Delta$  von konkurrierenden Prozessen abgetrennt werden. Die Messung soll sich über einen möglichst großen Bereich in  $W$ ,  $q^2$  und  $t$  erstrecken. Die Hadronenergie  $W$  soll oberhalb des Resonanzbereiches liegen,  $W \geq 2$  GeV, und das Quadrat des Photonviererimpulses  $q^2$  soll von Werten nahe Null bis zu Werten  $|q^2| \approx 1$  (GeV/c)<sup>2</sup> hinaufreichen. Das Pion soll im Winkelbereich um die Richtung des ausgetauschten Photons gemessen werden, das entspricht dem Bereich, in dem  $|t|$ , das Viererimpulsquadrat des Rückstoßimpulses, der vom Photon auf das Nukleonssystem übertragen wird, kleine Werte annimmt, ausgehend vom kleinsten kinematisch zulässigen Wert  $|t_{\text{min}}|$ .

Mit der benutzten Apparatur konnten in den vorliegenden Messungen folgende Bereiche überdeckt werden:

für die totale Energie des Photon-Nukleon-Systems	$2,0 \leq W \leq 3,0$	GeV
für das Viererimpulsquadrat des virtuellen Photons	$0,1 \leq  q^2  \leq 0,8$	(GeV/c) <sup>2</sup>
für das Viererimpulsquadrat des Rückstoßes vom Photon auf das nicht beobachtete Hadronsystem	$ t_{\text{min}}  \leq  t  \leq 0,5$	(GeV/c) <sup>2</sup>

Um den Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $ep \rightarrow e\pi^-\Delta^{++}$  zu messen, werden Elektronen definierter Energie auf ein ruhendes Protontarget geschossen. In zwei Spektrometerarmen werden das gestreute Elektron und das Pion nachgewiesen und impulsanalysiert.

## IIb Definition des Wirkungsquerschnitts

Die Viererimpulse seien  $e$  für das einlaufende Elektron,  $e'$  für das auslaufende Elektron,  $\pi$  für das Pion und  $p$  für das Targetproton mit den

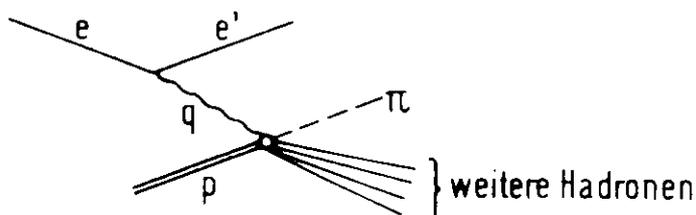
Energiekomponenten  $e_0, e'_0, \pi_0, p_0$  und den Dreierimpulskomponenten  $\vec{e}, \vec{e}'$ ,  $\vec{\pi}$  und  $\vec{p}$

$$e = (e_0, \vec{e}); e' = (e'_0, \vec{e}'); \pi = (\pi_0, \vec{\pi}); p = (p_0, \vec{p}=0).$$

Aus der Messung ergibt sich zunächst ein sechsfach differentieller Wirkungsquerschnitt nach den Variablen des Elektrons und des Pions.

$$\frac{d^6\sigma}{d\Omega_e dE_e d\Omega_\pi dE_\pi}, \quad \Omega_i = \text{Raumwinkel}, \quad E_i = \text{Energie des Teilchens } i.$$

Unter der Annahme, daß die Energie durch ein Photon mit dem Viererimpuls  $q = (q_0, \vec{q})$  vom Elektron an das Nukleon übertragen wird (Ein-Photon-Austausch)<sup>6</sup> beschreibt der folgende Graph die gemessene Reaktion



und der Wirkungsquerschnitt läßt sich differentiell nach den invarianten Variablen  $q^2, W, t, M_{\text{eff}}$  und den Azimutwinkeln von Elektron und Pion  $\phi_e$  und  $\phi_{\gamma\pi}$  darstellen.

$$\frac{d^6\sigma}{dq^2 dW^2 dt dM_{\text{eff}} d\phi_e d\phi_{\gamma\pi}} \quad \text{mit}$$

$$q^2 = (e-e')^2 \quad \text{Massenquadrat des ausgetauschten Photons,}$$

durch die Elektronen festgelegt

$$W^2 = (q+p)^2 \quad W = \text{Gesamtenergie des Hadronsystems,}$$

durch das Photon festgelegt

- $t = (q-\pi)^2$  Quadrat des Viererimpulsübertrags vom Photon an das nicht beobachtete Hadronsystem,
- $M_{\text{eff}}^2 = (q+p-\pi)^2$   $M_{\text{eff}}$  = Masse des nicht beobachteten Hadronsystems,
- $\phi_{\gamma\pi}$  = Azimutwinkel des Pions um das Photon. Für  $\phi_{\gamma\pi} = 0^0$  wird das Pion in der Elektronstreuungsebene erzeugt und bildet zum einlaufenden Elektron einen größeren Winkel als das Photon.

Da von den Hadronen nur das Pion gemessen wurde, können viele Hadronkombinationen das nichtbeobachtete System bilden. Beschränkt man sich im nicht beobachteten System auf den Massenbereich der  $\Delta$ -Resonanz und integriert über die gesamte Massenbreite des  $\Delta$ , so mißt man einen fünffach differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^5\sigma}{dq^2 dW^2 dt d\phi_e d\phi_{\gamma\pi}}$$

Da die Messung mit unpolarisierten Primärelektronen an unpolarisierten Targetprotonen durchgeführt wurde, führt die Integration über den Azimutwinkel des auslaufenden Elektrons zu einem konstanten Faktor  $2\pi$ .

Der so erhaltene vierfach differentielle Wirkungsquerschnitt läßt sich folgendermaßen aufspalten<sup>7</sup>:

$$\begin{aligned} \frac{d^4\sigma}{dq^2 dW^2 dt d\phi_{\gamma\pi}} = & \Gamma(e_o, W, q^2) \cdot \left[ \frac{d\sigma_U(W, q^2, t)}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L(W, q^2, t)}{dt} \right. \\ & \left. + \epsilon \frac{d\sigma_P(W, q^2, t)}{dt} \cdot \cos 2\phi_{\gamma\pi} + \sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)} \cdot \frac{d\sigma_I(W, q^2, t)}{dt} \cdot \cos\phi_{\gamma\pi} \right] \end{aligned} \quad (\text{II.1})$$

darin ist

$$\Gamma = \frac{\alpha}{4(2\pi)^2} \cdot \frac{1}{e_o^2 \cdot m_p^2 \cdot |q^2|} \cdot \frac{(W^2 - m_p^2)}{1 - \epsilon} \quad \text{ein kinematischer Faktor, der das Spektrum der virtuellen Photonen beschreibt}$$

$$\epsilon = \left[ 1 + 2 \frac{q^2}{|q^2|} \text{tg}^2 \frac{\theta_{ee}}{2} \right]^{-1} \quad \text{der Grad der transversalen Polarisation der Photonen}$$

$\sigma_U$  ist der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion durch transversale unpolarisierte virtuelle Photonen und entspricht  $\frac{1}{2} \left( \sigma_{||} + \sigma_{\perp} \right)$ , der Summe der Wirkungsquerschnitte für parallel und senkrecht zur Erzeugungsebene polarisierte Photonen,

$\sigma_L$  ist der Wirkungsquerschnitt für longitudinal polarisierte Photonen,

$\sigma_p$  berücksichtigt die Wirkungsquerschnitt-Veränderung, bedingt durch die endliche Transversalpolarisation,  $\sigma_p = \frac{1}{2} \left( \sigma_{\perp} - \sigma_{||} \right)$ ,

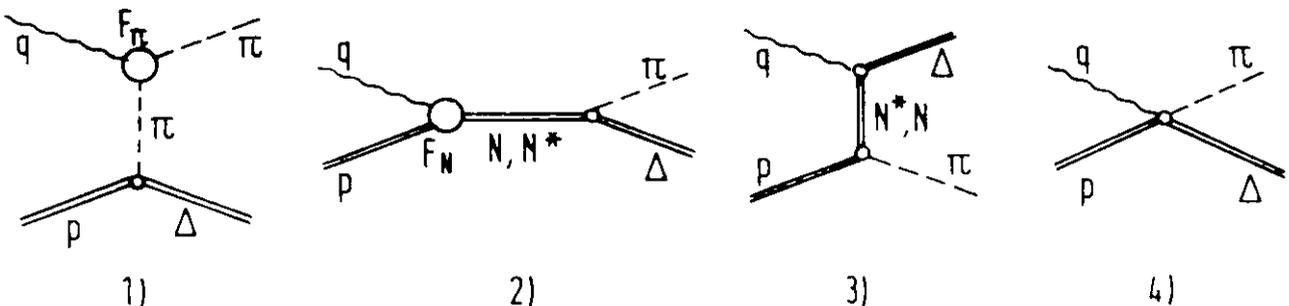
$\sigma_I$  trägt der Interferenz zwischen der transversalen und der longitudinalen Polarisation Rechnung.

### IIc Modellvorstellungen

Die Elektroerzeugung von  $\pi\Delta$  dient zusammen mit der Elektroerzeugung von  $\pi N$  einem besseren Verständnis der Umwandlung elektromagnetischer Energie in hadronische Materie. Mit verschiedenen Modellvorstellungen ist versucht worden, das Verhalten des Wirkungsquerschnittes theoretisch zu beschreiben. Im Folgenden sollen drei Ansätze kurz vorgestellt werden:

- a) Das Borntermmodell in der Darstellung von Berends und Gastmans<sup>8</sup>,
- b) Das Vektordominanzmodell in der Form von Bartl und Schildknecht<sup>9</sup> und
- c) Eine Kombination dieser beiden Prinzipien nach Bartl, Majerotto und Schildknecht<sup>10</sup>.

a) Das einfache Borntermmodell sollte zumindest bei kleinen Impulsüberträgen  $t$  an das Nukleonsystem gelten. Zur Amplitude  $\pi\Delta$  tragen in ihm folgende Graphen bei:



In 1) wird zwischen dem Photon und dem Targetproton ein virtuelles Pion mit dem Viererimpulsquadrat  $t$  ausgetauscht (Ein-Pion-Austausch,  $t$ -Kanal). Der obere Vertex ist durch den Formfaktor des Pions bestimmt.

In 2) koppelt das Photon direkt an das Proton, diese Kopplung wird durch den Formfaktor des Protons bzw. entsprechende Übergangsformfaktoren für Resonanzanregung beschrieben. Von dem so entstandenen angeregten Zustand des Protons wird dann ein Pion ausgesandt. (Nukleon-Austausch,  $s$ -Kanal).

In 3) koppelt das Photon an einen angeregten Zustand des Nukleons, der durch Aussendung eines Pions entstanden ist. (Nukleon-Austausch,  $u$ -Kanal).

Der Graph 4) gibt die Axialkopplung wieder; das Photon schlägt aus dem Nukleon ein Pion heraus, wobei das Nukleon gleichzeitig angeregt wird. (Kontaktgraph).

Die Graphen 1-3 tragen auch zur Einfach-Pion-Erzeugung bei. Dabei dominiert der Einfach-Pion-Austausch (Graph 1) bei kleinen Impulsüberträgen  $|t|$  und verdeckt hier den Einfluß der übrigen Graphen auf den Verlauf des Wirkungsquerschnitts als Funktion der verschiedenen Parameter. Dadurch wird es bei kleinem  $t$  in der Einfach-Pion-Erzeugung erschwert, das genaue  $q^2$ -Verhalten des unpolarisierten Anteils  $\sigma_u$  zu untersuchen, das nach Kramer und Gutbrod<sup>11</sup> vom off-shell Nukleonformfaktor bestimmt wird. In der  $\pi$ - $\Delta$ -Produktion sollte hingegen der Ein-Pion-Austausch wegen der a priori größeren Rückstoßüberträge nicht dominieren. Daher besteht die Aussicht, hier die Abhängigkeit der anderen Graphen näher studieren zu können.

Allerdings gibt dieses Modell trotz Einführung zusätzlicher Absorptionskorrekturen die Daten der Photoproduktion  $\gamma_{\text{reell}} p \rightarrow \pi\Delta$  nur beschränkt

gut wieder. Da in der Elektroproduktion zu den vier Amplituden der Photoproduktion zwei weitere hinzukommen, also die Zahl der Freiheitsgrade in der Beschreibung noch erhöht wird, ist die Erwartung einer guten Beschreibung in der Elektroproduktion  $\gamma_{\text{virt.}} p \rightarrow \pi\Delta$  nicht allzu groß.

b) Im Vektordominanzmodell wird angenommen, daß das virtuelle Photon in ein Vektormeson  $V$  dissoziiert, das dann seinerseits an das Nukleon an-koppelt. Die Amplitude für die Elektroerzeugung läßt sich damit schreiben als

$$T_{qN \rightarrow \pi\Delta} = \sum_V \frac{2e}{\gamma_V} \cdot \frac{m_V^2}{m_V^2 - q^2} \cdot T_{VN \rightarrow \pi\Delta}$$

Darin berücksichtigt die Summation über  $V$  die Beiträge verschiedener Vektormesonzustände. Unter der Annahme von Crossing-Symmetrie läßt sich die Amplitude  $T_{VN \rightarrow \pi\Delta}$  aus der in der hadronischen Wechselwirkung gemessenen Amplitude  $T_{\pi N \rightarrow V\Delta}$  ermitteln. Der Nachteil dieses Modells ist, daß die ungeprüfte Annahme über das Crossing Verhalten ein wesentlicher Bestandteil ist.

c) Eine Kombination der beiden Modelle sollte die Vorzüge beider Methoden mehr zur Geltung bringen und ihre Nachteile reduzieren. Bartl, Majorotto und Schildknecht benutzen daher das Borntermmmodell, um die Amplitude der reellen Photoerzeugung zu parametrisieren, und geben eine Vorhersage der Amplitude für longitudinal polarisierte Vektormesonen aus den Amplituden der transversal polarisierten Vektormesonen und der Photoproduktion. Damit haben sie gegenüber dem reinen Borntermmmodell die Zahl der Freiheitsgrade eingeschränkt und gegenüber dem Vektordominanzmodell die Unsicherheit der Crossing-Annahme vermieden.

In Kapitel VIII werden die Daten dieses Experiments mit der Vorhersage dieses Modells verglichen.

### III. Messung und Berechnung der kinematischen Größen

Von den beteiligten Teilchen der Reaktion  $ep \rightarrow e\pi\Delta$  sind die einlaufenden Teilchen, Elektron und Proton, in allen Komponenten bekannt. Das Targetproton hat den Dreierimpuls  $\vec{p} = 0$  und die Gesamtenergie  $p_0 = M_p$ , wobei  $M_p$  die Protonmasse ist. Der Viererimpuls ist also  $p = (M_p, 0, 0, 0)$ . Das einlaufende Elektron kommt mit wohl definierter Richtung und Energie  $e_0$  vom Synchrotron. Legen wir die z-Achse des Laborsystems in Richtung des einlaufenden Elektrons und vernachlässigen seine Ruhemasse, dann hat das Elektron den Viererimpuls  $e = (e_0, 0, 0, e_0)$ .

Um das am Hadronvertex einlaufende virtuelle Photon vollständig beschreiben zu können, genügt es, neben dem einlaufenden das gestreute Elektron nachzuweisen. Hat dieses Elektron die Energie  $e'_0$  und den Dreierimpuls  $\vec{e}' = (e'_x, e'_y, e'_z)$ , dann ergibt sich für das virtuelle Photon der Viererimpuls

$$q = e - e' = (e_0 - e'_0, -e'_x, -e'_y, e_0 - e'_z) \quad (\text{III,1})$$

Die Masse des Photons ist ungleich Null. Ihr Quadrat

$$q^2 = (e - e')^2 = 2 m_e - 2 e_0 e'_0 + 2 |\vec{e}| \cdot |\vec{e}'| \cdot \cos\theta_{ee'}, \quad (\text{III,2})$$

ist raumartig und in der verwendeten Metrik (1,-1,-1,-1) negativ.  $\theta_{ee'}$  ist der Winkel zwischen einlaufendem und gestreutem Elektron. Wenn man die Masse des Elektrons wiederum vernachlässigt, ergibt sich

$$q^2 = -2e_0 e'_0 (1 - \cos\theta_{ee'}), \quad (\text{III,3})$$

Da das ausgetauschte Photon durch das einlaufende gestreute Elektron vollständig definiert wird, kann man die Elektroproduktion von  $\pi$  und  $\Delta$  auch als virtuelle Photoproduktion beschreiben:

$$qp \rightarrow \pi\Delta$$

Immer unter der Annahme aus Kapitel II, daß nur ein Photon ausgetauscht wird, soll im Folgenden nur diese Reaktion betrachtet werden.

Mit den beiden einlaufenden Teilchen ist auch die Gesamtenergie  $W$  am Hadronvertex gegeben durch:

$$W^2 = (q+p)^2$$

Von den auslaufenden Teilchen des Hadronsystems soll nun ein Pion gemessen und sein Viererimpuls  $\pi$  bestimmt werden. Das System der nicht beobachteten Hadronen ist unbekannt, da im Prinzip alle Ereignisse registriert werden könnten, bei denen mindestens ein Pion erzeugt wird. Für die nicht beobachteten Hadronen läßt sich ein Gesamtviererimpuls berechnen:

$$r = (q+p-\pi)$$

Diesem unbeobachteten Restsystem läßt sich auch eine "effektive Masse" zuordnen mit

$$M_{\text{eff}}^2 = (q+p-\pi)^2 \quad (\text{III},4)$$

Die effektive Masse entspricht der Masse eines Teilchens, das allein neben dem beobachteten Pion aus dem Zerfall des Hadronsystems hervorgehen würde. Im allgemeinen erfaßt man bei Messung von  $e'$  und  $\pi$  in bestimmten Impulsbändern und bei fester Primärenergie ein Spektrum von effektiven Massen. Dieses Massenspektrum beginnt im Falle der Reaktion  $qp \rightarrow \pi^+ + \text{Rest}$  bei der Nukleonmasse und im Falle  $qp \rightarrow \pi^- + \text{Rest}$  bei der Massenschwelle des Systems Proton plus Pion und reicht je nach den kinematischen Bedingungen zu verschiedenen hohen Massen hinauf.

Die Abtrennung eines speziellen Zustandes wie z.B.  $r = \Delta(1236)$  aus der Fülle der möglichen Restsysteme kann durch die Beschränkung auf einen

festen Massenbereich erfolgen, wobei Beiträge konkurrierender Endzustände im betrachteten Massenintervall berücksichtigt werden müssen, wie sie am Ende von Kapitel VI näher beschrieben werden.

Im Prinzip ist es also möglich, die Reaktion  $e p \rightarrow e \pi \Delta$  durch Nachweis und Analyse des auslaufenden Elektrons und des erzeugten Pions vollständig zu bestimmen.

IV. Vergleich verschiedener Apparaturen zur Messung  
in großen kinematischen Bereichen

Die Ermittlung der Abhängigkeit verschiedener Wirkungsquerschnittsanteile (Gleichung II.1) von den Parametern  $W$ ,  $q^2$  und  $t$  wird möglich durch die Bestimmung der Abhängigkeit des vierfach differentiellen Wirkungsquerschnitts a) vom Azimutwinkel  $\phi_{\gamma\pi}$  und b) von der Polarisation  $\epsilon$  bei verschiedenen festen Werten von  $q^2$ ,  $W$  und  $t$ .

Die Messungen zu b) bedeuten eine relativ große Variation des Elektronstreuungswinkel  $\theta_{ee}$ , und sind bisher zwar projektiert aber experimentell noch nicht durchgeführt worden<sup>13</sup>. Messungen zu a) wurden in verschiedenen Experimenten mit unterschiedlicher apparativer Ausrüstung durchgeführt<sup>14,15,16,5</sup>.

Um bei festen Werten  $W$ ,  $q^2$  und  $t$  Messungen mit hoher Statistik durchzuführen, ist ein herkömmliches Punktspektrometer am besten geeignet<sup>14,15</sup>. Unter einem festen Erzeugungswinkel werden alle Teilchen nachgewiesen, die in einen kleinen Raumwinkel (meist etwa 1 msterrad) mit einem eng begrenzten Impulsband austreten. Die Beschränkung auf einen kleinen Raumwinkel erlaubt es, einen hohen Fluß von Primärteilchen auf das Target zu schießen ohne die zeitliche Auflösbarkeit der einzelnen Komponenten des Punktspektrometers zu überfordern.

Wenn nun aber die Winkel  $\phi_{\gamma\pi}$  oder  $\theta_{ee}$ , variiert werden sollen oder die Messung für andere Parameter  $q^2, W, t$  durchgeführt werden soll, wird es nötig, mindestens eine der Einstellungen zu verändern: Die horizontalen Winkel, die die Spektrometer zur Einfallsrichtung haben, die vertikalen Winkel oder die Felder der Ablenkmagnete. Damit ist allerdings auch ein möglicher Nachteil der Punktspektrometer angesprochen: Eine Änderung der Einstellung kann leicht

auch eine Änderung der systematischen Fehler bedingen. Die erhaltenen Wirkungsquerschnitte können also mit verschiedenen systematischen Fehlern behaftet sein, was eine Trennung der Anteile des Wirkungsquerschnittes über Messungen bei verschiedenen  $\phi_{\gamma\pi}$  stark verunsichern kann.

Diese Schwierigkeiten entfallen bei einem  $4\pi$ -Nachweisgerät, wie z. B. der Streamerkammer<sup>16</sup>. Hier hinterlassen alle geladenen Teilchen eine Spur von Streamern, egal in welcher Richtung sie das Target verlassen. Für alle verschiedenen Parametersätze werden die Wirkungsquerschnitte unter identischen Bedingungen und dadurch auch zumindest mit gleichen systematischen Fehlern gemessen. Ein weiterer Vorteil liegt darin, daß wegen der Identifizierung aller geladener Sekundärteilchen auch Aussagen über die Zerfälle des sonst unbeobachteten Hadronsystems gemacht werden können. Für die vorliegende Untersuchung der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi \Delta$  könnten mit einer Streamerkammer auch verschiedene Zerfälle des  $\Delta$  unterschieden werden.

Allerdings ist die Identifizierung der einzelnen Teilchen nur für eine sehr beschränkte Spurendichte möglich. Besonders Anstoßelektronen, die vom durchlaufenden Primärstrahl erzeugt werden, begrenzen die Einschußintensität auf  $2 \cdot 10^6 \text{ e}^-/\text{sec}$  oder 70 Elektronen pro Gedächtniszeit der Streamerkammer<sup>16</sup>. So können mit einem solchen  $4\pi$ -Nachweisgerät zwar Ereignisse mit verschiedensten  $q^2$ -,  $W$ - und  $t$ -Werten bei unterschiedlichen  $\phi_{\gamma\pi}$  und  $\epsilon$  gleichzeitig gemessen werden, für die Ermittlung von Wirkungsquerschnitten mit hoher statistischer Genauigkeit bedarf es aber sehr langer Meßzeiten.

Als Kompromiß bietet sich an, daß man den Nachweis auf die Bereiche beschränkt, innerhalb der die zu untersuchenden Reaktionen bevorzugt stattfinden oder innerhalb der besonders signifikante Abhängigkeiten des Wir-

kungsquerschnitts zu erwarten sind. Viele Prozesse laufen vornehmlich in bestimmten Richtungen ab, z. B. werden hochenergetische Sekundärteilchen praktisch nur in Vorwärtsrichtung erzeugt. Bei einer Einschußenergie von einigen GeV kann das gestreute Elektron in dem Prozeß  $ep \rightarrow e\pi\Delta$  nur unter einem Winkel von etwa  $10^\circ$  gegen die Einfallrichtung austreten, wenn das abgegebene Photon bei festem  $q^2$  und  $W$  eine hohe Polarisation  $\epsilon$  von mehr als 80 % haben soll.

Beschränkt man sich auf ein enges  $W$ -Band ( $2,0 \text{ GeV} < W < 2,8 \text{ GeV}$ ) und ein  $t$ -Intervall im Bereich der Vorwärtserzeugung  $|t| \leq 0,5 \text{ GeV}^2/c^2$ , so erhält man ein  $q^2$ -Intervall von etwa  $0,5 \text{ GeV}^2/c^2$  schon in Streuwinkelbereichen von  $\Delta\theta_{ee} = 6^\circ$  und  $\Delta\theta_{e\gamma} = 6^\circ$ . Besonders wichtig für die in Kapitel II beschriebene Aufspaltung des Wirkungsquerschnittes ist die gleichzeitige Messung in möglichst großen  $\phi_{\gamma\pi}$ -Bereichen, d. h. für möglichst verschiedene Azimutwinkel des  $\pi$  gegen das einlaufende Photon bei festen Werten von  $q^2$ ,  $W$  und  $t$ .

Unter diesem Aspekt entschloß sich die Gruppe F32 am Deutschen Elektronen-Synchrotron, ein nahezu symmetrisches Doppelarmspektrometer mit einer Raumwinkelöffnung von zweimal 20 msterrad aufzubauen. Die Apparatur wird im folgenden Kapitel beschrieben. Einige ihrer Komponenten sind in mehreren Arbeiten der Gruppe noch detaillierter dargestellt<sup>17a,b,c</sup>. Abbildung 1 zeigt eine Skizze der gesamten Anordnung. Im wesentlichen besteht jeder Spektrometerarm aus einem impulsanalysierenden Magneten mit sehr weiter Öffnung, dahinter zwei großen Funkenkammern im Abstand von etwa einem Meter, die zusammen die Teilchenbahn nach der magnetischen Ablenkung bestimmen, einem Gascerenkovzähler zur Abtrennung verschiedener Teilchenarten und mehreren Triggerebenen aus Szintillationszählern.

Die räumliche Akzeptanz, die hauptsächlich durch die Öffnung der beiden großen Ablenkmagnete und durch die Größe der optischen Funkenkammern begrenzt wird, legt für feste Einschußenergie die Bereiche von  $q^2, W$  und  $t$  fest, in denen Ereignisse der gewünschten Reaktion registriert werden können. Mit der vorliegenden Apparatur mit horizontalen Öffnungswinkeln von  $8^\circ - 14^\circ$  zu beiden Seiten der Einfallrichtung und einem vertikalen Öffnungswinkel von  $\pm 3^\circ$  ist es z. B. möglich, bei einer Einschußenergie von 5,4 GeV einen  $q^2$ -Bereich von  $- 0,10$  bis  $- 0,90 \text{ GeV}^2/c^2$  zu überstreichen. Für die Schwerpunktenergie  $W$  der Hadronen wird ein Bereich von 2,0 bis 3,0 GeV und für den Impulsübertrag  $t$  ein solcher von  $- 0,5$  bis  $0,0 \text{ GeV}^2/c^2$  erfaßt.

Die Betrachtung der Doppelplots von Häufigkeiten gemessener Ereignisse als Funktion zweier Parameter in den Abbildungen 2a,b,c zeigt jedoch, daß diese Bereiche nicht unabhängig für jeden Parameter überstrichen werden. Große Werte von  $|q^2|$  bedingen z. B. kleine Werte von  $W$  und  $|t|$ . So werden Ereignisse mit einem  $q^2$  zwischen  $- 0,8$  und  $- 0,6$  immer ein verhältnismäßig kleines  $W$  zwischen 2,2 und 2,4 aufweisen. Eine Möglichkeit, die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von einem Parameter unter Konstanthaltung der beiden anderen zu messen, ergibt sich erst, wenn man berücksichtigt, daß bei identischer Apparatur aber anderer Primärenergie für gleiches  $q^2$  ein anderer  $W$ -Bereich überdeckt wird. Durch eine Datenaufnahme bei geschickt gewählten Primärenergien läßt es sich erreichen, insgesamt einen großen geschlossenen Bereich aller Parameter zu überstreichen. Abb. 3 zeigt die  $q^2$ -Werte der gemessenen Ereignisse aufgetragen gegen die zugehörigen  $W$ -Werte für die Primärenergien 4,0, 4,9 und 5,4 GeV. Die entsprechenden Bereichsüberdeckungen für  $W$  in Abhängigkeit von  $t$  und  $q^2$  gegen  $t$  zeigen die Abbildungen 4 und 5. Die Gebiete, in denen Daten aus Messungen mit verschiedenen Einschußenergien vorliegen, erlauben eine zusätzliche Überprüfung der Normierungen für die Ermittlung von Wirkungsquerschnitten in den betrachteten Gebieten bei verschiedenen Primärenergien.

## V. Die benutzte Apparatur im einzelnen

### 1.) Das Synchrotron

Das 7,5 GeV-Synchrotron bei DESY beschleunigt fünfzigmal in der Sekunde einen Strom von maximal etwa  $10^{12}$  Elektronen oder  $10^{10}$  Positronen auf eine Endenergie zwischen 2 und 7,5 GeV. Die notwendige Ablenkung der Elektronen auf eine Kreisbahn geschieht durch achtundvierzig Ablenkmagnete, die während der Beschleunigung mit zunehmender Energie der Elektronen von einer minimalen Feldstärke ( $\sim 400$  Gauß) auf eine hohe Feldstärke (je nach Endenergie bis zu 7,5 kG) gefahren werden müssen. Diese Erregung erfolgt sinusförmig mit einer Frequenz von ebenfalls 50 Hertz. Die Sinusform des Feldverlaufes begrenzt die Zeit, während der die Elektronen mit einigermaßen gleicher Energie umlaufen und aus dem Synchrotron zum Experiment ausgelenkt werden können. Das chromatische Strahlführungssystem (s. a. V.2) ist so ausgelegt, daß es den experimentellen Anforderungen bis zu einer maximalen Energieabweichung von  $\Delta E = 1,5\%$  gerecht wird. Das bedeutet, daß die für das Experiment nutzbare Zeit auf eine Gesamtzeit von 1,6 msec beschränkt ist. Wie in Kapitel IV besprochen wurde, kann ein Koinzidenzexperiment mit einem Großraumspektrometer keine beliebig hohe Primärintensität verarbeiten. Daher stellt der Wunsch nach einer hohen Ereignisrate pro Maschinenpuls die Forderung, die maximale Auslenkzeit voll auszunutzen. Andererseits geht die Energieabweichung der Primärelektronen direkt in die Berechnung der effektiven Massen ein. Um z. B. eine Massenauflösung von  $5 \text{ MeV}/c^2$  zu erreichen, ist es notwendig, die Primärenergie auf ein Promill genau zu kennen. Beiden Forderungen kann man gleichzeitig gerecht werden, wenn man die Zeitdifferenz zwischen der maximalen Felderregung und dem Ereigniszeitpunkt mißt und daraus die aktuelle Feldstärke zum Zeitpunkt der Ejektion und damit die tatsächliche Energie des eingeschossenen Elektrons berechnet.

## 2) Die Strahlführung

Nach der Auslenkung aus dem Synchrotron werden die Elektronen über eine Distanz von etwa vierzig Metern zum Target gelenkt. Vier Quadrupole und zwei Ablenkmagnete fokussieren und lenken den Strahl so, daß er das Target mit einem Fokus von  $2 \times 3 \text{ mm}^2$  mittlerer Breite bei halber Höhe und einer Winkeldivergenz von ungefähr 1 mrad zentral trifft. Seine Teilchendichte ist in 1 cm Entfernung vom Zentrum um drei Zehnerpotenzen abgefallen. Zur Überwachung der Justierung des Strahls können an drei Punkten in der Nähe des Synchrotrons und einmal kurz vor dem Target Szintillationsschirme in den Strahlengang gefahren werden. Eine genauere Auskunft über die Qualität des Strahlprofils gibt die Belichtung einer sensibilisierten Fluoreszenzglasplatte, deren Schwärzung mit Hilfe eines Photometers<sup>18</sup> ausgemessen werden kann. Abbildung 6 zeigt einen so gewonnenen vertikalen und horizontalen Schnitt durch den verwendeten Positronenstrahl.

## 3) Das Target

Um die Streuung von Elektronen an Protonen zu messen, benötigt man ein Target mit hoher Protonendichte. Wählt man dafür ein Target aus flüssigem Wasserstoff, so ergeben sich folgende Forderungen an Form und Größe des Targets:

In den Wänden der Targetzelle können die Elektronen a) an Neutronen und b) an gebundenen Protonen gestreut werden. Da nicht alle auslaufenden Teilchen gemessen werden, täuschen die Ereignisse von a) wegen des Ladungsunterschiedes andere Reaktionstypen und die von b) wegen der Fermibewegung eine andere Kinematik vor, wenn sie als Ereignisse an freien Protonen ausgewertet werden. Die erste Forderung ist also:

$$\frac{\text{Wechselwirkungen an den Wänden}}{\text{Wechselwirkungen im Target}} = R_w \ll 1$$

Der Möglichkeit, diese Rate durch ein sehr langes Target klein zu halten, stehen die folgenden Überlegungen entgegen:

Neben der Ablenkung in den zu untersuchenden Reaktionen unterliegen die einlaufenden und auch die auslaufenden Teilchen einer Vielzahl von elastischen Streuungen bei sehr kleinen Impulsüberträgen mit einem vergleichsweise sehr hohen Wirkungsquerschnitt. Dadurch wird die ursprüngliche Richtung der Elektronen vor der Reaktion und die Richtung, unter der die Sekundärteilchen auslaufen, verändert. Für die Analyse der Ereignisse ist eine genaue Kenntnis dieser Richtungen aber sehr wichtig, da sie z. B. über den Streuwinkel  $\theta_{ee}$ , direkt in die Bestimmung der Richtung des Photons und damit in die Berechnung von  $t$  eingehen. Um die Verfälschung der Ergebnisse durch die Vielfachstreuung in den Genauigkeitsgrenzen der übrigen Apparatur von etwa 0,5 % zu halten, muß eine Gesamtlänge des Targets gewählt werden, die nur eine mittlere Winkeländerung durch Vielfachstreuung unter 1 mrad zuläßt.

Die Impulsberechnung der auslaufenden Teilchen setzt eine gute Kenntnis des Wechselwirkungspunktes voraus. Da der Wechselwirkungspunkt aber nur aus dem Strahlprofil und der Lage und Länge des Targets bekannt ist, beschränkt auch die Forderung nach einer maximalen Impulsunschärfe  $\Delta p/p < 5$  o/oo die Länge des Targets.

Diese drei Forderungen führten im Experiment zu einer Targetzelle von 3 cm Durchmesser in Strahlrichtung. Die Wände der Zelle bestehen aus 25  $\mu$  starker Kaptonfolie. Das Verhältnis  $R_w$  beträgt damit 6%.

#### 4) Die Kollimatoren

Zu den Erfahrungen, die die experimentellen Möglichkeiten in der Elektroproduktion stark beeinträchtigen, gehört die Erkenntnis, daß es bei der hier verwendeten hohen Primärintensität nicht ratsam ist, mit der Nachweisapparatur "im Licht" zu arbeiten. Bei direkter Sicht der Funkenkammern und Zähler auf das Target sind diese Geräte vom  $\gamma$ -Spektrum, das beim Durchgang des Elektronenstrahls durch das Target entsteht, und dessen Sekundärprodukten so stark belegt, daß der Teilchennachweis durch einen unerträglich hohen Untergrund unmöglich gemacht wird. Daher müssen Kollimatoren verwendet werden, die ungeladene Teilchen, hauptsächlich Photonen, gleich hinter dem Target von den Nachweisgeräten fernhalten, die somit "im Schatten" arbeiten. Die deswegen notwendige Abschirmung mit Wolframkollimatoren in der Nähe des Targets beschränkte den maximalen Austrittswinkel im vorliegenden Experiment in beiden Spektrometerarmen auf  $14^\circ$ . Weitere Bleikollimatoren erwiesen sich in der Nähe der Funkenkammer als nützlich, um auch einen Teil der Strahlung abzuschirmen, die von Sekundärteilchen vorwiegend am Bleitunnel des Primärstrahls erzeugt wird (siehe Abb. 1).

#### 5) Die Magnete

Zur Impulsauflösung der gestreuten Elektronen und Pionen wurden zwei Magnete mit großer Apertur eingesetzt, die je eine Feldstärke  $B$  von maximal  $10 \text{ kG}$  und eine Gesamtablenkkraft  $B \cdot \ell$  in Strahlhöhe von  $17 \text{ kGm}$  erzeugten. Die großen Öffnungen bewirken, daß das Feld im Innern des Magneten recht inhomogen ist und außerhalb nur sehr langsam abklingt. Außerdem werden die Feldverläufe beider Magnete zum einen gegenseitig und zum anderen durch ein Eisenrohr stark beeinflusst, das das Feld am Ort des durchlaufenden Elektronenstrahls abschirmen soll. Diese Konfiguration machte es nötig, das Feld in einem Volumen von etwa  $10 \text{ m}^3$  zu vermessen. Eine von G. Specht entwickelte Meßapparatur mit drei senkrecht

zueinander montierten Hallsondern ermöglichte die Messung aller Feldkomponenten auf  $\pm 50$  Gauß Genauigkeit, was wiederum einem Fehler  $\Delta B/B_{\max}$  von 0,5 % entspricht<sup>19</sup>.

#### 6) Die Funkenkammern

In jedem Spektrometerarm dienen zwei großflächige optische Funkenkammern zur Identifizierung der Teilchenbahnen. Jede Funkenkammer besteht aus fünf Metallfolien im Abstand von 3,5 cm. An die zweite und vierte Folie wird bei Bedarf über einen Marxgenerator eine Spannung von 18 kV angelegt, so daß in vier Zwischenräumen ein hohes elektrisches Feld entsteht. Beim Durchgang eines geladenen Teilchens genügt dann die Ionisation des Helium-Neon-Gemisches, um an der Durchgangsstelle einen Funkenüberschlag zu erzeugen. Am Boden der Funkenkammern sind je zwei Spiegel angebracht, die unter zwei Zwischenräumen einen Winkel von  $6^\circ$  und unter den beiden anderen einen Winkel von  $10^\circ$  gegen die Horizontale haben. Bei senkrechter Aufsicht erscheinen die Funken also einmal direkt und zum zweiten verschieden stark versetzt über die Bodenspiegel. Aus der Kombination von Direktansicht und versetzter Spur läßt sich später die Lage der Funken im Raum horizontal auf  $\pm 0,5$  mm und vertikal auf  $\pm 5$  mm rekonstruieren. Die verschieden starke Versetzung in je zwei Zwischenräumen sichert die eindeutige Zuordnung von gespiegelten Spuren zu den Direktansichten. Oberhalb jeder Funkenkammer ist ein raumfestes System von Festmarken angeordnet, das in der Auswertung eine Beziehung zwischen beobachteten Funken und Laborkoordinaten ermöglicht. Über ein kompliziertes Spiegelsystem schaut eine Kamera in alle vier Funkenkammern. In die Kamera werden außerdem noch Lichtanzeigen eingespiegelt, die Informationen über verschiedene Triggerzähler (V.6), die Bildnummer und die Zeitdifferenz zwischen Ereignis und maximalem Feld des Synchrotrons (V.1) enthalten. So ist

es möglich, die gesamte Information, die zu einem Ereignis vorliegt, auf einem Bild festzuhalten. Voraussetzung für diese Methode ist allerdings, daß die komplette Apparatur samt Spiegelsystem nach außen gegen Lichteinfall abgeschirmt ist.

### 7) Die Zählereinheiten

In beiden Spektrometerarmen sind hinter den Funkenkammern drei Ebenen aus Szintillationszählern aufgebaut. Vier großflächige Zählereinheiten (60 x 80 cm) von 1 cm Dicke belegen in jeder Ebene die Fläche des akzeptierten Raumwinkels. Auf der Elektronenseite diskriminiert ein Großraumgascerenkovzähler, der mit Frigen R12 unter Normaldruck gefüllt ist, zwischen Elektronen und Hadronen. Eine Koinzidenz zwischen Pulsen aus je einem Element der drei Szintillationszählerebenen und aus dem Cerenkovzähler wird als Signal für den Durchgang eines Elektrons in diesem Arm genommen.

Im Hadronenarm bestimmen wiederum drei Zählerebenen den Durchgang eines Teilchens. Ein Cerenkovzähler wird hier bei einem Druck von 2,3 atü betrieben, der für Pionen mit einem Impuls über 1,8 GeV/c mit mehr als 98 % Wahrscheinlichkeit anspricht. Im Falle der vorliegenden Messungen war die mögliche Beimischung von negativen Kaonen zu den gesuchten Pionen als vernachlässigbar klein abgeschätzt und eine Abtrennung mit Hilfe des Cerenkovzählers daher unnötig. Im Falle einer früheren Messung der Reaktion  $ep \rightarrow e'\pi^+\Delta^0$ , deren Ergebnisse in Kapitel VIII zum Vergleich herangezogen werden, ermöglichte der Cerenkovzähler vor allem eine Abtrennung der Protonen im gewünschten Bereich  $W > 2$  GeV.

Eine Koinzidenz von Pulsen aus den beschriebenen Elementen in beiden Spektrometerarmen zeigte den gleichzeitigen Durchgang eines Elektrons und eines

Pions im jeweiligen Arm an und diente als Trigger für die Registrierung eines Ereignisses, also für das Anlegen von Hochspannung an die Funkenkammern und die Photographie des Bildes.

Zur Berechnung der absoluten Wirkungsquerschnitte wurde außerdem die Gesamtladung des nicht abgelenkten Primärstrahls in einem Faradaykäfig gemessen.

VI. Die Behandlung der Daten

1) Datennahme

Zwischen März und Mai 1972 wurden in drei Schichtperioden die Daten für das vorliegende Experiment über die Reaktion  $e p \rightarrow e' \pi^- \Delta^{++}$  aufgenommen. In einem früheren Experiment war mit der gleichen Apparatur die Reaktion  $e^- p \rightarrow e^- \pi^+ \Delta^0$  untersucht worden. Um die Resultate dieser beiden Experimente mit einander vergleichen zu können, sollten sie möglichst unter identischen apparativen Gegebenheiten durchgeführt werden. Daher wurden im vorliegenden Experiment Positronen als Primärteilchen eingeschossen, also die Reaktion  $e^+ p \rightarrow e^+ \pi^- \Delta^{++}$  vermessen. Für den Nachweis der Sekundärteilchen  $e^+ \pi^-$  statt früher  $e^- \pi^+$  genügt es, beide Spektromettermagnete umzupolen. Die starke gegenseitige Beeinflussung der beiden Magnete führte dadurch außer im Vorzeichen zu keiner Änderung der Feldkonfiguration und damit zu identischen Akzeptanzbereichen wie bei der früheren Messung. Im einzelnen wurden dabei folgende Ereignisraten an Ereignissen  $e^+ p \rightarrow e^+ \pi^- X$  bei verschiedenen Primärenergien gesammelt:

$E_e$	Zahl der Ereignisse
4,0 GeV	7 002
4,9 GeV	12 977
5,4 GeV	15 458

Die unterschiedliche Anzahl bei verschiedenen Energien war nötig, da der Schwerpunkt der Akzeptanz (VI.7) für höhere Einschußenergien bei höheren effektiven Rückstoßmassen liegt. Von den aufgenommenen Ereignissen liegt daher bei hohen Einschußenergien ein kleinerer Anteil der Rückstoßmassen im Bereich der  $\Delta$ -Resonanz als bei kleineren Einschußenergien.

Während der Datennahme überprüft ein Kleinrechner CAE laufend die Apparatur und Datennahme. Zu Beginn einer Meßreihe werden dem Rechner Sollwerte der

einzelnen Komponenten der Apparatur wie Magnetströme, Strahlintensität und Multiplierspannungen und deren zulässige Toleranzen eingegeben. In konstanten Zeitabständen liest das Programm die aktuellen Werte aus und prüft, ob sie mit den Sollwerten innerhalb der Toleranzen übereinstimmen. Eine zu große Abweichung eines Wertes wird auf einem Display und dem Teletype angezeigt und bewirkt, daß die Datennahme gestoppt wird. Daneben werden Lichtgeber in den Szintillationszählern angesteuert und an der Höhe der dadurch erzeugten Multiplierpulse die einwandfreie Funktion der Zähler überprüft. Außerdem wird das Ansprechen aller Zählereinheiten bei Aufnahme der einzelnen Ereignisse gespeichert und aufsummiert, so daß die statistische Belegung aller Zähler auf dem Display ständig verglichen und überprüft werden kann.

Neben der Kamera, die die Ereignisse photographiert, ist eine Fernsehkamera montiert, die es über einen weiteren Display ermöglicht, für jede einzelne Aufnahme die Qualität der Funkendurchbrüche in den Funkenkammern und die weiteren optischen Anzeigen auf den Aufnahmen zu beurteilen.

Bei der Datenaufnahme wurden jeweils 3 000 Ereignisse auf einem Umkehrfilm festgehalten.

## 2) Vermessung der Filme

Nach dem Entwickeln der Filme werden die Bilder automatisch<sup>20</sup> vermessen: Ein Lichtstrahl tastet jedes Bild in 270 Zeilen ab, und eine Photozelle hinter dem Film wird dreitausendmal pro Zeile in konstanten Abständen abgefragt, ob eine nicht geschwärzte Stelle des Films den ungehinderten Durchgang des Lichtstrahles ermöglichte. Abbildung 7 zeigt eine typische Aufnahme der vier Funkenkammern, auf der rechts jeweils die optischen Anzeigen der verschiedenen Zähler und eingerahmt von Festmarken einige Funkendurchbrüche zu erkennen sind.

Für jede Funkenkammer markiert ein Doppelstrich den Beginn des Bildes. Beim Durchgang durch den zweiten Teil des Doppelstrichs wird das Zählwerk auf Null zurückgesetzt, so daß jeder weiteren hellen Stelle auf dem Film als Digitalisierung eine Zahl zwischen 0 und 3000 entspricht.

Nach dem Doppelstrich folgt ein Schrägstrich, dessen Abstand zum Doppelstrich innerhalb einer Funkenkammer auf dem Bild von oben nach unten abnimmt. Die entsprechende Digitalisierung wird dementsprechend kleiner und definiert die Höhe des jeweiligen Scandurchganges. An den beiden Längsseiten einer Funkenkammeraufnahme finden sich je sieben senkrechte Striche, die wie Doppel- und Schrägstriche von Markierungen auf dem raumfesten Rahmen (V.5) stammen und eine Umsetzung der Digitalisierungen in Laborkoordinaten gestatten. Zwischen diesen beiden Reihen finden sich dann die Funkendurchbrüche aus den vier Funkenkammergaps. Das Bild der Kammern wird durch einen weiteren Schrägstrich und einen senkrechten Strich abgeschlossen, die es dem Spurenerkennungsprogramm ermöglichen, die danach folgenden Markierungen als Zählerinformation (V.5) zu identifizieren.

Die so entstehenden Digitalisierungen, maximal 3 000 pro Bild, werden auf ein Magnetband geschrieben und stehen als Gesamtinformation über ein Ereignis für die Spurenerkennung und Identifizierung dieses Ereignisses auf der Großrechenanlage zur Verfügung.

### 3) Spurenerkennung

Beim Vermessen wird jeder voll sichtbare Funkendurchbruch in etwa vier bis fünf Teilchendurchgängen erfaßt und als Digitalisierung gespeichert. Das Spurenerkennungsprogramm versucht nach Auswertung der Festinformation, zusammengehörige Spuren in den beiden Gaps einer Kammerhälfte zu finden. Dazu nimmt es aus der Mitte beider Gaps je einen Punkt (Digitalisierung). An

dieses Basispaar wird die Bedingung gestellt, daß die gegenseitige Versetzung einem Schräglauf der Spur von nicht mehr als  $12^{\circ}$  entspricht. Um jedes dieser Basispaare wird ein Schlauch von sechs Kanälen Breite gelegt, in dem nach weiteren Punkten in den beiden Gaps gesucht wird. Wenn mindestens vier weitere Punkte innerhalb des Schlauches gefunden wurden, ist eine "Spur" ermittelt. Die Basispaare werden aus der Mitte der Gaps genommen, da häufig ein feldbedingtes Abknicken an den Caprändern beobachtet wird. Für die Spurpunkte, die sich nicht zu Basispaaren und dann zu Spuren vereinigen lassen, wird die Spursuche noch einmal innerhalb jedes einzelnen Gaps angesetzt. Als Ergebnis sind Spuren der einzelnen Kammerhälften durch Ort und Steigung gekennzeichnet. Außerdem ist jede Spur mit einer vierstelligen Schlüsselzahl INDIK versehen. INDIK = 1100 bedeutet z. B., daß eine Spur der oberen Hälfte in beiden Gaps, INDIK = 0010, daß eine Spur der unteren Hälfte nur im ersten Gap gefunden wurde.

Die so erzeugten Teilspuren der einzelnen Kammerhälften werden dann für die ganze Kammer zusammengebunden. Durch die verschiedene Versetzung der Stereospuren in den beiden Kammerhälften (6 und 10 Grad Neigung der Bodenspiegel) kann diese Verbindung nur für die Primärspuren gelingen. Zu jeder durchgehenden Spur werden mögliche Stereospuren gesucht. Für jede Kammerhälfte läßt sich aus Primär- und Stereospur die Lage der Spur im Raum berechnen. Stimmen Lage und Steigungen in beiden Hälften hinreichend überein, wird die Spur als Teilchendurchgang gewertet.

Abschließend werden die Spurdaten in Laborkoordinaten umgerechnet und die Spuren der zwei Funkenkammern jedes Spektrometerarms zu einer Teilchenbahn zusammengebunden. Dann wird unter Vorgabe von Ort und Steigung hinter dem Magneten, des punktförmigen Targetortes vor dem Magneten und des gitterar-

tig gespeicherten Magnetfeldes Impuls und Austrittswinkel des Teilchens iterativ berechnet, bis innerhalb der Fehler der gemessenen Raumpunkte und der Feldstärke des Magnetfeldes eine optimale Teilchenbahn ermittelt ist. Nach dieser Rechnung liegen alle Informationen vor, die in Kapitel III zur kinematischen Beschreibung eines Ereignisses gefordert wurden.

#### 4) Akzeptanzberechnung

Zur Bestimmung des in Kapitel II dargestellten vierfach differentiellen Wirkungsquerschnittes für die Reaktion  $ep \rightarrow e'\pi\Delta$  muß die Akzeptanz der Apparatur für Ereignisse mit festen Werten von  $W$ ,  $q^2$  und  $t$  bestimmt werden. Mit Hilfe der Monte Carlo Methode werden im Meßbereich  $\Delta W \Delta q^2 \Delta t$  entsprechende Ereignisse simuliert und so eine Akzeptanz der Apparatur

$$a(V) = \int_0^{2\pi} A(V, \phi_{ee'}) d\theta_{ee'} \quad \text{ermittelt.}$$

$V$  ist darin ein Punkt aus dem Volumenelement

$$\Delta V = \Delta q^2 \cdot \Delta W \cdot \Delta t \cdot \Delta \phi_{\pi\gamma} .$$

$A(V, \phi_{ee'})$  ist gleich 1 für simulierte Ereignisse, die von der Apparatur akzeptiert wurden, und sonst gleich 0.

Der Zusammenhang zwischen der Zahl der gemessenen Ereignisse  $N_{ex}(\Delta V)$  und dem Wirkungsquerschnitt ist dann gegeben durch

$$N_{ex}(\Delta V) = N_e \cdot N_T \int_{\Delta V} \frac{d\sigma(V)}{dV' dm} a(V) dV \quad (\text{VI.1})$$

$N_e$  = Zahl der eingeschossenen Primärelektronen

$N_T$  = Zahl der Protonen pro  $\text{cm}^2$  Targetfläche

In jeder Zelle  $\Delta V$  wird der Wirkungsquerschnitt für einen festen Punkt  $V_M$  berechnet. Alle Meßwerte in dieser Zelle werden vom Meßpunkt  $V_i$  entsprechend der  $\sigma$ -Abhängigkeit von  $W$ ,  $q^2$  und  $t$  nach  $V_M$  umgerechnet. Da der Verlauf des Wirkungsquerschnittes  $\sigma(V)$  zu Beginn der Rechnung noch nicht bekannt ist, kann diese Umrechnung nur iterativ erfolgen. Die Praxis zeigt aber, daß nach wenigen Schritten eine gute Näherung erreicht wird, deren mögliche Unsicherheit kleiner ist als die übrigen Fehler des Experiments.

### 5) Abtrennung der $\Delta$ -Resonanz

Auf die in 4) beschriebene Weise wird ein Wirkungsquerschnitt bestimmt, der bei einer Festlegung auf den wesentlichen Massenbereich der  $\Delta$ -Resonanz,  $M_{\text{eff}} = (1,14 \text{ bis } 1,34) \text{ GeV}$ , die Wahrscheinlichkeit dafür angibt, daß bei dem Prozeß die unbeobachtete Rückstoßmasse in diesem Massenintervall liegt. Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für die Reaktion



muß die Resonanz vom nicht resonanten Untergrund abgetrennt werden. Dazu muß die Massenabhängigkeit der  $\Delta$ -Resonanz berücksichtigt werden, die gegeben ist durch die Breit-Wigner-Funktion:

$$BW(M) = M \frac{\Gamma(M)}{(M_R^2 - M^2)^2 + M_R^2 \Gamma^2(M)}$$

Darin ist  $M_R = 1,236 \text{ GeV}$ .  $\Gamma(M)$  ist hier in folgender Darstellung<sup>22</sup> benutzt worden:

$$\Gamma(M) = \Gamma(M_R) \left( \frac{q}{q_R} \right)^3 \left( \frac{a \mu^2 + q_R^2}{a \mu^2 + q^2} \right) \left( \frac{M_R}{M} \right)$$

$$\Gamma(M_R) = 0,12 \text{ GeV}/c^2$$

$$a = 2,2 \text{ c}^2$$

$$\mu = 0,138 \text{ GeV}/c \text{ (Pionmasse)}$$

$q, q_R$  = Impulse des Pions im Hadronsystem (W), die zu effektiven Massen  $M$  und  $M_R$  gehören.

Über das Verhalten des Untergrundes - der Ereignisse, deren effektive Massen in den  $\Delta$ -Bereich fallen, ohne daß die Reaktion  $ep \rightarrow e'\pi\Delta$  vorliegt - ist nur bekannt, daß wahrscheinlich die Reaktion  $ep \rightarrow e'\rho\rho$  dominiert. Eine genaue Phasenraumberechnung ist aber nicht möglich, da über das Verhalten des Wirkungsquerschnittes im einzelnen zu wenig bekannt ist<sup>21</sup>. Daher wurde der Verlauf des Untergrundes als Funktion der effektiven Masse durch ein Polynom angenähert, das bei der Masse  $1,075 \text{ GeV}/c^2$  (Summe von Proton- und Pionmasse) beginnt und zur möglichst sicheren Anpassung im Resonanzbereich über den ganzen gemessenen Massenbereich bis möglichst hoch jenseits der Resonanz angepaßt wurde.

Zur Durchführung der Abtrennung des Resonanzanteils wird die Menge der aufgenommenen Ereignisse mit der oben angegebenen Akzeptanzfunktion gefaltet und die effektiven Massen in  $20 \text{ MeV}/c^2$  breite Bins einsortiert. Durch Variation der Parameter - 1.) Anteil der Resonanz im Gebiet  $1,14$  bis  $1,34 \text{ GeV}/c^2$ ; 2.) Anzahl der für das Polynom zugelassenen Potenzen; 3.) Lage und 4.) Breite der Resonanz - wird dann die beste Anpassung an die Besetzung der einzelnen Bins nach der Maximum-Likelihood-Methode bestimmt. Der Wirkungsquerschnitt für alle Ereignisse im betrachteten Massenbereich wird mit dem Anteil der  $\Delta$ -Resonanz multipliziert und mit einem Faktor, der berücksichtigt, daß nur ein Teil der Breit-Wigner-Funktion in diesem Bereich erfaßt wird.

Abbildungen 8a,b,c zeigen in den oberen Diagrammen die gemessenen Verteilungen der Massen bei Einschußenergien von 4,0 GeV; 4,9 GeV; 5,4 GeV und in den unteren Diagrammen die zugehörigen Wirkungsquerschnitte nach Faltung mit der Akzeptanzfunktion. Die ausgezogenen Kurven geben die angepaßten Verteilungen für den Resonanzanteil, den Untergrund und die Gesamtdaten wieder.

## VII. Korrekturen

An den bisher ermittelten Wirkungsquerschnitten müssen noch Korrekturen vorgenommen werden, die den Einfluß von folgenden Effekten berücksichtigen:

- 1) Totzeit der Apparatur bei der Datennahme
- 2) Ansprechwahrscheinlichkeiten der Nachweiselemente
- 3) Verluste im Ablauf der Auswertung
- 4) Zufällige Triggerkoinzidenzen
- 5) Strahlungsverluste

1) Bei der Berechnung der absoluten Wirkungsquerschnitte geht in die Formel (VI.1) die Größe  $N_e$ , die Zahl der einfallenden Elektronen, ein. Ihre Gesamtzahl wird durch Aufsummierung der Ladung aller nicht abgelenkten Elektronen in einem Faraday-Käfig bestimmt. Bedingt durch die Totzeit der Funkenkammern - Aufladen der Marxgeneratoren - und den Filmtransport in der Kamera ist die Apparatur nach jedem aufgenommenen Ereignis etwa eine halbe Sekunde lang für neue Ereignisse nicht sensibel. Um das Verhältnis der für Aufnahmen bereiten Zeit zu der Gesamtzeit zu bestimmen, in der Elektronen bzw. Positronen auf das Target und in den Faradaykäfig geschossen wurden, wurden verschiedene Einzel- und Koinzidenzzählraten in jeweils zwei Zählwerken registriert, von denen das eine entsprechend der Aufnahmebereitschaft der Apparatur gegatet und das andere durchgehend geöffnet war. Ein typischer Wert für das Zählratenverhältnis mit Gate zu ohne Gate war  $0,59 \pm 0,01$ . Die im Faraday-Käfig bestimmte Zahl wird dann mit dem Verhältnis dieser beiden Zähler multipliziert und so die Zahl der Elektronen bestimmt, die in der Zeit einfallen, in der die Apparatur sensibel ist.

2) Auf dem Weg zwischen Target und hinterster Zählerebene können die Pionen zerfallen oder mit der Materie der verschiedenen Zähler wechselwirken. Beide

Effekte betragen je 3 %. Außerdem beträgt die Ansprechwahrscheinlichkeit der Triggerzähler, die für jeden einzelnen Zähler über 99 % liegt, wegen der geforderten siebenfachen Koinzidenz 96 %. Insgesamt werden von allen innerhalb der Akzeptanz liegenden Ereignissen  $(90 \pm 3)$  % registriert und aufgenommen.

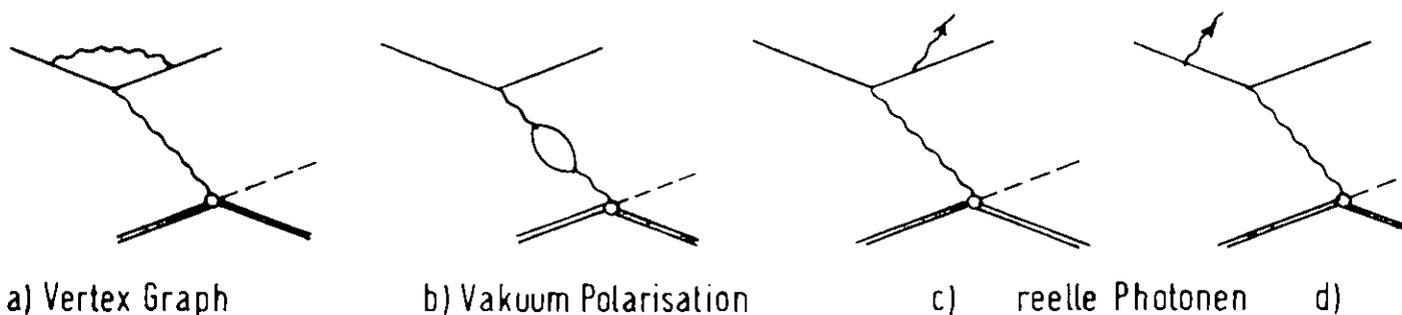
3) Aus technischen Gründen können einige Ereignisse die Auswertekette nicht erfolgreich durchlaufen. Die automatische Vermessung scheitert z. B. bei Bildern, auf denen eine der Festmarken nicht richtig erkannt wird; Spuren, die auf dem Film gekrümmt oder zu kurz erscheinen, können im Spurenerkennungsprogramm nicht richtig angebunden werden und erscheinen so auch als technische Verluste, die für den einzelnen Film zwischen 32 und 38 % ausmachen, für jeden Film aber genauer als auf 1 % bekannt sind. Umfangreiche Untersuchungen haben ergeben, daß die so verlorenen Ereignisse sich nicht von den übrigen Ereignissen unterscheiden, eine lineare Hochrechnung auf die Gesamtzahl also keine Verfälschung der errechneten Wirkungsquerschnitte ergibt.

4) Abgerechnet werden muß eine Zahl von Bildern, bei denen die Apparatur durch zufällige Koinzidenzen getriggert wird. Dieser Anteil wird in einer parallel mitlaufenden Koinzidenzelektronik gemessen, in der die Eingangsimpulse der Pionarmkoinzidenz stark gegen die Elektronarmkoinzidenz verzögert sind. Er beträgt  $(5 \pm 1)$  %.

5) Zu dem Prozeß, der beobachtet werden soll, treten in der Elektroproduktion Prozesse in Konkurrenz, bei denen z. B. zusätzlich zur gewünschten Hadronerzeugung auch noch ein unbeobachtetes Photon vom einlaufenden oder vom gestreuten Elektron abgestrahlt wird. Wie beim Photonenaustausch zwischen Elektron und Nukleon dominieren auch hier die Fälle, in denen nur ein zusätzliches Photon beteiligt ist<sup>23</sup>.

Die erste Möglichkeit ist, daß das einlaufende oder das auslaufende Elektron an einem Targetproton, das nicht an der zu beobachtenden Reaktion beteiligt ist, Bremsstrahlung abgibt. Die Wahrscheinlichkeit für diese externe Bremsstrahlung ist proportional zur Targetlänge in Strahlungslängen und liegt für ein 3 cm-Wasserstofftarget unter einem Prozent.

An dem Proton, das an dem gesuchten Prozeß der Hadronerzeugung teilnimmt, können weitere elektromagnetische Prozesse auftreten, die in den folgenden Graphen dargestellt sind. Photonen, die an ein Hadron ankoppeln, können wegen der großen Masse der Hadronen vernachlässigt werden; eine Abschätzung ergab, daß sie im vorliegenden Fall weniger als zwei Prozent betragen.



Die Graphen a) und b), die den "elastischen" Anteil beschreiben, auf der einen und c) und d) auf der anderen Seite können getrennt betrachtet werden, da wegen der unterschiedlichen Teilchenzahl im Endzustand zwischen ihnen keine Interferenzen auftreten können. Bei der Berechnung des elastischen Anteils tritt im Grenzfall sehr kleiner Photonenergie ein divergenter Term auf, der aber durch einen entsprechenden Term im inelastischen Anteil kompensiert wird, so daß die Einführung einer unteren Schranke bei der Integration über die Photonenergien unnötig ist.

Der absolute Wert der Strahlungsanteile hängt sehr stark von der Schärfe ab, mit der die Energien von gestreutem Elektron und Pion gemessen werden und von der Breite des Intervalls, das aus dem Spektrum der effektiven Massen abgetrennt wird. Aus der Ungenauigkeit, mit der das auslaufende Elektron des ausgetauschten Photons und damit  $\Delta W$  des Hadronsystems. In die Unschärfe  $\Delta M_{\text{eff}}$  geht dazu noch die Ungenauigkeit der Pionbestimmung  $\Delta p_{\pi}$  ein. Je schärfer die primär bestimmten Größen bekannt sind, desto stärker macht es sich bemerkbar, wenn unbeobachtete Photonen einen Teil der Energie abgeführt haben. Im vorliegenden Fall betrug die Energieunschärfe des gestreuten Elektrons 50 MeV (totale Breite bei einem Abfall auf 1/10 Höhe) und die Massenunschärfe für ein scharf definiertes Rückstoßteilchen entsprechend 75 MeV, das entspricht in den vorgegebenen  $q^2$ - und  $W$ -Bereichen einem Verlustanteil durch Strahlung von 15 bis 20 Prozent. Für ein Rückstoßteilchen wie das  $\Delta$ , das schon mit einer natürlichen Massenbreite von 120 MeV/c<sup>2</sup> behaftet ist, wird dieser Verlust kleiner, da auch eine höhere Energiestrahlung noch nicht aus dem betrachteten Massenintervall  $1,14 \leq M_{\text{eff}} \leq 1,34$  GeV/c<sup>2</sup> herausführt. Für die vorliegenden Bereiche ergeben sich in dieser Arbeit Strahlungsverluste zwischen 7 und 11 Prozent (siehe Tabellen 1 - 7). Die Rechnungen wurden nach zwei verschiedenen Methoden durchgeführt, die zum einen von de Calan und Fuchs<sup>24</sup> und zum anderen von Bartl und Urban<sup>25</sup> entwickelt wurden. Zwischen den beiden Methoden konnten keine signifikanten Differenzen festgestellt werden.

In der folgenden Tabelle sind die Effekte, die bei der Korrektur berücksichtigt werden müssen, mit ihrem prozentualen Einfluß auf die Ermittlung der Wirkungsquerschnitte zusammengestellt.

Korrektur	%	Fehler in % des Wirkungsquerschnitts
1) Totzeit	$K_1 = 41 \pm 1$	$\pm 1,7$
2) Ansprechwahrscheinlichkeit	$K_2 = 10 \pm 3$	$\pm 3,3$
3) Auswertungsverluste	$K_3 = (32 - 38) \pm 1$	$\pm 1,5$
4) Zufällige Koinzidenzen	$K_4 = 5 \pm 1$	$\pm 1,0$
5) Strahlungsverluste	$K_5 = (7 - 11) \pm 2$	$\pm 2,2$

Für die zu ermittelnden Wirkungsquerschnitte  $\sigma_o$  ergibt sich aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten  $\sigma_{\text{mess}}$  gemäß

$$\sigma_{\text{mess}} = \sigma_o (1 - K_2) (1 - K_3) (1 - K_4) (1 - K_5)$$

neben der Berechnung der primären Elektronenzahl  $N_e = N_{\text{mess}} (1 - K_1)$  eine Gesamtkorrektur von 49 Prozent gemäß

$$\sigma_o = \frac{\sigma_{\text{mess}}}{1 - (0,49 \pm 0,02)} \cdot$$

Aus der entsprechenden Berücksichtigung dieser Korrekturen ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt ein systematischer Fehler von 5 %.

### VIII. Resultate

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes der Reaktion  $ep \rightarrow e'\pi^-\Delta^{++}$  von den Parametern  $W$ ,  $q^2$  und  $t$  bzw.  $t-t_{\min}$  wurde separat für die einzelnen Komponenten  $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$ ,  $\sigma_P$  und  $\sigma_I$  (Gleichung II.1) bei den Einschußenergien 4,0; 4,9 und 5,4 GeV in den folgenden kinematischen Bereichen ermittelt,

$$\begin{aligned} 2,0 \leq W \leq 2,2 ; \quad 2,07 \leq W \leq 2,36 ; \quad 2,2 \leq W \leq 2,4 \text{ GeV} \\ -0,42 \leq q^2 \leq -0,18 ; \quad -0,7 \leq q^2 \leq -0,4 ; \quad -0,8 \leq q^2 \leq -0,55 \text{ GeV}^2/c^2 \\ -0,06 \leq (t-t_{\min}) \leq 0,0 ; \quad -0,08 \leq (t-t_{\min}) \leq 0,0 ; \quad -0,08 \leq (t-t_{\min}) \leq 0,0 \text{ GeV}^2/c^2, \end{aligned}$$

in denen Daten im weitgehend vollen Bereich des Azimutwinkels  $\phi_{\gamma\pi}$  vorliegen.

Für die erweiterten Bereiche,

$$\begin{aligned} 2,0 \leq W \leq 2,7 \text{ GeV} \\ -0,8 \leq |q^2| \leq -0,1 \text{ GeV}^2/c^2 \\ -0,5 \leq |t| \leq 0,05 \text{ GeV}^2/c^2 \\ -0,5 \leq |t-t_{\min}| \leq 0,0 \text{ GeV}^2/c^2, \end{aligned}$$

in denen Daten durchgehend nur im beschränkten Bereich  $0^\circ < \phi_{\gamma\pi} < 60^\circ$  vorliegen, wurde ein mittlerer Wirkungsquerschnitt  $\bar{\sigma}$  bestimmt, der sich nach Integration über die Terme  $\cos 2\phi_{\gamma\pi}$  und  $\cos \phi_{\gamma\pi}$  von  $0^\circ$  bis  $60^\circ$  aus folgenden Anteilen zusammensetzt:

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{\sigma}}{d(t-t_{\min})} = \frac{d\sigma_u}{d(t-t_{\min})} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{d(t-t_{\min})} + 0,413 \cdot \epsilon \frac{d\sigma_P}{d(t-t_{\min})} + \\ + 0,826 \sqrt{2 \epsilon (\epsilon + 1)} \frac{d\sigma_I}{d(t-t_{\min})} \end{aligned}$$

Die Verteilung der Meßdaten in den oben erwähnten Bereichen gegen den Azimutwinkel  $\phi_{\gamma\pi}$  ist in den Abbildungen 9abc und 10abc gezeigt. Die daraus gewonnenen Begrenzungen für  $q^2$  und  $W$  sind als gestrichelte Linie eingezeichnet.

Als Parameter für das Rückstoßimpulsquadrat an das unbeobachtete Hadronsystem wurde auch  $t-t_{\min}$  gewählt aus folgendem Grunde:  $t_{\min}$  ist der minimale Wert von  $t$ , der kinematisch für festes  $q^2$  und  $W$  möglich ist. Bei konstanten Werten von  $q^2$  und  $W$  ist  $t_{\min}$  aber auch eine Funktion von der Rückstoßmasse  $M_{\text{eff}}$ . Das bedeutet, daß die Rückstoßmasse für einen vorgegebenen Bereich  $\Delta t$  Einschränkungen unterworfen ist, die für Bereiche  $\Delta(t-t_{\min})$  nicht gegeben sind. Für einige typische Wertepaare von  $q^2$  und  $W$  zeigt die folgende Tabelle den Zusammenhang von  $M_{\text{eff}}$  und  $t_{\min}$ , ( $W$  in GeV,  $q^2$  in  $\text{GeV}^2$ ,  $M_{\text{eff}}$  in GeV).

	$M_{\text{eff}} = 1,15$	$M_{\text{eff}} = 1,236$	$M_{\text{eff}} = 1,3$	
$W = 2,6$ $q^2 = -0,2$	-0,018	-0,026	-0,032	$t_{\min} \text{ (GeV/c)}^2$
$W = 2,4$ $q^2 = -0,4$	-0,044	-0,062	-0,076	
$W = 2,2$ $q^2 = -0,6$	-0,086	-0,118	-0,143	

Die Wirkungsquerschnittsanteile  $\sigma_u + \epsilon\sigma_L$ ,  $\sigma_I$  und  $\sigma_P$  in Abhängigkeit von  $W$ ,  $q^2$  und  $t-t_{\min}$  sind in den Tabellen 1, 2 und 3 und den Abbildungen 11, 13 und 14 dargestellt. In den betrachteten kinematischen Bereichen überwiegt der Anteil des Terms  $d\sigma_u/d(t-t_{\min}) + \epsilon d\sigma_L/d(t-t_{\min})$  stark. Der Wirkungsquerschnitt  $d\sigma_P/d(t-t_{\min})$  ist mit Null verträglich. Da  $\sigma_P$  der Differenz zwischen senkrecht und parallel transversaler Polarisation entspricht, bedeutet das, daß diese beiden Anteile innerhalb der vorliegenden Meßgenauigkeit gleich sind und deshalb der Wirkungsquerschnitt nicht von der transversalen Polarisation des Photons abhängt. Der Interferenzterm zwischen longitudinaler und transversaler Polarisation  $d\sigma_I/d(t-t_{\min})$  ist

zwar klein, aber nicht in allen Bereichen mit Null verträglich. Dies deutet darauf hin, daß neben dem unpolarisierten Beitrag zumindest ein kleiner Anteil von longitudinal polarisierten Photonen zu dem Prozeß beitragen könnte.

Für die Daten, die nur aus einem azimuthalen Winkelbereich von  $0^{\circ}$  bis  $60^{\circ}$  genommen wurden, sind die Wirkungsquerschnitte in den Tabellen 4 und 5 und den Abbildungen 12, 15 und 16 dargestellt. Da vorher gezeigt wurde, daß die Anteile  $\sigma_I$  und  $\sigma_P$  mit Null verträglich bzw. vernachlässigbar klein sind und in diesem kinematischen Bereich oberhalb der Resonanzen sich dies bei mäßiger Erweiterung der Bereiche in  $W$ ,  $q^2$  und  $t$  nicht wesentlich ändern sollte, gibt der gemittelte Wirkungsquerschnitt  $d\bar{\sigma}/d(t-t_{\min})$  im wesentlichen den Wirkungsquerschnitt  $d\sigma_u/d(t-t_{\min}) + \epsilon d\sigma_L/d(t-t_{\min})$  wieder.

Im folgenden werden sowohl für die gemittelten Wirkungsquerschnitte  $\bar{\sigma}$  als auch für die einzelnen Komponenten  $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$ ,  $\sigma_P$  und  $\sigma_I$  die Abhängigkeiten von  $W$ ,  $q^2$  und  $t$  bzw.  $t-t_{\min}$  besprochen.

### W-Abhängigkeit

In Tabelle 1 und Abbildung 11 ist die Abhängigkeit der drei Anteile des Wirkungsquerschnittes von der totalen Energie  $W$  des Hadronsystems für feste  $(t-t_{\min})$ -Werte bei unterschiedlichen  $q^2$ -Werten bestimmt worden.

Der Hauptanteil  $d\sigma_u/d(t-t_{\min}) + \epsilon d\sigma_L/d(t-t_{\min})$  fällt mit steigendem  $W$  genauso ab, wie es in der Photoproduktion für den unpolarisierten Querschnitt gefunden wurde<sup>26</sup>. Dieses Verhalten  $d\sigma_u/d(t-t_{\min}) \approx d\sigma_u/dt \sim 1/(W^2 - m_p^2)^2$  ist in Abbildung 11 als gestrichelte Linie eingetragen; die absolute Höhe wurde den Meßpunkten angepaßt.

Die Übereinstimmung wird noch deutlicher, wenn man das gleiche Verhalten mit den ermittelten Wirkungsquerschnitten  $\frac{d\bar{\sigma}}{d(t-t_{\min})}$  vergleicht, die in Abbildung 12 aufgetragen sind. Hier wird für verschiedene  $q^2$ -Werte ein relativ großer Bereich von  $W$  überstrichen. Innerhalb der Fehlergrenzen scheint das in der Photoproduktion für  $\frac{d\sigma_u}{d(t-t_{\min})}$  gefundene Verhalten für alle  $q^2$ -Werte mit dem Verhalten von  $\frac{d\bar{\sigma}}{d(t-t_{\min})}$  in der Elektroproduktion übereinzustimmen.

### $(t-t_{\min})$ -Abhängigkeit

Die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnittsanteile

$$\frac{d\sigma_u}{d(t-t_{\min})} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{d(t-t_{\min})}, \quad \frac{d\sigma_I}{d(t-t_{\min})} \quad \text{und} \quad \frac{d\sigma_P}{d(t-t_{\min})}$$

von  $(t-t_{\min})$  ist in Tabelle 2 und Abbildung 13 für verschiedene Wertepaare von  $W$  und  $q^2$  dargestellt. Der Hauptanteil, der den Beitrag von transversal unpolarisierten und von longitudinal polarisierten Photonen beschreibt, fällt mit wachsendem  $(t-t_{\min})$  stark ab. Dabei fällt auf, daß für unterschiedliche  $q^2$ - $W$ -Kombinationen nicht nur die absolute Höhe der Werte, sondern auch die Steilheit des Abfalls in Abhängigkeit von  $(t-t_{\min})$  mit wachsendem  $|q^2|$  abnimmt. In der folgenden Tabelle sind die Werte zusammengestellt, die mit dem Ansatz

$$\frac{d\sigma_u}{d(t-t_{\min})} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{d(t-t_{\min})} = C \cdot e^{A \cdot (t-t_{\min})}$$

an die vorhandenen Daten gefittet wurden.

$q^2$ (GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup> )	$W$ (GeV)	$C$ $\mu\text{b}/(\text{GeV}/c^2)^2$	$A$ (GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup> ) <sup>-1</sup>
- 0,3	2,10	31,3 ± 1,5	12,8 ± 2,5
- 0,55	2,23	10,3 ± 0,6	6,1 ± 2,4
- 0,68	2,30	5,9 ± 0,6	6,2 ± 3,8

Die so gefitteten Kurven sind in Abbildung 13 als gestrichelte Linien eingezeichnet. Die Änderung der Steilheit ist vielleicht daraus zu erklären, daß die Daten für konstantes  $(t-t_{\min})$  mit steigendem  $|q^2|$  bei einem höheren  $|t|$  liegen. Wenn der Abfall des Wirkungsquerschnittes mit steigendem  $|t|$  für große  $|t|$  flacher wird, ergibt sich qualitativ gerade das oben gezeigte Verhalten.

Ein ähnliches Verhalten wurde für den Wirkungsquerschnitt  $d\bar{\sigma}/d(t-t_{\min})$  gefunden, der in Tabelle 5 angegeben ist. Eine genauere Untersuchung dieser Daten in Abhängigkeit von  $t$  findet im übernächsten Abschnitt statt.

### $q^2$ -Abhängigkeit

In Tabelle 3 und Abbildung 14 ist die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von dem Massenquadrat des virtuellen Photons  $q^2$  bei  $W = 2,23 \text{ GeV}$  und  $(t-t_{\min}) = -0,04 \text{ GeV}^2/c^2$  angegeben. Um die vorliegenden Messungen über einen größeren Bereich von  $q^2$  vergleichen zu können, wurden die Meßwerte, die bei leicht unterschiedlichen Werten von  $W$  und  $t-t_{\min}$  ermittelt worden waren, entsprechend dem gemessenen Verhalten  $\sigma \sim 1/(W^2 - m_p^2)^2$  und  $\sigma \sim e^{A \cdot (t-t_{\min})}$ , das in den vorigen Abschnitten beschrieben wurde, auf gleiche zentrale Werte von  $W$  und  $(t-t_{\min})$  umgerechnet. Der Hauptanteil  $d\sigma_u/d(t-t_{\min}) + \epsilon d\sigma_L/d(t-t_{\min})$  fällt mit wachsendem  $q^2$  monoton ab. Bei  $q^2 = 0$  sind die in der Photoproduktion<sup>22</sup> für  $d\sigma_u/dt$  gemessenen Werte eingetragen, die von den Parametern der Messung  $W = 3,2 - 5,6 \text{ GeV}$  und  $t$  bis  $-0,07 \text{ GeV}^2/c^2$  auf die Werte für  $W = 2,23 \text{ GeV}$  und  $(t-t_{\min}) = -0,04 \text{ GeV}^2/c^2$  gemittelt wurden. Das gemessene  $q^2$ -Verhalten hat annähernd die Form  $\sigma \sim (m_p^2/(q^2 - m_p^2))^2$ .

Das  $q^2$ -Verhalten des gemittelten Wirkungsquerschnitts  $\bar{\sigma}$  wird in Tabelle 4 und Abbildung 15 gezeigt. Auch hier sind wieder die entsprechenden Werte

aus der Photoproduktion<sup>22</sup> bei  $q^2 = 0$  eingetragen. Die gestrichelten Linien zeigen, daß für die verschiedenen  $W$ -Werte eine recht gute Übereinstimmung mit einer Änderung des Wirkungsquerschnittes proportional zu  $(m_\rho^2 / (q^2 - m_\rho^2))^2$  vorliegt.

### t-Abhängigkeit

Zu Beginn dieses Kapitels wurde dargestellt, daß die Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit vom Rückstoßimpuls  $t - t_{\min}$  und nicht in Abhängigkeit vom Rückstoß  $t$  berechnet und wiedergegeben wurden, um unerwünschte Massenschnitte innerhalb betrachteter  $t$ -Intervalle zu vermeiden. Es ist aber trotzdem natürlich interessant, das Verhalten des Wirkungsquerschnittes auch in Abhängigkeit von  $t$ , dem Quadrat des Impulses, den das Photon an das Nukleon-system abgibt, zu untersuchen, um gegebenenfalls den Mechanismus eines möglichen  $t$ -Austausches bei dieser Reaktion sehen zu können. Außerdem ist für  $q^2 = 0$ , also in der Photoproduktion,  $|t - t_{\min}|$  sehr klein. Dort wurden die Daten bislang nur in Abhängigkeit von  $t$  veröffentlicht. Ein Vergleich mit den Daten der Photoproduktion ist möglich, wenn z. B. auch die Elektroproduktionsdaten in Abhängigkeit von  $t$  dargestellt werden. Für die Daten aus dem  $\phi_{\gamma\pi}$ -Bereich von  $0^\circ$  bis  $60^\circ$  (Tabelle 5) wurde für jede vorliegende  $q^2$ - $W$ -Kombination der minimale  $t$ -Wert an der Stelle  $M_{\text{eff}} = 1,236$  GeV berechnet und zu dem  $(t - t_{\min})$ -Wert, auf den der jeweilige Bereich gemittelt ist, addiert. Die so erhaltene Größe weicht von  $t = (p - r)^2 = (\pi - q)^2$  nur unwesentlich, in jedem Fall um weniger als  $0,02 \text{ GeV}^2/c^2$ , ab. Um einen statistisch gut gesicherten Vergleich über einen weiten Bereich von  $t$  bis zu  $|t| = 0,45 \text{ GeV}^2/c^2$  zu ermöglichen, wurden die Daten außerdem auf gleiche  $q^2$ - und  $W$ -Werte umgerechnet: Wie in den vorherigen Abschnitten gezeigt wurde, entspricht eine Umrechnung proportional zu

$$\left( \frac{m_\rho^2}{q^2 - m_\rho^2} \right)^2 \cdot \frac{1}{(W^2 - m_p^2)^2}$$

dem Wirkungsquerschnittsverhalten, wie es in diesem Experiment gefunden wurde. Dabei wurde ein möglicher Unterschied der  $q^2$ -Abhängigkeit für  $d\bar{\sigma}/d(t-t_{\min})$  und  $d\bar{\sigma}/dt$  als klein abgeschätzt und nicht berücksichtigt. Abbildung 16 zeigt, wie gut die so erhaltenen Werte ein gemeinsames Verhalten in  $t$  zeigen.

Die aus der Photoproduktion  $\gamma_{\text{reell}} p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$  für ähnliche  $q^2$ - und  $W$ -Werte bekannten Wirkungsquerschnitte<sup>23</sup> wurden ebenso in  $W$  umgerechnet und in  $q^2$  gemäß dem Verhalten extrapoliert, das in der Elektroproduktion gefunden wurde. Ein mittlerer Verlauf dieser Daten wurde zum Vergleich als gestrichelte Linie eingezeichnet. Die erstaunlich gute Übereinstimmung der aus Elektroproduktion und Photoproduktion erhaltenen Wirkungsquerschnitte zeigt, daß der Mechanismus in beiden Fällen der gleiche ist, also in der Elektroproduktion der Anteil  $d\sigma_u/dt$  dominiert. Ein möglicher Longitudinalbeitrag sollte demnach klein sein und innerhalb der Fehlergrenzen dieses Experimentes liegen.

#### Vergleich der Reaktionen $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$ und $\gamma p \rightarrow \pi^+ \Delta^0$

Mit der gleichen Apparatur, die in dieser Arbeit beschrieben wurde, ist auch die Elektroproduktion von  $\pi^+ \Delta^0$  gemessen worden. In früheren Veröffentlichungen<sup>5, 17b</sup> sind die Daten dargestellt, die volle  $\phi_{\gamma\pi}$ -Bereiche von  $0^\circ$  bis  $360^\circ$  überdecken. Einen Vergleich der  $q^2$ -Abhängigkeit der beiden Reaktionen zeigt Abbildung 17. Die ausgefüllten Punkte zeigen die  $\pi^- \Delta^{++}$ -Werte, die auch in Abbildung 14 dargestellt sind, die offenen Kreise geben die  $\pi^+ \Delta^0$ -Werte wieder. Für beide Reaktionen wurde die Vorhersage eines modifizierten Vektordominanzmodells nach Bartl, Majerotto und Schildknecht<sup>10</sup> als gestrichelte Linie eingezeichnet, die an die entsprechenden Werte aus der

Photoproduktion<sup>23</sup> bei  $q^2 = 0$  angebunden sind. Für  $\pi^- \Delta^{++}$  gibt die theoretische Kurve sowohl den Verlauf als auch die absolute Höhe des gemessenen Wirkungsquerschnitts recht gut wieder. Für  $\pi^+ \Delta^0$  entspricht zwar der Verlauf der theoretischen Kurve dem der experimentellen Daten, in der absoluten Höhe zeigen sich hier aber Diskrepanzen, die etwa einen Faktor 1,7 ausmachen. Die eingezeichneten Fehlerbalken der experimentellen Werte berücksichtigen nur die statistischen Fehler. Während im Kanal  $\pi^- \Delta^{++}$  der Resonanzanteil an den Gesamtdaten im Rückstoßmassenbereich

$1,14 \leq M_{\text{eff}} \leq 1,34$  GeV 58  $\pm$  4 % ausmachte, lag der entsprechende Anteil im  $\pi^+ \Delta^0$ -Kanal bei 32  $\pm$  7 %. Im Falle  $\pi^+ \Delta^0$  war die Abtrennung des Resonanzanteils also besonders schwierig und dementsprechend ungenau. Trotzdem kann in diesem Kanal auch bei extremer Berücksichtigung der systematischen Fehler in Richtung der theoretischen Werte die Diskrepanz nicht durch experimentelle Fehler erklärt werden.

Da diese Diskrepanz zwischen Experiment und theoretischer Vorhersage nur bei einer Reaktion auftritt, das der Theorie zugrundeliegende Modell aber für beide Ladungskanäle gleich ist, liegt die Vermutung nahe, daß das theoretische Modell möglicherweise erweitert werden muß, z. B. durch Beiträge des Isospin-2-Anteils im t-Kanal-Austausch.

Für die Anteile  $\sigma_I$  und  $\sigma_P$  ist der experimentelle Verlauf im gemessenen  $q^2$ -Bereich zwar mit den Vorhersagen verträglich, einen kritischen Test des benutzten theoretischen Modells würden aber z. B. erst weitere Messungen bei sehr kleinen  $|q^2| < 0,2$  GeV<sup>2</sup>/c<sup>2</sup> ermöglichen.

Darüber hinaus wurden im Rahmen dieser Arbeit auch die Daten der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^+ \Delta^0$  ausgewertet, die nur einen  $\phi_{\gamma\pi}$ -Bereich von  $0^\circ$  bis  $60^\circ$  füllen. In den Abbildungen 18 und 19 werden die  $q^2$ - und  $W$ -Abhängigkeiten der gemittelten Wirkungsquerschnitte  $\bar{\sigma}(q^2, W, t-t_{\min})$  für die Reaktion  $e p \rightarrow e \pi^+ \Delta^0$  gezeigt. Auch diese Wirkungsquerschnitte sind mit einem Verhalten proportional  $m_\rho^2 / (q^2 - m_\rho^2)^2$  und  $1 / (W^2 - m_p^2)^2$  verträglich, andere Deutungen, wie z.B. ein flacheres Abfallen mit steigendem  $W$ , sind hier aber nicht auszuschließen. Trotzdem wurden auch diese Daten dem angegebenen Verhalten entsprechend auf gemeinsame Werte von  $q^2$  und  $W$  umgerechnet, um den Verlauf von  $\bar{\sigma}$  über einen größeren Bereich in  $t$  darzustellen. Abbildung 20 zeigt die so gewonnene  $t$ -Abhängigkeit. Wieder wurden Werte, die bei gleichen  $q^2$ - $W$ -Kombinationen gemessen wurden, durch gleiche Zeichen dargestellt. Einige dieser Wertegruppen wurden darüber hinaus zur Verdeutlichung der Zusammengehörigkeit durch gepunktete Linien verbunden. Es zeigt sich, daß die  $t$ -Abhängigkeit innerhalb der einzelnen Wertegruppen offensichtlich flacher als der Gesamtverlauf der Daten ist.

Zum Vergleich wurde ein mittlerer Verlauf der  $\pi^- \Delta^{++}$ -Daten aus Abbildung 16 als gestrichelte Linie eingezeichnet. Dieser Vergleich der  $t$ -Abhängigkeiten des Wirkungsquerschnittes für  $\pi^+ \Delta^0$  und des Wirkungsquerschnittes für  $\pi^- \Delta^{++}$  zeigt, daß das Verhältnis des transversal unpolarisierten plus des longitudinalen Wirkungsquerschnitts für die beiden Reaktionen  $\pi^- \Delta^{++}$  und  $\pi^+ \Delta^0$

$$R = \frac{\left[ \frac{d\sigma_u}{d(t-t_{\min})} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{d(t-t_{\min})} \right]_{\pi^- \Delta^{++}}}{\left[ \frac{d\sigma_u}{d(t-t_{\min})} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{d(t-t_{\min})} \right]_{\pi^+ \Delta^0}}$$

mit wachsendem  $t$  kleiner wird. Für  $|t| = 0,1 \text{ GeV}^2$  beträgt dieses Verhältnis etwa 2 und fällt für größere  $|t|$  auf nahezu 1 bei  $|t| = 0,4 \text{ GeV}^2$  ab.

Diese Tatsache deutet wiederum darauf hin, daß in der theoretischen Interpretation Unterschiede zwischen den Reaktionen  $\gamma p \rightarrow \pi^+ \Delta^0$  und  $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$  nicht nur durch unterschiedliche Beiträge entsprechend unterschiedlicher Clebsch-Gordan-Koeffizienten berücksichtigt werden müssen.

Zusammenfassung

Die Elektroproduktion von  $\pi^- \Delta^{++}$  wurde in der Reaktion  $ep \rightarrow e\pi^- \Delta^{++}$  in einer Koinzidenzmessung von gestreutem Elektron und erzeugtem Pion untersucht. In den kinematischen Bereichen

$$\begin{aligned} W &= \sqrt{(\pi + \Delta)^2} = 2,0 - 3,0 \text{ GeV} \\ q^2 &= (e - e')^2 = 0,1 - 0,9 \text{ (GeV/c)}^2 \\ t &= (p - \Delta)^2 = t_{\min} - 0,1 \text{ (GeV/c)}^2 \end{aligned}$$

wurden die drei Anteile  $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$ ,  $\sigma_P$  und  $\sigma_I$  des Wirkungsquerschnitts durch ihre unterschiedliche Abhängigkeit vom Azimutwinkel  $\phi_{\gamma\pi}$  bei einer Polarisation des virtuellen Photons zwischen 0,75 und 0,82 getrennt bestimmt.

Dabei zeigte sich, daß  $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$  für alle betrachteten Wertepaare von  $q^2$  und  $W$  den überwiegenden Anteil ausmacht. Der Anteil  $\sigma_P$ , der der Differenz zwischen senkrechter und paralleler transversaler Polarisation entspricht, ist überall gut mit Null verträglich. Der Interferenzterm zwischen longitudinaler und transversaler Polarisation  $\sigma_I$  ist zwar klein, verschwindet aber nicht überall und gibt so einen Hinweis auf einen kleinen longitudinalen Beitrag. Die Abhängigkeit des Anteils  $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$  von der totalen Energie  $W$  des Hadronsystems verläuft proportional  $1/(W^2 - m_p^2)^2$ , wie es auch in der Photoproduktion gefunden wurde. In Abhängigkeit von  $q^2$  wurde ein Verhalten wie  $(m_p^2/(q^2 - m_p^2))^2$  ermittelt. In der absoluten Höhe der Werte und im Verlauf stimmt der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$  gut mit den Vorhersagen aus einem kombinierten Vektordominanz-Born-Modell von Bartl, Mayerotto und Schildknecht überein.

Diese Ergebnisse wurden für größere zusammenhängende  $q^2$ - und  $W$ -Bereiche bestätigt, in denen Daten nur im Bereich des Azimutwinkels  $\phi_{\gamma\pi}$  zwischen  $0^\circ$  und  $60^\circ$  vorlagen. Hier wurde ein gemittelter Wirkungsquerschnitt  $\bar{\sigma}$  bestimmt, der

im wesentlichen dem Anteil  $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$  entspricht. Mit steigendem  $|t - t_{\min}|$  fällt der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$  entsprechend  $e^{A(t-t_{\min})}$  ab. A nimmt dabei von  $12,8 \text{ GeV}^{-2}$  bei  $q^2 = -0,3 \text{ (GeV/c)}^2$  und  $W = 2,1 \text{ GeV}$  auf  $6,2 \text{ GeV}^{-2}$  bei  $q^2 = -0,68 \text{ (GeV/c)}^2$  und  $W = 2,3 \text{ GeV}$  ab. Für den gemittelten Wirkungsquerschnitt  $\bar{\sigma}$  wurde darüber hinaus die t-Abhängigkeit von  $t = -0,08$  bis  $t = -0,5 \text{ (GeV/c)}^2$  bestimmt. Sie stimmt im Verlauf mit den Ergebnissen überein, die in der Photoproduktion gefunden wurden. Außerdem wurde gezeigt, daß der Wirkungsquerschnitt der Elektroproduktion gemäß dem oben erwähnten Verhalten  $\sim (m_\rho^2 / (q^2 - m_\rho^2))^2$  monoton an die Werte der Photoproduktion anschließt. Daraus wurde geschlossen, daß in der Elektroproduktion der Anteil  $\sigma_u$  überwiegt und ein möglicher Longitudinalbeitrag innerhalb der Fehlergrenzen dieses Experiments liegt.

Eine entsprechende Auswertung früherer Messungen der Reaktion  $ep \rightarrow e\pi^+\Delta^0$  ergab für den gleichen gemittelten Wirkungsquerschnitt  $\bar{\sigma}$  eine wesentlich flachere Abhängigkeit von t. Die absoluten Werte lagen bei  $|t| = 0,1 \text{ (GeV/c)}^2$  etwa um einen Faktor 2 unter den Werten für  $\bar{\sigma}$  aus der Reaktion  $ep \rightarrow e\pi^-\Delta^{++}$ , und oberhalb  $|t| = 0,3 \text{ (GeV/c)}^2$  für beide Reaktionen auf gleicher Höhe.

Literaturverzeichnis

- 1) R.E. Taylor, XV. Int. Conf. on High Energy Physics Kiev 1970
- 2) a: F.A. Berends, Phys. Rev. D1, 2550 (1970)  
b: W. Schmidt, DESY 71/22 (1971)  
c: R.C.E. Devenish, D.H. Lyth, Daresbury preprint (1971)
- 3) a: C.N. Brown et al., Phys. Rev. Lett. 26, 987 (1971)  
b: P.S. Kummer et al., Lett. Nuovo Cimento 1, 1026 (1971)  
c: C. Driver et al., Phys. Lett. 35B, 77 (1971)  
and Phys. Lett. 35B, 81 (1971)
- 4) K. Berkelman, rapp. talk, Proc. El. Phot. Interact., Cornell (1971)
- 5) C. Driver et al., Nucl. Phys. B32, 45 (1971)
- 6) J. Pine, Int. Conf. on El. Phot. Interact. at High Energies, Stanford (1967). Genaue Untersuchungen über mögliche Beiträge eines  $2\gamma$ -Austauschs wurden bisher nur durch den Vergleich der elastischen  $e^-N^-$  und  $e^+N^+$ -Streuung gemacht. Theoretische Überlegungen im Parton-Modell zufolge soll der  $2\gamma$ -Beitrag auch in der inelastischen Streuung klein sein.  
R. Kinsley, Nucl. Phys. B46, 615 (1972)
- 7) L.N. Hand, thesis, Stanford Univ. (1961)
- 8) F.A. Berends, R. Gastmans, Phys. Rev. Lett. 27, 124 (1971)
- 9) A. Bartl, D. Schildknecht, DESY 71/43 (1971)
- 10) A. Bartl, W. Majerotto, D. Schildknecht, DESY 72/4 (1972)
- 11) F. Gutbrod, G. Kramer, DESY 72/30 (1972)

- 12) J.J. Sakurai, Conf. on El. and Phot. Interact. at High Energies,  
Liverpool (1969)
- 13) P. Brand et al., DESY Proposal No. 114 (1972)  
und F32, DESY, Absichtserklärung
- 14) H.E. Montgomery et al., Daresbury Preprint, DNPL/p138 (1972)
- 15) C.N. Brown et al., Harvard preprint (1971)
- 16) V. Eckardt et al., DESY 72/67 (1972)
- 17) a: P. Karow, Dissertation, Hamburg (1971)  
b: G. Hofmann, Dissertation, Hamburg (1971)  
c: J. Rathje, Dissertation, Hamburg (1971)
- 18) V. Eckardt, DESY 67/12 (1967)
- 19) H.D. Reich, Diplomarbeit, Hamburg (1973)
- 20) K. Becker, K. Höhne, J. Weber, DESY 66/25 (1966)
- 21) C. Driver et al., Nucl. Phys. B38, 1 (1972)
- 22) A.M. Boyarski et al., Phys. Rev. Lett. 22, 148 (1969)
- 23) L.W. Mo und Y.S. Tsai, Rev. Mod. Phys. 41, 1, 205 (1969)
- 24) C. de Calan, G. Fuchs, Nuovo Cimento 38, 1594 (1965)
- 25) A. Bartl, P. Urban, Acta Physica Austriaca 24, 139 (1966)
- 26) A.M. Boyarski et al., Phys. Rev. Lett. 25, 695 (1970)
- 27) P. Joos, DESY Hera 70/1 (1970)

Verzeichnis der Tabellen

Tabelle 1

W-Abhängigkeit der Wirkungsquerschnittsanteile

$$\frac{d\sigma_u}{d(t-t_{\min})} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{d(t-t_{\min})}, \quad \frac{d\sigma_I}{d(t-t_{\min})} \quad \text{und} \quad \frac{d\sigma_P}{d(t-t_{\min})}$$

für feste Werte von  $q^2$  und  $t-t_{\min}$ :

	<u>Datenintervall</u>
$q^2 = -0,3 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,18 \geq q^2 \geq -0,42 \text{ GeV}^2/c^2$
$t-t_{\min} = -0,03 \text{ GeV}^2/c^2$	$0 \geq t-t_{\min} \geq -0,06 \text{ GeV}^2/c^2$
$q^2 = -0,55 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,4 \geq q^2 \geq -0,7 \text{ GeV}^2/c^2$
$t-t_{\min} = -0,04 \text{ GeV}^2/c^2$	$0 \geq t-t_{\min} \geq -0,08 \text{ GeV}^2/c^2$
$q^2 = -0,68 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,55 \geq q^2 \geq -0,8 \text{ GeV}^2/c^2$
$t-t_{\min} = -0,04 \text{ GeV}^2/c^2$	$0 \geq t-t_{\min} \geq -0,08 \text{ GeV}^2/c^2$

Tabelle 2

$(t-t_{\min})$ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnittsanteile

$$\frac{d\sigma_u}{d(t-t_{\min})} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{d(t-t_{\min})}, \quad \frac{d\sigma_I}{d(t-t_{\min})} \quad \text{und} \quad \frac{d\sigma_P}{d(t-t_{\min})}$$

für feste Werte von  $W$  und  $q^2$ :

	<u>Datenintervall</u>
$W = 2,1 \text{ GeV}$	$2,0 \leq W \leq 2,2 \text{ GeV}$
$q^2 = -0,3 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,18 \geq q^2 \geq -0,42 \text{ GeV}^2/c^2$
$W = 2,23 \text{ GeV}$	$2,07 \leq W \leq 2,37 \text{ GeV}$
$q^2 = -0,55 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,4 \geq q^2 \geq -0,7 \text{ GeV}^2/c^2$
$W = 2,30 \text{ GeV}$	$2,19 \leq W \leq 2,41 \text{ GeV}$
$q^2 = -0,68 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,55 \geq q^2 \geq -0,8 \text{ GeV}^2/c^2$

Tabelle 3

$q^2$ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnittsanteile

$$\frac{d\sigma_u}{d(t-t_{\min})} + \frac{d\sigma_L}{d(t-t_{\min})}, \quad \frac{d\sigma_I}{d(t-t_{\min})} \quad \text{und} \quad \frac{d\sigma_P}{d(t-t_{\min})}$$

für feste Werte von  $W$  und  $t-t_{\min}$ :

	Datenintervall
$W = 2,1 \text{ GeV}$	$2,0 \leq W \leq 2,2 \text{ GeV}$
$t-t_{\min} = -0,03 \text{ GeV}^2/c^2$	$0 \geq t-t_{\min} \geq -0,06 \text{ GeV}^2/c^2$
$W = 2,23 \text{ GeV}$	$2,07 \leq W \leq 2,37 \text{ GeV}$
$t-t_{\min} = -0,04 \text{ GeV}^2/c^2$	$0 \geq t-t_{\min} \geq -0,08 \text{ GeV}^2/c^2$
$W = 2,30 \text{ GeV}$	$2,19 \leq W \leq 2,41 \text{ GeV}$
$t-t_{\min} = -0,04 \text{ GeV}^2/c^2$	$0 \geq t-t_{\min} \geq -0,08 \text{ GeV}^2/c^2$

Tabelle 4

$q^2$ - und  $W$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts  $\frac{d\bar{\sigma}}{d(t-t_{\min})}$

für festes  $(t-t_{\min}) = -0,05 \text{ GeV}^2/c^2$ .

Datenintervall:  $-0,1 \leq t-t_{\min} \leq 0 \text{ GeV}^2/c^2$

Tabelle 5

$t$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts  $\frac{d\bar{\sigma}}{d(t-t_{\min})}$

für feste Werte von  $q^2$  und  $W$ :

	Datenintervall
$W = 2,40 \text{ GeV}$	$2,35 \leq W \leq 2,45 \text{ GeV}$
$q^2 = -0,15 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,20 \leq q^2 \leq -0,10 \text{ GeV}^2/c^2$
$W = 2,30 \text{ GeV}$	$2,20 \leq W \leq 2,40 \text{ GeV}$
$q^2 = -0,20 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,30 \leq q^2 \leq -0,10 \text{ GeV}^2/c^2$
$W = 2,35 \text{ GeV}$	$2,25 \leq W \leq 2,45 \text{ GeV}$
$q^2 = -0,45 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,55 \leq q^2 \leq -0,35 \text{ GeV}^2/c^2$

		Datenintervall	
$W = 2,45 \text{ GeV}$		$2,35 \leq W \leq 2,55 \text{ GeV}$	
$q^2 = -0,35 \text{ GeV}^2/c^2$		$-0,45 \leq q^2 \leq -0,25 \text{ GeV}^2/c^2$	
$W = 2,50 \text{ GeV}$		$2,45 \leq W \leq 2,55 \text{ GeV}$	
$q^2 = -0,35 \text{ GeV}^2/c^2$		$-0,45 \leq q^2 \leq -0,25 \text{ GeV}^2/c^2$	
$W = 2,60 \text{ GeV}$		$2,55 \leq W \leq 2,65 \text{ GeV}$	
$q^2 = -0,25 \text{ GeV}^2/c^2$		$-0,35 \leq q^2 \leq -0,25 \text{ GeV}^2/c^2$	
$W = 2,70 \text{ GeV}$		$2,65 \leq W \leq 2,75 \text{ GeV}$	
$q^2 = -0,175 \text{ GeV}^2/c^2$		$-0,25 \leq q^2 \leq -0,10 \text{ GeV}^2/c^2$	
$W = 2,60 \text{ GeV}$		$2,55 \leq W \leq 2,65 \text{ GeV}$	
$q^2 = -0,45 \text{ GeV}^2/c^2$		$-0,55 \leq q^2 \leq -0,35 \text{ GeV}^2/c^2$	
$W = 2,70 \text{ GeV}$		$2,65 \leq W \leq 2,75 \text{ GeV}$	
$q^2 = -0,35 \text{ GeV}^2/c^2$		$-0,45 \leq q^2 \leq -0,25 \text{ GeV}^2/c^2$	
$W = 2,80 \text{ GeV}$		$2,75 \leq W \leq 2,85 \text{ GeV}$	
$q^2 = -0,25 \text{ GeV}^2/c^2$		$-0,35 \leq q^2 \leq -0,15 \text{ GeV}^2/c^2$	
$W = 2,90 \text{ GeV}$		$2,85 \leq W \leq 2,95 \text{ GeV}$	
$q^2 = -0,20 \text{ GeV}^2/c^2$		$-0,25 \leq q^2 \leq -0,15 \text{ GeV}^2/c^2$	

Tabelle 6

$q^2$ - und  $W$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts  $\frac{d\bar{\sigma}}{d(t-t_{\min})}$   
 der Reaktion  $\pi^+\Delta^0$  für festes  $(t-t_{\min}) = 0,05 \text{ GeV}^2/c^2$ .  
 Datenintervall:  $-0,1 \leq t-t_{\min} \leq 0 \text{ GeV}^2/c^2$

Tabelle 7

t-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts  $\frac{d\bar{\sigma}}{d(t-t_{\min})}$   
 der Reaktion  $\pi^+\Delta^0$  für feste Werte von  $q^2$  und W.

		Datenintervall	
W =	2,50 GeV	2,45 ≤ W ≤	2,55 GeV
q <sup>2</sup> =	- 0,35 GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup>	-0,45 ≤ q <sup>2</sup> ≤	-0,25 GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup>
W =	2,60 GeV	2,55 ≤ W ≤	2,65 GeV
q <sup>2</sup> =	- 0,25 GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup>	-0,35 ≤ q <sup>2</sup> ≤	-0,15 GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup>
W =	2,70 GeV	2,65 ≤ W ≤	2,75 GeV
q <sup>2</sup> =	- 0,175 GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup>	-0,25 ≤ q <sup>2</sup> ≤	-0,10 GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup>
W =	2,60 GeV	2,55 ≤ W ≤	2,65 GeV
q <sup>2</sup> =	- 0,45 GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup>	-0,55 ≤ q <sup>2</sup> ≤	-0,35 GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup>
W =	2,70 GeV	2,65 ≤ W ≤	2,75 GeV
q <sup>2</sup> =	- 0,35 GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup>	-0,45 ≤ q <sup>2</sup> ≤	-0,25 GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup>
W =	2,80 GeV	2,75 ≤ W ≤	2,85 GeV
q <sup>2</sup> =	- 0,25 GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup>	-0,35 ≤ q <sup>2</sup> ≤	-0,15 GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup>
W =	2,90 GeV	2,85 ≤ W ≤	2,95 GeV
q <sup>2</sup> =	- 0,20 GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup>	-0,25 ≤ q <sup>2</sup> ≤	-0,15 GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup>

Verzeichnis der Abbildungen

- Abbildung 1            Skizze des Doppelarmspektrometers
- Abbildung 2            Verteilung der Meßdaten bei 5,4 GeV Einschußenergie  
als Funktion der Parameter  
a)  $q^2/W$   
b)  $q^2/t$   
c)  $W/t$
- Abbildung 3            Verteilung aller Meßdaten als Funktion der Parameter  
 $q^2/W$
- Abbildung 4            Verteilung aller Meßdaten als Funktion der Parameter  
 $q^2/t$
- Abbildung 5            Verteilung aller Meßdaten als Funktion der Parameter  
 $W/t$
- Abbildung 6            Horizontale und vertikale Intensitätsverteilung des  
Positronenstrahls
- Abbildung 7            Aufnahme eines Ereignisses in den vier Funkenkammern
- Abbildung 8            Oberes Diagramm:    Gemessene Massenverteilung  
Unteres Diagramm:    Verteilung des Wirkungsquerschnitts  
in Abhängigkeit von der Masse für die Einschußenergie  
a)  $E_0 = 4,0$  GeV  
b)  $E_0 = 4,9$  GeV  
c)  $E_0 = 5,4$  GeV  
Die Kurven geben den gefitteten Verlauf der Resonanz,  
des Untergrundes und der Summe dieser beiden wieder.

Abbildung 9 Verteilung der Meßdaten als Funktion der Parameter  $q^2/\theta_{\gamma\pi}$  für die Einschußenergien

- a)  $E_0 = 4,0 \text{ GeV}$
- b)  $E_0 = 4,9 \text{ GeV}$
- c)  $E_0 = 5,4 \text{ GeV}$

Abbildung 10 Verteilung der Meßdaten als Funktion der Parameter  $W/\phi_{\gamma\pi}$  für die Einschußenergien

- a)  $E_0 = 4,0 \text{ GeV}$
- b)  $E_0 = 4,9 \text{ GeV}$
- c)  $E_0 = 5,4 \text{ GeV}$

Abbildung 11 W-Abhängigkeit der Wirkungsquerschnittsanteile

$$\frac{d\sigma_u}{d(t-t_{\min})} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{d(t-t_{\min})}, \quad \frac{d\sigma_I}{d(t-t_{\min})} \quad \text{und} \quad \frac{d\sigma_P}{d(t-t_{\min})}$$

für feste Werte von  $q^2$  und  $t-t_{\min}$ :

$$q^2 = -0,3 \text{ GeV}^2/c^2 \quad t-t_{\min} = -0,03 \text{ GeV}^2/c^2$$

$$q^2 = -0,55 \text{ GeV}^2/c^2 \quad t-t_{\min} = -0,04 \text{ GeV}^2/c^2$$

$$q^2 = -0,68 \text{ GeV}^2/c^2 \quad t-t_{\min} = -0,04 \text{ GeV}^2/c^2$$

Die gestrichelten Linien geben die W-Abhängigkeit in der Photoproduktion<sup>26</sup> willkürlich normiert wieder.

Abbildung 12 W-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts  $\frac{d\bar{\sigma}}{d(t-t_{\min})}$

für feste Werte von  $q^2$  und  $t-t_{\min}$ :

$$q^2 = -0,2; -0,3; -0,4; -0,5; -0,6; -0,7 \text{ GeV}^2/c^2$$

$$t-t_{\min} = -0,05 \text{ GeV}^2/c^2$$

Die gestrichelten Linien geben die W-Abhängigkeit in der Photoproduktion<sup>26</sup> willkürlich normiert wieder.

Abbildung 13

$(t-t_{\min})$ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnittsanteile

$$\frac{d\sigma_u}{d(t-t_{\min})} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{d(t-t_{\min})}, \quad \frac{d\sigma_I}{d(t-t_{\min})} \quad \text{und} \quad \frac{d\sigma_P}{d(t-t_{\min})}$$

für feste Werte von  $W$  und  $q^2$ :

$$W = 2,1 \text{ GeV} \quad q^2 = - 0,3 \text{ GeV}^2/c^2$$

$$W = 2,23 \text{ GeV} \quad q^2 = - 0,55 \text{ GeV}^2/c^2$$

$$W = 2,30 \text{ GeV} \quad q^2 = - 0,68 \text{ GeV}^2/c^2$$

Die gestrichelten Linien geben einen Fit an die Daten entsprechend  $C \cdot \exp(A \cdot (t-t_{\min}))$  wieder (s.a. S. 40).

Abbildung 14

$q^2$ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnittsanteile

$$\frac{d\sigma_u}{d(t-t_{\min})} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{d(t-t_{\min})}, \quad \frac{d\sigma_I}{d(t-t_{\min})} \quad \text{und} \quad \frac{d\sigma_P}{d(t-t_{\min})}$$

für feste Werte von  $W$  und  $t-t_{\min}$ :

$$W = 2,23 \text{ GeV} \quad t-t_{\min} = - 0,04 \text{ GeV}^2/c^2$$

Bei  $q^2 = 0$  ist der Wirkungsquerschnitt  $d\sigma_u/dt$  aus der Photoproduktion<sup>26</sup> von  $\pi^- \Delta^{++}$  eingezeichnet.

Abbildung 15

$q^2$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts  $\frac{d\sigma^-}{d(t-t_{\min})}$

für feste Werte von  $W$  und  $t-t_{\min}$ :

$$W = 2,1; 2,2; 2,3; 2,4; 2,5; 2,6 \text{ GeV}$$

$$t-t_{\min} = - 0,05 \quad \text{GeV}^2/c^2$$

Die gestrichelten Linien geben ein willkürlich normalisiertes  $(q^2 - m_\rho^2)^{-2}$ -Verhalten wieder.

Bei  $q^2 = 0$  ist der Wirkungsquerschnitt  $d\sigma_u/dt$  aus der Photoproduktion<sup>26</sup> von  $\pi^- \Delta^{++}$  eingezeichnet.

Abbildung 16

$t$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts  $\frac{d\bar{\sigma}}{dt}$

für feste Werte von  $q^2$  und  $W$ .

Die Werte sind umgerechnet worden von:

$W = 2,4$ GeV	$q^2 = - 0,15$ GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup>
$W = 2,3$ GeV	$q^2 = - 0,20$ GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup>
$W = 2,35$ GeV	$q^2 = - 0,45$ GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup>
$W = 2,45$ GeV	$q^2 = - 0,35$ GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup>
$W = 2,5$ GeV	$q^2 = - 0,35$ GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup>
$W = 2,6$ GeV	$q^2 = - 0,25$ GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup>
$W = 2,7$ GeV	$q^2 = - 0,175$ GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup>
$W = 2,6$ GeV	$q^2 = - 0,45$ GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup>
$W = 2,7$ GeV	$q^2 = - 0,35$ GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup>
$W = 2,8$ GeV	$q^2 = - 0,25$ GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup>
$W = 2,9$ GeV	$q^2 = - 0,20$ GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup>

Die gestrichelte Linie gibt Photoproduktionsdaten<sup>26</sup> wieder.

Abbildung 17

Vergleich der Wirkungsquerschnitte der Reaktionen

$\pi^- \Delta^{++}$  und  $\pi^+ \Delta^0$

$q^2$ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnittsanteile

$$\frac{d\sigma_u}{d(t-t_{\min})} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{d(t-t_{\min})}, \quad \frac{d\sigma_I}{d(t-t_{\min})} \quad \text{und} \quad \frac{d\sigma_P}{d(t-t_{\min})}$$

für feste Werte von  $W$  und  $t-t_{\min}$ :

$$W = 2,23 \text{ GeV} \quad t-t_{\min} = - 0,4 \text{ GeV}^2/c^2$$

Theoretische Vorhersagen des Vektormeson-Dominanz-Modells

sind für  $\pi^- \Delta^{++}$  als langgestrichelte und für  $\pi^+ \Delta^0$  als

kurzgestrichelte Linien eingezeichnet.

Abbildung 18 W-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts  $\frac{d\bar{\sigma}}{d(t-t_{\min})}$   
 der Reaktion  $\pi^+\Delta^0$  für feste Werte von  
 $q^2$  und  $t-t_{\min}$ :  
 $q^2 = -0,2; -0,3; -0,4; -0,5; -0,6; -0,7 \text{ GeV}^2/c^2$   
 $t-t_{\min} = -0,05 \text{ GeV}^2/c^2$

Abbildung 19  $q^2$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts  $\frac{d\bar{\sigma}}{d(t-t_{\min})}$   
 der Reaktion  $\pi^+\Delta^0$  für feste Werte von  
 $W$  und  $t-t_{\min}$ :  
 $W = 2,1; 2,2; 2,3; 2,4; 2,5; 2,6 \text{ GeV}$   
 $t-t_{\min} = -0,05 \text{ GeV}^2/c^2$

Abbildung 20  $t$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts  $\frac{d\bar{\sigma}}{dt}$   
 der Reaktion  $\pi^+\Delta^0$  für feste Werte von  $q^2$  und  $W$ .  
 Die Werte sind umgerechnet worden von:

$W = 2,5 \text{ GeV}$	$q^2 = -0,35 \text{ GeV}^2/c^2$
$W = 2,6 \text{ GeV}$	$q^2 = -0,25 \text{ GeV}^2/c^2$
$W = 2,7 \text{ GeV}$	$q^2 = -0,175 \text{ GeV}^2/c^2$
$W = 2,6 \text{ GeV}$	$q^2 = -0,45 \text{ GeV}^2/c^2$
$W = 2,7 \text{ GeV}$	$q^2 = -0,35 \text{ GeV}^2/c^2$
$W = 2,8 \text{ GeV}$	$q^2 = -0,25 \text{ GeV}^2/c^2$
$W = 2,9 \text{ GeV}$	$q^2 = -0,20 \text{ GeV}^2/c^2$

Die gestrichelte Linie gibt den mittleren Verlauf  
 der Daten aus der Reaktion  $\pi^-\Delta^{++}$  wieder.

Die dünn gestrichelten Linien verbinden Punkte,  
 die von gleichen  $q^2$ - und  $W$ -Werten umgerechnet wurden.

Tabelle 1 W-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für feste Werte von  $q^2$  und  $t-t_{\min}$

$E_o$	$\epsilon$	$ q^2 $	$ t-t_{\min} $	W	Wirkungsquerschnitt für $\pi^- \Delta^{++}$ + Untergrd.						Wirkungsquerschnitt für $\pi^- \Delta^{++}$						Strahlungskorrektur		
					A	stat. Fehl.	B	stat. Fehl.	C	stat. Fehl.	An- teil von $\pi^- \Delta^{++}$	BW Fak- tor	A	stat. Fehl.	B	stat. Fehl.		C	stat. Fehl.
GeV		$\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	$\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	GeV	$\frac{\mu\text{b}}{(\text{GeV}/c)^2}$		$\frac{\mu\text{b}}{(\text{GeV}/c)^2}$		$\frac{\mu\text{b}}{(\text{GeV}/c)^2}$		$P_{\Delta^{++}}$	$F_{BW}$	$\frac{\mu\text{b}}{(\text{GeV}/c)^2}$		$\frac{\mu\text{b}}{(\text{GeV}/c)^2}$		$\frac{\mu\text{b}}{(\text{GeV}/c)^2}$		%
4.0	0.80	0.30	0.03	2.05	26.4	1.5	2.0	1.3	-4.0	2.3	.60 $\pm .05$	1.357	21.5	1.3	1.8	1.1	-3.5	2.1	8.0
	0.76			2.12	24.1	1.5	4.8	1.5	1.5	2.7			21.2	1.4	4.2	1.3	1.3	2.4	7.7
	0.74			2.17	18.0	1.9	7.5	2.0	-3.6	3.1			15.7	1.7	6.6	1.7	-3.1	2.7	7.6
4.9	0.82	0.55	0.04	2.13	11.3	1.5	2.0	1.3	1.0	1.7	.52 $\pm .05$	1.336	8.6	1.1	1.5	1.0	0.8	1.3	10.3
	0.78			2.24	10.2	0.6	2.0	0.6	0.6	1.1			7.8	0.5	1.5	0.4	0.5	0.8	9.9
	0.73			2.32	8.0	0.8	2.2	0.8	0.7	1.4			6.1	0.6	1.7	0.6	0.7	1.0	9.6
5.4	0.81	0.68	0.04	2.23	9.0	1.8	1.3	1.7	-1.2	2.3	.50 $\pm .07$	1.327	6.6	1.4	0.9	1.2	-0.9	1.7	11.1
	0.78			2.30	6.5	0.6	1.3	0.5	-0.2	1.0			4.8	0.4	1.0	0.4	-0.1	0.7	10.8
	0.75			2.38	4.8	0.7	1.0	0.7	-0.5	1.3			3.5	0.5	0.7	0.5	-0.4	0.9	10.5

$$A = d\sigma_u/d(t-t_{\min}) + \epsilon d\sigma_L/d(t-t_{\min})$$

$$B = d\sigma_I/d(t-t_{\min})$$

$$C = d\sigma_T/d(t-t_{\min})$$

Tabelle 2  $t-t_{\min}$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für feste Werte von  $q^2$  und  $W$

$E_o$	$\epsilon$	$ q^2 $	$ t-t_{\min} $	$W$	Wirkungsquerschnitt für $\pi^- \Delta^{++}$ + Untergrd.						Wirkungsquerschnitt für $\pi^- \Delta^{++}$						Strahlungs-korrektur		
					A	stat. Fehl.	B	stat. Fehl.	C	stat. Fehl.	An- teil von $\pi^- \Delta^{++}$	BW Fak- tor	A	stat. Fehl.	B	stat. Fehl.		C	stat. Fehl.
GeV		$\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	$\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	GeV	$\frac{\mu\text{b}}{(\text{GeV}/c)^2}$		$\frac{\mu\text{b}}{(\text{GeV}/c)^2}$		$\frac{\mu\text{b}}{(\text{GeV}/c)^2}$		$P_{\Delta^{++}}$	$F_{\text{BW}}$	$\frac{\mu\text{b}}{(\text{GeV}/c)^2}$		$\frac{\mu\text{b}}{(\text{GeV}/c)^2}$		$\frac{\mu\text{b}}{(\text{GeV}/c)^2}$		%
4.0	0.78	0.30	0.004	2.10	33.4	1.6	4.0	1.4	0.8	2.8	.60 $\pm .05$	1.357	29.4	1.4	3.5	1.2	0.8	2.5	8.1
			0.012		31.1	1.9	4.9	2.4	-0.7	2.7			27.3	1.7	4.3	2.2	-0.6	2.3	8.0
			0.023		27.0	1.9	8.1	1.8	-2.6	3.6			23.7	1.7	7.1	1.6	-2.3	3.2	7.9
			0.045		19.5	2.2	6.5	2.0	-5.9	4.1			17.1	1.9	5.7	1.8	-5.2	3.6	7.7
4.9	0.78	0.55	0.008	2.23	13.0	0.7	1.8	0.6	1.5	1.2	.52 $\pm .05$	1.336	10.0	0.5	1.4	0.5	1.2	0.9	10.3
			0.023		11.3	0.8	3.2	0.7	0.3	1.4			8.7	0.6	2.4	0.6	0.3	1.1	10.1
			0.040		10.5	1.0	3.4	0.9	2.2	1.6			8.0	0.8	2.6	0.7	1.7	1.2	10.0
			0.065		9.7	1.5	3.0	1.4	1.1	2.4			7.4	1.2	2.3	1.1	0.9	1.9	9.8
5.4	0.78	0.68	0.008	2.30	7.5	0.6	1.2	0.5	1.0	1.1	.50 $\pm .07$	1.327	5.5	0.5	0.9	0.4	0.7	0.8	11.3
			0.020		7.4	1.0	1.1	0.9	-1.6	1.8			5.5	0.7	0.8	0.6	-1.2	1.3	11.2
			0.033		6.7	0.9	-0.2	0.8	-2.2	1.6			4.9	0.7	-0.2	0.6	-1.6	1.2	11.0
			0.060		5.3	1.1	1.0	1.0	-0.6	1.8			3.9	0.8	0.7	0.7	-0.5	1.3	10.8

$$A = d\sigma_u/d(t-t_{\min}) + \epsilon d\sigma_L/d(t-t_{\min})$$

$$B = d\sigma_I/d(t-t_{\min})$$

$$C = d\sigma_T/d(t-t_{\min})$$

Tabelle 3  $q^2$ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für feste Werte von  $W$  und  $t-t_{\min}$

$E_0$ GeV	$\epsilon$	$ q^2 $ GeV <sup>2</sup> c <sup>2</sup>	$ t-t_{\min} $ GeV <sup>2</sup> c <sup>2</sup>	$W$ GeV	Wirkungsquerschnitt für $\pi^- \Delta^{++}$ + Untergrd.						Wirkungsquerschnitt für $\pi^- \Delta^{++}$						Strahlungs- korrek- tur %		
					A	stat. Fehl.	B	stat. Fehl.	C	stat. Fehl.	An- teil von $\pi^- \Delta^{++}$ $P_{\Delta^{++}}$	BW Fak- tor $F_{BW}$	A	stat. Fehl.	B	stat. Fehl.		C	stat. Fehl.
					$\frac{\mu b}{(\text{GeV}/c)^2}$		$\frac{\mu b}{(\text{GeV}/c)^2}$		$\frac{\mu b}{(\text{GeV}/c)^2}$				$\frac{\mu b}{(\text{GeV}/c)^2}$		$\frac{\mu b}{(\text{GeV}/c)^2}$			$\frac{\mu b}{(\text{GeV}/c)^2}$	
4.0	0.79	0.230	0.03	2.10	30.7	1.5	4.8	1.4	1.1	2.5	.60 ±.05	1.357	26.9	1.4	4.2	1.3	1.0	2.2	7.4
	0.78	0.310			24.9	1.4	2.6	1.3	-3.0	2.6			21.9	1.2	2.3	1.1	-2.7	2.2	7.8
	0.76	0.380			18.9	1.5	3.6	1.4	0.8	2.5			16.7	1.3	3.2	1.2	0.7	2.2	8.2
4.9	0.80	0.440	0.04	2.23	12.8	1.0	3.2	0.9	1.3	1.7	.52 ±.05	1.336	9.8	0.8	2.4	0.7	1.0	1.3	9.6
	0.79	0.515			10.6	0.7	3.1	0.6	1.3	1.2			8.1	0.5	2.4	0.5	1.0	0.9	9.9
	0.77	0.625			7.8	0.6	0.6	0.5	-0.3	0.9			6.0	0.4	0.4	0.4	-0.2	0.7	11.1
5.4	0.79	0.615	0.04	2.30	8.2	0.6	1.3	0.6	-0.9	1.1	.50 ±.07	1.327	6.0	0.5	0.9	0.4	-0.6	0.8	9.9
	0.77	0.740			4.5	0.4	-0.1	0.4	-0.4	0.8			3.3	0.3	-0.04	0.3	-0.3	0.6	11.1

$$A = d\sigma_u/d(t-t_{\min}) + \epsilon d\sigma_L/d(t-t_{\min})$$

$$B = d\sigma_I/d(t-t_{\min})$$

$$C = d\sigma_T/d(t-t_{\min})$$

Tabelle 4  $q^2$ - und  $W$ -Abhängigkeiten des Wirkungsquerschnitts  $\frac{d\bar{\sigma}(q^2, W)}{d(t-t_{\min})}$  für einen festen  $t-t_{\min}$ -Wert

$E_0$ GeV	$\epsilon$	$ q^2 $ $\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	$ t-t_{\min} $ $\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	$W$ GeV	Wirkungsquerschnitt für $\pi^- \Delta^{++}$ + Untergrund		Antl. von $\pi^- \Delta^{++}$ $P_{\Delta^{++}}$	BW Faktor $F_{BW}$	Wirkungsquerschnitt für $\pi^- \Delta^{++}$		Strahlungs- korrektur %
					$\frac{d\bar{\sigma}}{d(t-t_{\min})}$ $\frac{\mu\text{b}}{(\text{GeV}/c)^2}$	stat. Fehl.			$\frac{d\bar{\sigma}}{d(t-t_{\min})}$ $\frac{\mu\text{b}}{(\text{GeV}/c)^2}$	stat. Fehl.	
4.0	0.80	0.20	0.05	2.10	35.7	3.2	.58 $\pm .05$	1.385	30.6	2.8	7.0
	0.78	0.30			27.7	2.6			23.9	2.3	7.6
	0.76	0.40		21.8	4.3	18.8			3.7	8.1	
	0.75	0.20		2.20	30.3	1.3			25.8	1.1	6.7
	0.73	0.30			19.4	1.4			16.6	1.2	7.3
4.9	0.80	0.50	2.30	10.3	1.9	9.1	1.7	9.8			
4.0	0.70	0.20		21.8	1.0	18.5	0.9	6.3			
4.9	0.68	0.30	2.40	16.0	1.5	13.7	1.3	6.9			
	0.76	0.40		15.1	1.3	13.2	1.1	9.1			
	0.75	0.50		12.3	1.3	10.8	1.1	9.5			
	0.79	0.60		10.3	2.0	9.2	1.8	10.7			
	0.78	0.70		5.4	1.3	4.8	1.1	10.9			
4.9	0.72	0.30	2.50	13.0	1.2	11.3	1.1	8.3			
	0.71	0.40		13.4	0.9	11.7	0.8	8.7			
	0.69	0.50		10.7	1.1	9.2	1.0	9.6			
	0.76	0.50		10.3	1.2	9.2	1.0	9.6			
	0.74	0.60		7.3	0.8	6.5	0.7	10.3			
4.9	0.73	0.70	2.60	3.2	0.7	2.9	0.7	10.6			
	0.68	0.20		15.8	12.7	13.6	2.8	7.4			
	0.66	0.30		14.3	1.1	12.4	1.0	7.9			
	0.64	0.40		10.1	1.0	9.2	0.9	8.9			
	0.72	0.40		10.7	1.2	9.2	0.9	8.9			
5.4	0.70	0.50	2.60	7.7	0.7	6.8	0.7	9.6			
	0.69	0.60		4.7	0.7	4.2	0.7	9.9			
	0.59	0.20		10.0	8.0	8.6	2.7	7.0			
	0.57	0.30		8.9	1.9	6.8	1.6	8.0			
	0.66	0.30		6.7	2.1	6.8	1.6	8.0			
5.4	0.65	0.40	2.60	8.2	1.1	7.2	1.0	8.9			
	0.63	0.50		5.6	0.9	4.9	0.8	9.2			

Tabelle 5  $t$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts  $\frac{d\bar{\sigma}(t)}{dt}$  für feste Werte von  $W$  und  $q^2$

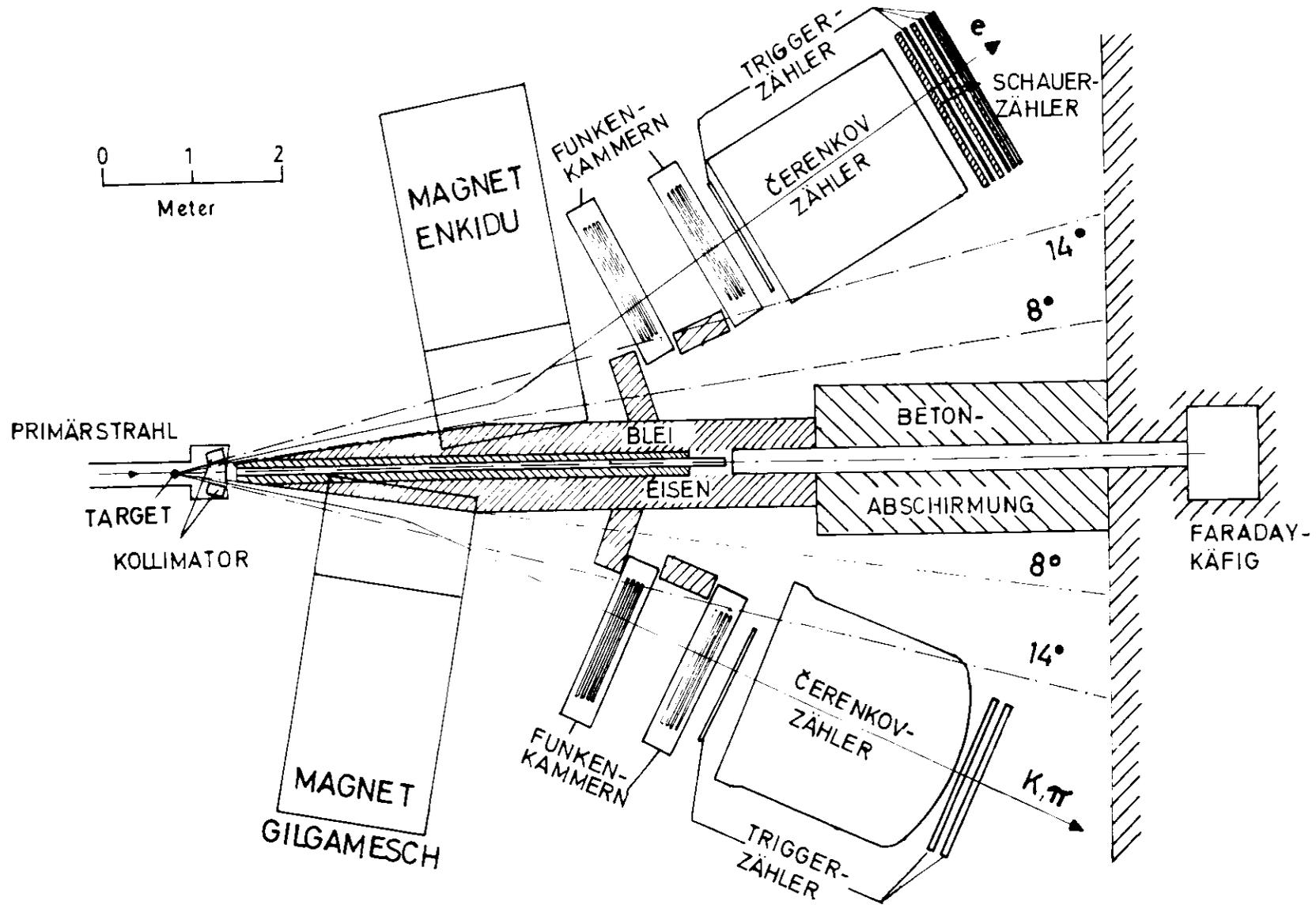
$E_o$ GeV	$\epsilon$	$ q^2 $ $\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	$ t-t_{\min} $ $\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	$W$ GeV	Wirkungsquerschnitt für $\pi^- \Delta^{++}$ + Untergrund			Wirkungsquerschnitt für $\pi^- \Delta^{++}$		Strahlungs- korrektur %	
					$\frac{d\bar{\sigma}}{d(t-t_{\min})}$	stat. Fehl.	Antl. von $\pi^- \Delta^{++}$	BW Faktor	$\frac{d\bar{\sigma}}{d(t-t_{\min})}$		stat. Fehl.
					$\frac{\mu\text{b}}{(\text{GeV}/c)^2}$		$P_{\Delta^{++}}$	$F_{\text{BW}}$	$\frac{\mu\text{b}}{(\text{GeV}/c)^2}$		
4.0	0.59	0.15	0.14	2.4	10.0	0.8	.58	1.385	8.5	0.6	5.7
	0.66	0.20	0.07	2.3	24.9	0.8					
4.9	0.73	0.45	0.02	2.35	16.6	0.9	±.05		21.2	0.7	6.6
	0.68	0.35	0.07	2.45	10.3	0.5					
4.9	0.65	0.35	0.16	2.50	4.7	0.9			9.0	0.4	9.0
			0.12		6.0	0.7					
			0.08		8.9	0.8			4.1	0.8	7.5
			0.04		14.2	1.3					
	0.58	0.25	0.23	2.60	2.7	0.4			5.2	0.7	7.7
			0.17		4.4	0.4					
	0.49	0.175	0.11	2.70	6.6	0.6			7.7	0.7	8.0
			0.32		1.1	0.3					
			0.25		1.4	0.3			12.3	1.1	8.2
			0.19		2.3	0.4					
			0.22		3.8	0.7			2.3	0.3	6.4
			0.15		1.7	0.4					
5.4	0.64	0.45	0.10	2.60	3.2	0.4			3.7	0.3	6.7
			0.06		6.6	0.6					
			0.27		1.1	0.3			5.7	0.5	6.9
			0.22		1.4	0.3					
	0.58	0.35	0.18	2.70	4.5	0.5			0.9	0.2	4.9
			0.13		2.3	0.4					
			0.13		4.9	0.7			1.2	0.2	5.2
			0.06		2.3	0.4					
	0.53	0.25	0.37	2.80	0.7	0.1			1.9	0.3	7.4
			0.29		2.2	0.4					
			0.23		1.1	0.2			1.9	0.3	7.6
			0.23		4.9	0.7					
	0.44	0.20	0.45	2.90	0.7	0.1			4.9	0.7	7.9
			0.35		0.7	0.1					
			0.29		1.1	0.2			0.6	0.1	6.0
			0.23		2.1	0.4					
			0.45		0.8	0.2			1.0	0.2	6.3
			0.35		2.1	0.4					
			0.35		1.0	0.3			1.8	0.3	6.6
			0.35		0.8	0.2					
			0.35		1.0	0.3			0.6	0.2	5.1
			0.35		0.8	0.2					
			0.35		1.0	0.3			0.9	0.2	5.6
			0.35		0.8	0.2					

Tabelle 6  $q^2$ - und W-Abhängigkeiten des Wirkungsquerschnitts  $\frac{d\bar{\sigma}(q^2, W)}{d(t-t_{\min})}$  für einen festen  $t-t_{\min}$ -Wert

$E_0$ GeV	$\epsilon$	Wirkungsquerschnitt für $\pi^- \Delta^0 + \text{Untergrund}$			Wirkungsquerschnitt für $\pi^- \Delta^0$			Strahlungs- korrektur %			
		$ q^2 $	$ t-t_{\min} $	W	$\frac{d\bar{\sigma}}{d(t-t_{\min})}$	stat. Fehl.	Antl. von $\pi^- \Delta^0$		BW Faktor	$\frac{d\bar{\sigma}}{d(t-t_{\min})}$	stat. Fehl.
		$\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	$\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	GeV	$\frac{\mu\text{b}}{(\text{GeV}/c)^2}$		$P_{\Delta^0}$		$F_{\text{BW}}$	$\frac{\mu\text{b}}{(\text{GeV}/c)^2}$	
4.0	0.78	0.30	0.05	2.10	22.9	2.9	.32	1.37	11.1	1.4	7.6
	0.75	0.20		2.20	23.2	1.0	$\pm .07$		11.2	0.5	6.7
	0.73	0.30			19.0	1.2			9.2	0.5	7.3
4.9	0.80	0.50			14.7	2.0		7.2	1.0	9.8	
4.0	0.70	0.20	2.30		19.2	0.8			9.2	0.4	6.3
	0.68	0.30			15.5	1.2		7.5	0.5	6.9	
4.9	0.76	0.40			13.5	1.1			6.7	0.5	9.1
	0.75	0.50			11.7	1.1			5.8	0.5	9.5
5.4	0.79	0.60			10.2	2.3			5.1	1.1	10.7
	0.78	0.70			5.8	1.6			2.9	0.8	10.9
4.0	0.66	0.20	2.40		16.0	1.1			7.7	0.5	6.7
	4.9	0.72		0.30		14.6	1.1			7.2	0.5
	0.71	0.40			13.1	0.8			6.4	0.4	8.7
	0.69	0.50			10.1	0.9			4.9	0.4	9.1
5.4	0.74	0.60			9.3	1.0			4.6	0.6	10.3
	0.73	0.70			4.6	0.9			2.3	0.4	10.6
4.9	0.66	0.30	2.50		11.1	0.9			5.4	0.4	7.9
	0.64	0.40			10.8	0.9			5.3	0.4	8.4
5.4	0.72	0.40			11.3	1.2			5.6	0.5	9.3
	0.70	0.50			8.8	0.8			4.4	0.4	9.6
	0.69	0.60			6.7	0.8			3.3	0.4	9.9
4.9	0.57	0.30	2.60		10.1	1.8			4.8	0.9	7.5
5.4	0.65	0.40			8.0	0.9			3.9	0.4	8.9
	0.63	0.50			6.7	0.9			3.3	0.4	9.2
	0.61	0.60			5.0	1.3			2.5	0.7	9.5

Tabelle 7 t-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts  $\frac{d\bar{\sigma}(t)}{dt}$  für feste Werte von W und  $q^2$

E <sub>0</sub> GeV	ε	q <sup>2</sup>   $\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	t-t <sub>min</sub>   $\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	W GeV	Wirkungsquerschnitt für π Δ <sup>0</sup> + Untergrund		Antl. von π Δ <sup>0</sup> P <sub>Δ<sup>0</sup></sub>	BW Faktor F <sub>BW</sub>	Wirkungs- querschnitt für π Δ <sup>0</sup>		Strahlungs- korrektur %
					$\frac{d\bar{\sigma}}{d(t-t_{\min})}$	stat. Fehl.			$\frac{d\bar{\sigma}}{d(t-t_{\min})}$	stat. Fehl.	
					$\frac{\mu\text{b}}{(\text{GeV}/c)^2}$				$\frac{\mu\text{b}}{(\text{GeV}/c)^2}$		
4.9	0.65	0.35	0.16	2.5	7.2	0.9	.32 ±.07	1.37	3.4	0.4	7.5
			0.12		9.2	0.8			4.4	0.4	7.7
			0.08		8.3	0.7			4.0	0.3	8.0
			0.04		11.8	1.0			5.7	0.5	8.2
	0.58	0.25	0.23	2.6	3.8	0.4			1.8	0.2	6.4
			0.17		5.7	0.4			2.8	0.2	6.7
			0.11		7.2	0.6			3.4	0.3	6.9
			0.04		11.8	1.0			5.7	0.5	8.2
	0.49	0.175	0.40	2.7	1.6	0.3			0.7	0.2	4.9
			0.32		2.1	0.3			1.0	0.2	5.2
			0.25		2.8	0.4			1.3	0.2	5.5
			0.19		2.9	0.5			1.4	0.3	5.7
5.4	0.64	0.45	0.22	2.6	2.8	0.4	1.4	0.2	8.1		
			0.15		3.7	0.3	1.8	0.1	8.5		
			0.10		4.5	0.4	2.2	0.2	8.8		
			0.06		7.0	0.7	3.5	0.3	9.0		
	0.58	0.35	0.27	2.7	2.2	0.3	1.1	0.1	7.2		
			0.22		2.8	0.4	1.4	0.2	7.4		
			0.18		2.9	0.4	1.4	0.2	7.6		
			0.13		3.4	0.5	1.6	0.2	7.9		
	0.53	0.25	0.37	2.8	1.6	0.2	0.7	0.1	6.0		
			0.29		1.5	0.2	0.8	0.1	6.3		
			0.23		2.4	0.3	1.2	0.2	6.6		
			0.15		3.7	0.3	1.8	0.1	8.5		
0.44	0.20	0.45	2.9	1.2	0.2	0.5	0.1	5.1			
		0.35		1.2	0.2	0.6	0.1	5.6			



Experimenteller Aufbau

Abb. 1

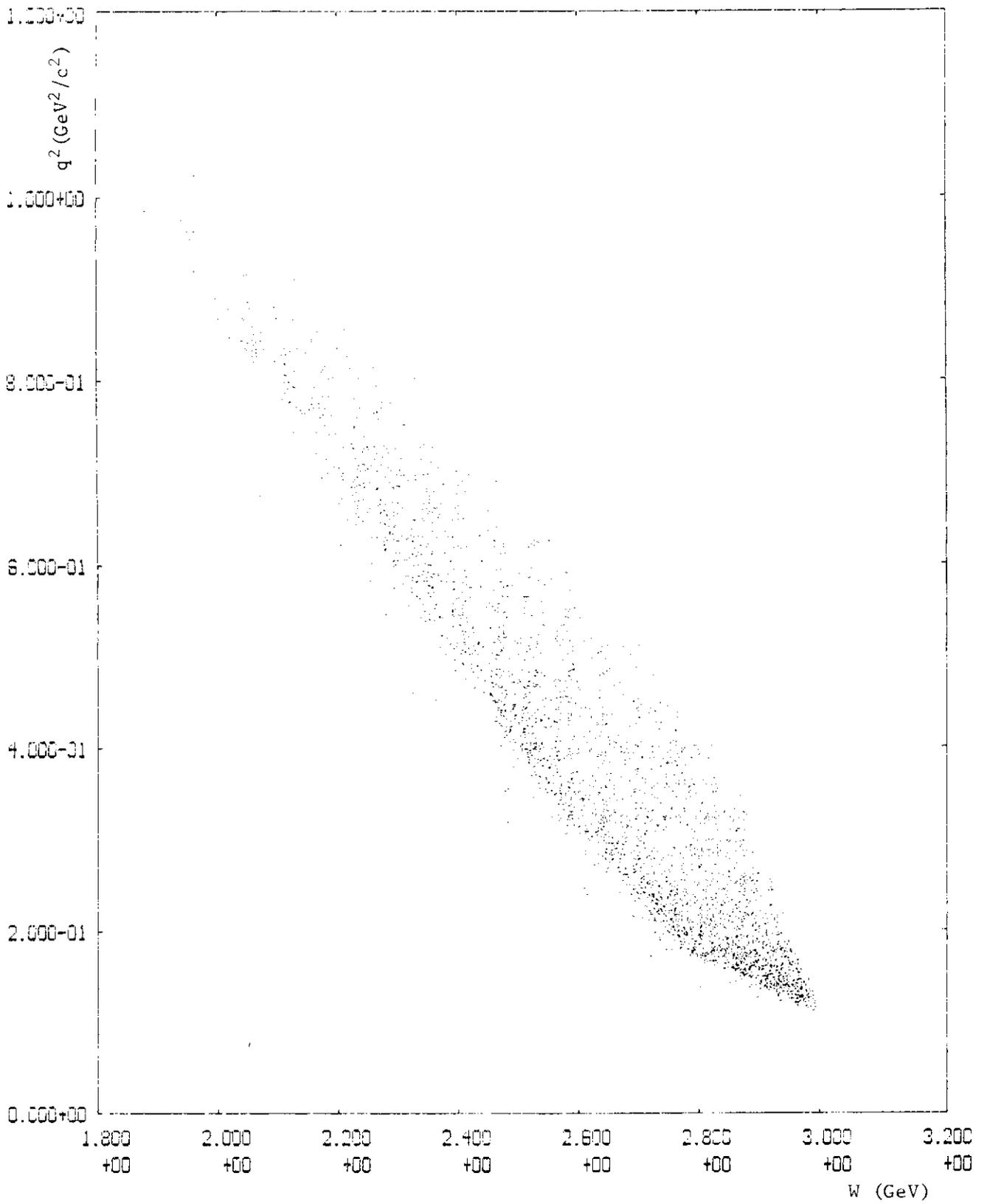
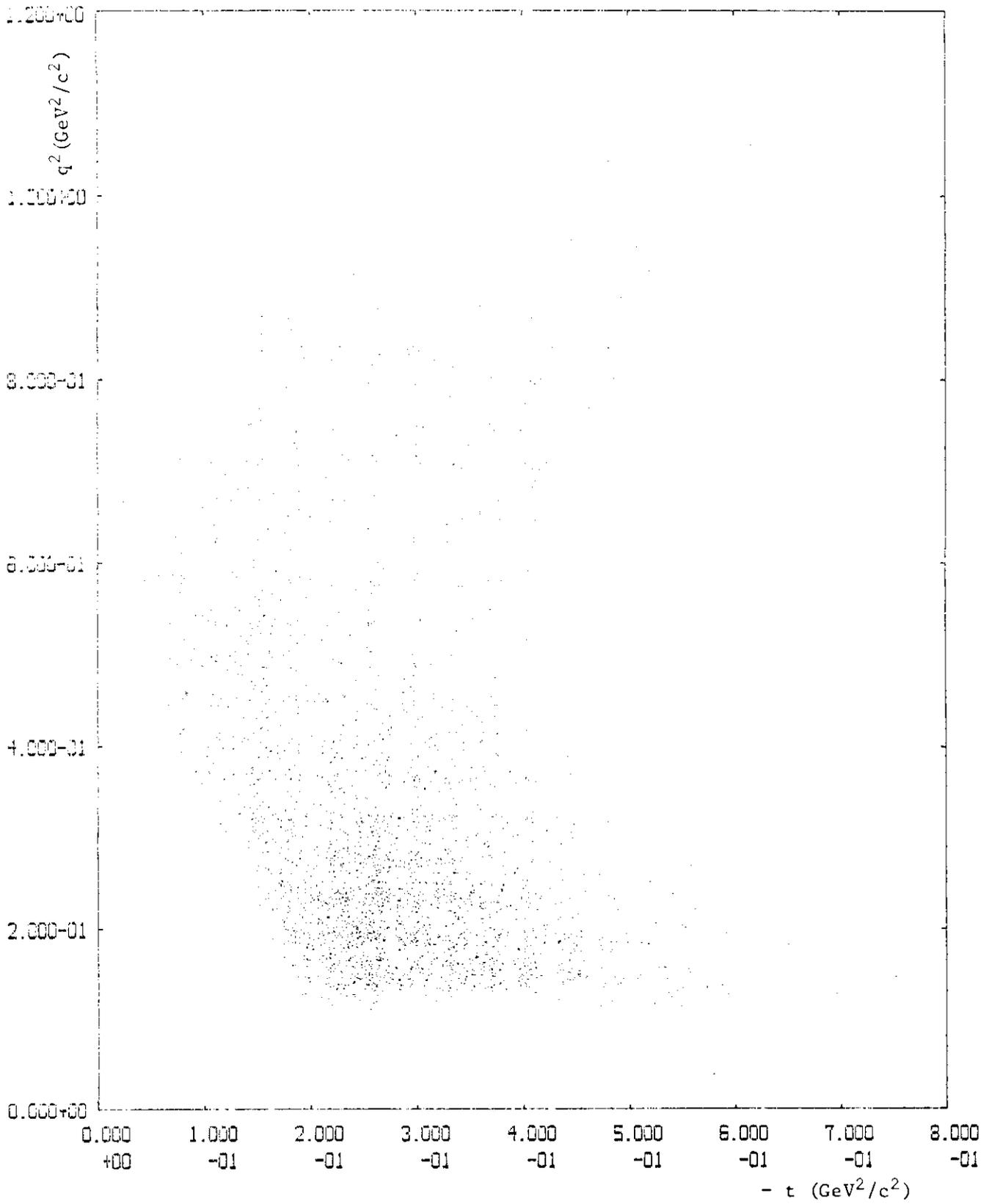
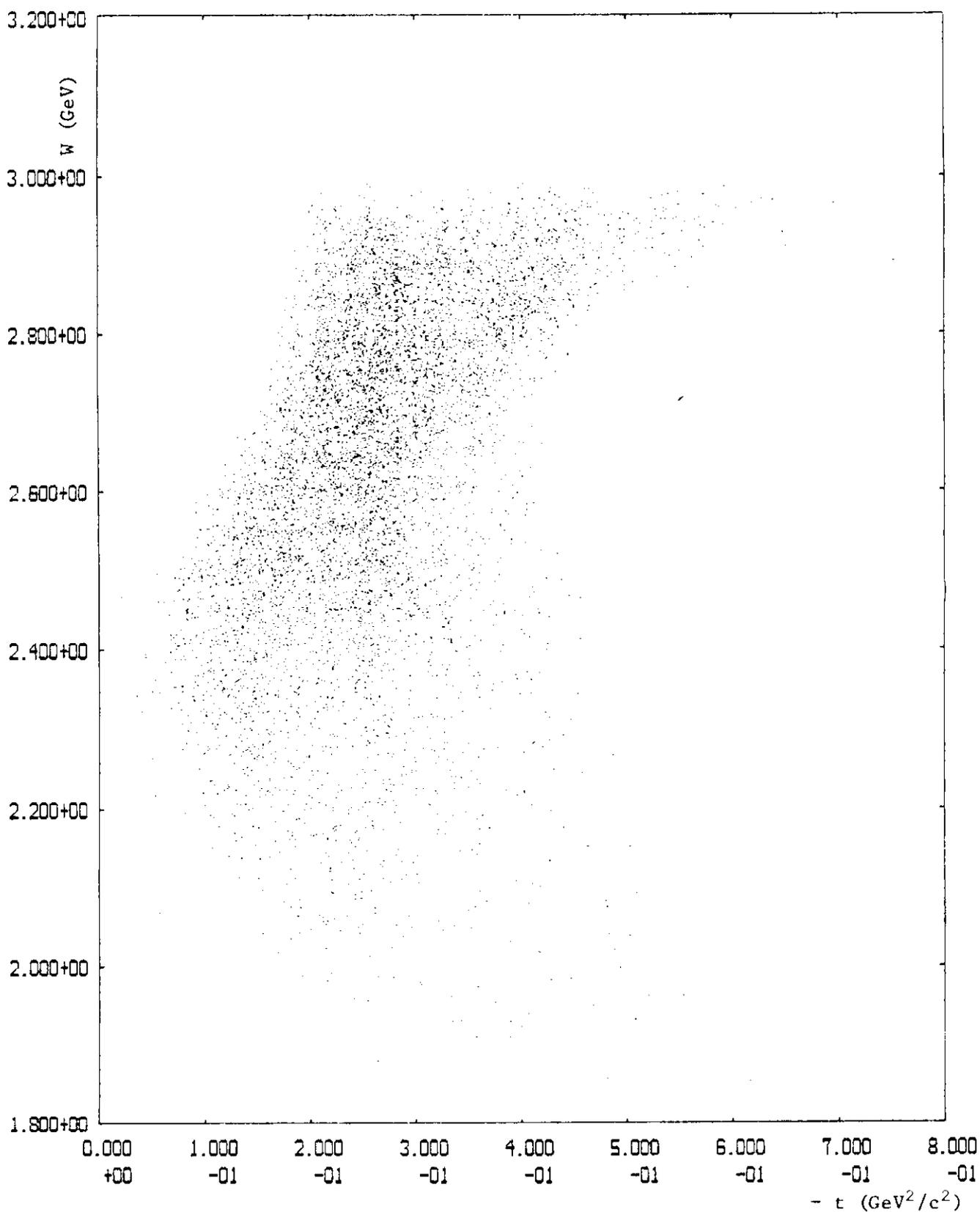


Abb. 2a



02 / T EO = 5.4 DEU

Abb. 2b



W / T  $E_0 = 5.4$  GEV

Abb. 2c

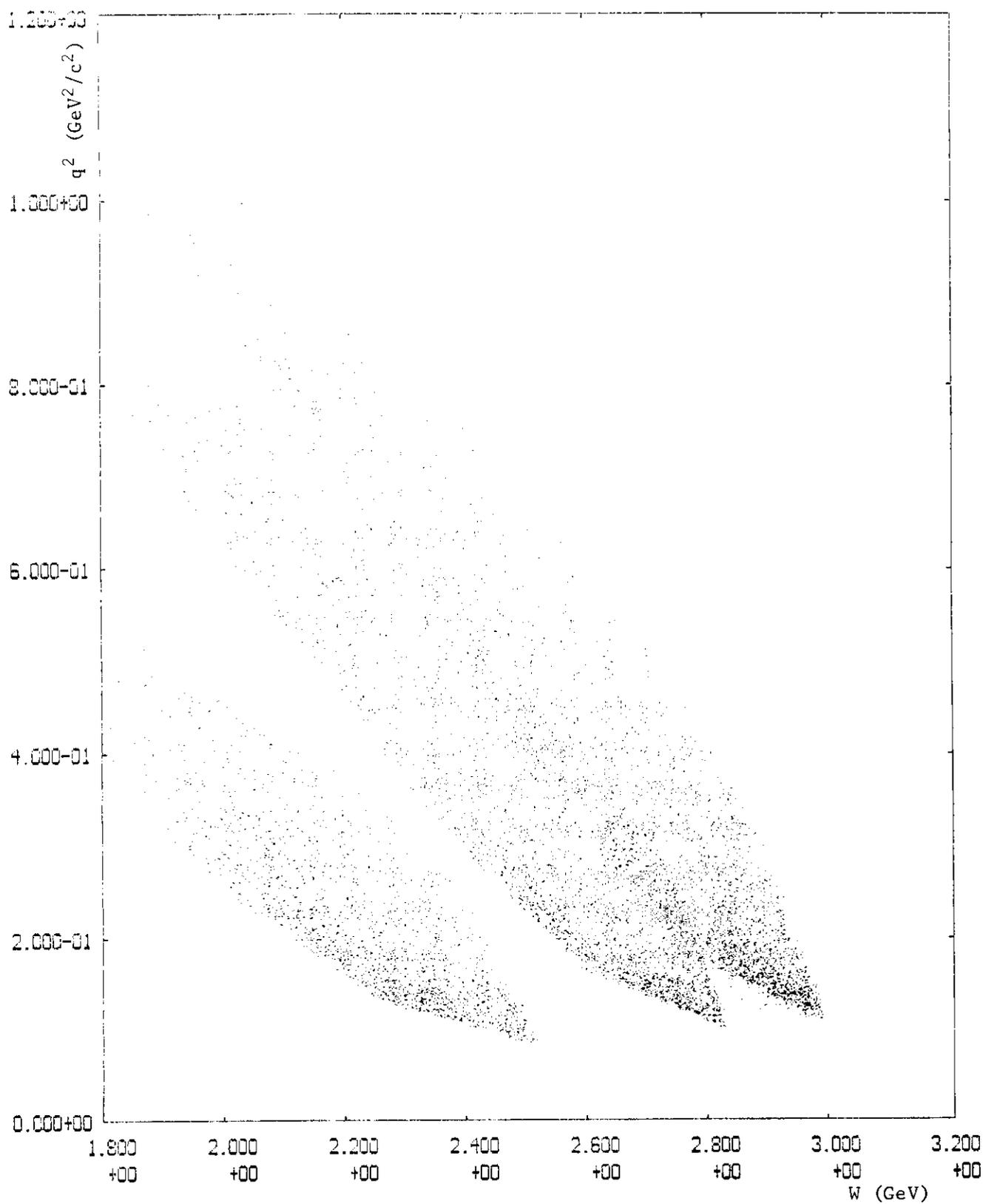
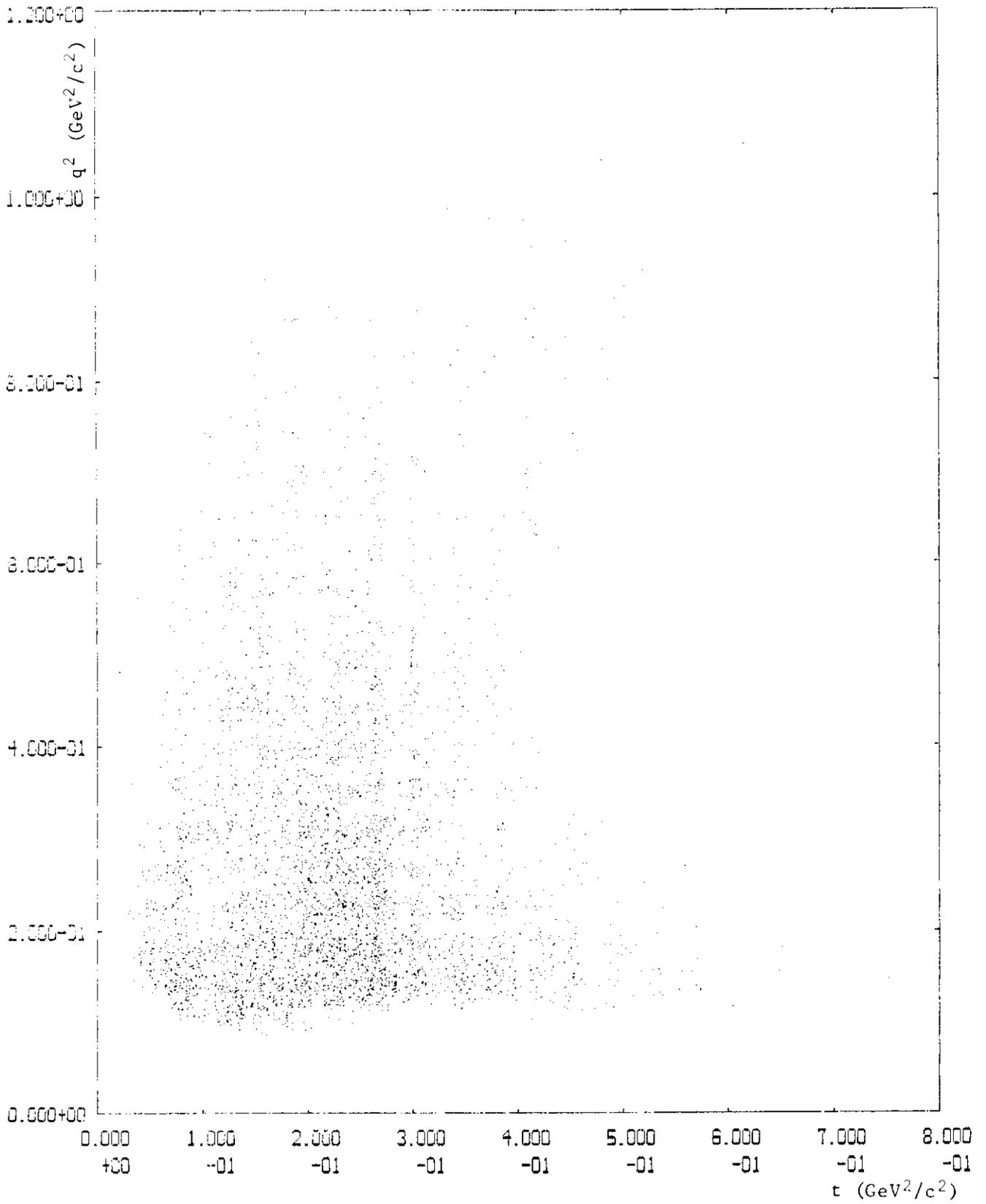


Abb. 3



Q2 / T E0 = 4.0, 4.9, 5.4 GEV

Abb. 4

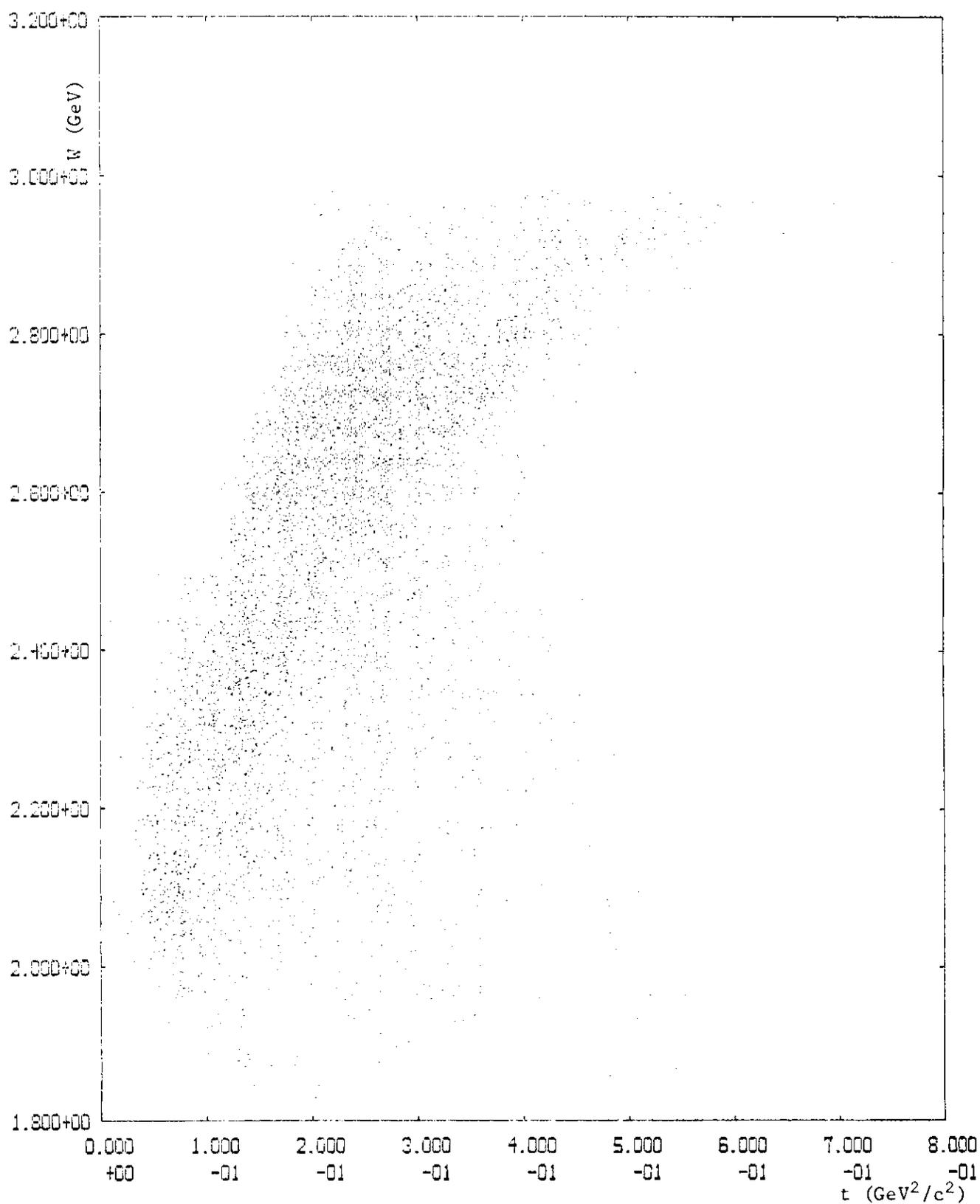


Abb. 5

Intensitätsverteilung des Positronenstrahls von 4.9 GeV  
horizontaler und vertikaler Schnitt

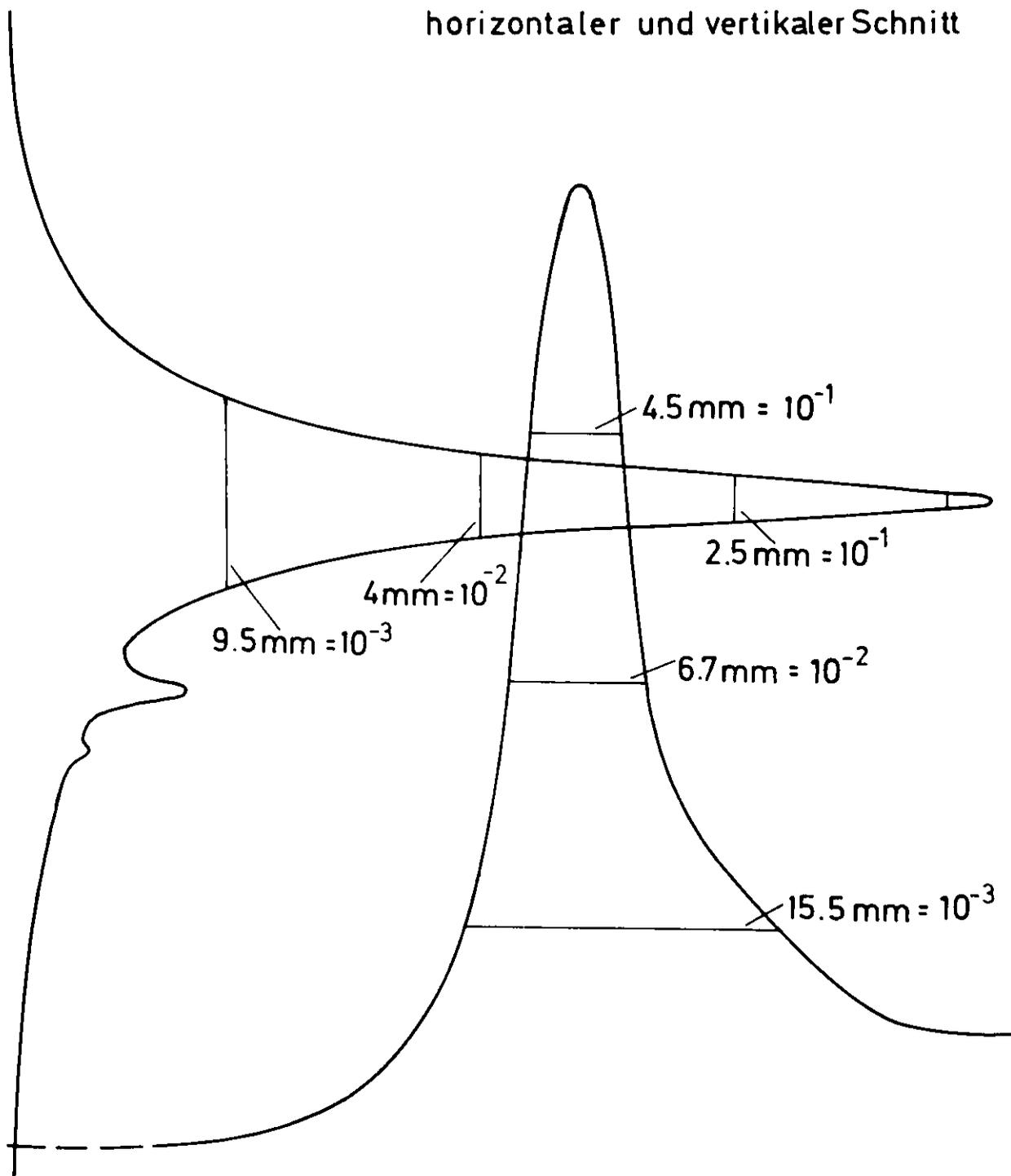


Abb. 6

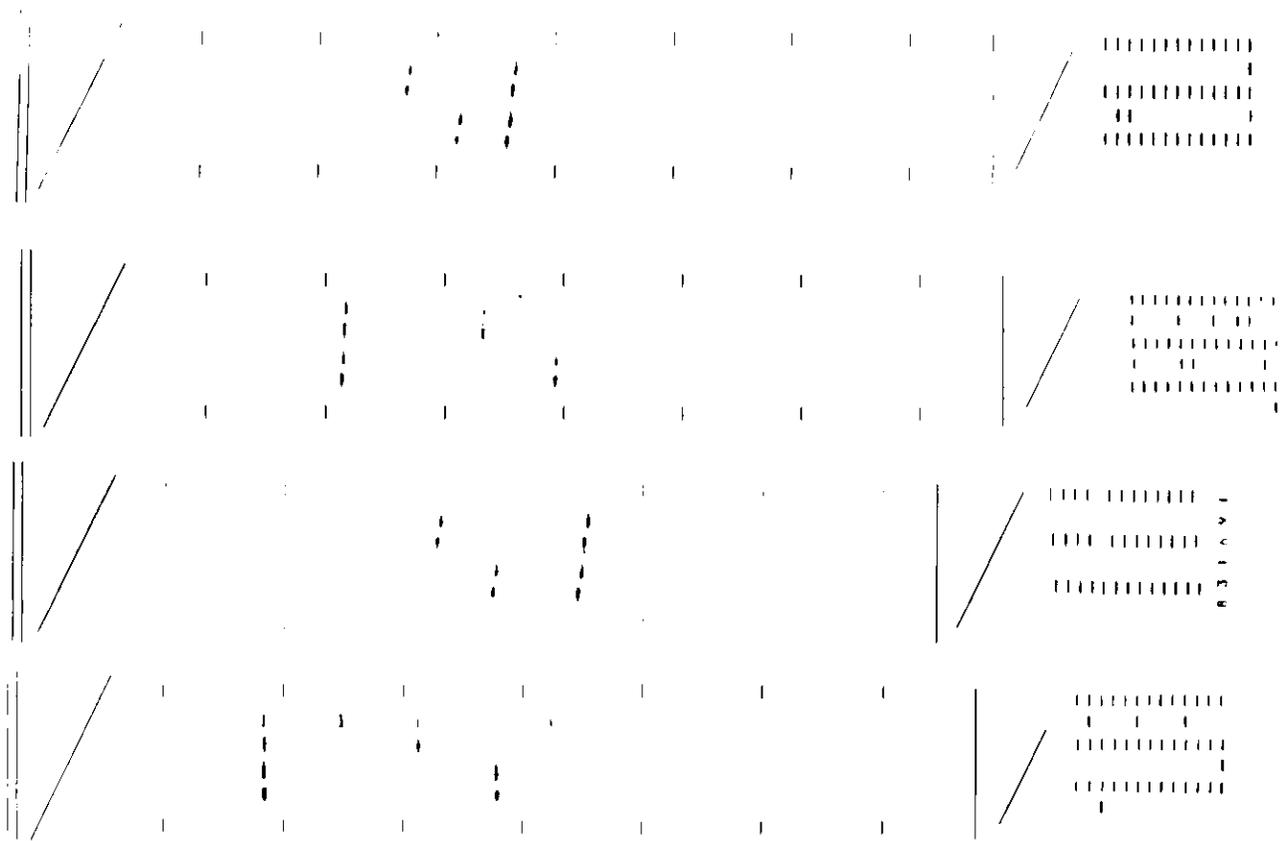


Abb. 7 Aufnahme eines Ereignisses in den vier Funkenkammern

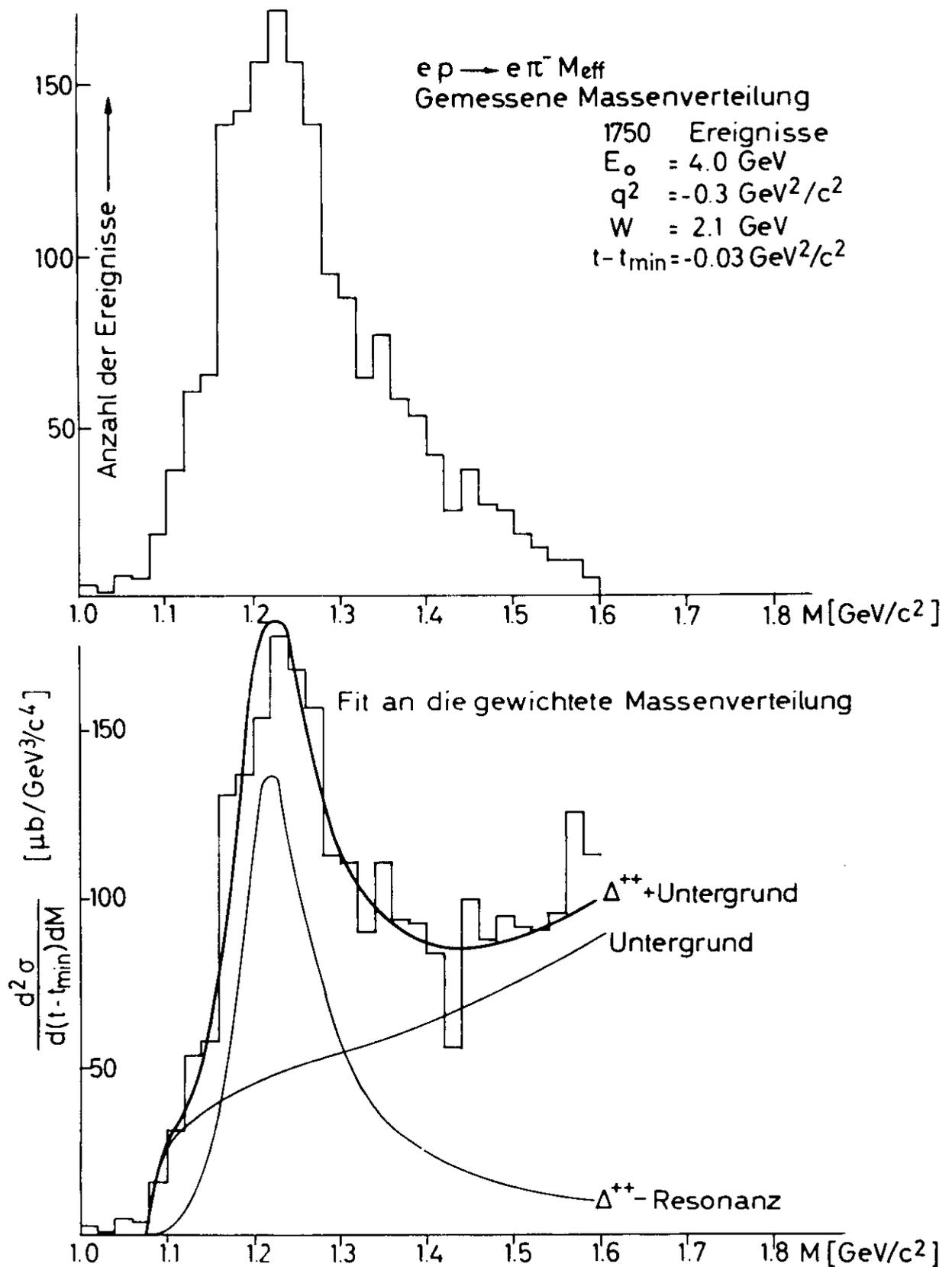


Abb.8a

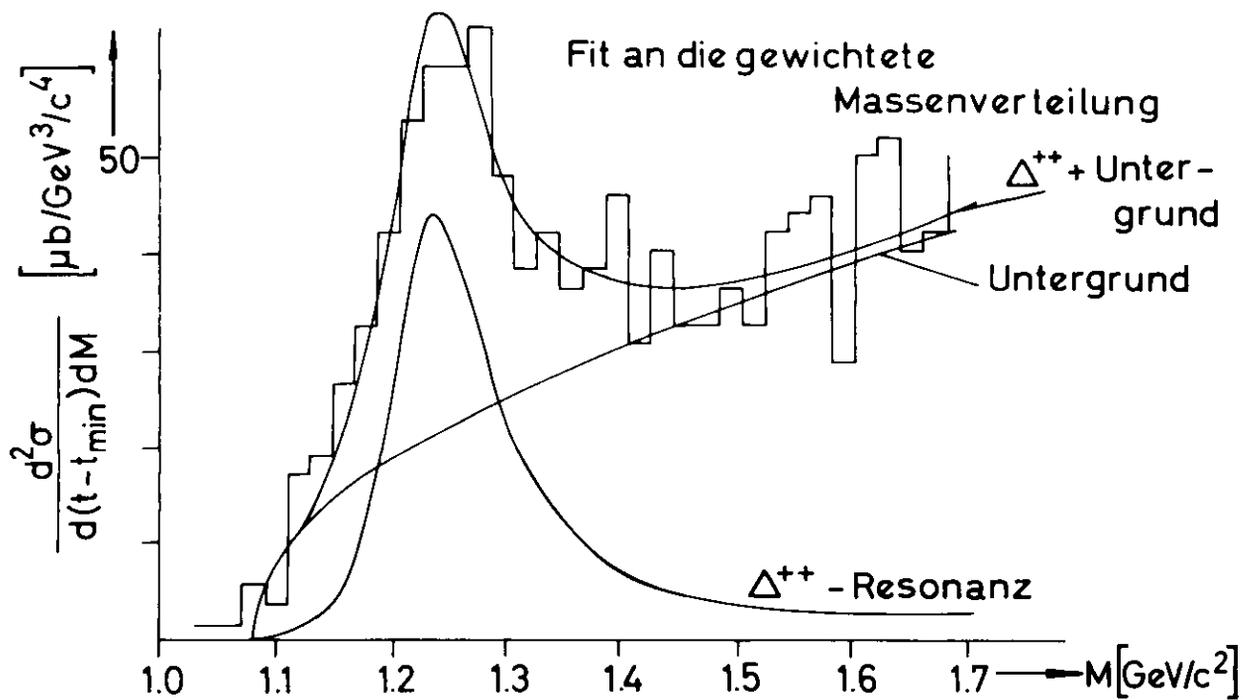
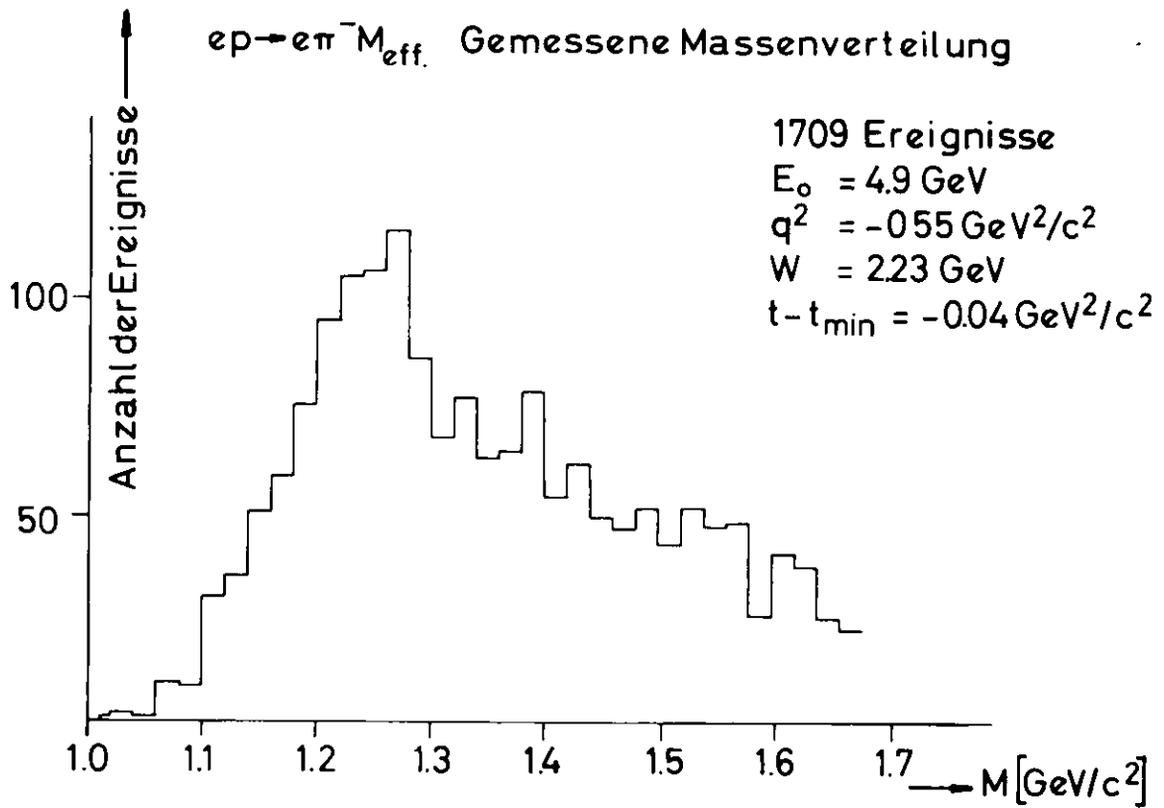


Abb. 8b

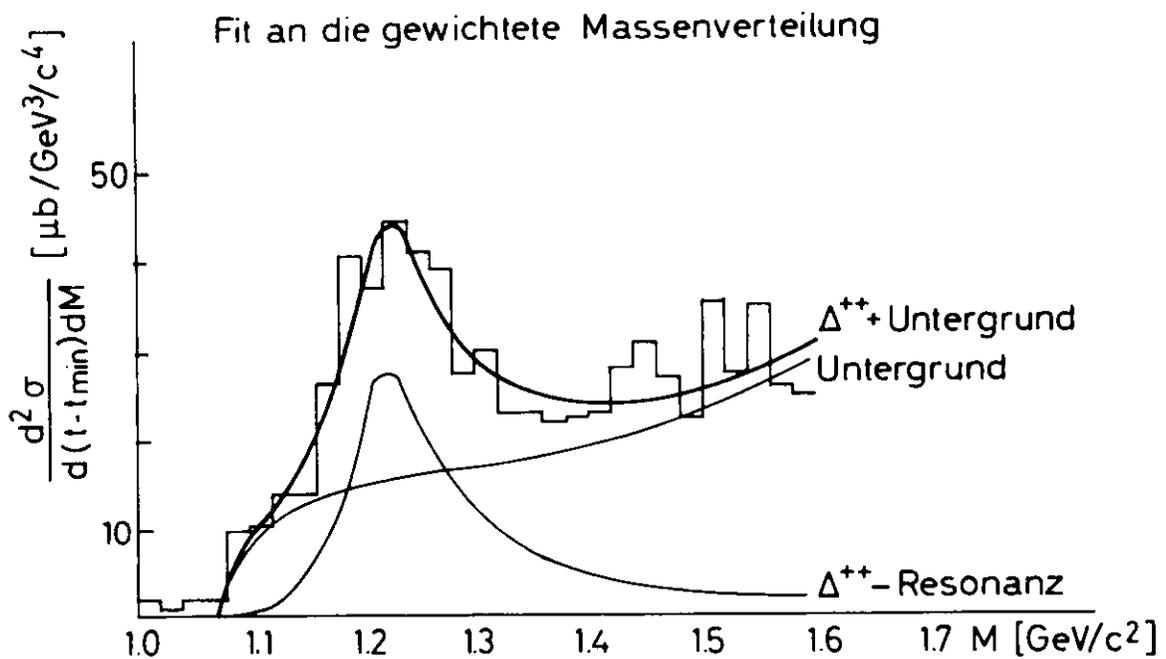
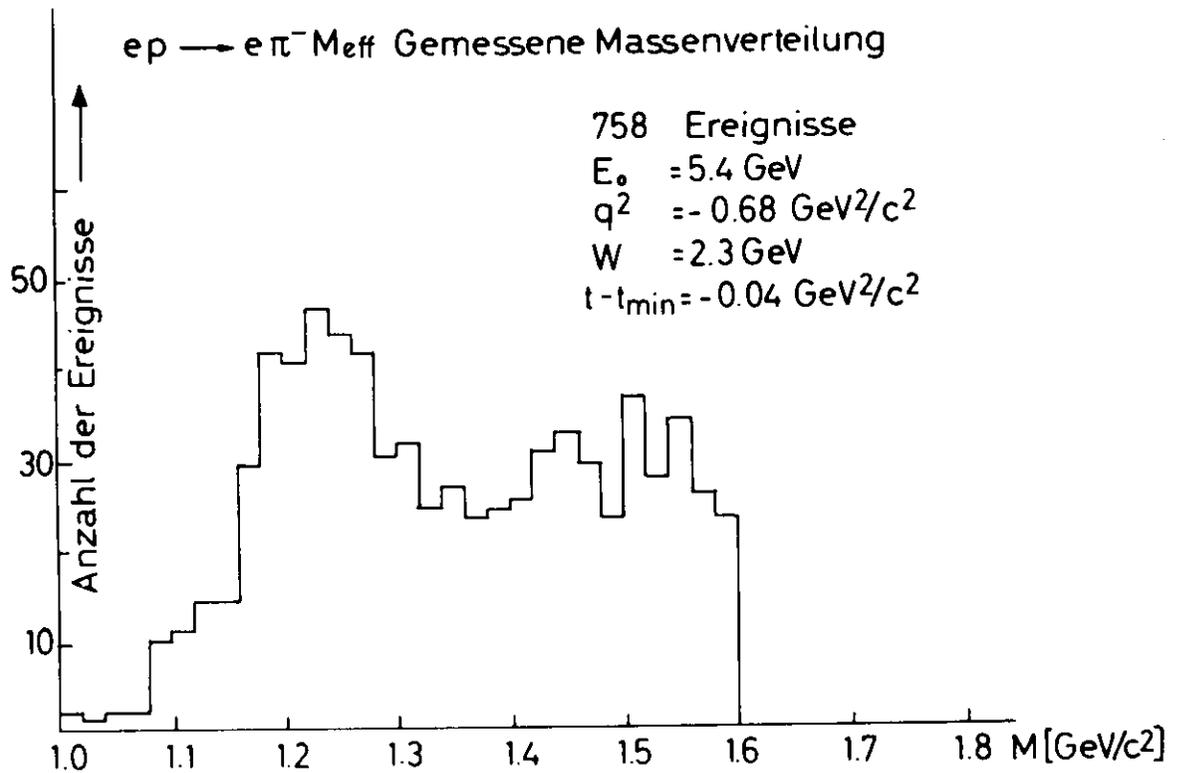
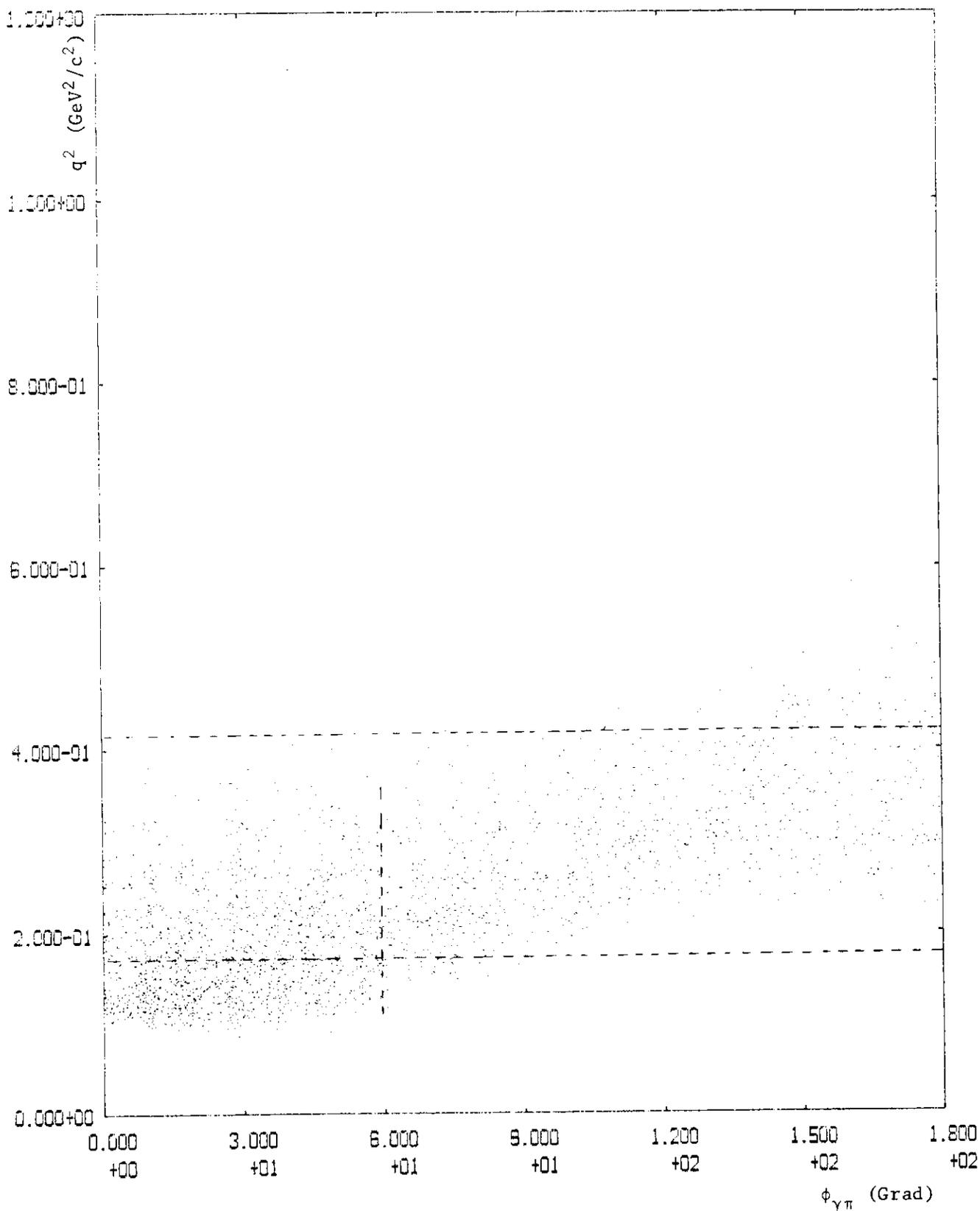
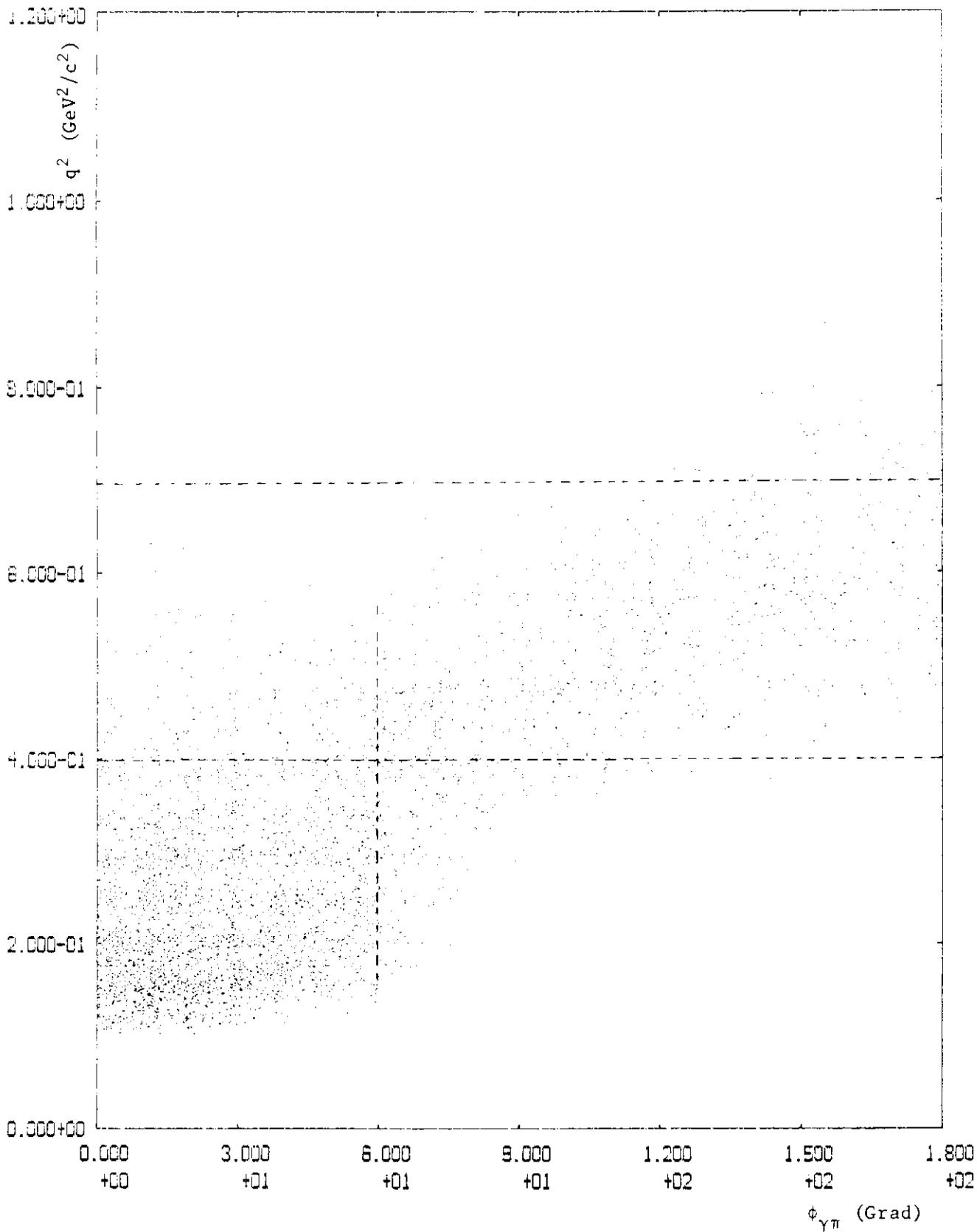


Abb. 8c



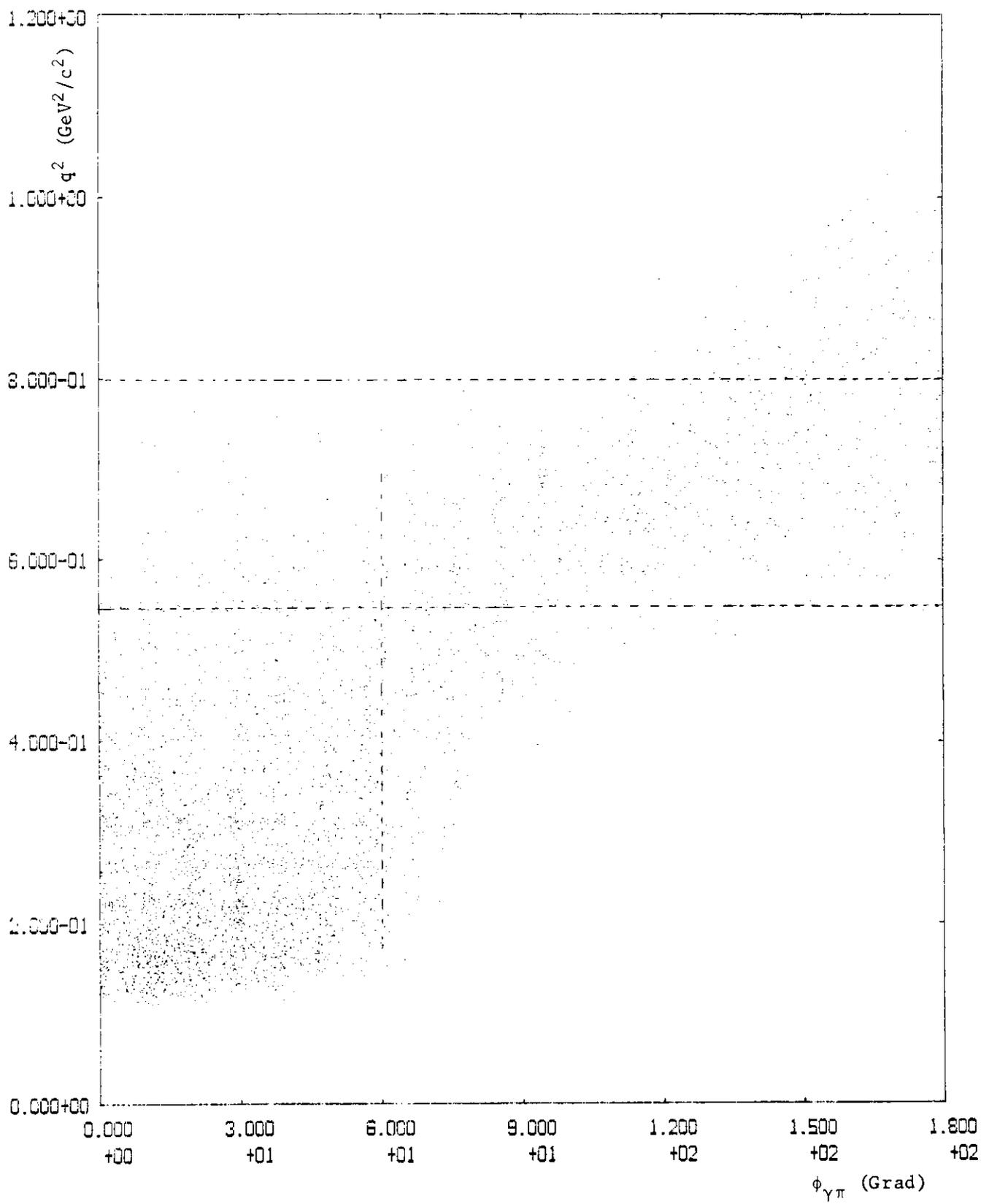
Q2 / PHI EO = 4.0 GEV

Abb. 9a



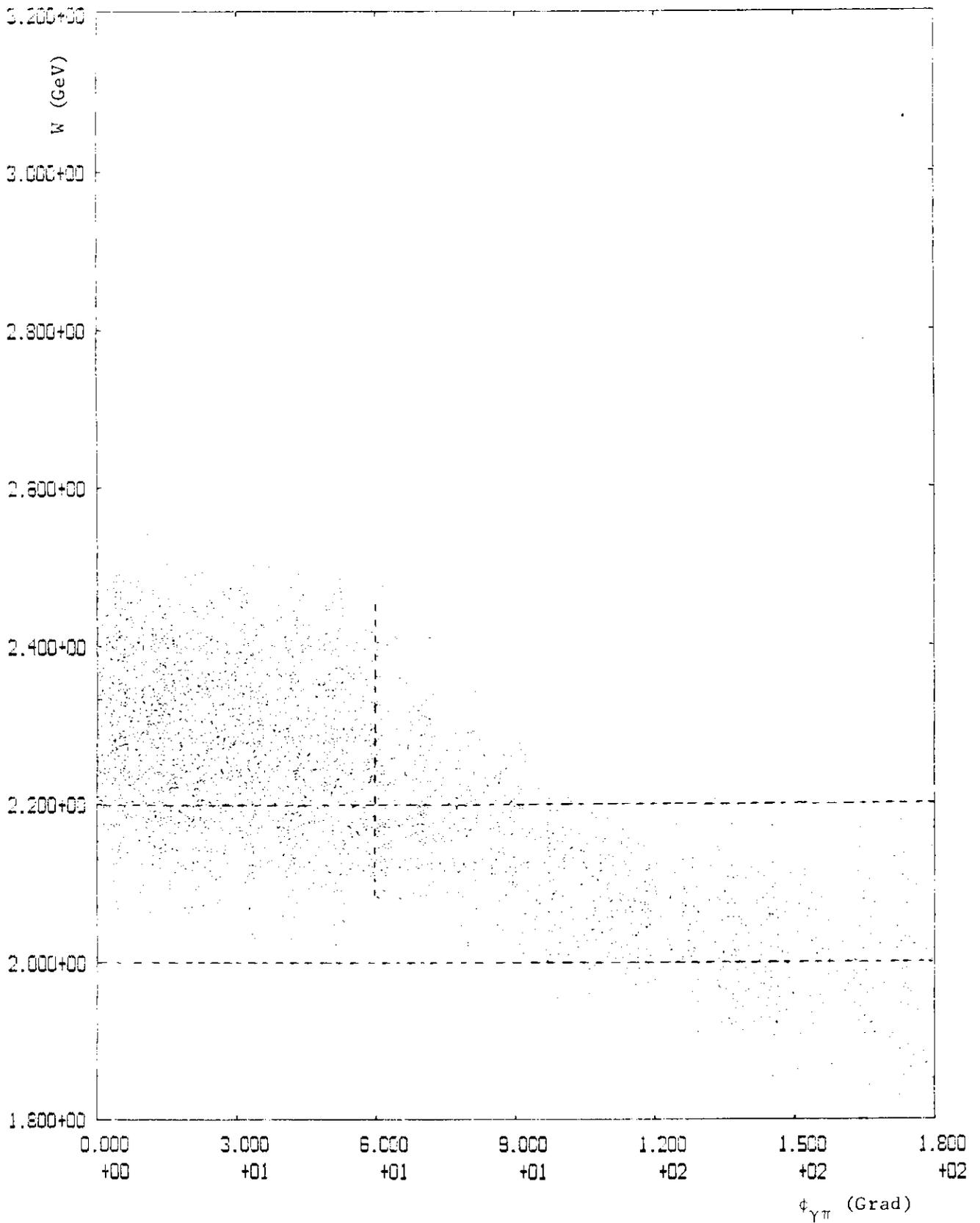
Q2 / PHI E0 = 4.9 GEV

Abb. 9b



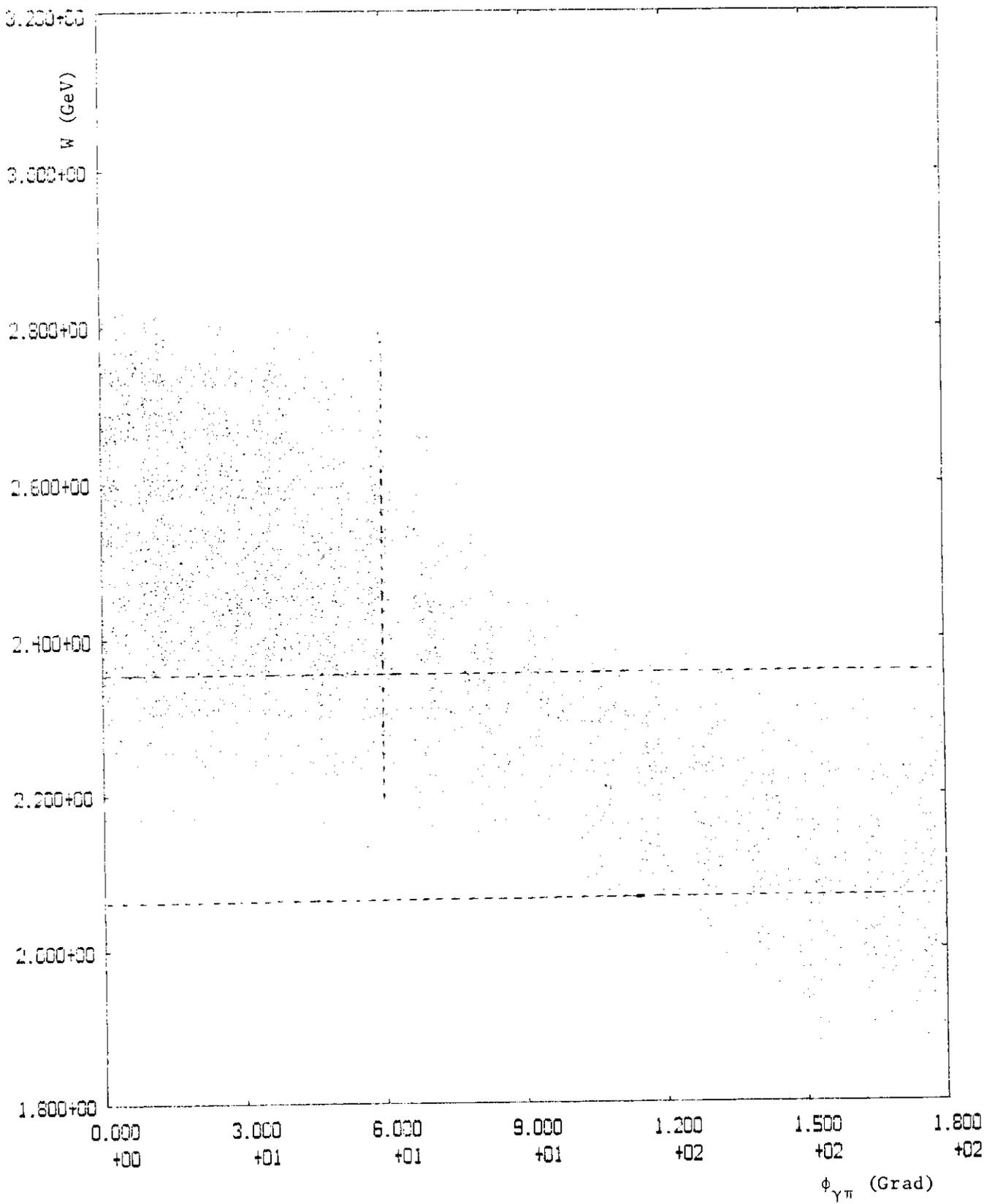
02 / PHI EO = 5.4 GEV

Abb. 9c

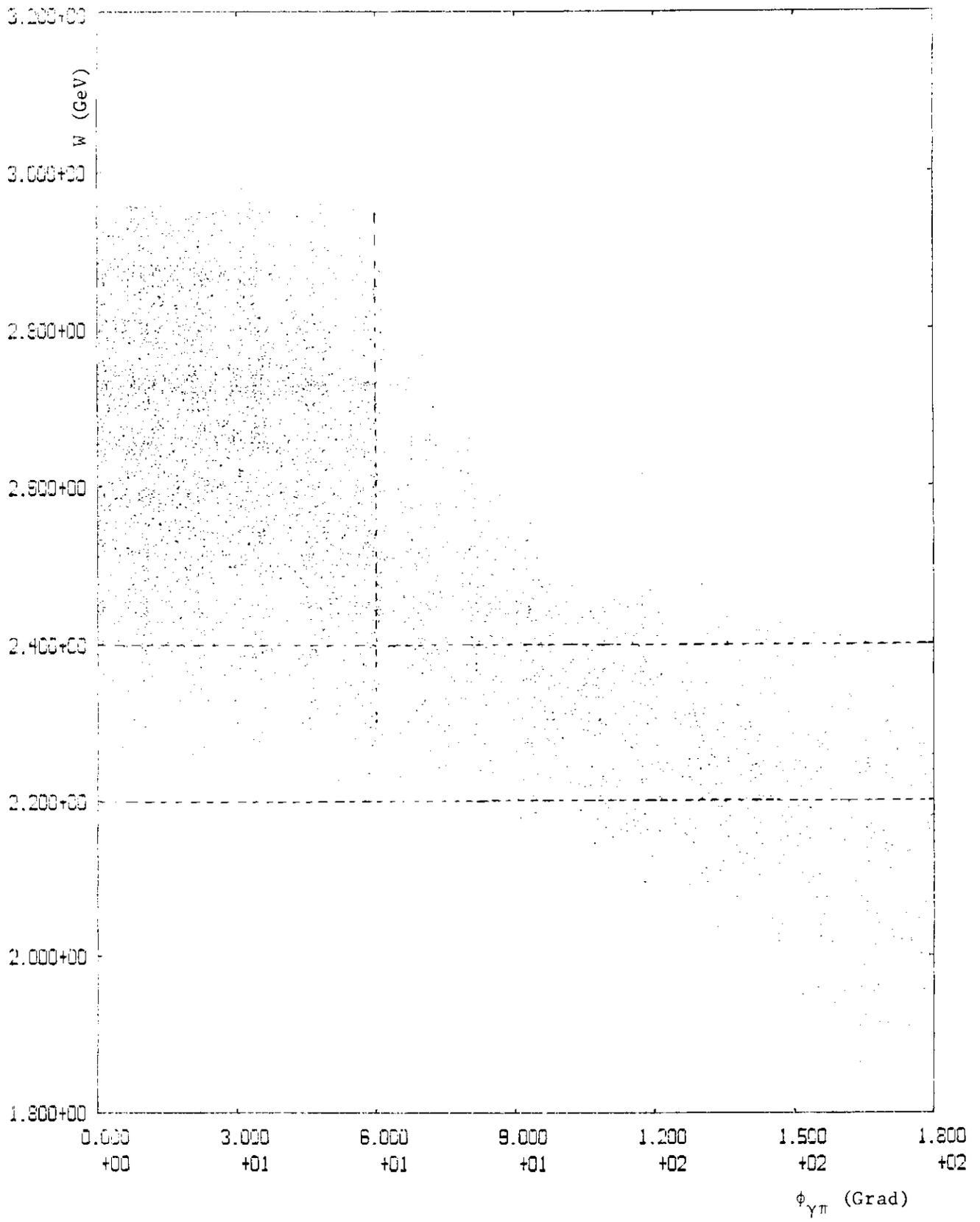


W / PHI EQ= 4.0 GEV

Abb. 10a



W / PHI  $E_0 = 4.9$  GEV



W / PHI ED = 5.4 GEV

Abb. 10c

$e p \rightarrow e \pi^- \Delta^{++}$   
**W-Abhängigkeit**

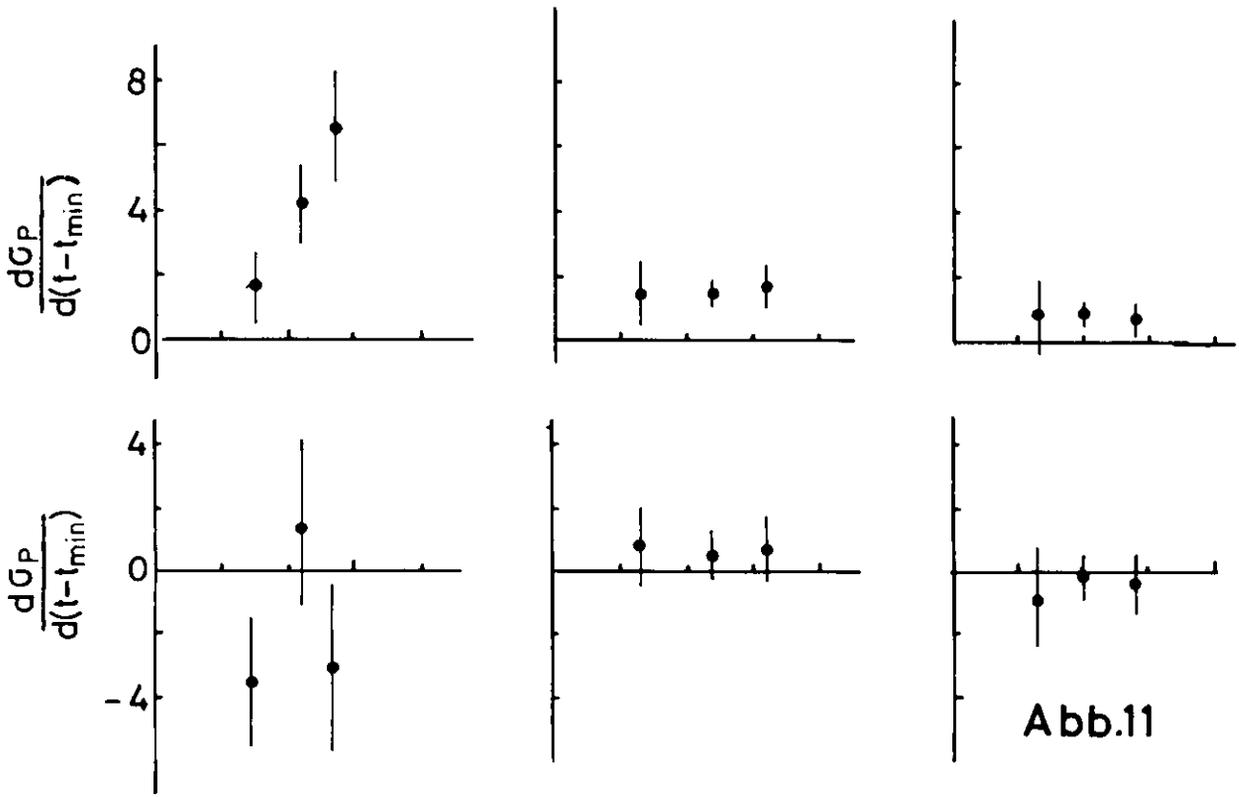
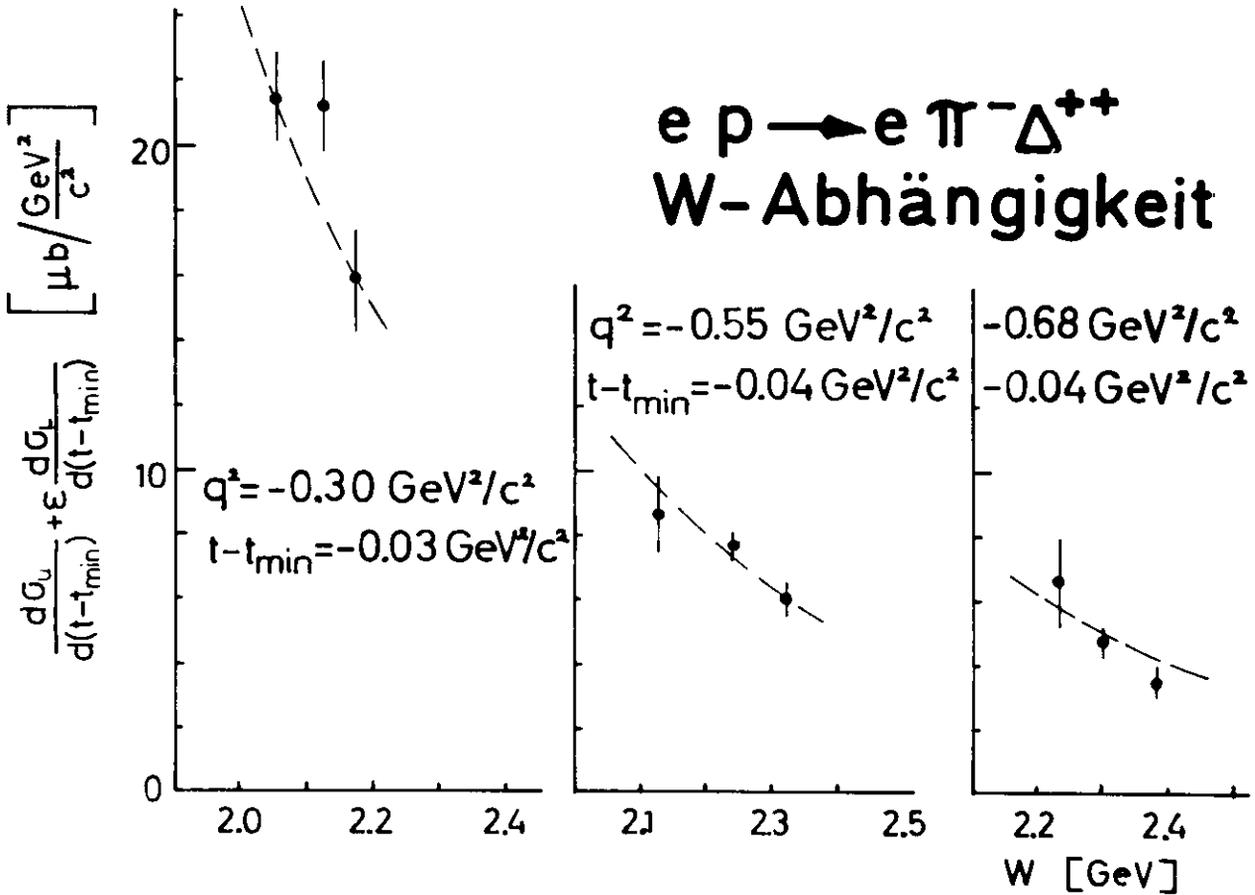
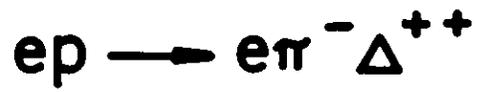


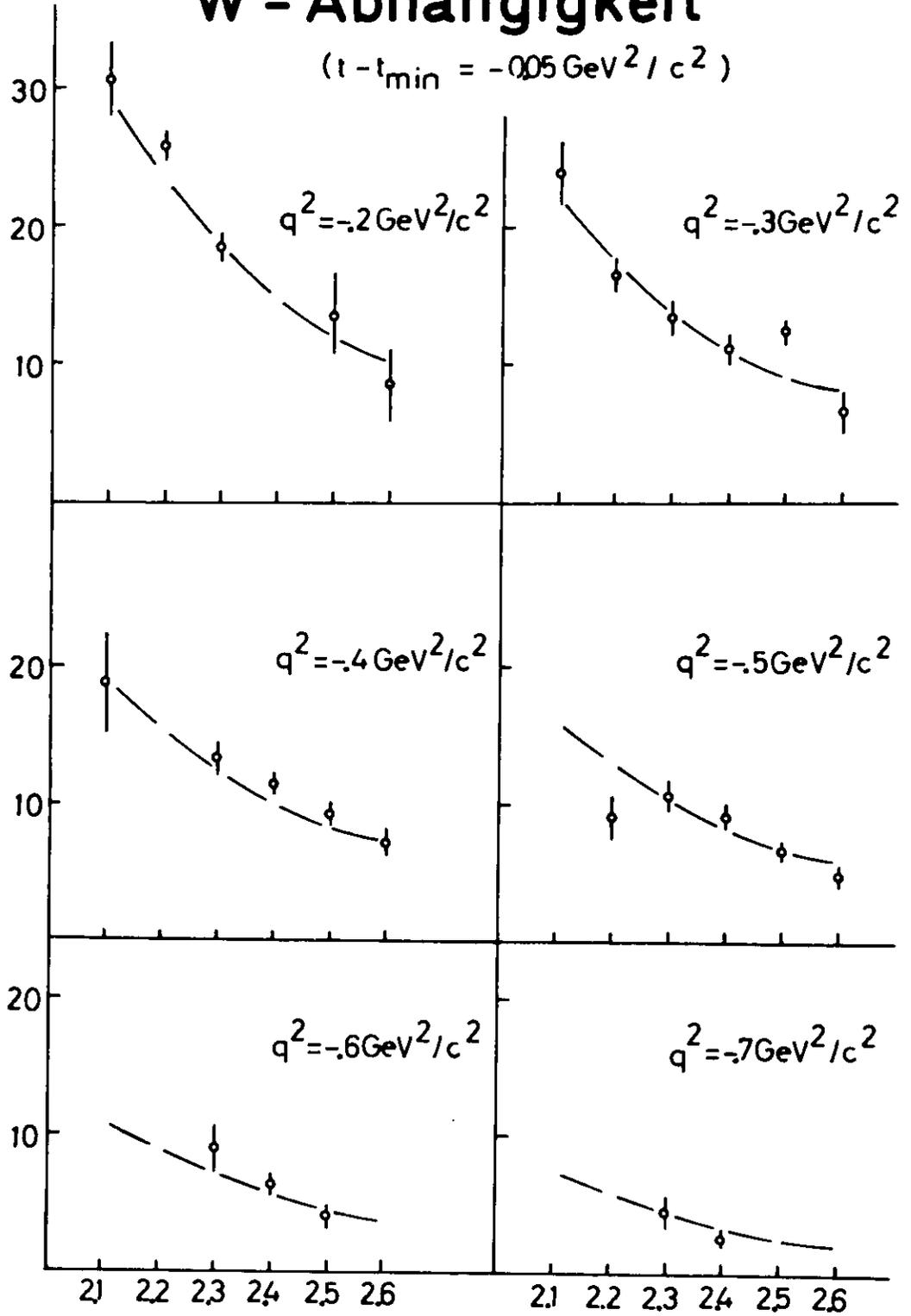
Abb.11



**W - Abhängigkeit**

$(t - t_{\min} = -0.05 \text{ GeV}^2/c^2)$

$\frac{d\sigma}{d(t-t_{\min})} \left[ \frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2/c^2} \right]$



W [GeV] Abb.12

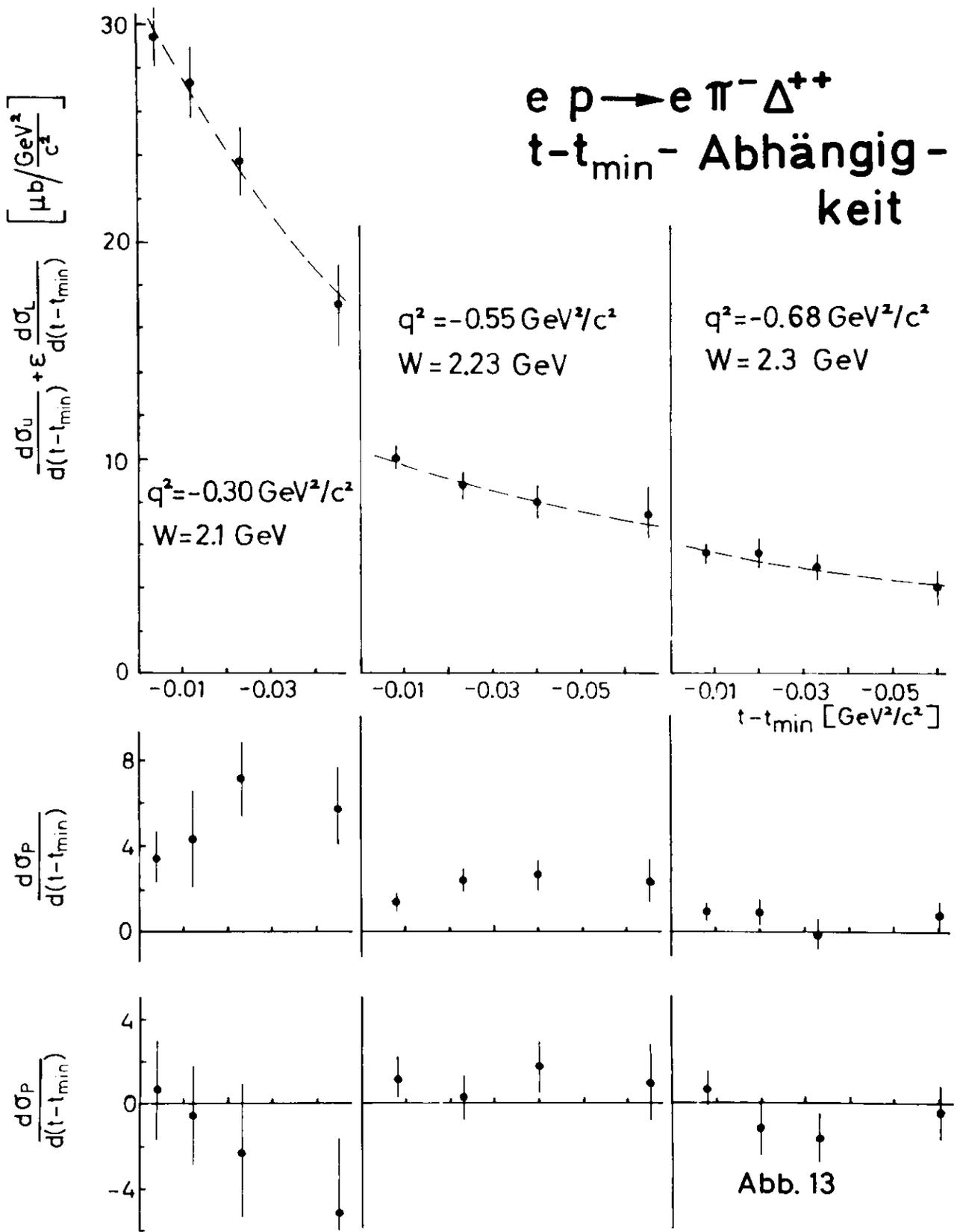


Abb. 13

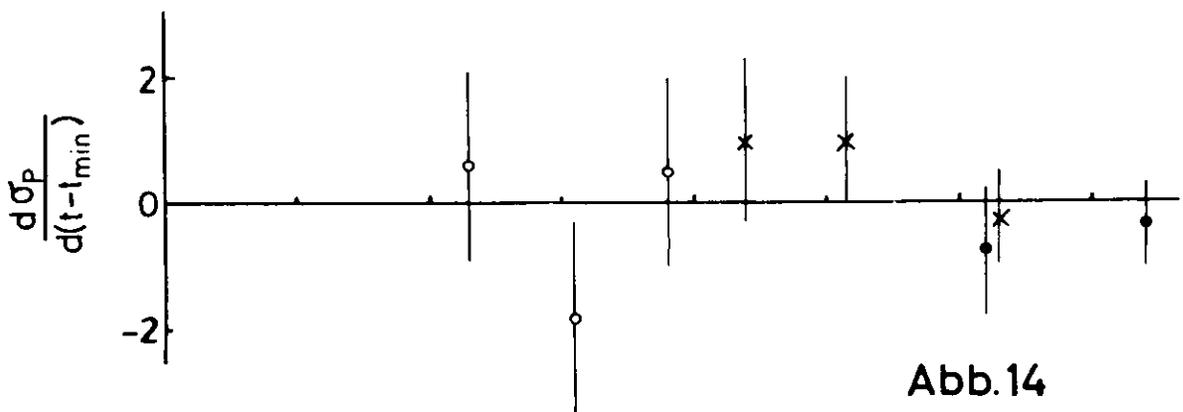
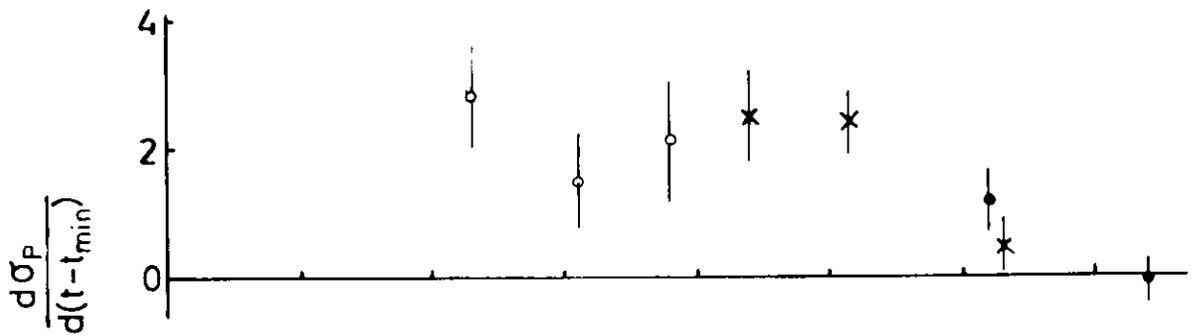
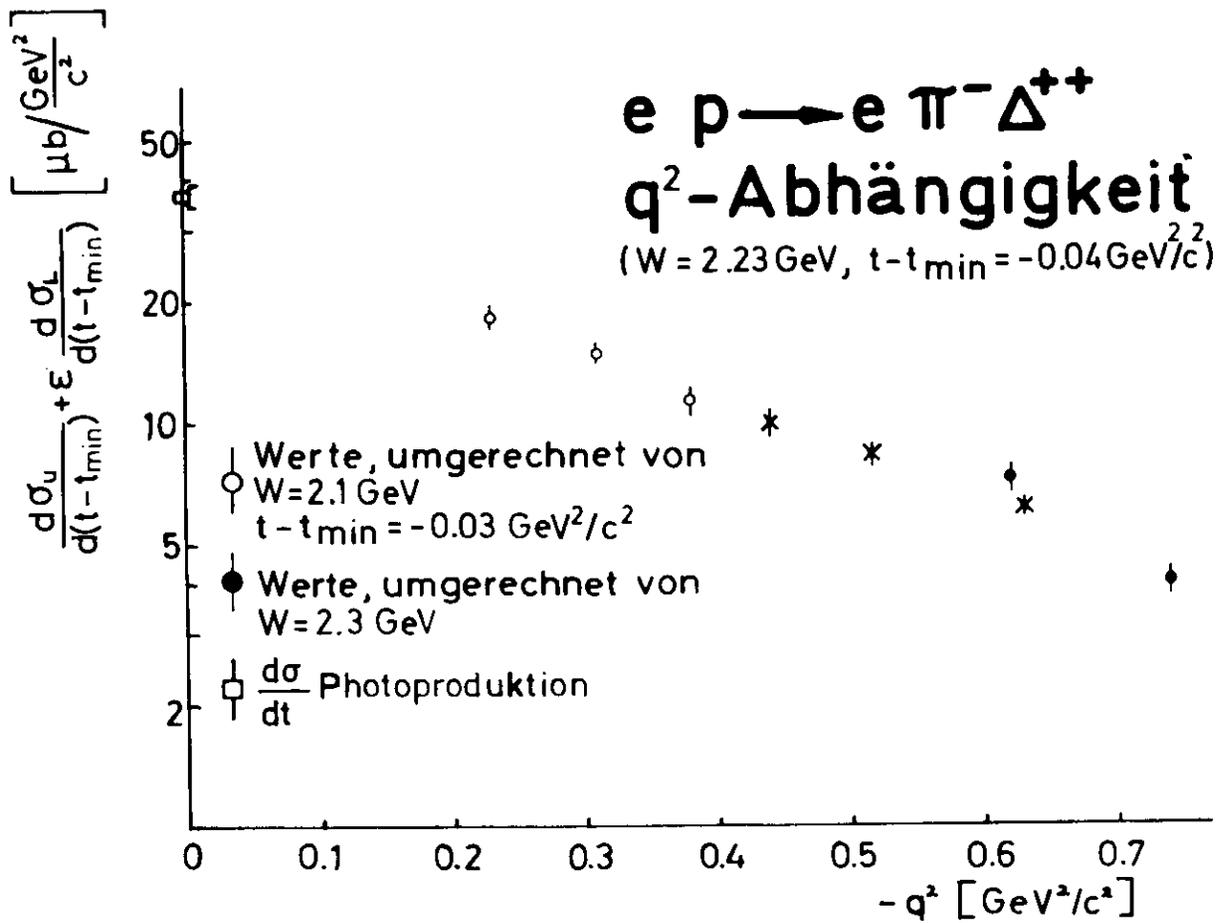


Abb. 14

$ep \rightarrow e\pi^- \Delta^{++}$   
 $q^2$  - Abhängigkeit

$(t - t_{\min} = -0.05 \text{ GeV}^2/c^2)$

$\frac{d\bar{\sigma}}{d(t-t_{\min})} \left[ \frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2/c^2} \right]$

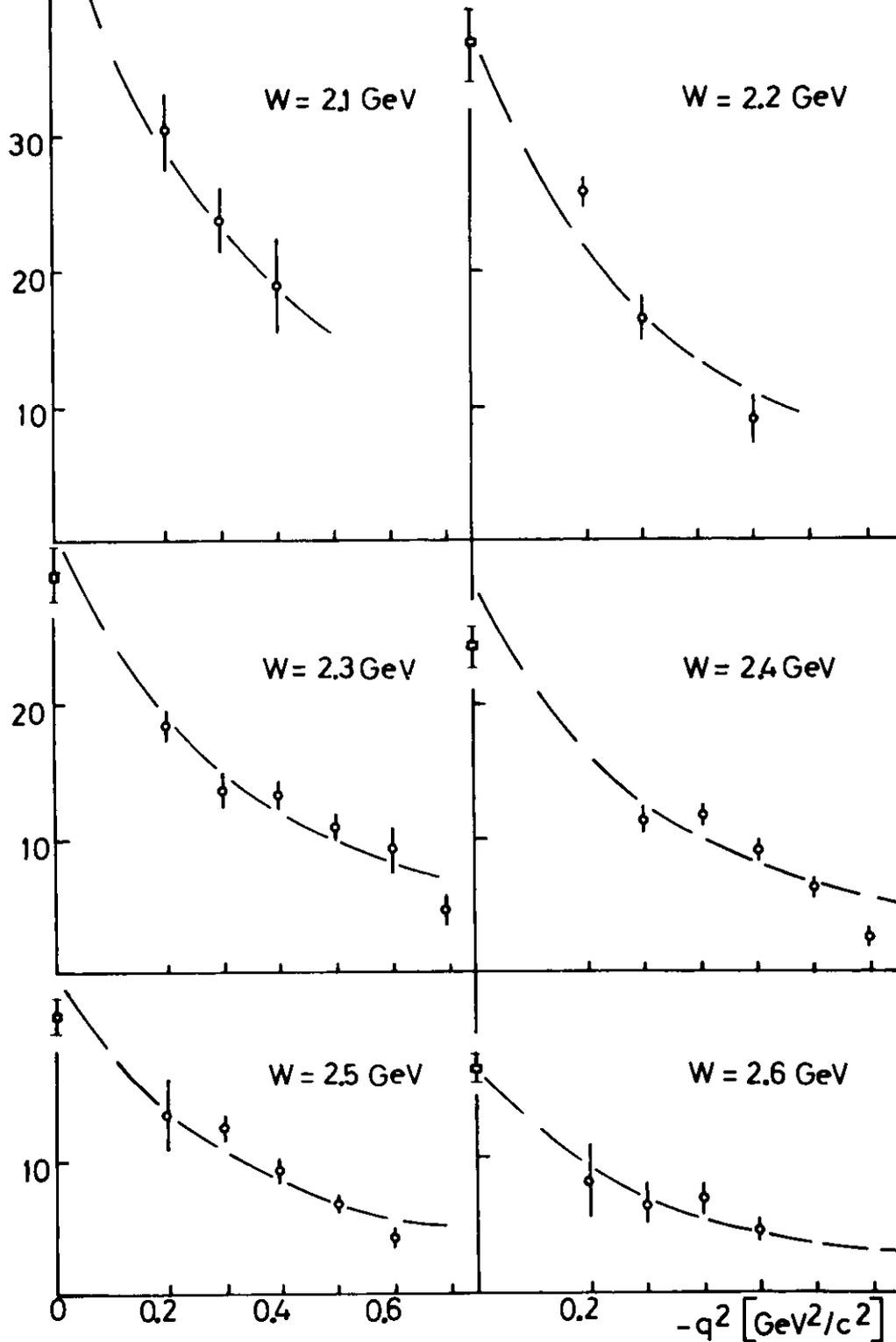


Abb.15

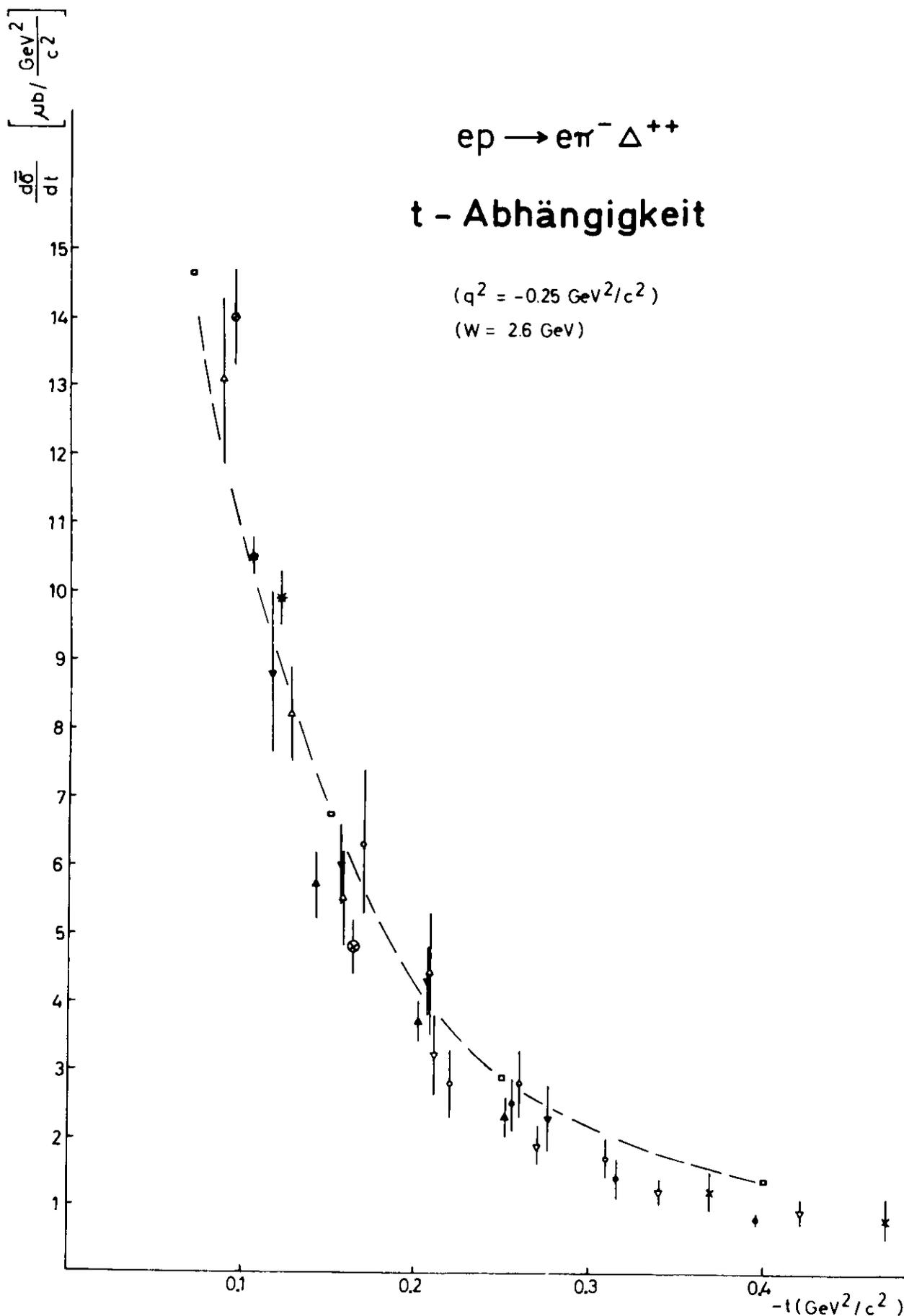


Abb.16

# $q^2$ - Abhängigkeit

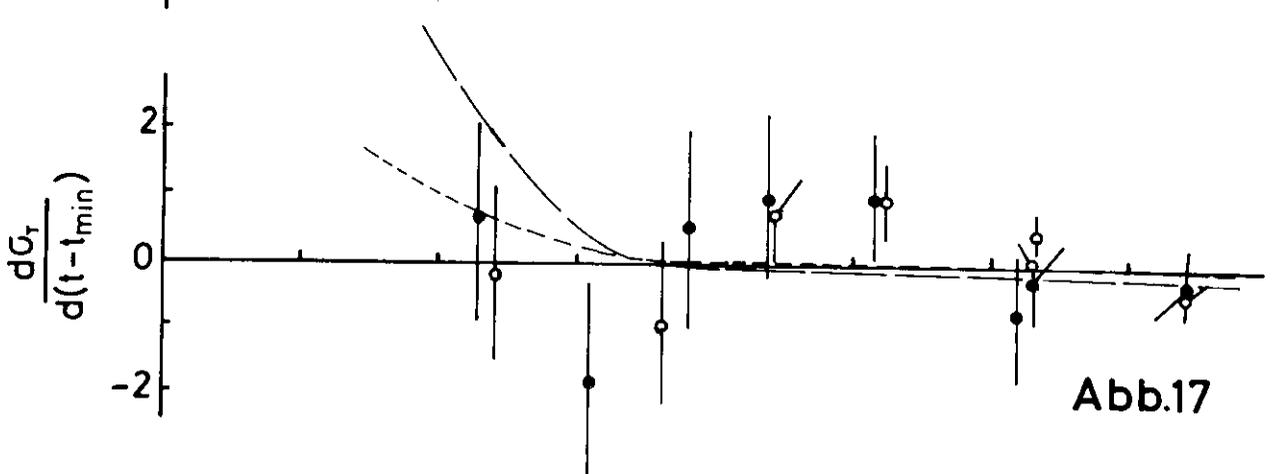
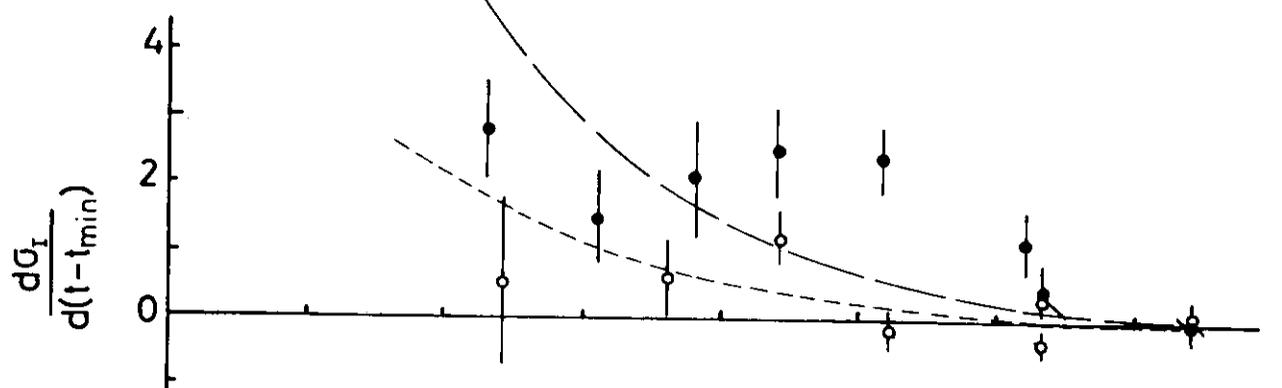
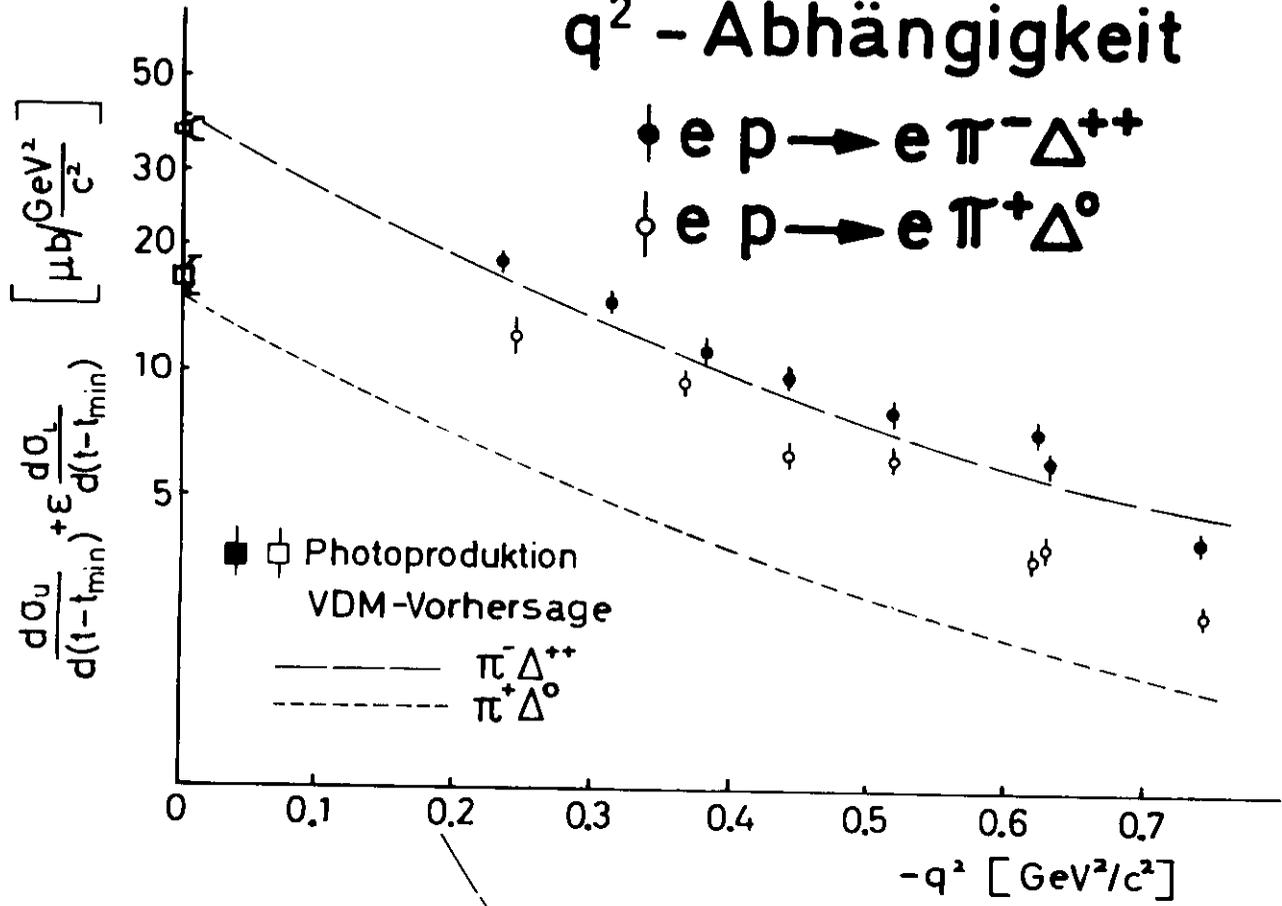


Abb.17

**$e p \rightarrow e \pi^+ \Delta^0$**   
**W - Abhängigkeit**  
 ( $t - t_{\min} = -0.05 \text{ GeV}^2/c^2$ )

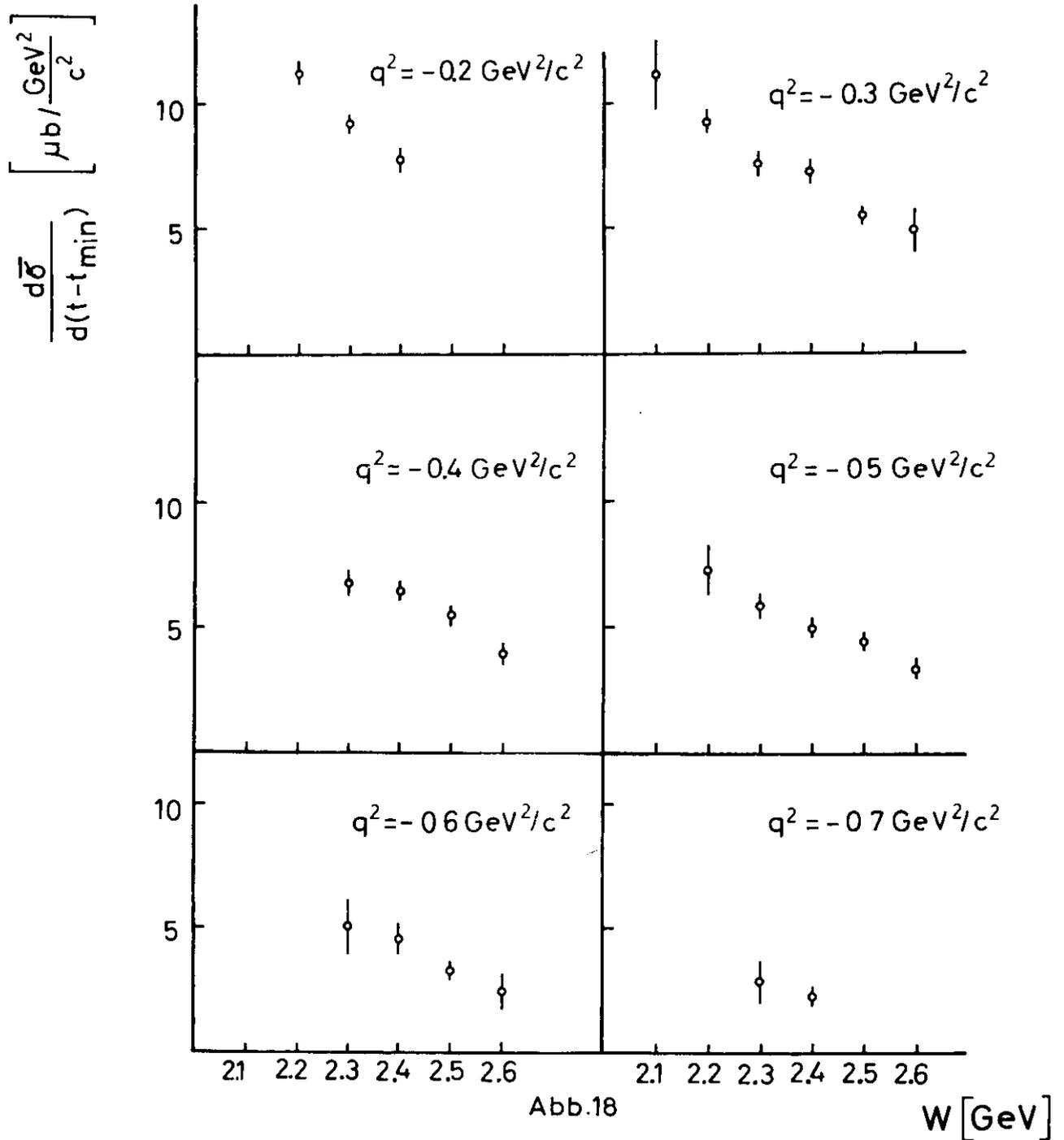


Abb.18

# $ep \rightarrow e\pi^+ \Delta^0$ $q^2$ - Abhängigkeit

$(t - t_{\min} = -0.05 \text{ GeV}^2/c^2)$

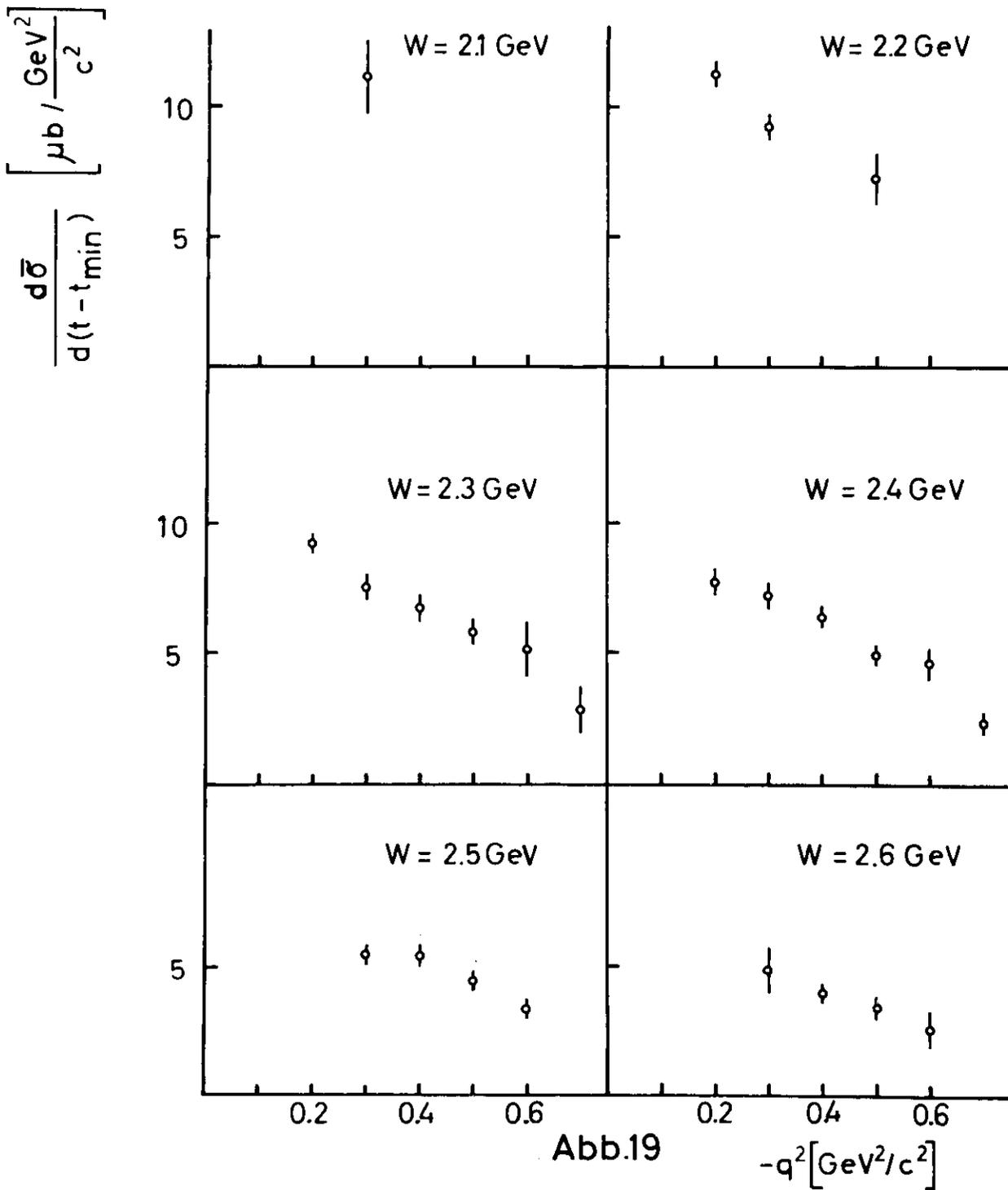


Abb.19

