

Interner Bericht
DESY F1-74/2
März 1974

DESY-Bibliothek

1. NOV. 1974

Untersuchung von Δ^{++} , ρ^0 und inklusiver π^- -Elektroerzeugung
im Bereich $W < 2.8 \text{ GeV}$, $Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$ mit einer Streamerkammer

von

Elisabeth Rabe

Untersuchung von Δ^{++}, ρ^0 und inklusiver π^- -Elektroerzeugung im Bereich $W < 2.8 \text{ GeV}$,
 $Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$ mit einer Streamerkammer

D i s s e r t a t i o n
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs für Physik
an der Universität Hamburg

vorgelegt von
Elisabeth Rabe, geb. von der Ohe
aus Nestau, Kreis Uelzen

Hamburg 1974

Gutachter: Prof. Dr. M.W. Teucher
Mitgutachter: Prof. Dr. P. Schmäser
Tag der Annahme: 6.2.1974
Tag der mündlichen Prüfung: 8.2.1974

Inhaltsverzeichnis

	Seite
I. Einleitung	1
II. Beschreibung des Experiments und der Auswertung	4
1. Beschreibung des Experiments	4
1.1 Elektronenstrahl	4
1.2 Streamerkammer	5
1.3 Gedächtniszeit und δ -Fänger	6
1.4 Flußmessung und Strahljustierung	7
1.5 Vetoähler	8
1.6 Aufbau des Elektronarms	9
1.6.1 Abtrennung des elektromagnetischen Untergrundes	9
1.6.2 Triggerähler und Schauerähler	9
1.7 Datenspeicherung	10
2. Auswertung der Bilder	11
2.1 Durchmustern und Messen	12
2.2 Geometrische und kinematische Rekonstruktion	12
2.3 Ionisationsentscheidung und Auswahlkriterien	14
2.3.1 Ionisationsentscheidung	14
2.3.2 Ausnutzung der Zählerinformation	16
3. Akzeptanz und Bremsstrahlungskorrektur	17
3.1 Geometrische Akzeptanz	17
3.2 Bremsstrahlungskorrektur	18
3.3 Berechnung der Bremsstrahlungskorrekturen	20
3.3.1 Strahlungskorrektur für den totalen inelastischen Wirkungsquerschnitt	20
3.3.2 Strahlungskorrektur für topologische Wirkungsquerschnitte	22
3.3.3 Strahlungskorrektur für den elastischen Wirkungsquerschnitt	22
III. Ergebnisse	23
4. Kinematik und Wirkungsquerschnitt	23
4.1 Definition der kinematischen Variablen	23
4.2 Der differentielle inelastische Wirkungsquerschnitt	24

	Seite
5. Der elastische ep-Wirkungsquerschnitt	25
6. Der totale inelastische Wirkungsquerschnitt	26
7. Erläuterung verschiedener Variablen und Modellvorstellungen	27
8. Topologische Wirkungsquerschnitte	34
9. Mittlere geladene Multiplizität $\langle n \rangle$	35
9.1 $\langle n \rangle$ als Funktion von s und Q^2	36
9.2 $\langle n \rangle$ als Funktion von ω_W und Q^2	36
9.3 $\langle n \rangle$ als Funktion von ω' und Q^2	36
9.4 Vergleich mit anderen Experimenten und Modellen	37
10. Inklusive π^- -Erzeugung $\gamma_{\nu p} \rightarrow \pi^- X$	38
10.1 Untersuchung des π^- -Wirkungsquerschnitts als Funktion von x , y und p_{\perp}^2	38
10.1.1 Abhängigkeit der Strukturfunktionen $F(x)$ und $F(y)$ von W und Q^2	38
10.1.2 Abhängigkeit der Transversalimpulsverteilungen von W und Q^2	39
10.1.3 Abhängigkeit der π^- -Wirkungsquerschnitte von ω' und Q^2	40
10.2 Untersuchung des π^- -Wirkungsquerschnitts als Funktion von M_x und t	41
10.3 Transversal-longitudinale Interferenz in der inklusiven π^- -Erzeugung	42
11. Untersuchung der Reaktion $ep \rightarrow ep\pi^+\pi^-$	46
11.1 Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma_{\nu p} \rightarrow p\pi^+\pi^-)$	46
11.2 Massenverteilungen	47
11.3 Verfahren zur Bestimmung der Resonanzanteile	47
12. Untersuchung der Reaktion $\gamma_{\nu p} \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$	48
12.1 Erzeugungswinkelverteilungen	49
12.2 Zerfallswinkelverteilung der Δ^{++} (1236) Resonanz	50
12.3 Vektordominanz- und Borntermmodell	54
12.4 Vergleich der Modellvorhersagen mit den experimentellen Daten	56
13. Untersuchung der ρ^0 -Erzeugung $\gamma_{\nu p} \rightarrow \rho^0 p$	58
13.1 Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt(\gamma_{\nu p} \rightarrow \rho^0 p)$	58
13.2 Analyse der Zerfallswinkelverteilung des ρ^0 -Mesons	59
13.3 Vergleich mit dem Vektordominanzmodell	63

IV. Zusammenfassung

67

Danksagung

Anhang: Bestimmung der Dichtematrixelemente von Λ^{++} und ρ^0

Literaturverzeichnis

Tabellen

Abbildungsverzeichnis

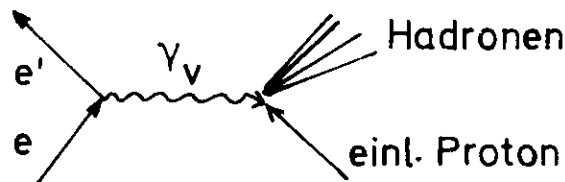
Abbildungen

I. Einleitung

Die inelastische Elektron-Proton-Streuung



läßt sich in erster Näherung durch den Austausch eines virtuellen Photons beschreiben.



In dieser Näherung kann die inelastische ep-Streuung als Hadronerzeugung durch virtuelle Photonen aufgefaßt werden. Der 4-Impuls des virtuellen Photons ist durch die Energien der Elektronen und durch den Elektronstreuwinkel gegeben und läßt sich experimentell relativ leicht variieren. Damit bietet die ep-Streuung die Möglichkeit, Reaktionen bei kontinuierlich veränderlicher Masse des Strahlteilchens ($Q^2 = \text{negatives Massenquadrat des Photons}$) zu untersuchen. Das virtuelle Photon ist in der Elektronstrebene polarisiert, so daß man gleichzeitig den Vorteil von Polarisationsmessungen nutzen kann.

In den letzten 10 Jahren sind viele Zählerexperimente zur elastischen und inelastischen ep-Streuung durchgeführt worden. Diese Experimente haben gezeigt, daß der inelastische Wirkungsquerschnitt sehr viel schwächer mit Q^2 abfällt als der elastische ($\sigma_{el} \sim 1/Q^{12}$, $\sigma_{inel} \sim 1/Q^4$). Die Strukturfunktionen, die den inelastischen Wirkungsquerschnitt beschreiben, sind für $Q^2 \geq 1 \text{ GeV}^2$ skaleninvariant, d.h. sie hängen nicht mehr von ν (Energie des virtuellen Photons) und Q^2 getrennt, sondern nur vom Verhältnis ν/Q^2 ab (BLO 69, Bre 69, MIL 72, BLO 73).

Die qualitativen Ergebnisse deuten darauf hin, daß im Nukleon punktförmige Substrukturen (z.B. Partonen oder Quarks) existieren (FEY 69, BJO 69, BJO 70). Falls sich diese Vermutungen bestätigen, wäre das eine sehr wichtige Entdeckung für das Verständnis an der Struktur der Elementarteilchen. Genauere Information über die bei der inelastischen ep-Streuung ablaufenden Prozesse und damit ein besserer Test der Modelle kann aus der Untersuchung der einzelnen Endzustände gewonnen werden.

Einige interessante Fragen, die auch in dieser Arbeit angeschnitten werden, sind:

- a) Wie verhält sich die mittlere Multiplizität in Abhängigkeit von der Photonmasse und der Energie? Hierzu gibt es verschiedene Modellvorhersagen in (BJO 71, FRA 72, BJO 72).
- b) Wie ändern sich die inkluisiven Hadronspektren mit Q^2 ? Die Einteilchenspektren werden wie in der Hadronphysik aufgeteilt in Fragmentationsbereiche (Target- und Strahlfragmentation) und den zentralen Bereich. Wenn keine Korrelationen zwischen den verschiedenen Bereichen bestehen, sollten im Target- und zentralen Bereich keine Änderungen mit Q^2 auftreten. Eine mögliche Q^2 -Abhängigkeit im Photonfragmentationsbereich sollte untersucht werden.
- c) Die Erzeugung von Vektormesonen durch reelle und virtuelle Photonen, $\gamma_{\nu p} \rightarrow V_p$, ist über das Vektordominanzmodell eng verknüpft mit der elastischen Reaktion $V_p \rightarrow V_p$. Die Frage ist, ob die in der Photoerzeugung gültigen Beziehungen auch in der Elektroerzeugung anwendbar sind. Eine Untersuchung der Wirkungsquerschnitte und Spinabhängigkeit der Vektormesonerzeugung kann darüber Aufschluß geben.

Die Q^2 - und W -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts einzelner Reaktionskanäle (z. B. $\gamma_{\nu p} \rightarrow \pi^0 p$, $\pi^+ n$, $\rho^0 p$, $\pi^+ \Delta^0$) und inklusiver Reaktionen ($\gamma_{\nu p} \rightarrow \pi^- X$, $\pi^+ X$) ist in einigen Koinzidenzexperimenten gemessen worden (ALD 72, DAM 72, LAZ 72, BEB 73). In reinen Koinzidenzexperimenten ist man im allgemeinen darauf beschränkt, zwei oder drei Teilchen im Endzustand nachzuweisen. Um möglichst alle Endzustände zu erfassen, braucht man einen 4π -Detektor, d.h. eine Blasen- oder Streamerkammer.

Eine Schwierigkeit bei der Durchführung solcher Experimente liegt an dem im Verhältnis zum elektromagnetischen Untergrund kleinen inelastischen ep -Wirkungsquerschnitt. Aus diesem Grunde scheidet eine Blaskammer für ein Experiment mit hoher Statistik aus. Die Streamerkammer ist als optisches Nachweisgerät für alle bei einer Reaktion entstehenden geladenen Teilchen einer Blaskammer gleichwertig und hat den Vorteil, daß sie in einem mit Zählern kombinierten Aufbau triggerbar ist.

Anfang 1971 wurde am DESY mit einem Streamerkammerexperiment zur inelastischen ep-Streuung begonnen. Das gestreute Elektron wird in Szintillations- und Schauerzählern nachgewiesen. Die Zähleranordnung erfaßt den kinematischen Bereich $m_p < W < 2.8 \text{ GeV}$ und $0.3 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$, schließt also elastische und inelastische ep-Streuung ein. Durch die maximale Elektronenenergie von DESY (7.2 GeV) ist unser Meßbereich nach oben in Q^2 und W begrenzt.

Dieser Arbeit liegt ungefähr ein Viertel der Gesamtstatistik zugrunde. Erste Ergebnisse mit geringerer Statistik sind bereits veröffentlicht worden (Eck 73). In den ersten Abschnitten dieser Arbeit wird das Experiment und die Auswertung beschrieben. Die Abschnitte 9 und 10 enthalten die Ergebnisse für mittlere geladene Multiplizitäten und inklusive π^- -Erzeugung. Die Untersuchung der Δ^{++} - und ρ^0 -Erzeugung in der Reaktion $\gamma_{\nu} p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ wird in Abschnitt 11 - 13 dargestellt. Es werden totale und differentielle Wirkungsquerschnitte angegeben und die ρ^0 - und Δ^{++} -Zerfallswinkelverteilungen analysiert.

II. Beschreibung des Experiments und der Auswertung

I. Beschreibung des Experiments

Überblick

Ein 7.2 GeV Elektronenstrahl wird auf ein flüssig-Wasserstofftarget gelenkt, das in einer Streamerkammer eingebaut ist. Die Streamerkammer befindet sich in einem 1.8 Tesla Magnetfeld. Das gestreute Elektron wird in einem aus Szintillationszählern und Schauerzählern bestehenden Elektronenarm nachgewiesen. Es liefert die Auslösebedingung für den Hochspannungsimpuls an der Streamerkammer und für die Kameras, mit denen die Ereignisse fotografiert werden. Auf diese Weise können alle geladenen Teilchen, die bei einer Streuung entstehen, nachgewiesen werden.

1.1 Elektronenstrahl

Das DESY-Synchrotron ejiziert einen 7.2 GeV Elektronenstrahl hoher Intensität. Zwei Kollimatorpaare (vertikal und horizontal) am Ausgang des Synchrotrons begrenzen die Intensität auf $\approx 2 - 6 \cdot 10^6 \text{ e}^-/\text{sec}$. Ein zweites Kollimatorpaar mit einer Öffnung von $0.05 \times 0.05 \text{ cm}^2$ in 10 m Entfernung unterdrückt Teilchen, die im ersten Kollimatorpaar gestreut werden. Der Strahl durchläuft ein System von 7 Ablenkmagneten und 7 Quadrupolen und wird dispersionsfrei auf das Wasserstofftarget fokussiert. Am Target hat der Strahl einen Durchmesser von 3 mm bei Abfall der Intensität auf 1/100 der Maximalintensität. Abb. 1 zeigt das am Targetort mit einer Silberphosphatplatte gemessene Strahlprofil. Zu Beginn des Experiments war das Elektronen-Synchrotron noch nicht mit der Möglichkeit des Flat-Top-Betriebes ausgerüstet. Die Meßdauer (= Spilllänge) pro Maschinenpuls betrug 1.2 msec. Da die Energie der Elektronen im Synchrotron dem zeitlichen Verlauf des Magnetfeldes proportional ist, ergibt sich über die Spilllänge eine maximale Energieabweichung $\Delta E/E$ von 0.8 % (Mei 72). Bei den weiteren Läufen (außer Lauf 4) konnte der Flat-Top-Betrieb ausgenutzt werden, wobei eine Spilllänge von 1.8 - 2.5 msec erreicht wurde. Beim Flat Top werden die Elektronen über längere Zeit auf ihrer Maximalenergie gehalten, indem eine 200 Hz-Frequenz der üblichen 50 Hz Betriebsfrequenz des Magnetstroms überlagert wird. Die Energie der ejizierten Elektronen ist dabei eine über die Spilldauer oszillierende Funktion der Zeit. Die maximale Energieabweichung wird zu $\Delta E/E$ 0.25 % angegeben (Hem 73, WJD 72).

Eine genauere Beschreibung des Strahltransportsystems ist in der Diplomarbeit von W. Meincke (MEI 72) enthalten.

1.2 Streamerkammer

Geladene Teilchen ionisieren längs ihrer Bahn das Kammergas und erzeugen freie Elektronen und Ionen. Diese Primärionisation ist der Ausgangspunkt für die Streamerbildung. Bevor die freien Ladungsträger durch Rekombination verschwunden sind, wird an die Elektroden der Kammer ein Hochspannungspuls gelegt, der in der Kammer ein homogenes elektrisches Feld von 22 kV/cm erzeugt. Das elektrische Feld bewirkt eine Vervielfachung der freien Ladungsträger und liefert eine klassische Townsendlawine. Die Lawine wächst bis die abstoßenden Kräfte im Kopf der Elektronenlawine ausreichen, die Lawine zu sprengen. Die einsetzenden Rekombinationsprozesse liefern Photonen, die die zweite Stufe der Streamerbildung einleiten. Die Photonen erzeugen in der Umgebung ihres Entstehungsortes neue Ionenpaare. Die Wachstumsgeschwindigkeit in der zweiten Phase des Streamers, der aus mehreren Einzellawinen besteht, ist so groß, daß der Hochspannungspuls nicht länger als ungefähr 10 nsec sein darf, um es nicht zum Funkendurchbruch kommen zu lassen. Die Lichtausbeute durch Rekombinationsprozesse reicht aus, um die Streamer mit hochempfindlichem Film (Kodak SO265) und lichtstarken Objektiven (Zeiss Distagon, Brennweite 35 mm, Öffnung 2) zu photographieren.

Einen Überblick über den technischen Aufbau der Streamerkammer mit Zubehör gibt Abb. 2a. Die Streamerkammer ist ein $104 \times 60 \times 46 \text{ cm}^3$ großer Plexiglaskasten, der mit einem 70 % He/30 % Ne Gasgemisch gefüllt ist. Ein Zusatz von 10^{-7} Volumenprozent SF_6 verkürzt die Gedächtniszeit von 200 μsec auf 2 μsec . Der Gasdurchfluß beträgt 20 l/Std. Die aus einem Drahtnetz mit 2 mm Drahtabstand bestehende Hochspannungselektrode teilt die Kammer in zwei gleich große Hälften. Die beiden Masseelektroden werden von der Vorder- und Rückseite der Kammer getragen. Die vordere Masseelektrode besteht aus parallel gespannten Drähten mit 5 mm Abstand. Ihre Lichtdurchlässigkeit beträgt 90 % während die Mittelelektrode nur eine Lichtdurchlässigkeit von 75 % hat. An der hinteren Kammerwand, die aus einer Fiberglasplatte mit 75 μ Kupferkaschierung besteht, sind 8 Meßmarken befestigt, die für die Vermessung und Rekonstruktion der Spuren gebraucht werden. Die Meßmarken bestehen aus Galliumarseniddioden und sind auf 1/10 mm genau vermessen.

Die Kammerrückwand trägt die Halterung für das Wasserstofftarget. Der Hochspannungspuls von 600 kV für die Streamerkammer wird von einem zehnstufigen Marx-Generator geliefert, dessen erste Funkenstrecke vom Triggerpuls aus der schnellen Elektronik gezündet wird. Eine Koaxialleitung (Blumlein) verkürzt und formt den 150 nsec langen Marxpuls. Der Hochspannungspuls hat in der Kammer eine Länge

von 10 nsec und Anstiegs- und Abklingzeiten von ~ 3 nsec (ECK 70). Die Streamerkammer ist in einen Magneten eingebaut, der in der Mitte der Kammer ein Feld von 1.8 Tesla erzeugt. Das elektrische Feld der Streamerkammer und das Magnetfeld sind parallel bzw. antiparallel zueinander. Das Magnetfeld wurde an 2067 Punkten komponentenweise vermessen. Die Messung und Interpolation der Meßwerte für die drei Feldkomponenten ist in (DAU 72) beschrieben.

1.3 Gedächtniszeit und δ -Fänger

Die Gedächtniszeit τ ist die Zeit, innerhalb der die Zahl der durch Primärionisation entstandenen freien Elektronen auf $1/e$ abgefallen ist, wenn kein äußeres elektrisches Feld anliegt. Alle Spuren geladener Teilchen, die in der Zeit τ vor Einschalten des Hochspannungspulses die Kammer durchquert haben, werden durch Streamerbildung sichtbar. Angestrebt wird eine möglichst kurze Gedächtniszeit, um die Zahl der Strahlspuren und die Zahl der Bremselektronenspuren auf jedem Bild bei möglichst hoher Intensität klein zu halten. Andererseits ist die Gedächtniszeit nach unten hin begrenzt durch die Zeit, die man für die Triggerelektronik braucht und die Zeit für die Entladung des Hochspannungsgenerators. Bei einer zu knapp gewählten Gedächtniszeit können durch Schwankungen in der Hochspannung Spuren zu schwach werden oder sogar verschwinden. In unserem Experiment haben wir bei verschiedenen Gasmischungen τ zwischen 1.8 und 2.2 μ sec variiert.

Die Intensität des Primärstrahls ist hauptsächlich begrenzt durch die im Target und im Gas entstehenden Anstoßelektronen. Niederenergetische Anstoßelektronen bewegen sich im Magnetfeld auf sehr engen Spiralbahnen von der Mitte der Kammer zu den Masselektroden. Die Ionisationszentren liegen räumlich so dicht, daß bei der Streamerbildung ein leitender Kanal von der Hochspannungselektrode zur Masselektrode entsteht. Dabei kommt es häufig zum Funkendurchbruch, der einen großen intensiven Lichtfleck (Flare) liefert. Der Schlauch der Strahlspuren wird durch die Streamerbildung der Anstoßelektronen verbreitert.

Da die Energie der Anstoßelektronen im allgemeinen klein ist (≤ 500 keV), kann man sie in einer 2 mm dicken Plexiglasschicht absorbieren. In unserem Experiment führen wir den Elektronenstrahl durch ein Rohr, dessen Seitenwände senkrecht zum Magnetfeld aus 2 mm starken, 10 mm hohen Plexiglasstreifen bestehen, und das oben und unten durch dünne Plexiglasstäbe verbunden und mit Mylarfolie verklebt ist. Dieses Rohr - der sogenannte δ -Fänger - wird mit einer 80 % He/20 % Ne Gasmischung durchspült. Der große He-Anteil vermindert wegen seiner kleineren Dichte die

Zahl der Anstoßelektronen und reduziert die Streamerbildung. Auf diese Weise erhält man eine dünne meßbare Strahlspur und vermindert die Bildung von Lichtflecken. Abb. 3 zeigt eine Aufnahme vom Elektronenstrahl, der teilweise im δ -Fänger, teilweise durch das Kammergas läuft. Man sieht deutlich die Wirkung des δ -Fängers.

In der folgenden Tabelle sind die wichtigsten Parameter zusammengefaßt, die die Zahl der Strahlteilchen pro Bild bestimmen.

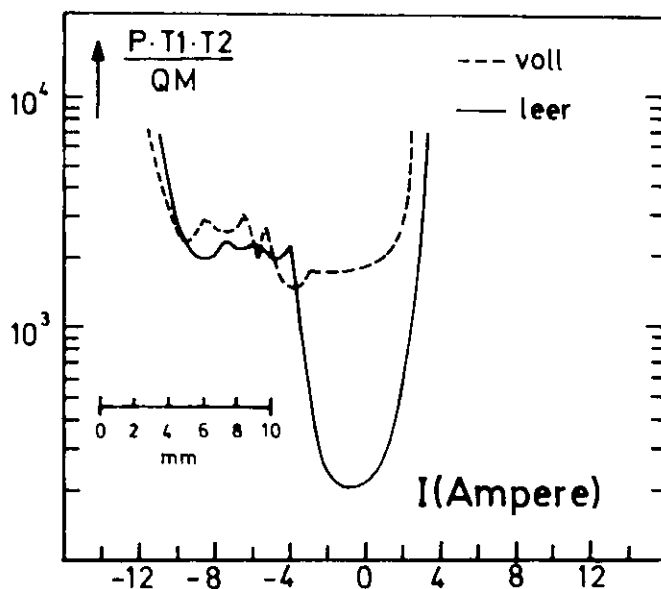
$(\text{He/Ne})_K$	Helium-Neon-Mischung in der Kammer	30 % / 70 %
$(\text{He/Ne})_\delta$	Helium-Neon-Mischung im δ -Fänger	70 % / 30 %
I_0	Intensität des Primärstrahls	$4 \cdot 10^6 \text{ e}^-/\text{sec}$
t	Spilllänge	2 msec
τ	Gedächtniszeit	2 μsec
ν	Frequenz des Synchrotrons	50 sec^{-1}
N_e	$= \frac{\tau \cdot I_0}{t \cdot \nu} = \text{Zahl d. Strahlteilchen/Bild}$	80 e^-/Bild
N_B	Zahl der Bremslektronen pro Bild	≈ 3

1.4 Flußmessung und Strahljustierung

Der Elektronenfluß wird mit einem Standard-DESY-Quantameter gemessen. Die Quantameterkonstante, die aus einer Eichung gegen einen Faradaykëfig gewonnen wird, ist $1.7 \cdot 10^{19} \text{ MeV Coulomb}$. Bei geringer Strahlintensität ist die Ungenauigkeit des Quantameters $\approx \pm 5 \%$.

Eine relative Intensitätsmessung dient während des Experiments zur ständigen Intensitätskontrolle. Dazu wird in einem Sandwich-Schauerzähler P (Abb. 2b) die Zahl der durch Bremsstrahlung im Wasserstofftarget entstandenen Photonen gemessen. In den Triggerzählern T_1 und T_2 werden Bremslektronen nachgewiesen, deren Energie $3.0 \pm 0.2 \text{ GeV}$ ist. Die Koinzidenzrate $P \cdot T_1 \cdot T_2$ wird zur relativen Intensitätsmessung benutzt.

Dieselbe Zählrate verwenden wir, um den sehr feinen Elektronenstrahl (2 mm FWHM) mit den beiden letzten Ablenkmagneten horizontal und vertikal auf das Wasserstofftarget (15 mm Durchmesser) zu justieren. Die Zählrate $P \cdot T_1 \cdot T_2$ ist proportional der vom Elektronenstrahl durchquerten Targetlänge. Die folgende Skizze zeigt die Abhängigkeit von $P \cdot T_1 \cdot T_2$ pro Quantametervollausschlag vom Strom im letzten vertikal ablenkenden Magneten.



1.5 Vetoähler

Teilchen, die nicht auf der Sollbahn des Elektronenstrahls verlaufen oder die aus Streuprozessen im Strahltransportsystem stammen, können den Elektronarm durchqueren und die Streamerkammer auslösen. Um die Zahl der so verursachten Fehltrigger zu reduzieren, wird der Elektronenstrahl etwa 4 m vor dem H_2 -Target durch das Loch (21 mm \emptyset) eines Schauerzählers H geführt. H ist ein Sandwich-Schauerzähler mit 10 Szintillatorplatten, zwischen denen je eine Bleiplatte von einer Strahlungslänge angebracht ist. Teilchen, die das Target nicht treffen können, werden in H registriert. Das Signal dieses Zählers geht als Veto in die logische Schaltung ein und verbessert das Triggerverhältnis (Ereignistrigger/Fehltrigger) um einen Faktor 5.

Direkt vor der Streamerkammer muß der Elektronenstrahl durch 2 m Helium im Blumleinsystem geführt werden. Trigger durch die auf diesem Weg entstandenen Sekundärteilchen werden teilweise in dem $2 \times 6 \text{ cm}^2$ großen Veto-Zähler V (Abb.2b) unterdrückt.

1.6 Aufbau des Elektronarms

Der Elektronarm hat in der hier beschriebenen Anordnung nur die Aufgabe, das gestreute Elektron eines ep-Ereignisses nachzuweisen und dann mit Hilfe der schnellen Elektronik die Auslösebedingung für die Streamerkammer zu liefern. In Abb.2b ist die Aufstellung der Zähler schematisch dargestellt.

1.6.1 Abtrennung des elektromagnetischen Untergrundes

Der Wirkungsquerschnitt für elektromagnetische Prozesse der Elektronen im Wasserstofftarget (Bremsstrahlung, folgende e^+e^- -Paarerzeugung) ist ungefähr 10^4 mal größer als der Wirkungsquerschnitt für die Elektroproduktion von Hadronen in dem von uns gewählten kinematischen Bereich. Der Öffnungswinkel ($\alpha_{e,e'}$) bei der Bremsstrahlung $e(p) \rightarrow e'(p)\gamma$ ist ebenso wie der Öffnungswinkel (α_{e^-,e^+}) bei der Paarbildung $\gamma(p) \rightarrow (p)e^+e^-$ sehr klein ($< 1 \text{ mrad}$). Da das Magnetfeld seine Hauptkomponente in z-Richtung hat, bewegen sich die unter null Grad gegen die Strahlrichtung emittierten Elektronen und Positronen in der Strahlebene senkrecht zum Magnetfeld (= "Elektromagnetische Ebene"). Diese Ebene wird von den symmetrisch zum Strahl aufgebauten Zählern ausgespart.

1.6.2 Triggerzähler und Schauerzähler

Das gestreute Elektron wird durch drei Szintillationszähler (E1, E2, E3 in Abb.2b) und einen Schauerzähler (E4) identifiziert. Rechts und links vom Strahl sind zwei gleiche Triggerarme aufgebaut, die jeweils einen Streuwinkelbereich ($\alpha_{e,e'}$) von $4^\circ - 12^\circ$ überdecken. Der kleinste Winkel entspricht dem kleinsten gewünschten $Q^2 \approx 0.3 \text{ GeV}^2$. Die obere Schranke ist durch die Magnetöffnung festgelegt.

Die Zählerebenen E1 und E2 sind auf jeder Seite in drei Zähler unterteilt. Für das gestreute Elektron wird eine Koinzidenz zwischen den entsprechenden Einzelkanälen von E1 und E2 verlangt (z. B. LV2·LH2 oder RV1·RH1 usw.). Dadurch ist die Bahn des Elektrons bereits grob festgelegt; die Zahl der falschen Trigger wird damit reduziert.

Die Schauertzähler haben die Aufgabe, Pionen und Elektronen aufgrund ihrer verschiedenen Pulshöhen zu trennen. Jeder Schauertzähler besteht aus 12 Schichten Blei- und Szintillatorplatten von je einer Strahlungslänge. Das Szintillationslicht aller Platten eines Schauertzählers wird über Lichtleiter auf die 320 cm^2 große Kathode eines 60 AVP Photomultipliers abgebildet. Eichmessungen haben eine Energieauflösung von $\pm \frac{30\%}{\sqrt{E'(\text{GeV})}}$ ergeben, wobei E' die Energie des gestreuten

Elektrons ist. Die Diskriminatorschwellen für die Schauertzählerpulse sind so gesetzt, daß Elektronen oberhalb 1.8 GeV akzeptiert werden. Elektronen, die den Rand eines Schauertzählers durchqueren, liefern aufgrund von Lichtverlusten eine zu kleine Pulshöhe. Um solche Randeffekte zu vermeiden, ist direkt vor jedem Schauertzähler ein Flächenszintillationszähler (E3) aufgestellt, der E4 bis auf einen 4 cm breiten Rand überdeckt. Die Eichung der Schauertzähler wird in der Diplomarbeit von D. Greubel (Gre 73) beschrieben.

Zwischen der vierten und fünften Platte jedes Schauertzählers ist ein 8 cm tiefer Zwischenraum, in den wir nach dem ersten Lauf Plexiglasblöcke von der Größe $27 \times 70 \times 8 \text{ cm}^3$ eingesetzt haben. Plexiglas hat einen Brechungsindex $n = 1.5$ und kann als Cerenkovzähler zur Trennung von Pionen und Elektronen verwendet werden. Die in den Plexiglaszählern gemessenen Pulshöhen haben wir bei Lauf II und III nach der Messung der Ereignisse zusammen mit den in den Schauertzählern gemessenen Pulshöhen zur Elektronidentifizierung benutzt.

Ein Ereignis mit einem gestreuten Elektron wird für jeden Triggerarm unabhängig durch die folgende Koinzidenz identifiziert:

$$\text{Master} = E1 \cdot E2 \cdot E3 \cdot E4 \cdot \bar{V} \cdot \bar{H}$$

Für E1 und E2 wird die Koinzidenz zwischen den Einzelkanälen verlangt. Die Pulshöhe von E4 muß oberhalb der Schwelle für Elektronenergien von 1.8 GeV liegen. Der Masterpuls löst den Hochspannungspuls für die Streamerkammer aus, startet die Film- und Bildnummernanzeige, die Bezugsmarken und den Filmtransport.

1.7 Datenspeicherung

Die Experimentkontrolle und Datenspeicherung wird mit Hilfe eines Prozeßrechners PDP8 durchgeführt. Für jedes Ereignis werden die wichtigsten Daten auf Band geschrieben: Film- und Bildnummer, die Pulshöhen der Schauer- und Plexiglaszähler,

Information, welche Szintillationszähler angesprochen haben (Bits). Nach jeweils 500 Triggern werden zusätzlich alle Zählraten eingelesen.

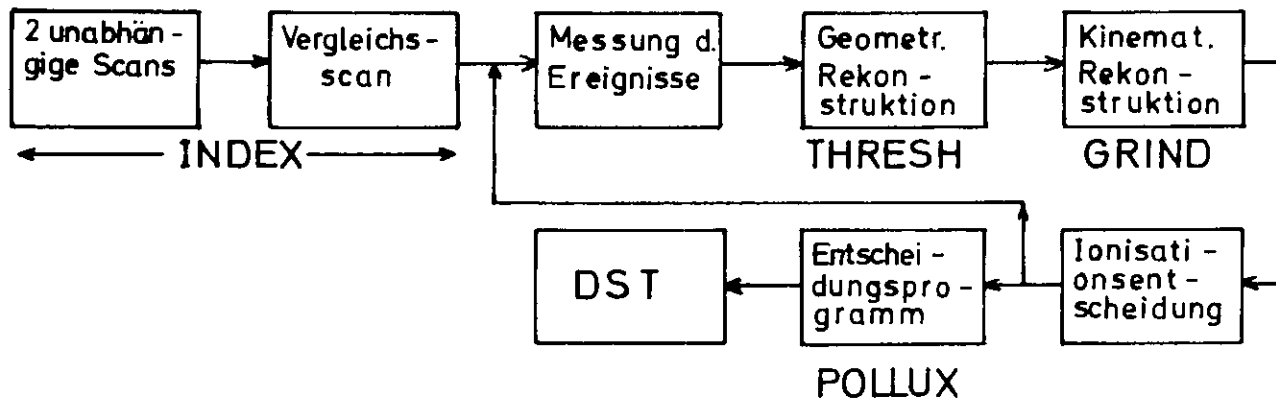
Eine genauere Beschreibung der Elektronik und Datenspeicherung ist in der Diplomarbeit von D. Greubel (Gre 73) enthalten. In der folgenden Tabelle sind typische Zählraten für 1000 MASTER-Pulse angegeben.

Bezeichnung	Zählrate	Bezeichnung	Zählrate
L1 = LV1·LH1	6295	QM	489
L2 = LV2·LH2	5010	P·T1·T2	20165080
L3 = LV3·LH3	17967	H'	24142804
R1 = RV1·RH1	7905	V'	3961773
R2 = RV2·RH2	7289	QM'	663
R3 = RV3·RH3	16302	t (sec)	2928
ML = L·GL·SL*	611		
MR = R·GR·SR*	1478		
M = (ML+MR)· \bar{H} · \bar{V}	1000		

Die mit einem Apostroph markierten Zählraten sind Zählraten ohne Gate. Die Markierung von SL und SR mit einem * soll andeuten, daß für diese Schauerzähler eine Pulshöhe oberhalb der Schwelle für 1.8 GeV-Elektronen verlangt wird.

2. Auswertung der Bilder

In diesem Experiment sind 400 000 Bilder mit ungefähr 60 000 Ereignissen aufgenommen worden. Die Daten in dieser Arbeit beziehen sich auf 130 000 Aufnahmen (Film 4-21) mit 15 600 Ereignissen. Einen Überblick über die Auswertekette gibt die folgende Skizze:



2.1 Durchmustern und Messen

Alle Filme werden zweimal unabhängig voneinander auf ep-Ereignisse gesichtet (1. und 2. Scan). Das Kriterium für die Erkennung eines ep-Ereignisses ist: aus dem Targetbereich muß eine negative Spur kommen, die oberhalb der Strahlspur verläuft und die Kammer in Richtung auf die Zählerarme verläßt (Trigger spur). Zu jedem Ereignis werden Film- und Bildnummer und die Zahl der auslaufenden Spuren notiert. Diese Information wird über ein Eingabepult in eine PDP8 gespeichert und auf Band geschrieben. Für die Weiterverarbeitung der Scandaten wird das Programm INDEX (BLO 71) benutzt. Mit einem Scanvergleichsprogramm werden Unstimmigkeiten zwischen den Angaben des 1. und 2. Scans festgestellt. Die Wahrscheinlichkeit, ein Ereignis in zwei Scans zu übersehen, ist wesentlich kleiner als 1 %, wogegen bei etwa 30 % der Ereignisse Unterschiede in der Spurzahl auftreten. Dies ist vor allem darauf zurückzuführen, daß auf jedem Bild im Mittel ein bis zwei Spuren von Bremsselektronen zu sehen sind, die nicht zum Ereignis gehören. Solche Spuren können teilweise am Scantisch erkannt werden, da sie mit der Strahlspur einen Winkel von null Grad bilden und in der elektromagnetischen Ebene (s. Abschn. 1.6.1) liegen.

Andere Ursachen für falsche Spurzahlabstimmung sind: Lichtblitze auf dem Film überdecken Spuren; Teilchen, die innerhalb des Targetbehälters zerfallen oder eine Wechselwirkung machen, erzeugen Spuren, die nicht zum Vertex (Schnittpunkt der Strahlspur und der Triggerspur) führen. In einem Vergleichsscan, der von Physikern durchgeführt wird, werden diese Ereignisse überprüft. Im Zweifelsfall werden alle Spuren gemessen. Die Messung der Ereignisse wird auf halbautomatischen Meßmaschinen vom Typ Vanguard durchgeführt, die an einen Prozeßrechner PDP8 angeschlossen sind. Je nach Spurlänge werden 3 - 12 Punkte pro Spur in jeder der drei Projektionen (3 Kameras) gemessen. Die zusätzliche Messung von acht Bezugsmarken wird zur geometrischen Rekonstruktion gebraucht. Die Meßgenauigkeit auf dem Film beträgt 5-7 μ . Bereits während der Messung wird in der PDP8 geprüft, ob die gemessenen Spurpunkte in jeder Projektion auf einem Kreis liegen (SCHI 70). Gegebenenfalls wird sofort eine Nachmessung verlangt. Die akzeptierten Meßdaten werden auf Band gespeichert.

2.2 Geometrische und kinematische Rekonstruktion

Für die Rekonstruktion der Ereignisse im Raum wird die massenabhängige Version des CERN-Geometrieprogramms THRESH (CER 67), MDTHRESH, benutzt.

Alle für die geometrische Rekonstruktion notwendigen Parameter sind im Geometrietitel enthalten:

- 1.) Koordinaten der Bezugsmarken
- 2.) Koordinaten der Kameras
- 3.) Dicke und Brechungsindizes der Medien zwischen Objektiv und der $z=0$ Ebene
- 4.) Koeffizienten des Verzerrungspolynoms ⁺⁾

An die räumlich rekonstruierten Meßpunkte einer Spur wird nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate eine Helix angepaßt. Die Anpassung liefert die vorläufigen Spurparameter $1/r$ (r = Radius), φ (= Azimutalwinkel) und λ (= Neigungswinkel gegen die xy Ebene) mit den dazugehörigen Fehlern. Bei dieser ersten Anpassung wird angenommen, daß das Magnetfeld nur eine z -Komponente hat. Die genaue Ausmessung des Magnetfeldes (DAU 72) hat jedoch ergeben, daß die x - und y -Komponenten des Feldes bis zu 0.02 Tesla innerhalb der Kammer betragen und nicht vernachlässigt werden sollten. Darum wird in einem zweiten Schritt der massenabhängige Teil von MDTHRESH durchlaufen, das von S. Yellin (YEL 71) so abgeändert wurde, daß bei der Anpassung ein in allen drei Komponenten variables Magnetfeld berücksichtigt wird. Für alle Spuren wird die Elektronenmasse eingesetzt, da der Impulsverlust wegen der geringen Dichte des Kammorgases vernachlässigbar ist. Der Einfluß des variablen Magnetfeldes beträgt bis zu einer Standardabweichung im Impuls. Aus den Spurdaten wird der nicht sichtbare Vertex des Ereignisses rekonstruiert, wobei die Quadrate der Abstände zwischen Vertex und Spuren minimalisiert werden.

Nach der vollständigen räumlichen Rekonstruktion des Ereignisses wird überprüft, ob Spuren von Bremsselektronen mitgemessen worden sind. Als Bremsselektronen werden solche Spuren markiert, deren Neigungs- und Azimutalwinkel (λ, φ) , die folgenden Bedingungen erfüllen:

$$\begin{aligned} |\lambda - \lambda_{\text{Strahl}}| &\leq 3\Delta\lambda \\ |\varphi - \varphi_{\text{Strahl}}| &\leq 3\Delta\varphi \end{aligned}$$

$\Delta\lambda, \Delta\varphi$ = Fehler von λ, φ

Abb. 4 zeigt für Ereignisse aus Lauf I die Verteilung von negativen Spuren im Diagramm λ gegen φ . Die Position der Elektronarme ist deutlich zu erkennen.

+) Für die Bestimmung des Verzerrungspolynoms haben wir Eichmessungen durchgeführt. Das Polynom dient zur Korrektur auf optische Verzeichnungen und nichtlineare Filmverzerrungen.

Die Anhäufung von Spuren um die Winkel des Primärstrahls ($\varphi \approx -0.05$, $\lambda \approx 0$ rad) ist auf Bremsselektronen zurückzuführen. Ereignisse, die solche Spuren enthalten, werden von THRESH ein zweites Mal rekonstruiert, wobei diese "0^o-Spuren" bei der Vertexrekonstruktion nicht berücksichtigt werden. Beide Rekonstruktionsergebnisse durchlaufen die weitere Auswertekette.

Im Programm GEODEC (DIT 70) wird für jede Spur der auf Impulsverlust im Target und im Targetbehälter korrigierte Impuls am Vertex unter Annahme verschiedener Massen (π , K,p) berechnet. Außerdem wird der mittlere Vielfachstreuungswinkel in den durchlaufenen Medien berechnet und je zur Hälfte quadratisch zu den Meßfehlern des Azimut- und Dipwinkels addiert.

Die kinematische Analyse wird mit dem Programm GRIND (CER 67) durchgeführt. Die Spurparameter (p, λ, φ) des einlaufenden Elektrons in Targetmitte mit den zugehörigen Fehlern, die für jeden Lauf getrennt aus der Messung von etwa 200 Strahlspuren resultieren, werden im GRIND-Titel eingegeben. Der Titel enthält außerdem die Information, welche Massenzuordnungen versucht werden sollen. Eine χ^2 -Anpassung verbessert die Spurdaten so, daß Energie- und Impulserhaltung erfüllt sind. Für Ereignisse, bei denen die Spuren aller auslaufenden Teilchen gemessen sind, hat man vier Zwangsbedingungen für die Anpassung (4C-Fit). Ist eine Teilchenspür nicht gemessen (neutrale Teilchen, im Target stoppendes Teilchen), steht nur noch eine Zwangsbedingung zur Verfügung (1 C-Fit). Sind zwei oder mehr Teilchen nicht gemessen, kann in GRIND keine Anpassung erfolgen (Nofit).

2.3 Ionisationsentscheidung und Auswahlkriterien

2.3.1 Ionisationsentscheidung

GRIND kann zu einem Ereignis mehrere kinematisch möglichen Massenhypothesen liefern. Eine Einschränkung der möglichen Massenzuordnungen kann durch eine Ionisationsentscheidung geschehen. Teilchen verschiedener Massen ionisieren das Kammergas verschieden stark und liefern Spuren verschiedener Streamerdichte und Schwärzung. Die theoretische Ionisationsstärke wird nach der Formel (MAI 70)

$$I_{\text{theor}} = \frac{1}{\beta^2 \cos^3 \lambda}$$

($\beta = v/c, \lambda = \text{Dipwinkel}$)

berechnet. Da bei der verwendeten Streamerkammer die Ionisation vom Ort in der Kammer abhängt (Ursachen können sein: Feldinhomogenitäten, ungleichmäßige Durchspülung, Lichtverluste durch die Mittelelektrode), wird die Ionisation für jede Spur mit einem Faktor α ($0.2 < \alpha < 1.5$) korrigiert, der vom Neigungs- und Azimutwinkel (λ und φ) der Spur abhängt. Die Faktoren α als Funktion von λ und φ werden dem Programm als Tabelle eingegeben. Gewonnen wurde diese Tabelle aus dem Vergleich der beobachteten zur berechneten Ionisation von eindeutigen 4C-Ereignissen.

Nach der Kinematikrechnung werden für jedes Ereignis die wichtigsten Meßergebnisse (Spurparameter, Vertexkoordinaten, Meßfehler, Koordinaten der vertextrnächsten Spurpunkte) und für jede Spur die korrigierte Ionisation $I_{kor} = \alpha I_{theor}$ für die Massen π , K und p ausgedruckt. Mit diesem Ausdruck wird jedes Ereignis am Scantisch überprüft. Für jede positive Spur wird die korrigierte Ionisation mit der beobachteten verglichen. Schwankungen der Ionisation von Bild zu Bild (hervorgerufen z.B. durch Schwankungen des Hochspannungspulses) können berücksichtigt werden, da jeweils die Spur des gestreuten Elektrons ($I=1$) zur Eichung verwendet wird. Eine Trennung zwischen Pion und Proton anhand der beobachteten Ionisation ist möglich für Impulse kleiner 1 GeV und Neigungswinkel λ kleiner 45° . Das Ergebnis der Ionisationsentscheidung wird in Lochkarten (Polluxkarten) übertragen. Gleichzeitig wird die Messung des Ereignisses überprüft. Fehlt eine Spur oder sind Spuren schlecht gemessen (Streuung der Meßpunkte um die Spur $\sigma > 10\mu$ für minimumionisierende Spuren, $\sigma > 15\mu$ für andere Spuren) so wird in die Polluxkarte ein Vermerk für eine Nachmessung eingetragen. Sind zu viele Spuren gemessen worden, so kann das Ereignis neu gerechnet werden, indem die nicht zum Ereignis gehörenden Spuren gelöscht werden.

Bei Ereignissen mit ungerader Spurzahl und Gesamtladung der auslaufenden Spuren ± 1 fehlt ein geladenes Teilchen (Ladungserhaltung). GRIND kann für solche Ereignisse 1C-Fits liefern. Impuls und Winkel des angepaßten ungemessenen Teilchens werden ausgedruckt. Bei Impulsen kleiner als 350 MeV/c für Protonen (< 50 MeV/c für Pionen) oder Neigungswinkeln $-90^\circ < \lambda < -65^\circ$ kann das Teilchen innerhalb des Targetbehälters verlaufen oder stoppen. Erfüllen Impuls oder Winkel diese Bedingungen nicht, wird überprüft, ob die von GRIND angepaßte Spur auf dem Bild gefunden werden kann. Ist das nicht der Fall, wird ein Vermerk Q (\equiv Hypothesen nicht akzeptieren) in die Polluxkarte eingetragen.

Das Entscheidungsprogramm POLLUX (DRE 72) verarbeitet das Grindausgabeband mit dem Polluxkartenband zum endgültigen Datenband, das nur gut gemessene Ereignisse und nur die mit der Ionisationsentscheidung verträglichen Massenhypothesen enthält. Ereignisse, die nachgemessen oder nachgerechnet werden müssen, durchlaufen die Auswertekette von vorne.

2.3.2 Ausnutzung der Zählerinformation

Der Triggerpuls für die Bildernahme kann statt durch ein gestreutes Elektron auch durch ein Pion oder ein Sekundärprodukt (z.B. e^+e^- -Paar aus dem π^0 -Zerfall) ausgelöst worden sein. Zur Abtrennung solcher Untergrundeignisse wird die geometrische Anordnung der Zähler und die Pulshöheninformation benutzt. In GRIND werden zu jeder Spur die y/z-Koordinaten der Durchstoßpunkte in den Zählerebenen I, II und III berechnet und auf das Ausgabeband geschrieben. Zusätzlich holt sich GRIND zu jedem Ereignis die Bits und die Pulshöhen von einem Zählerdatenband. Bei der Auswahl der Ereignisse zur physikalischen Analyse werden alle Ereignisse verworfen, die keine negative Spur haben, die alle Zählerebenen durchqueren kann. Für die verbleibenden Ereignisse wird aus der Energie des als Elektron angenommenen Teilchens und aus dem Auftreffpunkt in Ebene III (Abb.2b) die theoretische Pulshöhe und ihr Fehler in dem entsprechenden Schauer- und Plexiglaszähler mit Hilfe einer Eich-tabelle berechnet. Die Energie- und Ortsabhängigkeit der Pulshöhe jedes Zählers wurde durch Eichmessungen mit Elektronen bekannter Energie bestimmt (GRE 73). Für ein ep -Ereignis wird verlangt, daß die gemessenen Pulshöhen die theoretischen um nicht mehr als zwei Standardabweichungen unterschreiten.

$$PH_{gem} \geq PH_{theor} - 2 \Delta PH_{theor}$$

In Abb. 5a (b) ist die im Schauerzähler SL (Plexiglaszähler PL) gemessene Pulshöhe gegen die Energie E' des gestreuten Elektrons aufgetragen. Die Pulshöhe steigt linear mit der Energie an. Abb. 5c zeigt, daß die Pulshöhen in SL und PL korreliert sind. Für Elektronenergien kleiner als 2.7 GeV wird eine π -e Trennung aufgrund der Pulshöhe unsicher. Deshalb werden diese Ereignisse bei der Auswertung weggelassen.

Zur Überprüfung der Pulshöhenabfrage wird für 4C-4Spurereignisse die gemessene Pulshöhe mit der berechneten verglichen. Abb. 5d zeigt die Verteilung

$$P_{\text{Norm}} = \frac{PH_{\text{berechnet}} - PH_{\text{gemessen}}}{\Delta PH}$$

für 4C-4 Spurereignisse. Die Verteilung von P_{Norm} entspricht der theoretisch erwarteten Normalverteilung mit der Standardabweichung $\sigma \approx \pm 1$. Die Verteilung der 4C-Ereignisse in der Q^2 -W-Ebene wird in Abb. 5e dargestellt. Die gestrichelte Linie gibt an, welchen Bereich wir abschneiden, weil die Pulshöhenmessung $\nu > 4.5$ GeV zur Elektronidentifikation nicht ausreicht.

3. Akzeptanz und Bremsstrahlungskorrektur

3.1 Geometrische Akzeptanz

Die Zähleranordnung im Elektronenarm erfaßt nur einen begrenzten Raumwinkelbereich. Für die Berechnung von Wirkungsquerschnitten ist es notwendig, die Nachweiswahrscheinlichkeit (Akzeptanz) als Funktion von Energie E' und Winkel Θ (Θ = Polarwinkel gegen Strahlachse) des gestreuten Elektrons genau zu kennen. Die Akzeptanz hängt von der Energie ab, da die Teilchenbahn durch das Magnetfeld impulsabhängig wird. Die Azimutalwinkelverteilung wird als isotrop vorausgesetzt, da Strahl und Target nicht polarisiert sind. Statt E' und Θ wird das Variablenpaar Q^2 - ν benutzt ($-Q^2$ = Quadrat der Photonmasse, $\nu = E - E'$). *

Die Akzeptanz wird für feste Q^2 - ν -Werte berechnet (YEL72). In kleinen Intervallen von ϕ (Winkel des gestreuten Elektrons in der y-z-Ebene) wird geprüft, ob das gestreute Elektron unter Berücksichtigung des Magnetfeldes die Triggerzähler in den Ebenen I, II und III trifft. Das Verhältnis des von den Triggerzählern überdeckten Winkelbereichs zu 2π ist die Akzeptanz.

Die Berechnung der Akzeptanz ist für jeden Lauf wiederholt worden, da die Position der Zähler etwas verändert worden ist. Die in Abb. 6 eingezeichneten Linien verbinden Punkte gleicher Akzeptanz in der Q^2 - ν -Ebene für den Lauf I.

Der Fehler der Akzeptanz wird zu kleiner als $\pm 5\%$ abgeschätzt. Er ist bestimmt durch die Ungenauigkeit der Zählervermessung und des extrapolierten Magnetfeldes.

* Der Zusammenhang zwischen E' , Θ , Q^2 und ν wird unter 4.1 (S.23) angegeben.

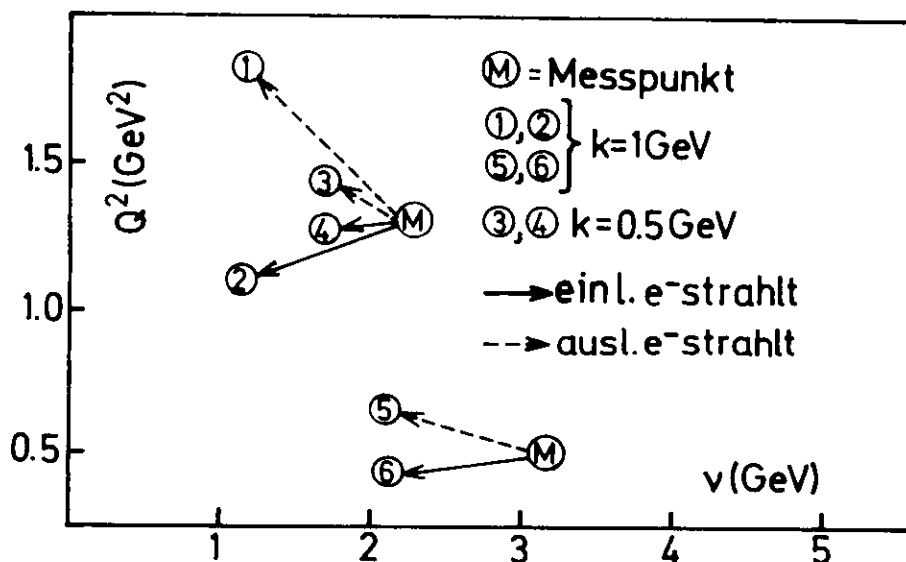
3.2 Bremsstrahlungskorrektur

Die Bestimmung von ep-Wirkungsquerschnitten wird dadurch erschwert, daß sowohl das einlaufende als auch das auslaufende Elektron Energie durch Bremsstrahlung abgeben können. Die kinematischen Variablen Q^2 und ν werden für solche Ereignisse falsch berechnet und das Ereignis kann verlorengehen, weil das gestreute Elektron den Zählerarm nicht mehr trifft. Wie Abstrahlung eines Photons der Energie k das Ereignis in der Q^2 - ν -Ebene verschiebt, geht aus der folgenden Skizze hervor. Es wird dabei angenommen, daß das Photon unter Null Grad zur Elektronrichtung abgestrahlt wird.

Einlaufendes Elektron strahlt: $\nu_{\text{wahr}} = (E_{\text{gem}} - k) - E' = \nu_{\text{gem}} - k$
 $Q^2_{\text{wahr}} = (1 - k/E) Q^2_{\text{gem}}$, mit $E_{\text{gem}} = 7.2 \text{ GeV}$

auslaufendes Elektron strahlt: $\nu_{\text{wahr}} = E_{\text{gem}} - (E'_{\text{gem}} + k) = \nu_{\text{gem}} - k$
 $Q^2_{\text{wahr}} = (1 + k/E') Q^2_{\text{gem}}$

Dies gilt exakt nur, wenn die Abstrahlung im Target erfolgt. Bei Abstrahlung entlang der sichtbaren Spur mittelt die Messung und der Strahlungsverlust erscheint kleiner als er wirklich war. Der Beitrag der Bremsstrahlung im Gas wird vernachlässigt.

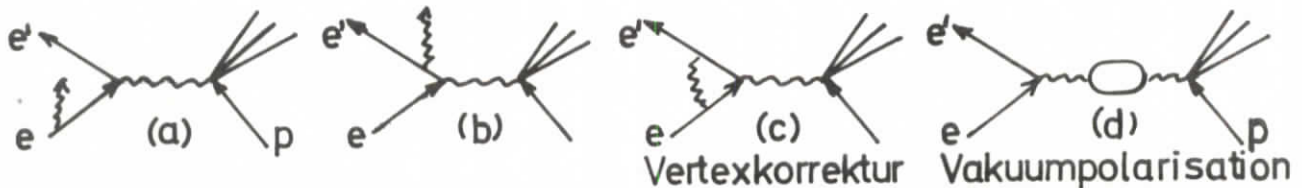


Die Bremsstrahlung kann sowohl am selben Nukleon wie der beobachtete Streuprozeß stattfinden (interne Bremsstrahlung) als auch im Coulombfeld anderer Kerne (externe Bremsstrahlung). Die externe Bremsstrahlung läßt sich nach der folgenden Formel von Bethe und Ashkin (BET 63) berechnen:

$$W(E,k,t) = b \cdot t \frac{1}{k} \left(\frac{E-k}{E} + \frac{3}{4} \frac{k^2}{E^2} \right) \left(\ln \frac{E}{E-k} \right)^{b \cdot t} \quad 3-2$$

- E = Energie des Elektrons vor der Abstrahlung
- k = Energie des abgestrahlten Photons
- t = Targetlänge in Einheiten der Strahlungslänge
- b = Funktion der Kernladung $\approx \frac{3}{4}$ für H_2 .

Die interne Bremsstrahlung kann dagegen nur näherungsweise berechnet werden. Die Hauptbeiträge niedrigster Ordnung in α werden durch die folgenden vier Graphen wiedergegeben.



Mo und Tsai (MO 69) geben eine Näherungsformel für den Fall großer Elektronenergien an. Sie berücksichtigen nur die Beiträge a und b unter der Voraussetzung, daß die Photonen unter sehr kleinem Winkel ($\alpha \sim \frac{m_e}{E}$) abgestrahlt werden (Peaking Approximation). Sie zeigen, daß die interne Bremsstrahlung ungefähr denselben Effekt hat, als würde man das Target vor und hinter dem Streuprozeß um je eine Schichtdicke der Strahlungslänge t_i

$$t_i = \frac{3}{4} \frac{\alpha}{\pi} \left(\ln \frac{Q^2}{m_e^2} - 1 \right) \quad 3-3$$

verlängern.

Der Korrekturfaktor auf externe und interne Bremsstrahlung für Photonenergien $k > \Delta$ wird durch den folgenden Ausdruck gegeben:

$$\begin{aligned}
 B(E, E', Q^2) = 1 + \left(\frac{\Delta}{E}\right)^{b \cdot t_{\text{eff}}} & \int_{\Delta}^k \frac{dk}{k} \left\{ t_{\text{eff}} \left(\frac{E-k}{E} + \frac{3}{4} \frac{k}{E} \right)^2 \right\} \left(\ln \frac{E}{E-k} \right)^{b \cdot t_{\text{eff}}} \\
 + \left(\frac{\Delta}{E'}\right)^{b \cdot t_{\text{eff}}} & \int_{\Delta}^k \frac{dk}{k} \left\{ t_{\text{eff}} \left(\frac{E'-k}{E'} + \frac{3}{4} \frac{k}{E'} \right)^2 \right\} \left(\ln \frac{E'}{E'-k} \right)^{b \cdot t_{\text{eff}}}
 \end{aligned}$$

3-4

$$t_{\text{eff}} = t_i + \frac{t_a}{2}$$

3-5

$$t_a = 0.0108 \quad (\text{Dicke des 9 cm langen H}_2\text{-Targets gemessen in Strahlungslängen})$$

$$t_i = 0.0206 \quad \text{bei } Q^2 = 0.3 \text{ GeV}^2$$

$$t_i = 0.0262 \quad \text{bei } Q^2 = 1.5 \text{ GeV}^2$$

Aus dem Verhältnis der Strahlungslängen läßt sich abschätzen, daß interne Bremsstrahlung etwa 5 mal häufiger ist als externe Bremsstrahlung.

3.3 Berechnung der Bremsstrahlungskorrektur

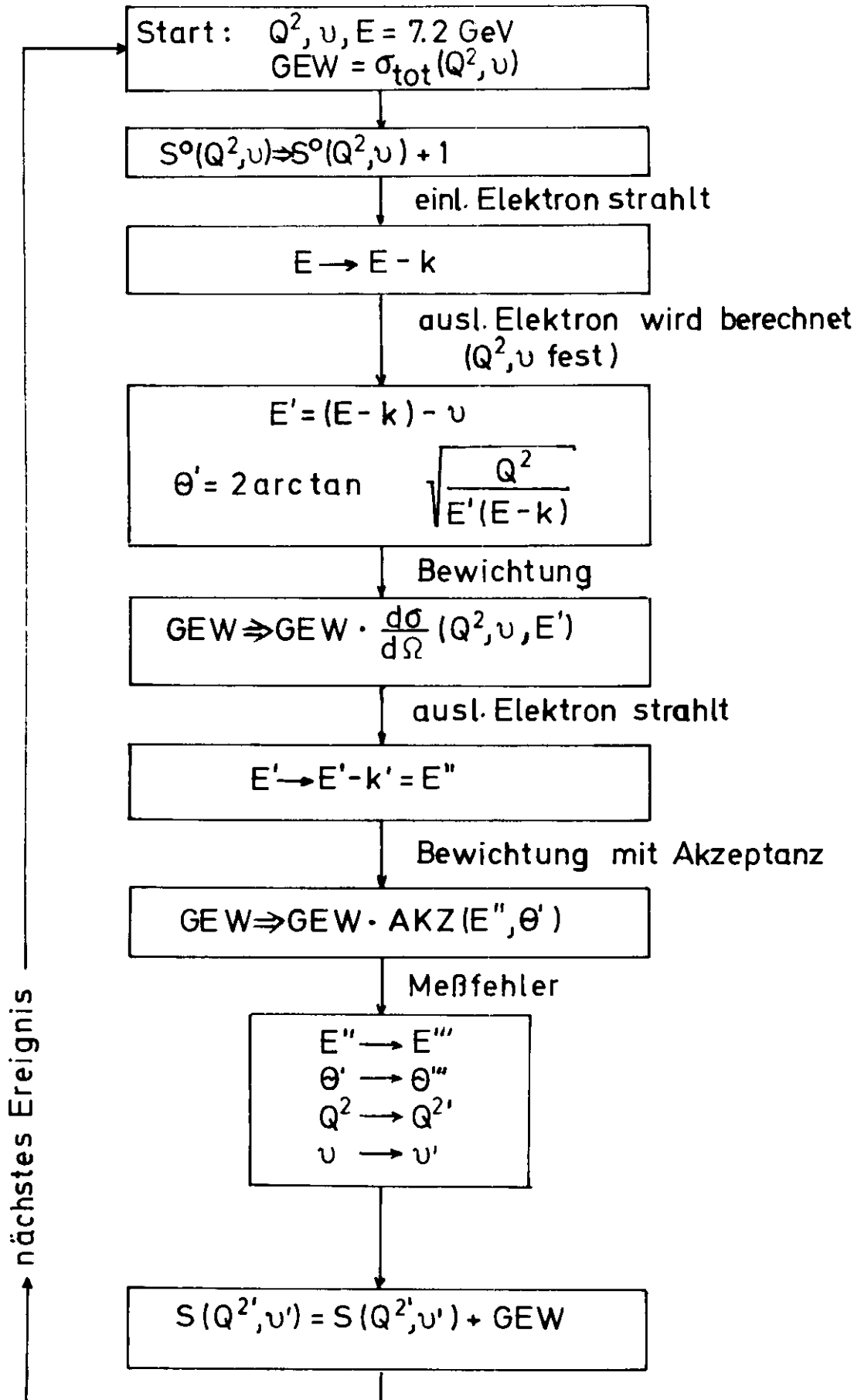
Aus der obigen Skizze geht hervor, daß man bei der Bremsstrahlungskorrektur sowohl den Verlust an Ereignissen in einem Q^2 - ν -Bereich berücksichtigen muß als auch einen Gewinn an falschen Ereignissen, die aufgrund von Abstrahlung aus der Umgebung in den betrachteten Q^2 - ν -Bereich gewandert sind. Die Zahl der zu- und abgewanderten Ereignisse hängt vom Wirkungsquerschnitt und von der Akzeptanz im Gebiet und in der Umgebung ab. Dies wird in dem Monte-Carlo-Programm, das im folgenden kurz erläutert wird, berücksichtigt.

3.3.1 Strahlungskorrektur für den totalen inelastischen Wirkungsquerschnitt

Das Flußdiagramm auf der nächsten Seite soll die einzelnen Schritte zur Berechnung der Strahlungskorrektur zeigen. Der im Monte-Carlo-Programm benutzte Bereich in Q^2 und ν muß aus den oben genannten Gründen größer sein als der im Experiment gemessene Bereich. Die gewählten Grenzen sind:

$$0.25 < Q^2 < 2.0 \text{ GeV}^2, \quad 0 < \nu < 6 \text{ GeV}$$

Flußdiagramm für die Berechnung der Bremsstrahlungs - korrektur



In diesem Gebiet werden Ereignisse mit bestimmtem Q^2 und ν gewählt und mit dem theoretischen totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{tot}}(Q^2, \nu)$ bewichtet. σ_{tot} wird aus anderen Experimenten genommen (KOR 73). Für das einlaufende Elektron der Energie E wird eine Abstrahlungsenergie k gewürfelt. Das dabei benutzte Bremsstrahlungsspektrum hat die stark vereinfachte Form

$$k \cdot \frac{dN}{dk} = \frac{4}{3} t_{\text{eff}} \ln E/\Delta \quad 3-6$$

Ist k kleiner als der Abschneideparameter $\Delta = \frac{E}{400}$, wird die Bremsstrahlung vernachlässigt. Streuwinkel θ' und Energie E' des auslaufenden Elektrons werden aus Q^2, ν und $(E-k)$ berechnet. Das Ereignis wird mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}(Q^2, \nu, E')$ bewichtet. Danach wird die Bremsstrahlung k' für das gestreute Elektron gewürfelt und eine Bewichtung mit der geometrischen Akzeptanz, $A_{kz}(E'-k', \theta')$, durchgeführt. Anschließend werden an die Energie $E'' (= E'-k')$ und den Streuwinkel θ' gaußische Meßfehler angebracht. Aus den endgültigen Parametern E''' und θ''' werden $Q^{2'}$ und ν' berechnet, d.h. der Punkt, an dem das Ereignis nach allen Korrekturen landet.

Zur Bestimmung der Bremsstrahlungskorrektur wurden 800 000 Ereignisse erzeugt. Die Bremsstrahlungskorrektur für ein Q^2 - ν -Bin erhält man, indem man die Gewichte aller Ereignisse, die in diesem Bin gelandet sind, aufaddiert und die Summe durch die Zahl der in diesem Bin ursprünglich erzeugten Ereignisse und den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}(Q^2, W, 7.2 \text{ GeV})$ dividiert.

In dieser Korrektur ist die Vertexkorrektur und Vakuumpolarisation noch nicht enthalten. Dieser Beitrag wird unabhängig von Q^2 und ν angenommen und zu -7 % abgeschätzt. Damit erhalten wir für den Korrekturfaktor:

$$k_{\text{BS}}(Q^2, \nu) = 0.93 \left(\frac{S(Q^2, \nu)}{S^0(Q^2, \nu) \frac{d\sigma}{d\Omega}(Q^2, \nu, 7.2 \text{ GeV})} \right)^{-1} \quad 3-7$$

3.3.2 Strahlungskorrektur für topologische Wirkungsquerschnitte

Das für den totalen Wirkungsquerschnitt angewendete Verfahren muß für die Bremsstrahlungskorrektur von topologischen Wirkungsquerschnitten erweitert werden. Die topologischen Wirkungsquerschnitte zeigen sehr verschiedene Energieabhängigkeit, wie man aus Photoproduktionsexperimenten weiß (ABBHHM 68, MOF 72). Die in diesen Experimenten gefundene Energieabhängigkeit von σ_n -Spur wird im Monte-Carlo-Programm durch entsprechende Bewichtung der n-Spur-Ereignisse berücksichtigt. Es wird angenommen, daß σ_n/σ_{tot} nicht von Q^2 abhängt und denselben Wert wie in der Photoproduktion hat.

3.3.3 Strahlungskorrektur für den elastischen Wirkungsquerschnitt

Elastische Ereignisse $ep \rightarrow ep$ liefern in GRIND keinen 4C-Fit mehr, wenn die abgestrahlte Energie größer als eine Energie k_{MAX} ist. k_{MAX} hängt von den Meßfehlern der Spuren und von der Grenze in der χ^2 -Wahrscheinlichkeit für akzeptierte Fits ab. In unserem Experiment wird k_{MAX} zu 500 MeV angenommen, eine Abschätzung, die wir durch das Simulationsprogramm STYX (NAG 73) bestätigt haben. Inelastische 2 Spurereignisse können auch nach Bremsstrahlung keine elastische Streuung (4C-Fit!) vortäuschen ($v_{gemessen} > v_{wahr}$). Die Strahlungskorrektur ist in diesem Fall näherungsweise durch Berechnung der Integrale 3-4 (Mo und Tsai) von k_{MAX} bis E bzw. E' gegeben und beträgt $16 \pm 5\%$.

Ein unabhängiges Verfahren, die Strahlungskorrektur für den elastischen Wirkungsquerschnitt aus den experimentellen Ereignissen direkt abzuschätzen, benutzt die Koplanarität der elastischen Streuung. Bei Zweiteilchen-Endzuständen müssen die Impulse der einlaufenden (e) und auslaufenden (e',p') Teilchen in einer Ebene liegen (Impulserhaltung). Dies gilt auch für Streuungen, bei denen gleichzeitig Bremsstrahlung stattgefunden hat, wenn man nur Abstrahlung unter Null Grad voraussetzt. Die Koplanarität κ eines Ereignisses definieren wir als:

$$\kappa = \frac{(\vec{e} \times \vec{e}') \cdot \vec{h}'}{|\vec{e} \times \vec{e}'| |\vec{h}'|} \quad 3-8$$

\vec{h}' ist der Impuls des auslaufenden gemessenen Hadrons. Abb. 7 zeigt die Koplanaritätsverteilung aller 2-Spüreignisse. Schraffiert eingezeichnet ist die Verteilung für 4C-Ereignisse ($ep \rightarrow ep$).

Die Bedingung

$$|\kappa| \leq 2 \Delta\kappa$$

liefert eine vollständige Abtrennung der elastischen Ereignisse, wobei $\Delta \kappa$ der Fehler von κ ist. Mit einer Monte-Carlo-Rechnung wurde nachgeprüft, daß dieses Verfahren alle elastischen Ereignisse erfaßt. In der zur Wirkungsquerschnittsberechnung benutzten Ereignismenge erfüllen 2991 Ereignisse die Bedingung 3-9, 2301 davon sind 4C-Ereignisse. Die aus diesen Zahlen resultierende Strahlungskorrektur ist zu groß, da etwa 9 % der inelastischen 2 Spurereignisse ebenfalls der Bedingung 3-9 genügen.

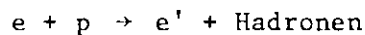
Der Koplanaritätsschnitt wird deshalb nur zur Abtrennung der elastischen von den inelastischen Ereignissen benutzt, nicht zur Wirkungsquerschnittsberechnung.

III. Ergebnisse

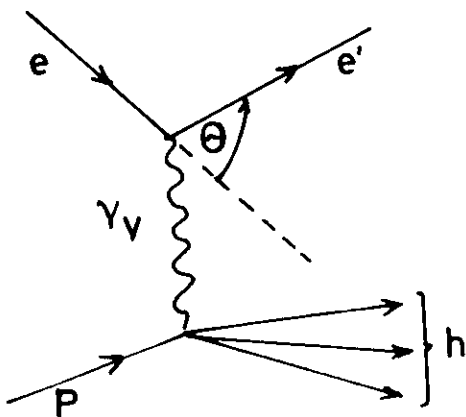
4. Kinematik und Wirkungsquerschnitte

4.1 Definition der kinematischen Variablen

Die inelastische ep-Streuung



läßt sich in erster Näherung durch den Einphotonenaustausch beschreiben.



Vierervektoren:

$e = (\vec{e}, E)$ einlaufendes Elektron

$e' = (\vec{e}', E')$ gestreutes Elektron

$q = (\vec{q}, \nu)$ ausgetauschtes Photon γ_V

$p = (\vec{p}, m_p)$ einlaufendes Proton

$h = (\vec{h}, W)$ Σ auslaufende Hadronen

Streuwinkel des Elektrons:

$$\theta = \angle e, e'$$

In diesem Bild wird das einlaufende Elektron unter Austausch eines virtuellen Photons am Proton gestreut. Die Wechselwirkung am Vertex $e \gamma_V e'$ wird durch die Quantenelektrodynamik beschrieben. In Experimenten zur inelastischen Elektronstreuung wird der Vertex $\gamma_V p h$ untersucht, d.h. die Erzeugung von Hadronen durch virtuelle Photonen. Das Massenquadrat der ausgetauschten Photonen ist negativ. Unter Vernachlässigung der Elektronenmasse ist

$$-Q^2 = q^2 = (e - e')^2 \approx -4EE' \sin^2 \theta / 2 .$$

Das Quadrat der Schwerpunktsenergie ist

$$s = W^2 = (e-e'+p)^2 = -Q^2 + 2m_p v + m_p^2 .$$

4.2 Der differentielle inelastische Wirkungsquerschnitt

In der inelastischen ep-Streuung können sowohl transversal als auch longitudinal polarisierte virtuelle Photonen zum Wirkungsquerschnitt beitragen. Virtuelle Photonen können longitudinal polarisiert sein (\vec{E} -Vektor des elektromagnetischen Feldes schwingt parallel zur Flugrichtung), da ihr Massenquadrat, $-Q^2$, verschieden von Null ist.

Nach Hand (HAN 64) läßt sich der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt der inelastischen ep-Streuung in der folgenden Weise in die Beiträge der transversalen (σ_t) und longitudinalen Photonen (σ_l) aufspalten:

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dW} = \frac{\pi}{EE'} \frac{W}{m_p} \Gamma_t (\sigma_t(Q^2, W) + \epsilon \sigma_l(Q^2, W)) \quad 4-1$$

Für $Q^2 = 0$ (reelle Photonen) ist $\sigma_l = 0$.

Die Funktion Γ_t gibt den Fluß von transversalen virtuellen Photonen an.

$$\Gamma_t = \frac{\alpha}{4\pi^2} \frac{E'}{E} \frac{W^2 - m_p^2}{m_p Q^2} \frac{1}{1-\epsilon} \quad 4-2$$

Die transversalen Photonen sind linear polarisiert, der Polarisationsvektor liegt in der Elektronstrebene. Der Polarisationsgrad ist für $Q^2 \gg m_e^2$

$$\epsilon = \frac{1}{1 + 2 \frac{v^2 + Q^2}{4EE' - Q^2}} . \quad 4-3$$

Da in diesem Experiment der größte Teil der Ereignisse im Bereich $0.9 < \epsilon < 1$ liegt, können wir σ_t und σ_l nicht trennen und messen daher die Summe

$$\sigma(Q^2, W) = \sigma_t(Q^2, W) + \epsilon \sigma_l(Q^2, W) \quad 4-4$$

Für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte σ_{tot} , $\sigma(ep \rightarrow ep)$ und $\sigma(ep \rightarrow ep \pi^+ \pi^-)$, der Multiplizitäten und inklusiven π^- -Wirkungsquerschnitte ist nur ein Teil (55%) der gemessenen Ereignisse verwendet worden.

5. Der elastische ep-Wirkungsquerschnitt

Aus den in Abb. 6 eingezeichneten Linien gleicher Akzeptanz geht hervor, daß unsere Meßapparatur die elastische ep-Streuung ($W = m_p$) miterfaßt. Etwa 40% der 2-Spurereignisse sind elastische Streuungen. Da der elastische Wirkungsquerschnitt in Einarmmessungen (AND 72) bereits genau gemessen ist, können wir diese Ereignisse benutzen, um den Fluß, die Targetkonstante und die Akzeptanz zu prüfen. Der Wirkungsquerschnitt wird nach der folgenden Formel berechnet:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{N_{e1}}{N_e \cdot T \cdot \Delta Q^2} \cdot \frac{1}{AKZ} \cdot k_{BS} \cdot k_{VP} \quad 5-1$$

N_{e1} = Zahl der 2-Spurereignisse, die einen 4C-Fit ($ep \rightarrow ep$) geliefert haben im Bereich ΔQ^2

N_e = Zahl der einlaufenden Elektronen

T = Targetkonstante $T = \frac{\ell \cdot \rho \cdot L}{A}$
 = Zahl der Protonen/cm² in einem Target der Länge ℓ (cm)

ℓ = Länge des Targets
 ρ = Dichte des flüssigen Wasserstoffs
 L = Loschmidtsche Zahl
 A = Atomgewicht

k_{BS} = Bremsstrahlungskorrektur, berechnet nach Mo und Tsai (s. Abschnitt 3.2)
 $k_{BS} = 1.19$

k_{VP} = Vertex und Propagator Korrektur ($\approx 7\%$), $k_{VP} = 0.93$

AKZ = Akzeptanz (s. Abschnitt 3.1)

Abb. 8 zeigt den in diesem Experiment gemessenen elastischen Wirkungsquerschnitt im Bereich $0.3 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$. Die angegebenen Fehler enthalten nur den statistischen Fehler. Der systematische Fehler wird zu $\pm 5\%$ geschätzt. Die eingezeichnete Kurve gibt die Daten von Andrews (AND 72) wieder. Kleine Abweichungen von der Dipolformel sind in der eingezeichneten Kurve berücksichtigt. Die Übereinstimmung mit unseren Daten ist zufriedenstellend.

6. Der totale inelastische Wirkungsquerschnitt

Um die elastische ep-Streuung vollständig von der inelastischen ep-Streuung abzutrennen, wird das Koplanaritätskriterium (3.3.3) angewendet. Für die Berechnung des inelastischen Wirkungsquerschnitts werden alle 2-Spurereignisse zurückgewiesen, die durch das Kriterium (Gl. 3-9) als elastische Streuung identifiziert werden. Auf den Verlust an inelastischen 2-Spurereignissen (8.8 %) wird korrigiert.

Jedes Ereignis wird mit einem seinem Q^2 und W entsprechenden Akzeptanz- (3.1) und Strahlungskorrekturfaktor (3.2) bewichtet. Den Wirkungsquerschnitt erhält man durch Multiplikation des Gewichtes mit dem Flußfaktor und der topologieabhängigen Nachmeßrate. Der Flußfaktor ergibt sich aus dem über den jeweiligen Filmbereich aufsummierten Elektronenfluß und der Targetkonstanten. Wir haben den Wirkungsquerschnitt als Funktion von Q^2 und W für jeden Lauf getrennt berechnet und aus den Ergebnissen einen mit den Fehlern bewichteten Mittelwert bestimmt

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{\sum_{L=1}^3 \left(\frac{\sigma_L}{\Delta\sigma_L}\right)^2}{\sum_{L=1}^3 \frac{\sigma_L}{(\Delta\sigma_L)^2}} \quad L = \text{Lauf}$$

$$\Delta\sigma_{\text{tot}} = \frac{\sum_{L=1}^3 \sigma_L}{\sqrt{3 \sum_{L=1}^3 (\sigma_L / \Delta\sigma_L)^2}} \quad \sigma_L = \text{totaler inelast. Wirkungsquerschnitt für Lauf L}$$

$$\Delta\sigma = \text{Fehler von } \sigma_L$$

In Tab.1b werden die Flußfaktoren und die Nachmeßraten für jeden Lauf angegeben. In Lauf I werden 2-Spurereignisse zusätzlich mit einem Faktor 3.4 bewichtet, da sie nur auf einem Teil der Bilder mitgemessen wurden.

In Abb. 9 ist der totale Wirkungsquerschnitt,

$$\sigma_{\text{tot}} = (\sigma_t + \epsilon \sigma_{\ell})_{\text{tot}}$$

als Funktion von Q^2 für verschiedene W -Bereiche aufgetragen. Es sind nur die statistischen Fehler eingezeichnet. Die systematischen Fehler betragen 8-10%. Abb. 9 zeigt außerdem die Meßergebnisse von einigen anderen Experimenten (MIL 72, BRA 68, ALB 69, MOR 72), die größtenteils bei kleinerer

Einschußenergie und deshalb bei kleinerem ϵ gemessen haben. Da das Verhältnis $R = \sigma_L / \sigma_T$ klein ist, $R \approx 0.2$, (BLO 69, BRE 69, MIL 72, BRA 71), hat der Unterschied in ϵ wenig Einfluß.

Die Werte für $Q^2 = 0$ sind dem DESY-Blasenkammerexperiment (ABBHHM 68) entnommen.

Der in unserem Experiment gemessene totale Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von Q^2 und W stimmt innerhalb der statistischen Fehler mit den bisherigen Messungen überein.

7. Erläuterung verschiedener Variablen und Modellvorstellungen

In diesem Abschnitt sollen die Variablen und Strukturfunktionen eingeführt werden, die sich bei den physikalischen Fragestellungen in der inelastischen ep-Streuung als sinnvoll erwiesen haben.

Skaleninvarianz:

Der inelastische ep-Wirkungsquerschnitt (Gl. 4-1) läßt sich auch durch die Strukturfunktionen W_1 und W_2 ausdrücken.

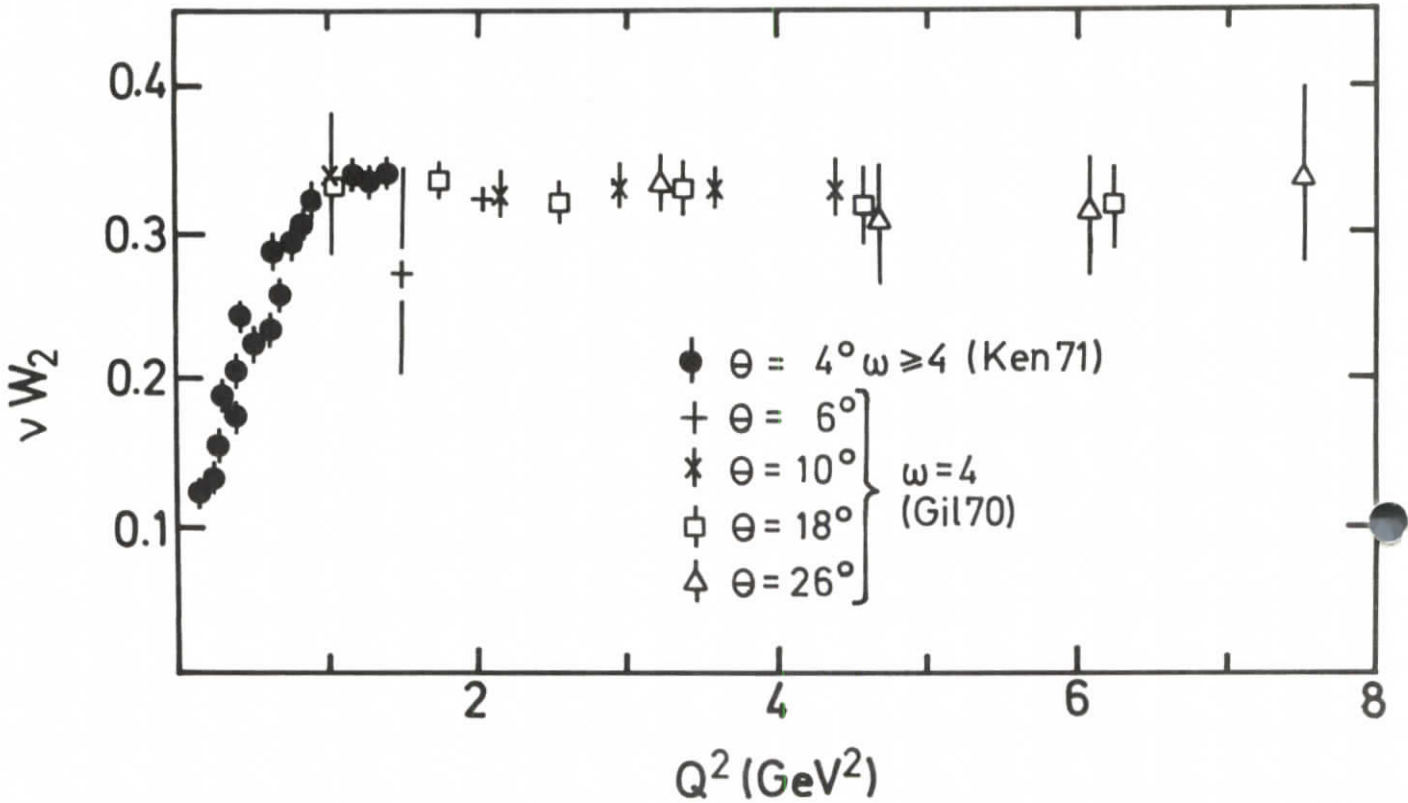
$$\frac{d\sigma}{dQ^2 dW} = \sigma_{\text{Mott}} \{ 2W_1(Q^2, \nu) \tan^2 \Theta/2 + W_2(Q^2, \nu) \} \quad 7-1$$

σ_{Mott} ist der Wirkungsquerschnitt für die Streuung an einem punktförmigen Proton. Für große s und große Q^2 hängen W_1 und νW_2 nicht mehr von ν und Q^2 getrennt sondern nur von dem Verhältnis $\omega = \frac{2m_p \nu}{Q^2}$ ab (BLO 69, MIL 72). Dieses Verhalten wird als Skaleninvarianz bezeichnet und wurde von Bjorken (BJO 69) vorhergesagt. Die Annäherung an den Grenzwert $\lim (Q^2 \rightarrow \infty, s \rightarrow \infty)$ wird dabei so durchgeführt, daß ω endlich bleibt.

Statt ω wird vielfach die Variable ω' benutzt, die dazu führt, daß die gemessenen Wirkungsquerschnitte schon bei relativ kleinem s ($s \geq 4 \text{ GeV}^2$) und kleinem Q^2 Skaleninvarianz zeigen.

$$\omega' = 1 + \frac{s}{Q^2} = \omega + \frac{m^2}{Q^2} \quad 7-2$$

Für $s \rightarrow \infty$ und $Q^2 \rightarrow \infty$ gilt $\omega' = \omega$.



In der obigen Abbildung ist νW_2 als Funktion von Q^2 für verschiedene ω' aufgetragen. Man sieht, daß Skaleninvarianz oberhalb $Q^2 \approx 1 \text{ GeV}^2$ einsetzt. Mit unserem kinematischen Bereich erfassen wir gerade das Übergangsbereich von der Photoerzeugung zum Skalierungsbereich.

Die von Rittenberg und Rubinstein (RIT 71) eingeführte Variable ω_W

$$\omega_W = \frac{2m_p \nu + m_W^2}{Q^2 + a^2} \quad 7-3$$

$$m_W^2 = 1.43 \text{ GeV}^2, \quad a^2 = 0.42 \text{ GeV}^2$$

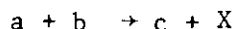
hat gegenüber ω und ω' den Vorteil, daß sie Daten der Elektro- und Photoerzeugung verbindet, d.h. Skaleninvarianz innerhalb $\approx 20\%$ im ganzen Q^2 -Bereich für $s > 4 \text{ GeV}^2$ ermöglicht (RIT 71, BRA 71). Die zunächst rein empirisch gefundene Variable ω_W findet im verallgemeinerten Vektordominanzmodell (SAK 72, BÖH 72, BRM 72) eine Erklärung durch das Kontinuum von Vektormesonen (GOR 73).

Von großem Interesse ist die Frage wie die Skaleninvarianz des totalen inelastischen Wirkungsquerschnitts zustandekommt. Da sich der totale Wirkungs-

querschnitt aus sehr vielen verschiedenen Reaktionskanälen aufbaut (MEY 73a), ist der nächstliegende Schritt, zu untersuchen, ob die Wirkungsquerschnitte für bestimmte Endzustände (z.B. $ep \rightarrow ep \pi^0$ oder $ep \rightarrow ep\rho^0$) auch skalieren. Ebenso interessant ist es, die Einteilchenwirkungsquerschnitte oder die mittleren Teilchenzahlen auf Skaleninvarianz zu prüfen.

Einteilchen-Wirkungsquerschnitte

Untersucht man in inelastischen Streuexperimenten die Erzeugung einer bestimmten Teilchenart unabhängig von den übrigen Teilchen im Endzustand, so spricht man von der Untersuchung inklusiver Reaktionen:



c bezeichnet das untersuchte Teilchen und X steht für alle zusätzlich erzeugten Teilchen. Der invariante Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion läßt sich als Produkt aus dem lorentzinvarianten Einteilchen-Phasenraum $d^3\vec{p}/E$ und einer Strukturfunktion $f(\vec{p}, s)$ schreiben. $f(\vec{p}, s)$ enthält die Dynamik der Reaktion. In der Elektroproduktion kann f zusätzlich von Q^2 abhängen, da die Masse des virtuellen Photons (Teilchen a) variabel ist.

Schreibt man den Wirkungsquerschnitt

$$d^3\sigma = \frac{d^3\vec{p}}{E} \cdot f(\vec{p}, s, Q^2) \quad 7-4$$

in Zylinderkoordinaten (Strahl und Target unpolarisiert), so erhält man mit

$$d^3\vec{p} = p_{\parallel} dp_{\parallel} dp_{\perp} d\phi$$

für die Strukturfunktion nach Integration über den Azimutalwinkel ϕ des Hadrons

$$f(p_{\perp}, p_{\parallel}, s, Q^2) = \frac{E}{2\pi} \frac{d^2\sigma}{p_{\perp} dp_{\perp} dp_{\parallel}} = \frac{E}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dp^2 dp} \quad 7-5$$

Statt p_{\parallel} benutzt man im allgemeinen entweder die Feynmanvariable x oder die Rapidität y .

Die Variable x mißt den Longitudinalimpuls des Hadrons relativ zum maximal möglichen Impuls im Schwerpunktsystem.

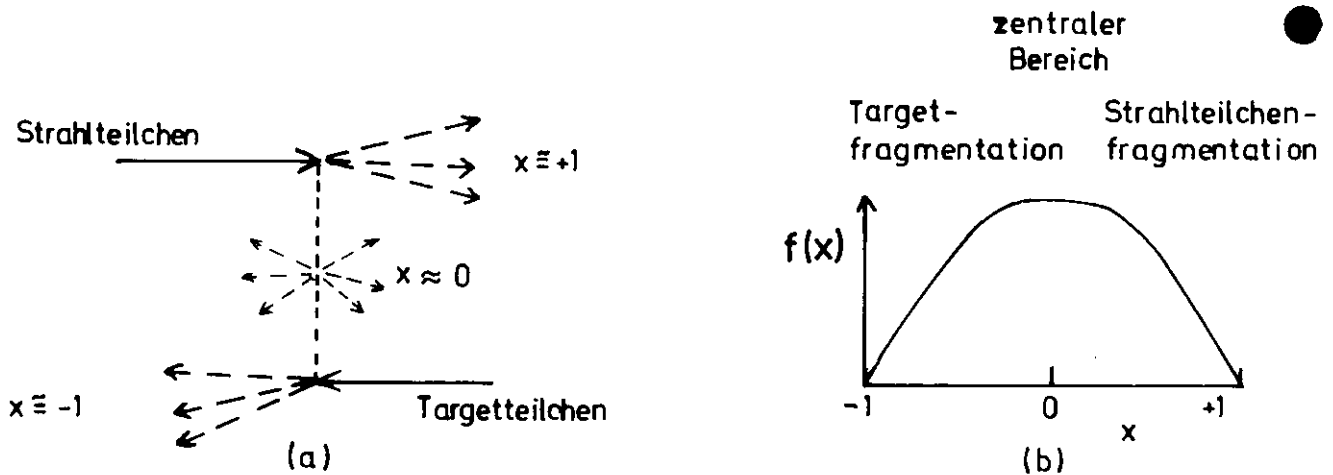
$$x = p_{\parallel}^* / p_{\text{Max}}^*$$

Bei der Berechnung von p_{Max}^* für die Reaktion $\gamma_V p \rightarrow \pi^- X$ wird die kleinste von

den Erhaltungssätzen zugelassene Masse für X gewählt, in unserem Falle die Masse $m_p + m_\pi$. Die Strukturfunktion hat damit die Form

$$f(x, p_\perp^2, s, Q^2) = \frac{1}{\pi} \frac{E^*}{p_{\text{Max}}^*} \frac{d^2\sigma}{dx dp_\perp^2} \quad 7-6$$

Die Variable x eignet sich besonders gut, um Änderungen der Strukturfunktion im Target- ($x < 0$) und Strahlfragmentationsbereich ($x > 0$) zu untersuchen. Der zentrale Bereich ist auf $x \approx 0$ beschränkt. Die folgenden Skizzen veranschaulichen die Begriffe Target- und Strahlteilchenfragmentation.



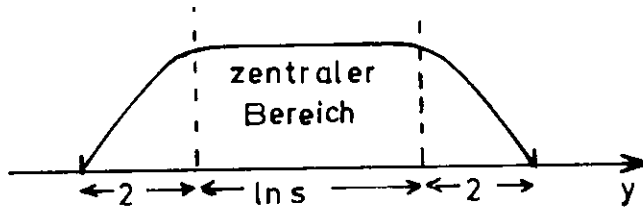
Der Aufteilung in die Fragmentationsgebiete und den zentralen Bereich liegt die Vorstellung einer multiperipheren Kette zugrunde, in der zwischen entfernten Teilchen keine Korrelationen bestehen. Voraussetzung ist, daß die Transversalimpulse begrenzt sind (WIL 63, DET 71). Die Prozesse am oberen und unteren Vertex in Skizze (a) sollten demnach unabhängig voneinander sein. Für die Reaktion $\gamma_V p \rightarrow \pi^- X$ sollte eine Änderung der Photonmasse, d.h. Änderung von Q^2 , den Targetfragmentationsbereich und den zentralen Bereich unberührt lassen. Erwarten könnte man eine Änderung der Strukturfunktion im Photonfragmentationsbereich, $x > 0$.

Die Rapidität y

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_{||}}{E - p_{||}} \quad 7-7$$

eignet sich besonders für die Untersuchung von Einteilchen-Wirkungsquer-

schnitten im zentralen Bereich. Während x unabhängig von s auf den Bereich $-1 < x < 1$ eingeschränkt ist, wird in der y -Verteilung der zentrale Bereich ($x \approx 0$) $\sim \ln s$ gedehnt. Die Breite des Target- und des Strahlteilchenbereichs bleibt konstant ≈ 2 .



Bei Übergang vom Labor- zum Schwerpunktsystem verschiebt sich die y -Verteilung nur:

$$y_{\text{Lab}} = y_{\text{CMS}} + \text{const}$$

Die lorentzinvariante Strukturfunktion in Abhängigkeit von y lautet:

$$f(y, p_{\perp}^2, s, Q^2) = \frac{1}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dy dp_{\perp}^2} \quad 7-8$$

Um Daten von verschiedenen Strahlteilchen besser vergleichen zu können, benutzen wir die auf den totalen Wirkungsquerschnitt normierten Strukturfunktionen

$$F(x) = \frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} f(x, p_{\perp}^2, s, Q^2) \quad 7-9$$

$$F(y) = \frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} f(y, p_{\perp}^2, s, Q^2) \quad 7-10$$

Für Vergleiche von inklusiven Spektren mit Reggemodellen kann es vorteilhaft sein, statt x und p_{\perp}^2 die Variablen M_X und t zu wählen.

$$M_X^2 = (\gamma_V + p - \pi^-)^2$$

$$t = (\gamma_V - \pi^-)^2$$

γ_V , p und π^- sind die Viererimpulse des virtuellen Photons, des einlaufenden Protons und des auslaufenden Pions. M_X ist die Masse des Hadronsystems X , und t ist das Quadrat des Viererimpulsübertrages vom Photon auf das π^- -Meson.

Multiplizität

Verknüpft mit den Strukturfunktionen ist die mittlere Zahl der erzeugten Teilchen pro Ereignis. Die mittlere Multiplizität der Teilchenart c in

der Reaktion $a+b \rightarrow c+X$, $\langle n_c \rangle$, läßt sich durch Integrale über die Struktur-
funktionen ausdrücken:

$$\langle n_c(s, Q^2) \rangle = \pi \int_{y_{\text{Min}}}^{y_{\text{Max}}} dy \int_0^{p_{\perp \text{Max}}} dp_{\perp}^2 F(y) = \int_{-1}^{+1} dx \int_0^{p_{\perp \text{Max}}} dp_{\perp}^2 \frac{\pi p_{\perp \text{Max}}^*}{E^*} F(x) \quad 7-11$$

Änderungen in den Strukturfunktionen mit Q^2 und s können sich darum in
der Abhängigkeit der mittleren Multiplizität von Q^2 und s widerspiegeln.

Vorhersagen aus Modellen

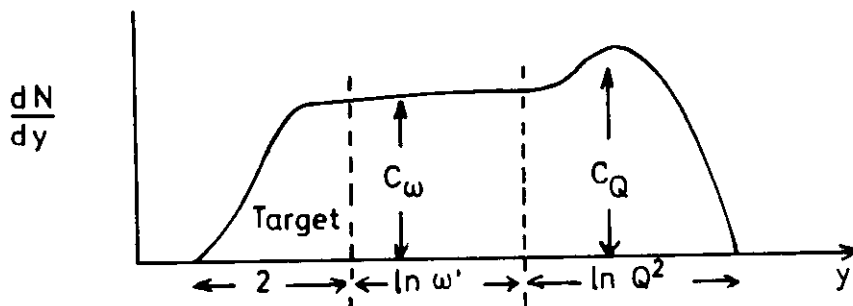
Experimente zur inelastischen Hadron-Hadron-Streuung und zur Photon-Hadron-
streuung zeigen einen gleichen, ungefähr logarithmischen Anstieg von
 $\langle n \rangle$ mit s (CAR 73). In der inelastischen Elektroerzeugung kann $\langle n \rangle$ sowohl von
 s als auch von Q^2 abhängen.

Im thermodynamischen Modell (FRA 72) wird angenommen, daß bei einer inelasti-
schen Reaktion eine Art angeregter Gleichgewichtszustand eintritt, bevor
die Hadronen emittiert werden. Die mittlere Teilchenmultiplizität sollte dann
nur von der Schwerpunktsenergie abhängen, $\langle n \rangle \sim s^{1/4}$.

Im multiperipheren Modell (AMA62) sind Breite und Höhe des Target- und des Strahl-
fragmentationsbereichs und die Höhe des zentralen Bereichs, d.h. der Wert von $F(y)$,
unabhängig von der Schwerpunktsenergie und von der Art der Target- und Strahlteil-
chen. Die Breite des zentralen Plateaus wächst mit $\ln s$. Für die mittlere Teilchen-
zahl erhält man (DET71, FRA72)

$$\langle n \rangle \sim \ln s$$

Bjorken und Kogut (BJO 73) nehmen an, daß der zentrale Bereich die Länge
 $\ln \omega'$ ($\omega' = 1 + \frac{s}{Q^2}$) hat und daß sich an das zentrale Plateau ein Plateau
im Photonfragmentationsbereich anschließt, dessen Länge wie $\ln Q^2$ wächst.



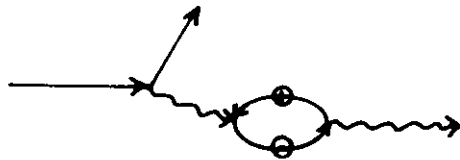
Die mittlere Höhe der beiden Plateaus braucht a priori nicht gleich zu sein. Für die mittleren Multiplizitäten erhalten Bjorken und Kogut $\langle n \rangle \sim C_\omega \ln \omega$ im zentralen Bereich und $\langle n \rangle \sim C_Q \ln Q^2$ im Photonfragmentationsbereich.

$$\begin{aligned} \langle n \rangle &= C_0 + C_\omega \ln \omega + C_Q \ln Q^2 & 7-12 \\ &= C_0 + C_\omega \ln s + (C_Q - C_\omega) \ln Q^2 \end{aligned}$$

Für den Fall $C_Q = C_\omega$, d.h. daß die Plateaus die gleiche mittlere Höhe haben, liefert das Bild von Bjorken und Kogut eine reine $\ln s$ -Abhängigkeit.

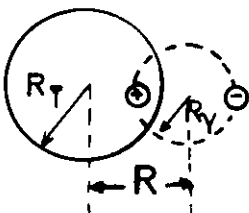
Transversalimpulsverteilungen

In verschiedenen theoretischen Betrachtungen wird die Q^2 -Abhängigkeit der Transversalimpulsverteilungen von Pionen im Photonfragmentationsbereich in Zusammenhang gebracht mit der Ausdehnung des virtuellen Photons. Cheng und Wu (CHE 69) leiten aus der Quantenelektrodynamik her, daß der Wechselwirkungsradius des virtuellen Photons mit wachsendem Q^2 kleiner wird. Diese Vorstellungen sind von Bjorken und anderen Autoren (ASH 71, BJO 71, BJ 71, KOG 71, NIE 70) aufgegriffen worden. Vereinfachend macht man sich folgendes Bild von der Reaktion eines virtuellen Photons mit einem Hadron (KOG 71). Das Photon dissoziiert in ein Paar geladener Konstituenten (Off-shell Delbrück-Streuung).



Dem Photon kann über den transversalen Abstand seiner Konstituenten ein Radius R_Y zugeschrieben werden. Aufgrund der Unschärferelation sollte der Abstand mit steigendem Q^2 kleiner werden. Das externe Feld, in diesem Fall das des Targetprotons, habe den Radius R_T . Wenn die beiden Scheiben (s. Skizze) überlappen, d.h. $R \leq R_T + R_Y$, soll Streuung möglich sein.

R gibt die Entfernung zwischen den Mittelpunkten des Targets und der Konstituentenblase des Photons an.



Mit R_y wird in diesem Bild auch der Abstand R (Impact-Parameter) mit wachsendem Q^2 kleiner. Für das reelle Photon nimmt man ungefähr den gleichen Radius wie für das Proton an, da das Photon sich hadronähnlich verhält, d.h.

$R \approx 1$ fermi. Die unter diesen Annahmen durchgeführten Rechnungen ergeben, daß $R^2(Q^2 = 1 \text{ GeV}^2)$ um einen Faktor 2 kleiner ist als $R^2(0)$. Verknüpft man dieses Ergebnis mit dem Bild der Diffraktionsstreuung, so erhält man

$$\frac{d\sigma}{dp_{\perp}^2} \sim e^{-\frac{1}{2} \langle R^2(Q^2) \rangle} \cdot p_{\perp}^2$$

Die p_{\perp}^2 -Verteilungen sollten im Photonfragmentationsgebiet mit Q^2 flacher werden, der mittlere Transversalimpuls sollte mit zunehmendem Q^2 wachsen.

Dagegen erwartet Nieh (NIE 70), daß R von ω' und nicht von Q^2 abhängt. Im Diffraktionsgebiet ($\omega' \geq 10$) soll das virtuelle Photon selbst für große Q^2 die gleiche Ausdehnung wie ein Hadron haben. Dort soll unabhängig von Q^2 der mittlere Transversalimpuls wie in der Hadron-Hadron-Wechselwirkung etwa 400 MeV sein.

In feldtheoretischen Modellen wird ein Anwachsen des mittleren Transversalimpulses mit Q^2 bei festem ω' vorausgesagt (BJO 71). Gutbrod und Schröder (GUT 73) gehen davon aus, daß das Photon nicht mit punktförmigen Teilchen (Partonen) wechselwirkt, sondern mit Teilchen, die wie physikalisch bekannte Teilchen Formfaktoren haben. Das aus den Formfaktoren folgende Abnehmen des Wirkungsquerschnitts mit Q^2 kann durch Anwachsen der mittleren Transversalimpulse kompensiert werden, um Skalenverhalten zu erreichen. Die Aussage dieser Theorie ist, daß die mittleren Transversalimpulse der Teilchen im Endzustand unbeschränkt wachsen für $Q^2 \rightarrow \infty$.

8. Topologische Wirkungsquerschnitte

Als topologischen Wirkungsquerschnitt σ_n bezeichnet man den Wirkungsquerschnitt für Reaktionen, bei denen n geladene Hadronen erzeugt werden. In diesem Experiment ist $n = 1, 3, 5, 7$. Für Ereignisse mit gerader Spurzahl (ausl. Elektron nicht mitgezählt) wird das nicht sichtbare geladene Teilchen berücksichtigt. Die Korrekturen (Nachweiswahrscheinlichkeit, Strahlungskorrektur, Nachmeßrate) werden nach dem in Abschnitt 3.3.2 beschriebenen Verfahren angebracht und für jedes Ereignis mit dem Flußfaktor in einem Gewicht g_i zusammengefaßt.

$$\sigma_n = \sum_i g_n^i \quad 8-1$$

Die Summation erfolgt über alle Ereignisse mit n auslaufenden geladenen Hadronen.

Der statistische Fehler von $\sigma_n/\sigma_{\text{tot}}$ ist durch den folgenden Ausdruck gegeben

$$\Delta \left(\frac{\sigma_n}{\sum_m \sigma_m} \right) = \frac{\left(\sum_{m=n} (\sigma_m^2 \Delta\sigma_n^2 + \sigma_n^2 \Delta\sigma_m^2) \right)^{1/2}}{\left(\sum_m \sigma_m \right)^2} \quad 8-2$$

In Abb. 10 ist das Verhältnis $\sigma_n/\sigma_{\text{tot}}$ als Funktion von Q^2 für drei W-Bereiche aufgetragen, Tabelle 2 enthält die Zahlenwerte. Die Werte bei $Q^2 = 0$ (Photoproduktion) stammen aus Blaskammerexperimenten (MOF72, BAL73). In dem betrachteten Energiebereich tragen hauptsächlich 1- und 3-Spurereignisse bei. Im Bereich $1.5 < W < 1.8$ GeV wird keine signifikante Änderung von $\sigma_1/\sigma_{\text{tot}}$ und $\sigma_3/\sigma_{\text{tot}}$ mit Q^2 beobachtet. Dies ändert sich für $W > 1.8$ GeV um, der Anteil der 3-Spurereignisse fällt mit Q^2 , der Anteil der 1-Spurereignisse steigt an. Der Abfall von $\sigma_3/\sigma_{\text{tot}}$ läßt sich teilweise, wie in Abschnitt 13 gezeigt wird, durch das Aussterben der Vektormesonproduktion (ρ^0 und ω) mit wachsendem Q^2 erklären.

Das Anwachsen von $\sigma_1/\sigma_{\text{tot}}$ mit Q^2 läßt sich durch einen relativ großen Beitrag durch longitudinale Photonen erklären. Verschiedene Experimente (DRI71, BRO71, AND71, KUM70) haben einen im Vergleich zum totalen Wirkungsquerschnitt großen longitudinalen Beitrag in der Einpionerzeugung gemessen.

9. Mittlere geladene Multiplizität

Die im Mittel pro Ereignis erzeugte Zahl von geladenen Hadronen, die mittlere geladene Multiplizität $\langle n \rangle$, ist mit den topologischen Wirkungsquerschnitten folgendermaßen verknüpft:

$$\langle n \rangle = \frac{\sum_n n \sigma_n}{\sum_n \sigma_n} = \frac{\sum_n n \sigma_n}{\sigma_{\text{tot}}} \quad 9-1$$

Der Fehler von $\langle n \rangle$ ist

$$\Delta \langle n \rangle = \frac{\left(\sum_n (n - \langle n \rangle)^2 (\Delta\sigma_n)^2 \right)^{1/2}}{\sum_n \sigma_n} \quad 9-2$$

9.1 $\langle n \rangle$ als Funktion von s und Q^2

In Abb. 11a ist die mittlere Multiplizität als Funktion von s aufgetragen für verschiedene Q^2 -Intervalle (Q^2 : 0.3 - 0.5, 0.5 - 0.8, 0.8 - 1.5 GeV²) (s. auch Tab. 3a). Die Werte für $Q^2 = 0$ stammen aus einem Blasenkammerexperiment mit einem Laserstrahl (MOF72). Die eingezeichnete Gerade gibt eine Anpassung an die Photoproduktionswerte wieder.

$$\langle n \rangle = 1 + \ln s$$

Unsere Werte für $Q^2 > 0.3 \text{ GeV}^2$ liegen im Mittel um 10% niedriger als die $Q^2 = 0$ -Werte. Der Anstieg der mittleren Multiplizität mit s scheint dagegen unabhängig von Q^2 zu sein. Die eingezeichneten Werte für $\langle n \rangle$ aus dem μ -Blasenkammerexperiment (BAL73) stimmen in dem kinematisch überlappenden Bereich mit unseren Daten überein.

Dieselben Daten sind in Abb. 11b für feste s -Bereiche als Funktion von Q^2 dargestellt. Im Mittel ist $\langle n \rangle$ für $Q^2 > 0.3 \text{ GeV}^2$ um 10 % niedriger als bei $Q^2 = 0$, ändert sich mit wachsendem Q^2 innerhalb der Fehlergrenzen jedoch nicht mehr.

9.2 $\langle n \rangle$ als Funktion von ω_W und Q^2

Um zu prüfen, ob die mittlere geladene Multiplizität ein Skalenverhalten in ω_W zeigt, d.h. für feste ω_W unabhängig von Q^2 ist, haben wir in Abb. 11c und 11d $\langle n \rangle$ gegen ω_W für feste Q^2 bzw. $\langle n \rangle$ gegen Q^2 für feste ω_W dargestellt (s. auch Tab. 3b). Bei festem Q^2 steigt $\langle n \rangle$ logarithmisch mit ω_W , bei festem ω_W linear mit Q^2 . Die mittlere Multiplizität skaliert nicht mit ω_W .

9.3 $\langle n \rangle$ als Funktion von ω' und Q^2

Die Abhängigkeit der mittleren geladenen Multiplizität von Q^2 und ω' ist in Abb. 11e und 11f dargestellt und in Tabelle 3c angegeben. Für feste ω' -Bereiche zeigt $\langle n \rangle$ einen Anstieg mit $\ln Q^2$ (Abb. 11e) während für feste Q^2 ein Anstieg mit $\ln \omega'$ zu erkennen ist (Abb. 11f). Ein solches Verhalten

$$\langle n \rangle = C_0 + C_\omega \ln(\omega' - 1) + C_Q \ln Q^2 / m_p^2 \quad 9-3$$

wird von Bjorken (s. Abschn. 7.1) vorhergesagt.

Eine χ^2 -Anpassung des Ausdrucks (9-3) an die experimentellen Daten liefert für die Koeffizienten die Werte

$$\begin{aligned}C_o &= 0.79 \pm 0.11 \\C_\omega &= 0.93 \pm 0.06 \\C_Q &= 1.04 \pm 0.08\end{aligned}$$

Das Verhältnis $\chi^2/\text{Freiheitsgrade}$ ist 9.8/6. Die in Abb. 11e eingezeichneten Linien sind für feste ω' mit den angepaßten Parametern berechnet.

Die gefundenen Werte von C_ω und C_Q sind ungefähr gleich.

Wir schreiben Gl(9-3) um in eine Form, die nur von s und Q^2 abhängt

$$\langle n \rangle = (C_o - \ln \frac{m^2}{p}) + C_\omega \ln s + (C_Q - C_\omega) \ln Q^2. \quad 9-4$$

und setzen die angepaßten Parameter ein

$$\langle n \rangle = (0.92 \pm 0.12) + (0.93 \pm 0.06) \ln s + (0.11 \pm 0.10) \ln Q^2.$$

Der Koeffizient vor $\ln Q^2$ ist innerhalb des Fehlers verträglich mit Null, während der konstante Term und der Koeffizient vor $\ln s$ nur eine Standardabweichung verschieden von eins sind. Die mittlere Multiplizität in der Elektroproduktion zeigt die gleiche s-Abhängigkeit wie die Photoproduktion und nahezu keine Q^2 -Abhängigkeit.

9.4 Vergleich mit anderen Experimenten und Modellen

Neben dem hier beschriebenen Experiment gibt es zwei weitere Experimente, die die mittlere geladene Multiplizität in der inelastischen Lepton-Hadron-Streuung untersucht haben. Die Ergebnisse für $\langle n(Q^2, W) \rangle$ aus dem Blasenkammerexperiment (BAL 73), das einen μ^+ -Strahl benutzt, sind in Abb. 11a für den Bereich $1.4 < W < 4.8$ GeV und $0.2 < Q^2 < 1.0$ GeV² eingezeichnet. Sie stimmen im kinematischen Überlappungsbereich innerhalb der Fehlergrenzen mit unseren Werten überein. Das zweite Experiment (BER 73) benutzt ein Weitwinkel-Spektrometer für den Elektronnachweis und weist die geladenen Hadronen in Szintillationszählern nach, die das Target fast vollständig umgeben. Der kinematische Bereich überdeckt Q^2 von 1.5 bis 9 GeV² und W von 2.5 bis 4 GeV. Die

Daten zeigen, daß sich $\langle n \rangle$ über den ganzen Bereich $1.5 < Q^2 < 9 \text{ GeV}^2$ bei festem W nicht ändert.

Das Ergebnis aus unseren Messungen, daß nämlich $\langle n \rangle$ in der inelastischen Lepton-Proton-Streuung wie in der Photoerzeugung $-\ln s$ ansteigt und oberhalb von $Q^2 \approx 0.3 \text{ GeV}^2$ nahezu keine Q^2 -Abhängigkeit zeigt, wird durch die μp -Experimente bestätigt.

In dem Bild von Bjorken und Kogut (s. Abschn. 7) würde daraus folgen, daß die Plateaus im zentralen Bereich und im Strahlfragmentationsbereich die gleiche mittlere Höhe haben. Allerdings ist in unserem Experiment der erfaßte W - und Q^2 -Bereich klein und wir haben deshalb keine gute Trennung zwischen dem zentralen- und dem Photon-Plateau.

Ein reines Skalenverhalten der mittleren Multiplizität, $\langle n \rangle = c + d \ln \omega'$ oder $\langle n \rangle = c + d \ln \omega_W$ (c, d Konstanten) ist mit den experimentellen Daten nicht verträglich.

10. Inklusive π^- -Erzeugung $\gamma p \rightarrow \pi^- X$

Bei der Untersuchung von π^- -Wirkungsquerschnitten behandeln wir alle negativen Hadronen als π^- . Aus der Zahl der sichtbaren K^- -Zerfälle schätzen wir ab, daß die K^- -Beimischung kleiner als 8.5% ist. Der Teilchenverlust im Targetbehälter und im δ -Fänger beträgt etwa 10%, diese Abschätzung folgt aus der Zahl der 3C-Fits, bei denen ein negatives Teilchen angepaßt wurde, zur Zahl der 4C-Fits.

10.1 Untersuchung des π^- -Wirkungsquerschnitts als Funktion von x, y und p_{\perp}^2

10.1.1 Abhängigkeit der Strukturfunktionen $F(x)$ und $F(y)$ von Q^2 und W

In Abb. 12 ist der invariante normierte Wirkungsquerschnitt

$$F(x) = \frac{1}{\pi \sigma_{\text{tot}}} \int_0^{p_{\perp}^2 \text{max}} \frac{E^*}{p_{\text{max}}^*} \frac{d^2 \sigma}{dx dp_{\perp}^2} dp_{\perp}^2$$

für die W-Bereiche 1.5 - 1.8, 1.8 - 2.2, 2.2 - 2.8 GeV und jeweils zwei Q^2 -Bereiche ($0.3 < Q^2 < 0.5 \text{ GeV}^2$, $0.5 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$) aufgetragen. Eine Änderung der Verteilungen mit Q^2 wird innerhalb der statistischen Unsicherheiten nicht beobachtet.

Im Targetfragmentationsbereich und im zentralen Bereich wird eine Abhängigkeit von der Masse des Projektilteilchens auch nicht erwartet (s. oben). Der Einfluß von Q^2 sollte sich nur im Photonfragmentationsgebiet ($0.3 < x < 1$) bemerkbar machen. In Abb. 12c ist zum Vergleich die π^- -Verteilung aus der Photoerzeugung ($Q^2 = 0$) (MOF 72) bei der Schwerpunktsenergie $\langle W \rangle = 2.5 \text{ GeV}$ als Kurve eingezeichnet. Gegenüber den $Q^2 = 0$ Daten fällt der Wirkungsquerschnitt der inelastischen π^- -Erzeugung durch virtuelle Photonen mit $Q^2 > 0.3 \text{ GeV}^2$ im Photonfragmentationsbereich stark ab.

Zum großen Teil läßt sich dieser Abfall durch das Aussterben der elastischen ρ^0 -Erzeugung mit wachsendem Q^2 erklären (s. Abschnitt 13). In Abb. 12d vergleichen wir die π^- -Wirkungsquerschnitte ohne elastische ρ^0 's bei $Q^2 = 0$ (Kurve) und $Q^2 \geq 0.3 \text{ GeV}^2$ bei $\langle W \rangle = 2.5 \text{ GeV}$. Die Abtrennung der elastischen ρ^0 -Erzeugung $\gamma_{(V)} p \rightarrow \rho^0 p$ erfolgte in beiden Experimenten gleich, indem alle Ereignisse $\gamma_{(V)} p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$, deren invariante $\pi^+ \pi^-$ -Masse im ρ^0 -Massenbereich ($0.6 < M_{\pi^+ \pi^-} < 0.9 \text{ GeV}$) lag, herausgenommen wurden. Der Unterschied zwischen den Photoproduktions- und Elektroproduktionswirkungsquerschnitten ist nach dem Abtrennen des ρ^0 zwar nicht mehr so groß, es bleibt aber eine Differenz von etwa 10 % im Bereich $0.3 < x < 0.7$ bestehen. Das bei $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$ für $p_{\perp}^2 < 0.02 \text{ GeV}^2$ von Bebek et al. (BEB 73) gemessene π^- -Spektrum liegt noch tiefer für $x > 0.3$. Dies deutet darauf hin, daß das Aussterben des ρ^0 mit wachsendem Q^2 vermutlich allein nicht ausreicht, um den Abfall des π^- -Wirkungsquerschnitts für $x > 0.3$ zu erklären.

Die Abhängigkeit der Strukturfunktion $F(y)$ von Q^2 und W ist in Abb. 13 dargestellt. Für $y \leq 1.4$ ist keine Abweichung der π^- -Elektroerzeugung von der π^- -Photoerzeugung (s. Kurve) zu beobachten. Im Strahlfragmentationsbereich liegen die Daten bei $\langle Q^2 \rangle = 0.4$ und 0.8 GeV^2 wie in den x-Verteilungen unter den Photoerzeugungswerten.

10.1.2 Abhängigkeit der Transversalimpulsverteilungen von Q^2 und W

In diesem Experiment erfassen wir im Gegensatz zu den Koinzidenzexperimenten die π^- -Transversalimpulsverteilung vollständig ($0 < p_{\perp} < p_{\perp \text{Max}}$).

Abb. 14 oben enthält die π^- -Transversalimpulsverteilungen für drei W-Bereiche $\langle W \rangle = 1.65, 2.0, 2.5 \text{ GeV}$, und jeweils zwei Q^2 -Bereiche, $\langle Q^2 \rangle = 0.4, 0.8 \text{ GeV}^2$,

im zentralen Bereich ($-0.2 < x < 0.2$).

Die eingezeichneten Geraden wurden aus χ^2 -Anpassungen einer Exponentialfunktion

$$\frac{d\sigma}{dp_{\perp}^2} = C e^{-Ap_{\perp}^2}$$

an die experimentellen Daten gewonnen. Die aus den Anpassungen resultierenden Vorwärtswirkungsquerschnitte $C = \frac{1}{\pi\sigma_{\text{tot}}} \left. \frac{d\sigma}{dp_{\perp}^2} \right|_{p_{\perp}^2 = 0}$ (GeV^{-2}) und Steigungen A sind in der Tabelle 4 zusammengefaßt. Innerhalb der Fehler ändert sich die Steigung A nicht mit Q^2 . Allerdings steigt A von etwa $8-9 \text{ GeV}^{-2}$ bei $\langle W \rangle = 2.5 \text{ GeV}$ auf ungefähr 14 GeV^{-2} bei $\langle W \rangle = 1.65 \text{ GeV}$ an. Dieses Ansteigen der Steilheit mit abnehmender Schwerpunktsenergie spiegelt vermutlich die Phasenraumbegrenzung bei kleinen W 's wieder.

Im Photonfragmentationsbereich ($0.3 < x < 0.7$) beobachtet man weder eine Energie- noch Q^2 -Abhängigkeit der Steigung A . In Abb. 14 unten sind die entsprechenden Transversalimpulsverteilungen mit den angepaßten Exponentialfunktionen dargestellt (s. auch Tab. 4).

Die in einem Koinzidenzexperiment bei DESY (DAM 72) gemessenen Transversalimpulsverteilungen für $\gamma_{\nu} p \rightarrow \pi^{-} + X$ liefern kleinere Steigungen im vergleichbaren kinematischen Bereich $2.5 < W < 2.8 \text{ GeV}$ und $0.3 < Q^2 < 0.5 \text{ GeV}^2$. Bei diesem Vergleich muß aber beachtet werden, daß die in dem Koinzidenzexperiment erhaltenen Meßpunkte auf den Bereich $p_{\perp}^2 < 0.2 \text{ GeV}^2$ beschränkt sind, während hier alle p_{\perp}^2 bis 0.5 GeV^2 berücksichtigt wurden.

10.1.3. Abhängigkeit der π^{-} -Wirkungsquerschnitte von Q^2 und ω'

Die Untersuchung in Abhängigkeit von ω' und Q^2 soll zeigen, ob in den π^{-} -Spektren ein Skalenverhalten zu beobachten ist. Wir teilen die experimentellen Daten in drei ω' -Bereiche ein: $2.5 < \omega' < 6$ (nicht-diffraktiver Bereich), $6 < \omega' < 10$ (Übergangsbereich vom nicht-diffraktiven zum diffraktiven Bereich) und $10 < \omega' < 15$ (diffraktiver Bereich). In einem festen ω' -Intervall wächst mit zunehmendem Q^2 auch die mittlere Schwerpunktsenergie W (s. Tab. 1a).

Die in Abb. 15 gezeigten x -Verteilungen für verschiedene ω' -Bereiche weisen ein Anwachsen des Wirkungsquerschnitts im zentralen Bereich mit zunehmendem Q^2 auf. In dem betrachteten kinematischen Bereich wird kein Skalenverhalten beobachtet.

Die p_{\perp}^2 -Verteilungen für den zentralen Bereich (Abb. 16 oben) werden bei festem ω' -Bereich mit wachsendem Q^2 sehr viel flacher. Im Diffraktionsgebiet $10 < \omega' < 15$ ist die Änderung der Steigung allerdings nicht so ausgeprägt. In Tab. 5 sind die Parameter aus Exponentialanpassungen zusammengestellt. Da der Vorwärtswirkungsquerschnitt konstant bleibt ist das Abflachen der p_{\perp}^2 -Verteilungen nur dadurch zu erklären, daß mit größerem Q^2 mehr π^- -Teilchen mit größeren Transversalimpulsen erzeugt werden. Vermutlich läßt sich dieses Verhalten teilweise durch einen Phasenraumeffekt erklären, da mit Q^2 auch das mittlere W ansteigt.

Die p_{\perp}^2 -Verteilungen im Photonfragmentationsgebiet (Abb. 16 unten) zeigen ein ähnliches Verhalten mit Q^2 wie die Verteilungen im zentralen Bereich. Die Steigungsänderungen sind allerdings nicht so ausgeprägt.

Abb. 17 enthält die mittleren Transversal- und Longitudinalimpulse der π^- -Mesonen als Funktion von Q^2 für feste ω' -Bereiche.

$$\langle p_{\perp} \rangle = \frac{\sum g_i p_{\perp}^i}{\sum g_i}$$

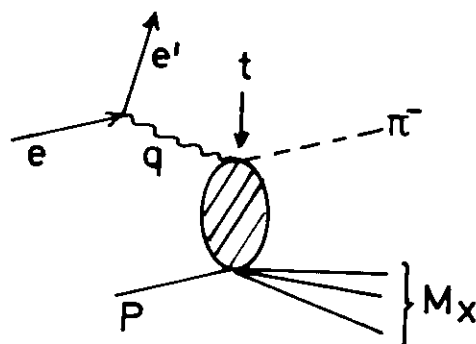
$$\langle p_{\parallel}^* \rangle = \frac{\sum g_i p_{\parallel}^{*i}}{\sum g_i}$$

Die Gewichtungsfaktoren g_i enthalten die Akzeptanz, Bremsstrahlungskorrektur und Nachmessrate für das Ereignis. Summiert wird über alle π^- -Teilchen, d.h. es wird über den gesamten Bereich $0 < p_{\perp} < p_{\perp}^{\text{Max}}$ gemittelt. Auf die gleiche Weise wurden die aus den Photoproduktionsdaten des DESY-Streamerexperimentes gewonnenen Werte für $Q^2 = 0$ bestimmt (KNO 73).

Bemerkenswert scheint, daß der mittlere Transversalimpuls zumindest gleich stark ansteigt mit Q^2 wie der mittlere Longitudinalimpuls und daß in der Elektroerzeugung $\langle p_{\parallel}^* \rangle$ kleiner als $\langle p_{\perp} \rangle$ ist, während für $Q^2 = 0$ $\langle p_{\parallel}^* \rangle$ ungefähr gleich $\langle p_{\perp}^2 \rangle$ ist.

10.2 Untersuchung des π^- -Wirkungsquerschnitts als Funktion von M_x und t

Die folgende Skizze soll die Bedeutung der Variablen M_x und t veranschaulichen



Der minimale Impulsübertrag vom virtuellen Photon auf das π^- , t_{\min} , ist näherungsweise

$$|t|_{\min} \approx \frac{M_x^2}{\omega-1} - \frac{M_p^2}{\omega} .$$

Für feste M_x ist t_{\min} nur eine Funktion von ω . Bei großem M_x und kleinem ω ist $|t|_{\min}$ sehr groß. Durch diesen kinematischen Zusammenhang werden Ereignisse mit kleinem t , die in der Photoproduktion möglich sind, unterdrückt. Dieser $|t|_{\min}$ -Effekt ist in dem Chew-Low-Diagramm, M_x vs. $|t|$, (Abb. 18), deutlich zu sehen. Abb. 19 zeigt die auf den totalen Wirkungsquerschnitt normierten M_x -Verteilungen für die W -Bereiche 1.8 - 2.2 und 2.2 - 2.8 GeV für jeweils zwei Q^2 -Intervalle. Bei festem W weist das M_x -Spektrum keine signifikante Q^2 -Abhängigkeit auf. Ein Anwachsen des Wirkungsquerschnitts um etwa 10 % von $\langle Q^2 \rangle = 0.4 \text{ GeV}^2$ zu $\langle Q^2 \rangle = 0.8 \text{ GeV}^2$ wäre mit den Daten verträglich.

Abb. 20 zeigt deutlich die Verschiebung der M_x -Verteilungen zu größeren Werten mit wachsendem Q^2 in festen ω' -Bereichen. In dieser Verschiebung spiegelt sich die zunehmende Schwerpunktsenergie wieder.

In Abb. 21 sind für zwei M_x -Bereiche, $1.6 < M_x < 2.0 \text{ GeV}$ und $2.0 < M_x < 2.8 \text{ GeV}$, die normierten differentiellen Wirkungsquerschnitte

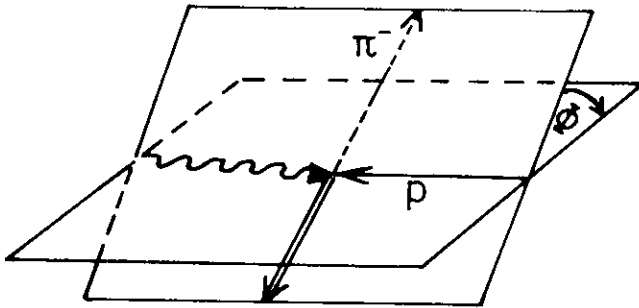
$$\frac{1}{\pi\sigma_{\text{tot}}} \int_{M_1}^{M_2} \frac{d^2\sigma}{dt dM_x} dM_x$$

für jeweils zwei Q^2 -Bereiche aufgetragen. Die Verschiebung der Verteilungen zu größeren $|t|$ -Werten mit zunehmendem Q^2 ist auf das Anwachsen von $|t|_{\min}$ zurückzuführen. Der Abfall des differentiellen Wirkungsquerschnitts ist bei großen $|t|$ für alle Q^2 -Bereiche innerhalb der statistischen Unsicherheiten gleich. Die in Abb. 21 eingezeichneten Kurven sind Freihandkurven.

10.3 Transversal-longitudinale Interferenz in der inklusiven π^- -Erzeugung

In der inelastischen Elektroproduktion können sowohl transversale als auch longitudinale Photonen zum Wirkungsquerschnitt beitragen. In diesem Experiment messen wir die Summe aus beiden Beiträgen. Das Verhältnis von longitudinalem zu transversalem Photonenfluß ist über den erfaßten kinematischen Bereich gemittelt $\langle \epsilon \rangle \approx 0.9$.

Die transversalen Photonen sind linear polarisiert in der e, e' -Streuebene. ϕ sei der Winkel zwischen der π^- -Erzeugungs- und der Elektronstrebene. Die π^- -Erzeugung durch transversale Photonen kann zu einer ϕ -Abhängigkeit führen.



$$\cos\phi = \frac{(e \times e') \cdot (\gamma_V \times \pi^-)}{|e \times e'| \cdot |\gamma_V \times \pi^-|}$$

Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma_{\nu p} \rightarrow \pi^- X$ kann nach den Beiträgen durch die verschiedenen Polarisationszustände des virtuellen Photons parametrisiert werden.

$$\frac{d^2\sigma}{dx d\phi} = \frac{1}{\pi} \left\{ \frac{d\sigma_U}{dx} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dx} + \epsilon \frac{d\sigma_T}{dx} \cos 2\phi + \sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)} \frac{d\sigma_I}{dx} \cos\phi \right\} 10^{-1}$$

Die Terme $d\sigma_U/dx$ und $\epsilon d\sigma_L/dx$ sind die Hauptbeiträge durch transversale und longitudinale Photonen. Die beiden anderen Terme sind Funktionen von ϕ und beschreiben die Differenz zwischen den Wirkungsquerschnitten für die beiden Polarisationszustände der transversalen Photonen ($\epsilon d\sigma_T/dx \cos 2\phi$) und die Interferenz zwischen den transversalen und longitudinalen Amplituden ($\sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)} d\sigma_I/dx \cos\phi$).

Die ϕ -Winkelverteilung hat also die allgemeine Form

$$W(\phi) = 1 + C_p \epsilon \cos 2\phi + C_I \sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)} \cos\phi \quad 10-2$$

Abb. 22 zeigt die Verteilung der π^- -Mesonen im Diagramm x gegen ϕ für $1.8 < W < 2.8$ GeV und $0.3 < Q^2 < 1.5$ GeV². Im zentralen Bereich und im Targetfragmentationsbereich ist keine ϕ -Abhängigkeit zu erkennen. Im Photonfragmentationsbereich dagegen häufen sich die Pionen zwischen 90° und 180° .

In Abb. 23 ist die ϕ -Verteilung für den zentralen Bereich, $-0.2 < x < 0.2$ und dem Photonfragmentationsbereich, $0.3 < x < 0.7$, gegen W aufgetragen. Für $W > 1.8$ GeV ist die ϕ -Verteilung unabhängig von W . Auf diesen Bereich beschränken wir uns im folgenden.

Die für zwei Q^2 -Intervalle, $0.3 < Q^2 < 0.5 \text{ GeV}^2$ und $0.5 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$, in Abb. 24 dargestellten Φ -Verteilungen im zentralen Bereich lassen keine $\cos 2\Phi$ -Abhängigkeit erkennen. Die Anpassung von 10-2 an diese Verteilungen ergibt

$$\begin{aligned} C_P &= -0.10 \pm 0.12 \\ C_I &= -0.04 \pm 0.05 \end{aligned} \quad \langle Q^2 \rangle = 0.4 \text{ GeV}^2$$

$$\begin{aligned} C_P &= 0.01 \pm 0.07 \\ C_I &= 0.08 \pm 0.07 \end{aligned} \quad \langle Q^2 \rangle = 0.8 \text{ GeV}^2$$

Im Photonfragmentationsbereich werden die π^- -Mesonen vorzugsweise in die Richtung $\Phi > 90^\circ$ emittiert, wie aus Abb. 25a deutlich hervorgeht. An die experimentelle Φ -Verteilung haben wir die Winkelverteilung 10-2 angepaßt und die Parameter C_P und C_I bestimmt

$$\begin{aligned} C_P &= 0.40 \pm 0.09 \\ C_I &= -0.24 \pm 0.05 \end{aligned}$$

Die aus der Anpassung resultierende Kurve ist in Abb. 25a eingezeichnet. Aus dem Ergebnis, daß C_I um mehr als vier Standardabweichungen von Null verschieden ist, können wir schließen, daß eine Interferenz zwischen der longitudinalen und transversalen Amplitude vorliegt.

Um nachzusehen, inwieweit diese Interferenz durch die Reaktion $\gamma_V p \rightarrow \rho^0 p$ hervorgerufen wird, ist in Abb. 25b die Φ -Verteilung für π^- -Mesonen aus dem ρ^0 -Zerfall allein und für Ereignisse ohne ρ^0 aufgetragen. Aus der verbleibenden Anisotropie in der letztgenannten Verteilung kann man schließen, daß die transversal-longitudinale Interferenz nicht allein auf die elastische ρ^0 -Erzeugung zurückzuführen ist.

Die in Gl. 10-1 aufgeführten vier Wirkungsquerschnitte können auch durch bestimmte Helizitätsamplituden ausgedrückt werden, die in Reggemodellen verschiedenen ausgetauschten Trajektorien entsprechen. Craigie, Kramer und Körner (CRA 73) haben untersucht, welchen Beitrag π , ρ , ω und A_2 -Austausch im Photonfragmentationsbereich zu den vier Wirkungsquerschnitten $d\sigma_U$, $d\sigma_T$, $d\sigma_I$ und $d\sigma_L$ liefern. Sie gehen davon aus, daß der Pion-Austausch der vorherrschende Regge-polbeitrag für die Erzeugung von geladenen Pionen durch reelle und virtuelle

Photonen ist. Die Piontrajektorie $\alpha_{\pi}(t) = t - m_{\pi}^2$ in der Photoproduktion erhält in der Elektroproduktion einen Q^2 -abhängigen Term

$$t = -\frac{1}{x}(x(1-x) Q^2 + (1-x) m_{\pi}^2 + p_{\perp}^2)$$

$$\alpha_{\pi}(t) = -\frac{1}{x}(Q^2 x(1-x) + x m_{\pi}^2 + p_{\perp}^2)$$

Wenn der Term $Q^2 x(1-x)$ groß ist verglichen mit m_{π}^2 , d.h. $Q^2 \gg m_{\pi}^2$, $0.75 < x < 1$, ist die inklusive Elektroproduktion vorwiegend durch den longitudinalen Beitrag bestimmt.

Da der totale inklusive Wirkungsquerschnitt aber nur einen kleinen longitudinalen Beitrag enthält ($\sigma_L/\sigma_T \approx 0.18$) muß im zentralen Bereich ($x \approx 0$) der transversale Anteil überwiegen. Die beobachtete transversal-longitudinale Interferenz für die π^- -Erzeugung im Bereich $0.3 < x < 0.7$ ist demnach mit diesen Vorstellungen verträglich. Die von Ravndal (RAV 73) aus dem Partonmodell für große Q^2 (Q^2 einige GeV^2) hergeleitete ϕ -Unabhängigkeit der π^- -Erzeugung stimmt mit unseren Daten im Bereich $Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$ nicht überein.

11. Untersuchung des Reaktionskanals $ep \rightarrow ep\pi^+\pi^-$

Bei dem jetzigen Stand der Auswertung haben wir 2100 3- und 4-Spurereignisse, die im Kinematikprogramm GRIND eine mit der Ionisation verträgliche Hypothese

$$ep \rightarrow ep\pi^+\pi^-$$

im Bereich $1.3 < W < 2.8$ GeV und $0.3 < Q^2 < 1.5$ GeV² liefern. In diesem Abschnitt werden die Wirkungsquerschnitte für diese Reaktion angegeben und es wird die Resonanzproduktion von Δ^{++} , Δ^0 und ρ^0 untersucht.

11.1 Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma_{\nu}p \rightarrow p\pi^+\pi^-)$

Die Bremsstrahlungskorrektur für den Wirkungsquerschnitt $\sigma(ep \rightarrow ep\pi^+\pi^-)$ wird in gleicher Weise abgeschätzt wie die Bremsstrahlungskorrektur für den elastischen Wirkungsquerschnitt $\sigma(ep \rightarrow ep)$ (s. Abschn. 3.3.3). $16 \pm 5\%$ der $ep\pi^+\pi^-$ -Ereignisse liefern nach dieser Abschätzung im GRIND nicht die Hypothese $ep\pi^+\pi^-$, weil das einlaufende oder auslaufende Elektron eine Energie größer als k_{\max} abgestrahlt hat.* Zusätzlich wird die in Abschn. 3.2 beschriebene Vertex- und Propagator Korrektur von $\sim 7\%$ berücksichtigt. Jedes Ereignis wird mit dem seinem Q^2 und W entsprechenden Akzeptanzfaktor bewichtet. Der Wirkungsquerschnitt ist in Abb.26 für vier Q^2 -Bereiche (0.3-0.5, 0.5-0.7, 0.7-1.0, 1.0-1.5 GeV²) als Funktion von W dargestellt. Die eingezeichneten Werte für $Q^2 = 0$ sind Daten aus dem DESY-Blasenkammerexperiment (ABBHHM 68, SPI 71).

Der Verlauf der Wirkungsquerschnitte mit der Schwerpunktsenergie ist für alle Q^2 -Bereiche ähnlich dem Verlauf in der Photoproduktion. Oberhalb der $\pi^+\pi^-$ -Erzeugungsschwelle steigt der Wirkungsquerschnitt steil an, durchläuft ein breites Maximum und fällt dann flach ab.

Mitwachsendem Q^2 fällt der $\gamma_{\nu}p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ -Wirkungsquerschnitt etwa gleich stark ab wie der totale Wirkungsquerschnitt, wie aus Abb. 27 für verschiedene W -Bereiche zu ersehen ist. Die Kurven in Abb. 27 geben qualitativ den Verlauf von σ_{tot} wieder und sind auf den Photoerzeugungsquerschnitt $\sigma(\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-)$ normiert.

* Mit dem Monte-Carlo-Programm STYX (NAG 73) haben wir Ereignisse entsprechend unserer experimentellen Anordnung und Auswertung simuliert. Ein- und auslaufendes Elektron können Energie durch Bremsstrahlung verlieren. Die mit diesem Programm bestimmte Bremsstrahlungskorrektur stimmt mit der oben angegebenen für $W < 2.2$ GeV überein. Im Bereich $W > 2.2$ GeV liefert STYX 4.5 %. Es werden die STYX-Ergebnisse verwendet.

$$dW(M_{p\pi^+}^2, M_{\pi^+\pi^-}^2) = dM_{p\pi^+}^2 + dM_{\pi^+\pi^-}^2 \left\{ a_{\Delta^{++}} \frac{B_{\Delta^{++}}(M_{p\pi^+})}{N_{\Delta^{++}}} W_{\Delta^{++}}(\cos\Theta_{G-J}) \right. \\ \left. + a_{\Delta^0} \frac{B_{\Delta^0}(M_{p\pi^-})}{N_{\Delta^0}} + a_{\rho^0} \frac{B_{\rho^0}(M_{\pi^+\pi^-})}{N_{\rho^0}} W_{\rho^0}(\cos\Theta_H) + a_{PS} \frac{PS}{N_{PS}} \right\} \quad 11-1$$

Der Beitrag durch den Prozeß (1) wird durch den lorentzinvarianten Phasenraum PS beschrieben.

Angepaßt werden die Anteile a_i für den i -ten Prozeß. N_i ist das Normierungsintegral über die Verteilungsfunktion des i -ten Prozesses. Dabei gilt die Normierung $a_{\Delta^{++}} + a_{\Delta^0} + a_{\rho^0} + a_{PS} = 1$. Für $B_{\Delta^{++}}$, B_{Δ^0} , B_{ρ^0} werden die bei Jackson (JACK 64) angegebenen relativistischen Breit-Wigner-Verteilungen mit energieabhängiger Breite eingesetzt.

$$B(M) = \frac{M}{q(M)} \frac{\Gamma(M)}{(M^2 - M_0^2)^2 + M_0^2 \Gamma^2(M)}$$

M_0 = Resonanzmasse

q = Dreierimpuls eines Zerfallsteilchens im Ruhesystem der Resonanz

Die massenabhängige Breite der $\Delta(1236)$ -Resonanzen wird aus den Streuphasen δ_{33} der P_{33} Resonanz $\Delta(1236)$ berechnet (WOL 69).

$$\Gamma(M) = \frac{M_0^2 - M^2}{M_0} \tan \delta_{33}$$

Masse M_0 und Breite Γ_0 des ρ^0 werden auf die Werte 765 MeV bzw. 143 MeV festgesetzt. Die Funktion $\Gamma(M)$ lautet für das ρ^0 :

$$\Gamma(M) = \Gamma_0 \left(\frac{q(M)}{q(M_0)} \right)^3 \frac{2q^2(M_0)}{q^2(M) + q^2(M_0)}$$

Zusätzlich wird die ρ^0 -Breit-Wigner mit einem Faktor $(M_{\rho^0}/M_{\pi^+\pi^-})^4$ multipliziert (Ross-Stodolsky-Parametrisierung), der in der Photoproduktion die Verschiebung der $\pi^+\pi^-$ -Masse gut beschreibt, wenn über alle Erzeugungswinkel integriert wird (ABBHHM 68, BAL 72, RAB 71, STR 73).

In der Wahrscheinlichkeitsverteilung 11-1 wird für $W < 1.7$ GeV die Zerfallswinkelverteilung des Δ^{++} , $W_{\Delta^{++}}(\cos\Theta_{G-J})$, und für $W > 1.7$ GeV die Zerfallswinkelverteilung des ρ^0 , $W_{\rho^0}(\cos\Theta_H)$ berücksichtigt.

$$W_{\Delta^{++}}(\cos\Theta) = \frac{3}{4} \left\{ \frac{1}{3}(1 + 4 r_{33}^{o4}) + (1 - 4 r_{33}^{o4}) \cos^2\Theta \right\} \quad 11-2$$

$$W_{\rho^0}(\cos\Theta_H) = \frac{3}{4} \left\{ (1 - r_{oo}^{o4}) + (3 r_{oo}^{o4} - 1) \cos^2\Theta_H \right\} \quad 11-3$$

Die Dichtematrixelemente r_{33}^{o4} und r_{oo}^{o4} werden in den Abschnitten 12.2 und 13.2 definiert. Dort wird auch begründet, warum wir die übrigen Terme in den Zerfallswinkelverteilungen hier vernachlässigen können. r_{33}^{o4} bzw. r_{oo}^{o4} werden als freie Parameter in der Anpassung von 11-1 an alle Ereignisse ($0.3 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$) in den verschiedenen W-Bereichen bestimmt und dann für die Anpassungen in den einzelnen Q^2 -Bereichen fest eingesetzt.

In Abb. 28, 29 und 30 sind die aus den Anpassungen resultierenden Kurven eingezeichnet. Die angepaßten Parameter sind in Tab. 6 zusammengefaßt.

12. Untersuchung der Reaktion $\gamma_{VP} \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$

Der aus den oben beschriebenen Anpassungen errechnete Δ^{++} -Wirkungsquerschnitt ist in Abb. 31 für vier Energieintervalle als Funktion von Q^2 aufgetragen (s. auch Tab. 7a). Zwischen $Q^2 = 0$ und $\langle Q^2 \rangle \approx 0.4 \text{ GeV}^2$ fällt der Δ^{++} -Wirkungsquerschnitt etwa um einen Faktor zwei bis drei, ähnlich wie σ_{tot} . Signifikante Abweichungen vom Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts treten auch bei größeren Q^2 -Werten nicht auf.

Die Energieabhängigkeit des Δ^{++} -Wirkungsquerschnitts gemittelt über $0.3 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$ ist in Abb. 32 dargestellt. Wie in der Photoerzeugung steigt der Δ^{++} -Wirkungsquerschnitt oberhalb der Schwelle steil an und beträgt bis zu 80% des Wirkungsquerschnitts für die Reaktion $\gamma_{VP} \rightarrow p\pi^+\pi^-$. Mit zunehmender Energie fällt $\sigma_{\Delta^{++}}$ von $\approx 15 \mu\text{b}$ im Maximum auf $0.5 \mu\text{b}$ bei $W = 2.5 \text{ GeV}$ ab (s. auch Tab. 7b).

12.1 Erzeugungswinkelverteilungen

Die Erzeugungswinkelverteilung $W(\cos\Theta^*)$ der Ereignisse im Massenbereich $1.12 < M_{p\pi^+} < 1.32 \text{ GeV}$ ist in Abb. 33 für sechs W-Bereiche aufgetragen. Für die Untersuchung der Zerfallswinkelverteilung des Δ^{++} in Abhängigkeit von $\cos\Theta^*$ (s. unten) werden wir ebenfalls diesen Massenbereich und diese W-Intervalle benutzen. Um den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\cos\Theta^*$ für die Δ^{++} -Erzeugung zu bestimmen, haben wir die Likelihoodfunktion 11-1 an die Ereignisse in $\cos\Theta^*$ -Intervallen angepaßt. Abb. 34 zeigt den differentiellen Wirkungsquer-

schnitt für verschiedene W-Bereiche. Bei kleiner Schwerpunktsenergie, $W < 1.5 \text{ GeV}$, nahe der Schwelle ist die $\cos\Theta^*$ -Verteilung relativ flach. Mit zunehmender Schwerpunktsenergie wird das π^- bevorzugt in Vorwärtsrichtung ($\cos\Theta^* = +1$) erzeugt. Qualitativ zeigt der differentielle Wirkungsquerschnitt der Δ^{++} -Erzeugung bei $\langle Q^2 \rangle \approx 0.6 \text{ GeV}^2$ die gleiche Energieabhängigkeit wie in der Photoerzeugung (LÜK 72).

Erzeugungswinkel- und Impulsübertragsverteilungen enthalten praktisch die gleiche Information. Da der Impulsübertrag aber außer von Θ^* auch von Q^2, W und der $p\pi^+$ -Masse abhängt, kann die t -Verteilung bei Mittelung über einen Q^2 -W-Bereich und Integration über $M_{p\pi^+}$ nicht aus der $\cos\Theta^*$ -Verteilung gewonnen werden. Deshalb werden in Abb. 35a und b die t -Verteilungen für den Δ^{++} -Massenbereich (1.12 - 1.32 GeV) in denselben Energieintervallen wie die $\cos\Theta^*$ -Verteilungen gezeigt. Da für $W > 1.8 \text{ GeV}$ im Δ^{++} -Massenbereich wenig Untergrund ist, geben wir in den beiden Bereichen $1.8 < W < 2.0 \text{ GeV}$, $2.0 < W < 2.8 \text{ GeV}$ den differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ an. Mit zunehmender Schwerpunktsenergie erfolgt die Δ^{++} -Erzeugung stärker peripher.

12.2 Zerfallswinkelverteilung der $\Delta^{++}(1236)$ Resonanz

Wir haben die Zerfallswinkelverteilung des Δ^{++} sowohl im Gottfried-Jackson als auch im Helizitätssystem untersucht. Im Gottfried-Jackson System wird die Richtung des einlaufenden Protons im Δ^{++} Ruhesystem, im Helizitätssystem die Richtung des Δ^{++} im Gesamtschwerpunktsystem als Polarachse gewählt. Die in der Zerfallswinkelverteilung auftretenden Winkel sind:

Φ = Winkel zwischen der Erzeugungsebene der Reaktion $\gamma_{\nu} p \rightarrow \Delta^{++} \pi^-$ und der Elektronstreuungsebene (Polarisationsebene des virtuellen Photons)

Θ, ϕ = Polar- und Azimutwinkel des Zerfallsprotons im Δ^{++} Ruhesystem gemessen gegen die Polarachse des gewählten Bezugssystems.

$e, e', k, p, p', \pi^+, \pi^-, \Delta$ sind die Dreierimpulse des einlaufenden Elektrons, des gestreuten Elektrons, des virtuellen Photons ($k = e - e'$) des einlaufenden Protons, des auslaufenden Protons, des π^+ , des π^- und des Δ^{++} .

$$\cos \phi = \frac{(\mathbf{k} \times \boldsymbol{\pi}) \cdot (\mathbf{e} \times \mathbf{e}')}{|\mathbf{k} \times \boldsymbol{\pi}| \cdot |\mathbf{e} \times \mathbf{e}'|}$$

$$\sin \phi = \frac{|(\mathbf{k} \times \boldsymbol{\pi}) \times (\mathbf{e} \times \mathbf{e}')| \cdot \mathbf{k}}{|\mathbf{k} \times \boldsymbol{\pi}| \cdot |\mathbf{e} \times \mathbf{e}'| \cdot |\mathbf{k}|}$$

Bei der Berechnung von ϕ sind alle Impulse im Gesamtschwerpunkt zu nehmen. Im Gottfried-Jackson-System können Polar- und Azimutwinkel θ_J, ϕ_J in folgender Weise aus den Impulsen im Ruhesystem der Δ^{++} -Resonanz berechnet werden:

$$\cos \theta_J = \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{p}'}{|\mathbf{p}| |\mathbf{p}'|}$$

$$\cos \phi_J = \frac{(\mathbf{k} \times \boldsymbol{\pi}) \cdot (\mathbf{p} \times \mathbf{p}')}{|\mathbf{k} \times \boldsymbol{\pi}| \cdot |\mathbf{p} \times \mathbf{p}'|}$$

$$\sin \phi_J = \frac{|(\mathbf{k} \times \boldsymbol{\pi}) \times \mathbf{p}| \cdot (\mathbf{p} \times \mathbf{p}')}{|\mathbf{k} \times \boldsymbol{\pi} \times \mathbf{p}| \cdot |\mathbf{p} \times \mathbf{p}'|}$$

Die entsprechenden Winkel im Helizitätssystem θ_H und ϕ_H sind

$$\cos \theta_H = - \frac{\boldsymbol{\pi}^+ \cdot \Delta^*}{|\boldsymbol{\pi}^+| |\mathbf{p}|}$$

$$\cos \phi_H = \frac{(\mathbf{k} \times \boldsymbol{\pi}^-) \cdot (\boldsymbol{\pi}^+ \times \Delta^*)}{|\mathbf{k} \times \boldsymbol{\pi}^-| |\boldsymbol{\pi}^+ \times \Delta^*|}$$

$$\sin \phi_H = \frac{(\mathbf{p} \times \Delta^*) \cdot \mathbf{p} \times (\mathbf{k} \times \boldsymbol{\pi}^-)}{|\mathbf{p} \times \Delta^*| |\mathbf{p}| \cdot |\mathbf{k} \times \boldsymbol{\pi}^-|}$$

Δ^* ist der Δ^{++} -Impuls im Schwerpunktsystem, die übrigen Größen sind im Δ^{++} -Ruhesystem zu nehmen.

Die Dichtematrix des Δ^{++} kann in 6 Matrizen $\rho_{ik}^0, \rho_{ik}^1, \rho_{ik}^2, \rho_{ik}^4, \rho_{ik}^5$ und ρ_{ik}^6 zerlegt werden. ρ^0, ρ^1 und ρ^2 beschreiben die Δ^{++} -Erzeugung durch transversale Photonen, ρ^4 mißt den longitudinalen Anteil und ρ^5 und ρ^6 geben die transversale-longitudinale Interferenz. Die vollständige Zerfallswinkelverteilung ist

$$W(\cos \theta, \phi, \phi) = \frac{1}{1+\epsilon R} [W^0(\cos \theta, \phi) - \epsilon \cos 2\phi W^1(\cos \theta, \phi) - \epsilon \sin 2\phi W^2(\cos \theta, \phi) + \epsilon R W^4(\cos \theta, \phi) + \sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)} \sqrt{R} \{ \cos \phi W^5(\cos \theta, \phi) + \sin \phi W^6(\cos \theta, \phi) \}]$$

(WOL 73) (s. Anhang):

$$\text{darin ist } R = \frac{\sigma_L(\text{ep} \rightarrow \text{e}\Delta^{++}\pi^-)}{\sigma_T(\text{ep} \rightarrow \text{e}\Delta^{++}\pi^-)} \quad \text{und} \quad 12-2$$

$$W^\alpha(\cos\theta, \phi) = \frac{3}{4\pi} \left\{ \rho_{33}^\alpha \sin^2\theta + \left(\frac{1}{2} - \rho_{33}^\alpha\right) \left(\frac{1}{3} + \cos^2\theta\right) - \frac{2}{\sqrt{3}} \text{Re } \rho_{31}^\alpha \cos\phi \sin 2\theta - \frac{2}{\sqrt{3}} \text{Re } \rho_{3-1}^\alpha \cos 2\phi \sin^2\theta \right\}$$

$$\alpha = 0, 4 \quad 12-3$$

$$W^\beta(\cos\theta, \phi) = \frac{3}{4\pi} \left\{ \rho_{33}^\beta \sin^2\theta + \rho_{11}^\beta \left(\frac{1}{3} + \cos^2\theta\right) - \frac{2}{\sqrt{3}} \text{Re } \rho_{31}^\beta \cos\phi \sin 2\theta - \frac{2}{\sqrt{3}} \text{Re } \rho_{3-1}^\beta \cos 2\phi \sin^2\theta \right\} \quad \beta = 1, 5 \quad 12-4$$

$$W^\gamma(\cos\theta, \phi) = \frac{3}{4\pi} \left\{ \frac{2}{\sqrt{3}} \text{Im } \rho_{31}^\gamma \sin\phi \sin 2\theta + \frac{2}{\sqrt{3}} \text{Im } \rho_{3-1}^\gamma \sin 2\phi \sin^2\theta \right\}$$

$$\gamma = 2, 6 \quad 12-5$$

Da in diesem Experiment keine σ_L/σ_T Trennung durchgeführt wurde, ist R unbekannt. Deshalb können wir nicht die ρ_{ik} , sondern nur die Elemente r_{ik} messen, die in folgender Weise mit den ρ_{ik} zusammenhängen:

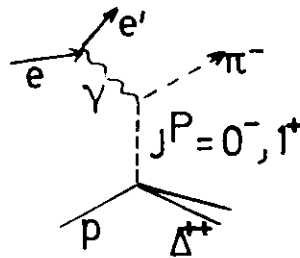
$$r_{ik}^{o4} \equiv \frac{\rho_{ik}^o + \epsilon R \rho_{ik}^4}{1 + \epsilon R} \quad 12-6$$

$$r_{ik}^\beta \equiv \frac{\rho_{ik}^\beta}{1 + \epsilon R} \quad \beta = 1, 2 \quad 12-7$$

$$r_{ik}^\gamma \equiv \frac{\sqrt{R}}{1 + \epsilon R} \rho_{ik}^\gamma \quad \gamma = 5, 6 \quad 12-8$$

Die Abb. 36a, b enthalten die $\cos\Theta_J$ und ϕ -Verteilungen für Ereignisse im Δ^{++} -Massenbereich ($1.12 < M_{p\pi^+} < 1.32$ GeV) in sieben W-Bereichen gemittelt über alle Erzeugungswinkel und $0.3 < Q^2 < 1.5$ GeV². Für $W < 1.7$ GeV hat die $\cos\Theta_J$ -Verteilung einen vorwiegend $\sin^2\Theta$ -förmigen Verlauf. Die Verteilung wird mit zunehmendem W flacher. Reiner π -Austausch würde zu einer $-(1+3\cos^2\Theta_J)$ -Verteilung führen.

Die ϕ -Verteilungen sind für $W < 2$ GeV nahezu isotrop. Für $W > 2$ GeV ist eine leichte Anhäufung von Ereignissen bei $\phi = 0^\circ, 180^\circ$ und 360° zu sehen. Bei un-natürlichem Paritätsaustausch ($J^P = 0^-, 1^+ \dots$) im t-Kanal



würde die Δ^{++} -Erzeugung durch transversale Photonen bevorzugt in der Elektronstrebene ($\phi = 0^\circ, 180^\circ$) erfolgen.

Die mit Hilfe der Momentenmethode (s. Anhang) bestimmten Dichtematrixelemente r_{ik} für die verschiedenen W-Bereiche sind in Tab. 8a (Gottfried-Jackson-System) und Tab. 8b (Helizitätssystem) angegeben. Die in Abb. 36a,b eingezeichneten Kurven $W(\cos\Theta_J)$ und $W(\phi)$ wurden aus 12-3 unter Verwendung von r_{33}^{o4} und $\text{Re } r_{3-1}^{o4}$ (Tab. 8a) berechnet. Die Spur von ρ^1 gibt die Beiträge σ_t^N, σ_t^U von natürlichem und unnatürlichem Paritätsaustausch im t-Kanal durch transversale Photonen an

$$P_\sigma^t = \frac{\sigma_t^N - \sigma_t^U}{\sigma_t^N + \sigma_t^U} = \rho_{11}^1 + \rho_{33}^1 = 2(1 + \epsilon R) (r_{11}^1 + r_{33}^1) \quad 12-9$$

Tab. 8a enthält P_σ^t in den sieben Energiebereichen für $R = 0$ und $R = 1$. Im Bereich $W < 2$ GeV liegt P_σ^t ($R = 0$) zwischen -0.18 ± 0.16 ($\langle W \rangle = 1.45$ GeV) und $+0.11 \pm 0.33$ ($\langle W \rangle = 1.55$ GeV). Für $\langle W \rangle = 2.1$ und 2.5 GeV erhalten wir P_σ^t ($R = 0$) = -0.27 ± 0.22 und -0.63 ± 0.53 . P_σ^t kann vom Impulsübertrag auf das Δ^{++} abhängen.

Der Beitrag durch die transversale-longitudinale Interferenz zur Δ^{++} -Erzeugung (σ_I) ist proportional zur Spur von ρ^5

$$\sigma_I \sim \frac{1 + \epsilon R}{\sqrt{R}} (r_{11}^5 + r_{33}^5) .$$

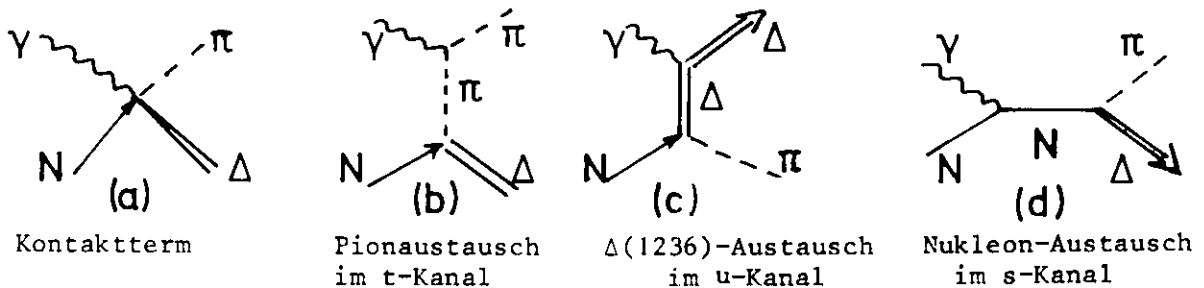
Aus Tab.8a können wir ersehen, daß r_{11}^5 und r_{33}^5 in allen W-Intervallen innerhalb ihrer Fehler mit Null verträglich sind. In der Δ^0 -Erzeugung bei kleinen Impulsüberträgen ($|t-t_{\min}| < 0.1 \text{ GeV}^2$ (DRI 71) wurde dagegen ein deutlicher Beitrag des Interferenzterms zum Wirkungsquerschnitt beobachtet.

Da die Δ^{++} -Dichtematrixelemente im allgemeinen vom Erzeugungswinkel der Resonanz abhängen, haben wir die r_{ik} mit der Momentenmethode in $\cos\theta^*$ -Intervallen untersucht. Abb. 37a-d zeigt die r_{ik} im Gottfried-Jackson System als Funktion von $\cos\theta^*$ für die Energiebereiche W: 1.3-1.5, 1.5-1.6, 1.6-1.7, 1.7-1.8, 1.8-2.0 und 2.0-2.8 GeV. Die Zahlenwerte können Tab. 9 entnommen werden.

Abb. 38 enthält die $r_{ik}^{04}(\cos\theta^*)$ im Gottfried-Jackson System für zwei Energieintervalle ($W < 1.7 \text{ GeV}$ und $W > 1.7 \text{ GeV}$) und jeweils drei Q^2 -Bereiche. Es wird keine starke Q^2 -Abhängigkeit beobachtet; das gilt auch für die übrigen Dichtematrixelemente.

12.3 Vektordominanz- und Borntermmodell

Im Eichinvarianten Borntermmodell (GIOPE) von Stichel und Scholz (STI 64) wird die Reaktion $\gamma N \rightarrow \pi \Delta$ durch die folgenden vier Diagramme beschrieben:



Die Vorhersagen, die aus der Summe dieser vier Bornamplituden folgen, stimmen nur teilweise mit den experimentellen Photoerzeugungsdaten überein (ABBHM 68, LÜK 68, LÜK 72). Den totalen Wirkungsquerschnitt für $E_\gamma \geq 800 \text{ MeV}$ sagt das Modell viel zu groß voraus, der differentielle Wirkungsquerschnitt stimmt nur bei kleinen Erzeugungswinkeln mit den Daten überein. Eine bessere Übereinstimmung zwischen Modellvorhersagen und den Meßergebnissen kann erzielt werden, wenn Absorptionseffekte im Anfangs- und Endzustand berücksichtigt werden. Dazu wird die Helizitätsamplitude zum Spin J mit den Faktoren $S_{ii}^{1/2}$ und $S_{ff}^{1/2}$ multipliziert. S_{ii} und S_{ff} sind die Matrixelemente für die elastische $\rho^0 N$ bzw. $\pi \Delta$ -Streuung

$$S_{ii} = 1 - C_{\rho} \cdot \exp \left\{ - \frac{(J-1/2)^2}{2A_{\rho} q_{\rho}^2} \right\}$$

$$S_{ff} = 1 - C_{\Delta} \exp \left\{ - \frac{(J-1/2)^2}{2A_{\Delta} q_{\Delta}^2} \right\}$$

A_{ρ} , A_{Δ} geben die Steigungen im differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt \sim \exp(At)$ der elastischen $\rho^0 N$ und $\pi \Delta$ -Streuung an. q_{ρ} und q_{Δ} sind die Schwerpunktsimpulse des Photons und des Δ , C_{ρ} und C_{Δ} Absorptionsparameter. Die Werte $A_{\rho} = 6 \text{ GeV}^{-2}$, $A_{\Delta} = 8 \text{ GeV}^{-2}$ und $C_{\rho} = C_{\Delta} = 0.8$ beschreiben die Photoerzeugungsdaten gut (BAL 72, LÜK 72).

Bartl, Majerotto und Schildknecht (BAR 72) haben das Stichel-Scholz Modell für die Δ^{++} -Elektroerzeugung gerechnet. Für die Q^2 -Abhängigkeit der Amplituden wurde ein Vektordominanzansatz gemacht, die transversalen und die longitudinalen Amplituden für virtuelle Photonen wurden durch die Amplituden für reelle Photonen ausgedrückt.

Transversale Amplitude:

$$T^{\text{trans}}(Q^2) = \frac{m_{\rho}^2}{Q^2 + m_{\rho}^2} T^{\text{trans}}(0)$$

longitudinale Amplitude:

$$T^{\text{long}}(Q^2) = \frac{Q}{m_{\rho}} \frac{m_{\rho}^2}{Q^2 + m_{\rho}^2} T^{\text{trans}}(0)$$

Die numerische Berechnung der Helizitätsamplituden und der daraus folgenden Dichtematrixelemente und Wirkungsquerschnitte für das Δ^{++} wurden mit einem Programm von G. Wolf durchgeführt. Die Breit-Wigner Massenverteilung des Δ^{++} und die Breite des jeweiligen Q^2 - und W-Intervalls ist dabei berücksichtigt worden.

12.4 Vergleich der Modellvorhersagen mit den experimentellen Daten

Der aus dem absorptiv korrigierten Borntermmodell und Vektordominanz folgende totale Wirkungsquerschnitt $\sigma_t + \epsilon\sigma_\ell$ ($\gamma_{\nu p} \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$) ist in Abb. 31 als Funktion von Q^2 für vier W-Bereiche angegeben (durchgezogene Kurven). Die in diesem Experiment und in der Photoerzeugung (LÜK 72) gefundenen Wirkungsquerschnitte sind ebenfalls in Abb. 31 enthalten. Der aus den Vektordominanzannahmen folgende Abfall des Wirkungsquerschnitts mit Q^2 beschreibt die Q^2 -Abhängigkeit des experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitts gut. Im Energieintervall $1.3 < W < 1.7$ GeV liegen die absorptiv korrigierten Wirkungsquerschnitte zu tief. Die Bornsterme ohne Absorption (gestrichelte Kurve) beschreiben hier die experimentellen Daten besser.

Die Energieabhängigkeit des Δ^{++} -Wirkungsquerschnitts gemittelt über $0.3 < Q^2 < 1.5$ GeV² ist in Abb. 32 dargestellt. Die gestrichelte Kurve gibt den aus den nicht absorptiv korrigierten Bornamplituden und VDM berechneten Wirkungsquerschnitt an. Der in den experimentellen Daten gefundene steile Anstieg von $\sigma_{\Delta^{++}}$ nahe der Schwelle wird durch diese Rechnung gut beschrieben. Für $W \geq 1.6$ GeV ist der berechnete Wirkungsquerschnitt wesentlich größer als der experimentelle. Dies kann durch das Einsetzen von Absorptionseffekten erklärt werden. Der unter Verwendung der absorptiv korrigierten Bornamplituden berechnete Wirkungsquerschnitt ist als durchgezogene Kurve eingezeichnet. Oberhalb $W \approx 1.7$ GeV stimmt der absorptiv korrigierte Wirkungsquerschnitt qualitativ mit dem gemessenen überein. Bei kleineren Energien ist die in der Rechnung berücksichtigte Absorption zu groß.

In Abb. 34 vergleichen wir in verschiedenen Energiebereichen den gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\cos\theta^*$ mit den Modellrechnungen (VDM + absorptiv korrigierte Bornsterme). Für $W < 1.7$ sind zusätzlich die Ergebnisse ohne Berücksichtigung der Absorption gestrichelt eingezeichnet. In diesem Energiebereich führt die Absorption zu einem zu kleinen Wirkungsquerschnitt. Im Bereich $W < 1.5$ GeV wird die experimentelle flache $\cos\theta^*$ -Verteilung durch die Rechnung ohne Absorption gut beschrieben. In den beiden Intervallen $1.5 < W < 1.6$ GeV und $1.6 < W < 1.7$ GeV liegen die Meßpunkte zwischen den Kurven mit und ohne Absorption. Die Bevorzugung der Δ^{++} -Erzeugung in Vorwärtsrichtung ($\cos\theta^* = 1$) ist in den experimentellen Daten ausgeprägter als in den Rechnungen. Bei höheren Energien, $W > 1.7$ GeV, ist die Übereinstimmung zwischen

den gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitten und den Modellvorhersagen mit Absorption zufriedenstellend.

Der in Abb. 35b gezeigte differentielle Wirkungsquerschnitt aus diesem Experiment $d\sigma/dt$ für $1.8 < W < 2.0$ GeV und $2.0 < W < 2.8$ GeV weicht für kleine Impulsüberträge, $|t_{p/\Delta}^{++}| \leq 0.1$ GeV², von den Rechnungen mit Absorption (gestrichelte Kurve) stark ab. Der Abfall von $d\sigma/dt$ zu größeren Impulsüberträgen wird durch das Modell wiedergegeben.

Die Dichtematrixelemente r_{ik} im Gottfried-Jackson-System, die das Vektordominanzmodell (unter Verwendung der absorptiv korrigierten Bornamplituden) für $Q^2 = 0.6$ GeV² vorhersagt, sind in Abb. 37 als Funktion von $\cos\theta^*$ angegeben (durchgezogene Kurven). Die Übereinstimmung mit den experimentell bestimmten Dichtematrixelementen ist innerhalb der statistischen Unsicherheiten zufriedenstellend.

13. Untersuchung der ρ^0 -Erzeugung $\gamma_{\nu} p \rightarrow \rho^0 p$

Der aus den in 11.3 beschriebenen Anpassungen resultierende Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma_{\nu} p \rightarrow \rho^0 p)$ ist in Abb. 39 als Funktion von Q^2 für verschiedene W -Bereiche dargestellt (s. auch Tab. 11). Die Photoproduktionswerte sind dem DESY-Blasenkammerexperiment entnommen (ABBHMH 68). Der ρ^0 -Wirkungsquerschnitt fällt mit Q^2 stark ab, etwa um einen Faktor 10 von $Q^2 = 0$ bis $Q^2 \approx 1 \text{ GeV}$ bei $\langle W \rangle = 2.5 \text{ GeV}$. Der Anteil am totalen Wirkungsquerschnitt fällt von $16 \pm 0.8 \%$ auf $2.1 \pm 1.1\%$ ab. Die in Abb. 39 eingezeichneten Werte von Cornell (AHR 73) stimmen mit unseren überein.

13.1 Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ ($\gamma_{\nu} p \rightarrow \rho^0 p$)

In der Photoproduktion läßt sich für $W > 2 \text{ GeV}$ die t -Verteilung der elastischen ρ^0 -Erzeugung für $|t| < 0.4 \text{ GeV}^2$ gut durch eine Exponentialfunktion $C \exp(At)$ mit $A \approx 6 - 8 \text{ GeV}^2$ beschreiben (BAL 72). Um die in diesem Elektroproduktionsexperiment gewonnenen ρ^0 -Daten mit den Ergebnissen der Photoproduktion vergleichen zu können, haben wir den ρ^0 -Anteil durch Anpassungen im Dalitzdiagramm (s. Abschn. 11.3) in kleinen $|t|$ -Intervallen bestimmt. Die ρ^0 -Massenform wurde dabei wie im SBT-Blasenkammerexperiment (BAL 72) durch die Ross-Stodolsky-Parametrisierung beschrieben. Die aus diesen Anpassungen resultierenden ρ^0 -Wirkungsquerschnitte sind in Abb. 40 als Funktion von $|t|$ aufgetragen für $0.3 < Q^2 < 0.5$ und $0.5 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$ und $2.2 < W < 2.8 \text{ GeV}$. Zum Vergleich ist die t -Verteilung bei $Q^2 = 0$ (BAL 72) eingezeichnet. Die aus einer χ^2 -Anpassung für $|t| < 0.4 \text{ GeV}^2$

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} e^{At}$$

bestimmten Vorwärtswirkungsquerschnitte und Steigungen sind in Tab. 11 angegeben. Abb. 41 enthält $d\sigma/dt$ für alle $\gamma_{\nu} p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ Ereignisse, deren $\pi^+\pi^-$ -Masse im ρ^0 -Massenbereich ($0.6 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.85 \text{ GeV}$) liegt. Die Parameter aus Exponentialanpassungen $C \exp(At)$ sind in Tab. 12 enthalten. Die Steigungen A aus diesen Anpassungen sind um eine Standardabweichung geringer als die Werte aus den Maximum-Likelihood-Anpassungen für den ρ^0 Anteil.

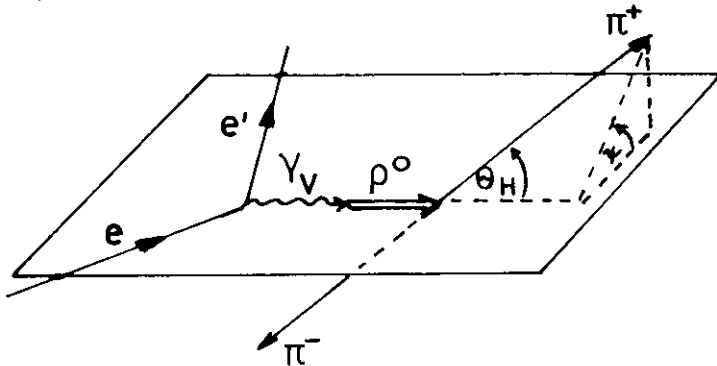
Die Steigung A fällt von $6.6 \pm 0.3 \text{ GeV}^2$ bei $Q^2 = 0$ auf $4.9 \pm 1.3 \text{ GeV}^2$ bei $\langle Q^2 \rangle \approx 0.8 \text{ GeV}^2$ ab. Abb. 42 enthält die Steigung A als Funktion von Q^2 vom SBT-Blasenkammerexperiment (MOF 72), vom μ -Blasenkammerexperiment (BAL 73), vom Weitwinkel-Spektrometerexperiment (DAK 73) und von diesem Streamerkammerexperiment. Insgesamt sind die bisher vorliegenden Daten mit einer konstanten

Steigung verträglich. Ein Abfall um 10-15% ist möglich.

13.2 Analyse der Zerfallswinkelverteilung des ρ^0 -Mesons

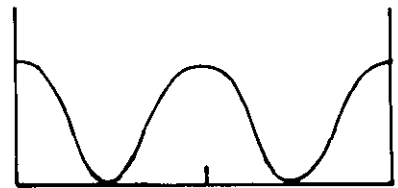
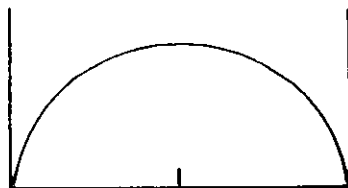
Da in der ρ^0 -Erzeugung durch reelle Photonen die Helizität im s-Kanal praktisch erhalten ist (BAL 72), untersuchen wir die ρ^0 -Erzeugung durch virtuelle Photonen ebenfalls im Helizitätssystem.

Die Definition der Winkel geht aus der folgenden Skizze für ρ^0 -Vorwärtserzeugung ($\theta_{\rho^0}^* = 0^\circ$) hervor.



θ_H und φ_H sind der Polar- bzw. Azimutalwinkel des π^+ im Ruhesystem des ρ^0 . ψ ist der Polarisationswinkel, der über die Beziehung $\psi = \varphi_H - \phi$ mit dem Winkel ϕ zwischen der Elektronenstrebene und der ρ^0 -Erzeugungsebene verknüpft ist. In der ρ^0 -Photoproduktion mit linear polarisierten reellen Photonen (BAL 72) wird eine fast reine $\sin^2\theta \cos^2\psi$ -Verteilung beobachtet, die durch s-Kanal-Helizitätserhaltung (SCHC) zu erklären ist. In der Elektroproduktion können sowohl transversale als auch longitudinale Photonen zur ρ^0 -Erzeugung beitragen. Für den transversalen Anteil erwarten wir, wenn SCHC gilt, eine $\sin^2\theta \cos^2\psi$ -Verteilung, für den longitudinalen Anteil einen Verlauf wie $\cos^2\theta$. Die ρ^0 's aus der longitudinalen Photoerzeugung sollten keine Anisotropie bezüglich der ρ^0 -Flugrichtung relativ zur Elektronenstrebene zeigen, d.h. $W(\phi) = \text{const.}$

transversale Photonen + SCHC



longitudinale Photonen + SCHC

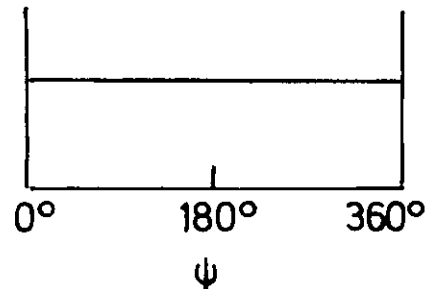
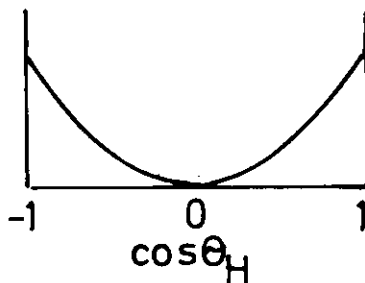


Abb. 43a enthält die $\cos\theta_H$ und ψ -Verteilungen im ρ^0 -Massenbereich ($0.6 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.85$ GeV) für $|t| < 0.5$ GeV² in den beiden Energiebereichen $1.7 < W < 2.0$ GeV und $2.0 < W < 2.8$ GeV für $0.3 < Q^2 < 1.5$ GeV². Die Anhäufung von Ereignissen bei $\cos\theta_H \approx -1$ rührt von der Δ^{++} -Erzeugung her. Die eingezeichneten Kurven $W(\cos\theta_H)$ stammen aus Maximum-Likelihood-Anpassungen der Gl. 11-1 und 11-3 an die Daten. Bei kleinen Energien, $W < 2$ GeV, ist $W(\cos\theta_H) \sim \cos^2\theta_H$; dies deutet darauf hin, daß in diesem Energiebereich überwiegend longitudinale ρ^0 -Erzeugung vorliegt. Für $W > 2$ GeV ist $W(\cos\theta_H) \sim \sin^2\theta_H$, daraus folgt, daß bei größerer Energie der transversale Anteil größer ist als der longitudinale.

Die ψ -Verteilung hat für $W < 2$ GeV nur eine schwache Anisotropie, während sie für $W > 2$ GeV eine starke $\cos^2\psi$ -Abhängigkeit zeigt, die nur von transversalen Photonen herrühren kann.

Die vollständige Spindichtematrix des ρ^0 -Mesons unter Berücksichtigung eines longitudinalen Beitrags und einer transversal-longitudinalen Interferenz kann wie die Δ^{++} -Spindichtematrix (s. Abschn. 12.2) in 6 unabhängige Matrizen $\rho^0, \rho^1, \rho^2, \rho^4, \rho^5, \rho^6$ zerlegt werden. ρ^0, ρ^1 und ρ^2 entsprechen unpolarisierten transversalen und transversal polarisierten Photonen, ρ^4 gibt den Beitrag durch longitudinale Photonen ρ^5 und ρ^6 den Beitrag der transversal-longitudinalen Interferenz an (SCH 73) (s. Anhang).

$$\begin{aligned}
 W(\cos\theta, \phi, \phi) = \frac{1}{1+\epsilon R} \{ & W^0(\cos\theta, \phi) - \epsilon \cos 2\phi W^1(\cos\theta, \phi) \\
 & - \epsilon \sin 2\phi W^2(\cos\theta, \phi) \\
 + \epsilon R W^4(\cos\theta, \phi) + \sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)} \sqrt{R} & (\cos\phi W^5(\cos\theta, \phi) + \sin\phi W^6(\cos\theta, \phi)) \}
 \end{aligned}
 \tag{13-1}$$

mit
$$R = \sigma_L(ep \rightarrow e\rho\rho) / \sigma_T(ep \rightarrow e\rho\rho)$$

und

$$\begin{aligned}
 W^\alpha(\cos\theta, \phi) = \frac{3}{4\pi} \{ & \frac{1}{2}(1-\rho_{00}^\alpha) + \frac{1}{2}(3\rho_{00}^\alpha - 1)\cos^2\theta - \sqrt{2} \operatorname{Re}\rho_{10}^\alpha \sin 2\theta \cos\phi \\
 & - \rho_{1-1}^\alpha \sin^2\theta \cos 2\phi \}, \quad \alpha = 0, 4
 \end{aligned}$$

$$W^B(\cos\theta, \phi) = \frac{3}{4\pi} \{ \rho_{11}^B \sin^2\theta + \rho_{00}^B \cos^2\theta - \sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{10}^B \sin 2\theta \cos\phi - \rho_{1-1}^B \sin^2\theta \cos 2\phi \}, \quad \beta = 1, 5$$

$$W^Y(\cos\theta, \phi) = \frac{3}{4\pi} \{ \sqrt{2} \operatorname{Im} \rho_{10}^Y \sin 2\theta \sin\phi + \operatorname{Im} \rho_{1-1}^Y \sin^2\theta \sin 2\phi \}, \quad \gamma = 2, 6$$

Wie für die Δ^{++} -Erzeugung führen wir statt der ρ_{iK} die Elemente r_{iK} ein.

$$r_{ik}^{o4} = \frac{1}{1+\epsilon R} (\rho_{ik}^o + \epsilon R \rho_{ik}^4)$$

$$r_{ik}^\alpha = \frac{\rho_{ik}^\alpha}{1+\epsilon R}, \quad \alpha = 1, 2 \quad 13-2$$

$$r_{ik}^\beta = \frac{\sqrt{R}}{1+\epsilon R} \rho_{ik}^\beta, \quad \beta = 5, 6$$

Schilling und Wolf (SCH73) zeigen, daß bei s-Kanal Helizitätserhaltung und natürlichem Paritätsaustausch gilt:

$$\rho_{1-1}^1 = - \operatorname{Im} \rho_{1-1}^2 = 0.5$$

$$\rho_{00}^4 = 1 \quad 13-3$$

$$\operatorname{Re} \rho_{10}^5 = - \operatorname{Im} \rho_{10}^6 = \frac{1}{\sqrt{8}} \cos \delta$$

δ ist die Phase zwischen den Helizitätsamplituden T_{00} und T_{11} für longitudinale und transversale Photonen.

Alle übrigen Dichtematrixelemente sollten Null sein.

Wir haben die r_{iK} mit Hilfe der Momentenmethode bestimmt (s. Anhang) und in Tab. 13 zusammengestellt. Für r_{00}^{o4} ist der aus Maximum-Likelihood-Anpassungen (Gl. 11-1, 11-3) erhaltene Wert mit eingetragen, der vom Untergrund unter dem ρ^o nicht beeinflusst ist. Dies ist deshalb wichtig, weil bei kleinen Energien die Resonanzbänder vom ρ^o und Δ^{++} stark überlappen. Die Δ^{++} -Reflexion im ρ^o -Massenbereich verfälscht die Zerfallswinkelverteilung des ρ^o . Bei der Maximum-Likelihood-Anpassung wird der Einfluß der Δ^{++} -Reflexion berücksichtigt. Die letzte Spalte in Tab. 13 enthält die aus der s-Kanal Helizitätserhal-

tung folgenden Werte. In Abb. 44a ist r_{00}^{04} als Funktion von W dargestellt. Daraus, daß r_{00}^{04} um 5 Standardabweichungen von Null abweicht, können wir unter Annahme von SCHC schließen, daß ein Teil der ρ^0 -Mesonen longitudinal erzeugt wird. Alle Elemente, die nur Beiträge von Helizitäts-Flip-Amplituden enthalten (r_{10}^{04} , r_{1-1}^{04} , r_{00}^1 , r_{11}^1 usw.), sind innerhalb von zwei Standardabweichungen mit Null verträglich und deshalb mit SCHC im Einklang. Die Dichtematrixelemente $\text{Re } r_{10}^5$ und $\text{Im } r_{10}^6$ zeigen das Auftreten einer Interferenz zwischen transversaler und longitudinaler ρ^0 -Erzeugung an. Für $W > 2.2$ GeV ist $\text{Re } r_{10}^5 = 0.095 \pm 0.034$ und $\text{Im } r_{10}^6 = -0.087 \pm 0.031$. In dem Diagramm $\cos\theta_H$ gegen ψ (Abb. 43b unten) äußert sich die Interferenz darin, daß für $\cos\theta_H < 0$ die ρ^0 -Erzeugung vorzugsweise bei $\psi = 0^\circ$ (360°) und für $\cos\theta_H > 0$ bei $\psi = 180^\circ$ erfolgt. Im Bereich $W < 2.2$ GeV (Abb. 43b oben) ist dieser Effekt nicht zu sehen.

Über die Beziehung

$$\text{Re } r_{10}^5 = -\text{Im } r_{10}^6 = \frac{\sqrt{R}}{1+\epsilon R} \frac{\cos\delta}{\sqrt{8}},$$

die voraussetzt, daß nur natürlicher Paritätsaustausch stattfindet, erhalten wir die Phase zwischen der transversalen und longitudinalen Amplitude. Abb. 44c zeigt die W -Abhängigkeit von $\cos\delta$. Bei $\langle W \rangle = 2.1$ GeV sind die Amplituden um 90° verschoben, bei $\langle W \rangle = 2.5$ GeV finden wir dagegen $\delta = 52^\circ \pm 11^\circ$. Die von Dakin et al. (DAK 73) bei $W = 4.6$ GeV gemessene Phase $\delta \approx 30^\circ \pm 10^\circ$ deutet ebenfalls an, daß die Phasendifferenz mit zunehmender Energie kleiner wird. Aus r_{00}^{04} können wir über die unter Annahme von SCHC gültige Beziehung

$$r_{00}^{04} = \frac{\epsilon R}{1+\epsilon R}$$

das Verhältnis $R = \sigma_L / \sigma_T$ für die ρ^0 -Erzeugung bestimmen.

Die in den verschiedenen W -Bereichen erhaltenen Werte von R sind in Abb. 44b aufgetragen. Abb. 45 enthält R als Funktion von Q^2 für $2.0 < W < 2.8$ GeV. Als Funktion von Q^2 sind die Daten mit $R = \text{constant}$ verträglich. Mit W fällt R von 2.18 ± 0.49 bei $\langle W \rangle = 1.85$ GeV auf 0.26 ± 0.05 bei $\langle W \rangle \approx 2.5$ GeV ab.

13.3 Vergleich mit dem Vektordominanzmodell

Im Vektordominanzmodell (VDM) wird angenommen, daß die Wechselwirkung von Photonen mit Hadronen über intermediäre Zustände von Vektormesonen ablaufen, die die gleichen Quantenzahlen haben wie das Photon (J00 67, SCH 69). Der Operator der elektromagnetischen Stromdichte $j_\mu^{elm}(x)$ wird als Überlagerung der Feldoperatoren der Vektormesonen angesetzt (Strom-Feld-Identität).

$$j_\mu^{elm}(x) = \sum_V \frac{m_V^2}{2g_V} V_\mu(x) \quad V = \rho^0, \omega, \phi \quad 13-1$$

Darin ist m_V die Masse und g_V die Kopplungskonstante des Vektormesons V . Das Verhältnis der Kopplungskonstanten ist in Speicherringexperimenten (Orsay)

$$g_\rho^{-2} : g_\omega^{-2} : g_\phi^{-2} = 9 : 1.05 : 1.4 \quad 13-2$$

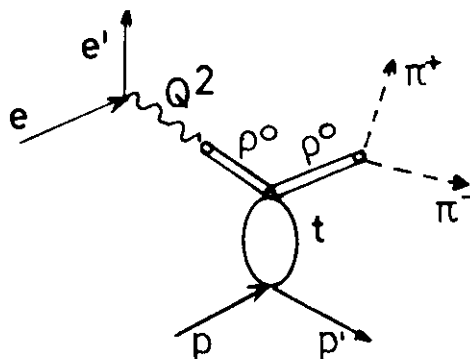
gemessen worden.

Aus 13-1 ergeben sich Beziehungen zwischen den T-Matrixelementen von durch Vektormesonen induzierten Prozessen $VA \rightarrow B$ und Photoproduktionsreaktionen $\gamma A \rightarrow B$.

$$e^{i\mu} T_\mu(\gamma A \rightarrow B) = \sum_V \frac{\sqrt{\alpha\pi}}{g_V} \frac{m_V^2}{(k^2 + m_V^2)^2} e^{(i)\mu} T_\mu(VA \rightarrow B) \quad 13-3$$

$e^{(i)\mu}$ beschreibt den Polarisationszustand des Vektormesons und erfüllt die Bedingung $e^{(i)\mu} k^\mu = 0$. Das Matrixelement $T_\mu(VA \rightarrow B)$ muß in der Photoproduktion von $k^2 = -m_V^2$ an die Stelle $k^2 = 0$, in der Elektroproduktion an die Stelle $k^2 = Q^2 > 0$ extrapoliert werden.

Die ρ^0 -Erzeugung durch virtuelle Photonen kann im Vektordominanzmodell durch den folgenden Graphen beschrieben werden:



Beiträge, in denen das einlaufende virtuelle Vektormeson ein ω oder ϕ ist, vernachlässigen wir. Für die Amplitude $T^{\mu\nu}(\gamma p \rightarrow \rho^0 p)$ erhält man aus 13-3

$$T_{\mu\nu}(\gamma p \rightarrow \rho^0 p) = \frac{\sqrt{\alpha\pi}}{g_{\rho^0}} \frac{m_{\rho^0}^2}{(Q^2 + m_{\rho^0}^2)^2} T_{\mu\nu}(\rho^0 p \rightarrow \rho^0 p) \quad 13-4$$

Die Polarisationszustände des einlaufenden ρ^0 werden so gewählt, daß im Schwerpunktsystem zwei Polarisationsvektoren senkrecht zur ρ^0 -Flugrichtung (parallel und senkrecht zur Streuebene, transversale ρ^0 's) und ein Polarisationsvektor parallel zur Flugrichtung (longitudinale ρ^0 's) weisen. Unter der Voraussetzung, daß das Vektormeson an einen erhaltenen Strom koppelt

$$q_\mu T^\mu(\rho^0 p \rightarrow \rho^0 p) = 0$$

folgt das Verschwinden der longitudinalen Amplitude für $Q^2 = 0$ (Photoproduktion). Für $Q^2 > 0$ (Elektroproduktion) tritt in der longitudinalen Amplitude der Faktor $\sqrt{Q^2}$ auf. Die transversalen Amplituden werden für festes s und t als konstant bei Extrapolation von $Q^2 = -m_V^2$ zu $Q^2 = 0$ oder $Q^2 > 0$ angenommen. Diese Vektordominanzannahmen führen zu einfachen Zusammenhängen zwischen Photo- und Elektroproduktionswirkungsquerschnitten.

Der transversale differentielle Wirkungsquerschnitt ist in der Photoproduktion

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \rho^0 p) = \frac{\alpha\pi}{g_{\rho^0}^2} \frac{d\sigma^{tr}}{dt}(\rho^0 p \rightarrow \rho^0 p) \quad 13-5$$

und in der Elektroproduktion

$$\frac{d\sigma^{tr}}{dt}(\gamma_V p \rightarrow \rho^0 p) = \frac{\alpha\pi}{g_{\rho^0}^2} \left\{ \frac{m_{\rho^0}^2}{Q^2 + m_{\rho^0}^2} \right\}^2 \frac{d\sigma^{tr}}{dt}(\rho^0 p \rightarrow \rho^0 p) \quad 13-6$$

Für die longitudinale $\rho^0 p$ Amplitude wird der Ansatz gemacht (SAK 69, SCH 69)

$$T^{\text{long}} = \xi \sqrt{\frac{Q^2}{m_{\rho^0}^2}} T^{\text{tr}}$$

Der Parameter ξ gibt das Verhältnis des longitudinalen zum transversalen Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung von reellen Vektormesonen an und hängt von Annahmen über die Massenextrapolation ab (CHO 69, SAK 69, SCH 70).

$$\frac{d\sigma}{dt}^{\text{long}} (\gamma_{\nu} p \rightarrow \rho^0 p) = \frac{\alpha\pi}{g_{\rho^0}^2} \frac{Q^2}{m_{\rho}^2} \xi^2 \left\{ \frac{m_{\rho^0}^2}{Q^2 + m_{\rho^0}^2} \right\}^2 \frac{d\sigma}{dt}^{\text{tr}} (\rho^0 p \rightarrow \rho^0 p) \quad 13-7$$

Aus der Helizitätserhaltung folgt außerdem, daß die Interferenzterme zwischen den beiden transversalen und zwischen transversaler und longitudinaler Amplitude bei Integration über den Azimutalwinkel verschwinden. Gl. 13-5, 13-6 und 13-7 können zu einer Gleichung zusammengefaßt werden, in der nur die Wirkungsquerschnitte für die Photo- und Elektroerzeugung auftreten. Dabei muß berücksichtigt werden, daß bei gleicher Schwerpunktsenergie die CMS-Impulse der reellen und virtuellen Photonen verschieden sind. Dadurch wird der Photonfluß um den Faktor $|\vec{q}_{\gamma}^*(Q^2 = 0)| / |\vec{q}_{\gamma}^*(Q^2)|$ verändert.

$$\frac{d\sigma}{dt} (\gamma_{\nu} p \rightarrow \rho^0 p) = \frac{|\vec{q}_{\gamma}^*(0)|}{|\vec{q}_{\gamma}^*(Q^2)|} \left\{ \frac{m_{\rho}^2}{Q^2 + m_{\rho}^2} \right\}^2 (1 + \epsilon \xi^2 \frac{Q^2}{m_{\rho}^2}) \frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow \rho^0 p) \quad 13-8$$

$$\frac{|\vec{q}_{\gamma}^*(0)|}{|\vec{q}_{\gamma}^*(Q^2)|} = \frac{W^2 - m_p^2}{\{(W^2 - m_p^2 - Q^2)^2 + 4W^2 Q^2\}^{1/2}}$$

Wir wollen die totalen ρ^0 -Wirkungsquerschnitte der Elektro- und Photoerzeugung vergleichen. Dabei müssen wir beachten, daß der minimale Impulsübertrag vom γ auf das ρ^0 , t_{\min} , von Q^2 abhängt und den Wirkungsquerschnitt beeinflusst. Mit wachsendem Q^2 wird $|t_{\min}|$ bei fester Schwerpunktsenergie W größer. Daraus folgt, daß der ρ^0 -Wirkungsquerschnitt sich schon allein wegen der Kinematik um den Faktor $e^{-A|t_{\min}(Q) - A_0|t_{\min}(0)}$ bei Übergang von $Q^2 = 0$ zu $Q^2 > 0$ ändert.

$$\sigma_{\rho^0} (Q^2) = \sigma_{\rho^0}(0, |t|_{\min} = 0) \frac{|\vec{q}_{\gamma}^*(0)|}{|\vec{q}_{\gamma}^*(Q^2)|} \left\{ \frac{m_{\rho}^2}{Q^2 + m_{\rho}^2} \right\}^2 (1 + \epsilon \xi^2 \frac{Q^2}{m_{\rho}^2}) e^{A|t|_{\min}(Q^2)} \quad 13-9$$

Das Verhältnis von longitudinaler zu transversaler ρ^0 -Erzeugung ist:

$$R = \frac{\sigma_l}{\sigma_t} = \xi^2 \frac{Q^2}{m_{\rho}^2}$$

Das unter Annahme von s-Kanal-Helizitätserhaltung (SCHC) aus den Dichtematrixelementen des ρ^0 -Zerfalls bestimmte R ist in Abb. 45 zusammen mit Ergebnissen von Dakin et al. (DAK 73) und Ballam et al. (BAL 73) aufgetragen. Fraas

und Schildknecht (FRA 69) nehmen an, daß für $Q^2 = m_\rho^2$ σ_ℓ und σ_t für die elastische $\rho^0 p$ Streuung gleich sind, dh. $\xi = 1$ ist. In (SAK 72) wird aus einem Vergleich der Vektordominanzvorhersage

$$\sigma_t^{\text{tot}} + \epsilon \sigma_\ell^{\text{tot}} (\gamma_{VP}) = \frac{m_\rho^2}{Q^2 + m_\rho^2} \left(1 + \epsilon \xi \frac{Q^2}{m_\rho^2} \right) \sigma^{\text{tot}} (\gamma_P)$$

mit experimentellen Daten von SLAC-MIT (BLO 69) $\xi \lesssim 0.35$ geschlossen. Aus Abb. 45, in der die Geraden $R = Q^2/m_\rho^2$ und $R = 0.12 Q^2/m_\rho^2$ eingezeichnet sind, sehen wir, daß die experimentellen Werte für R aus der ρ^0 -Erzeugung zwischen den beiden Vorhersagen liegen. In (BLOO 73) werden Anpassungen verschiedener Funktionen an die experimentellen Werte von $R_{\text{tot}} = \frac{\sigma_\ell^{\text{tot}}}{\sigma_t^{\text{tot}}}$ im Gebiet $Q^2 < 15 \text{ GeV}^2$ und $W \leq 4 \text{ GeV}$ angegeben.

Die Anpassung von $R = \xi Q^2/m_\rho^2$ ($\xi = 0.046 \pm 0.005$, $\chi^2/NF = 1.51$) ist mit unseren Daten für die ρ^0 -Erzeugung nicht verträglich.

Die nach Gl. 13-9 berechneten Vektordominanzvorhersagen für den ρ^0 -Wirkungsquerschnitt sind in Abb. 39 als Kurven eingezeichnet. Für ξ^2 wurde in jedem W -Bereich der in diesem Experiment aus den Dichtematrixelementen bestimmte Wert R eingesetzt. Die Übereinstimmung der gemessenen ρ^0 -Wirkungsquerschnitte als Funktion von Q^2 mit den Aussagen des Vektordominanzmodells ist innerhalb der statistischen Unsicherheiten gut.

IV Zusammenfassung

Die Elektroerzeugung von Hadronen im kinematischen Bereich $m_p < W < 2.8 \text{ GeV}$, $0.3 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$ wurde an Protonen mit einer Streamerkammer untersucht. Die Primärenergie der Elektronen betrug 7.2 GeV . Die aus Szintillations- und Schauerzählern bestehende Zähleranordnung zum Nachweis des gestreuten Elektrons erfaßte einen Winkelbereich von 4° bis 16° . Der Polarisationsgrad ϵ der bei der ep-Streuung ausgetauschten virtuellen Photonen lag zwischen 0.8 und 1 . Die Impulse und Winkel aller geladenen Teilchen wurden gemessen.

Die mittlere Multiplizität der geladenen Hadronen $\langle n \rangle$ zeigt die gleiche s-Abhängigkeit wie bei der Photoerzeugung und nur eine geringe Q^2 -Abhängigkeit.

$$\langle n \rangle = (0.92 \pm 0.12) + (0.93 \pm 0.06) \ln s + (0.11 \pm 0.10) \ln Q^2$$

Zwischen $Q^2 = 0$ und $Q^2 = 0.3 \text{ GeV}^2$ fällt $\langle n \rangle$ um etwa 10% ab. Es wurde gezeigt, daß $\langle n \rangle$ weder bezüglich ω' noch ω_N skaliert.

Die inklusive π^- -Erzeugung wurde in Abhängigkeit von verschiedenen kinematischen Variablen untersucht. Die Strukturfunktion $F(x, p_\perp^2)$ ist wie erwartet im Targetfragmentations- und zentralen Bereich unabhängig von Q^2 . Im Strahlfragmentationsbereich wird ein Abfall im Vergleich zur Photoerzeugung beobachtet, der teilweise durch den Rückgang der ρ^0 -Erzeugung mit wachsendem Q^2 erklärt werden kann. In unserem kinematischen Bereich ist $F(x)$ bezüglich ω' nicht skaleninvariant. Die Transversalimpulsverteilungen zeigen bei festem W weder im zentralen noch im Strahlfragmentationsbereich eine signifikante Q^2 -Abhängigkeit.

Die Steigungen der Transversalimpulsverteilungen werden mit wachsendem Q^2 bei festem ω' deutlich flacher. Im Strahlfragmentationsgebiet ist dieser Effekt nicht so ausgeprägt wie im zentralen Bereich.

Die Verteilung des Polarisationswinkels ϕ der inklusiv erzeugten π^- -Mesonen zeigt im zentralen und im Targetfragmentationsbereich keine signifikante Struktur. Im Strahlfragmentationsbereich wird eine longitudinale-transversale Interferenz beobachtet:

$$W(\phi) = 1 + (0.40 \pm 0.23) \epsilon \cos 2\phi - (0.24 \pm 0.07) \sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)} \cos \phi.$$

Ein Teil der in der ϕ -Verteilung beobachteten Anisotropie ist auf π^- -Mesonen aus dem ρ^0 -Zerfall zurückzuführen.

Der Wirkungsquerschnitt für die Δ^{++} -Erzeugung, $\sigma_{\Delta^{++}}$, in der Reaktion $\gamma_{\nu} p \rightarrow p \pi^{+} \pi^{-}$ fällt zwischen $Q^2 = 0$ und $Q^2 \approx 0.4 \text{ GeV}^2$ um einen Faktor 2-3 ab. Der Verlauf von $\sigma_{\Delta^{++}}$ mit Q^2 läßt sich befriedigend durch Vektordominanz (VDM) und ein eichinvariantes Borntermmodell (GIOPE) beschreiben. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\cos\theta^*$ und die Dichtematrixelemente werden ebenfalls mit GIOPE-Rechnungen verglichen. Innerhalb der statistischen Unsicherheiten in den experimentellen Daten lassen sich keine signifikanten Abweichungen feststellen.

Die Untersuchung der ρ^0 -Erzeugung in der Reaktion $\gamma_{\nu} p \rightarrow p \pi^{+} \pi^{-}$ hat ergeben, daß der ρ^0 -Wirkungsquerschnitt mit Q^2 stark abfällt in Übereinstimmung mit dem VDM. Die ρ^0 -Zerfallswinkelverteilung im Helizitätssystem läßt für $W < 2.0 \text{ GeV}$ auf einen relativ großen longitudinalen Anteil schließen, $r_{00}^{04} = 0.68 \pm 0.05$. Für $W > 2.0 \text{ GeV}$ ist $r_{00}^{04} = 0.21$ und die ψ -Winkelverteilung ($\psi = \text{Polarisationswinkel}$) zeigt einen großen $\cos^2\psi$ -Beitrag. Dies deutet daraufhin, daß die ρ^0 -Erzeugung für $W > 2 \text{ GeV}$ vorwiegend durch transversale Photonen erfolgt. Unter Annahme von s-Kanal-Helizitätserhaltung (SCHC) ergibt sich $R = \sigma_L/\sigma_T = 0.26 \pm 0.05$ für $\langle W \rangle = 2.45 \text{ GeV}$ und $\langle Q^2 \rangle = 0.5 \text{ GeV}^2$. Im Bereich $2.2 < W < 2.8 \text{ GeV}$ zeigen die Dichtematrixelemente den Beitrag einer Interferenz zwischen ρ^0 -Erzeugung durch transversale und longitudinale Photonen. Unter Annahme von SCHC und natürlichem Paritätsaustausch wird die Phase zwischen den beiden Amplituden zu $\cos\delta = 0.62 \pm 0.2$ bestimmt.

Danksagung

Herrn Prof. M.W. Teucher möchte ich danken, daß er mir die Teilnahme an diesem Experiment ermöglicht hat.

Das Experiment wurde gemeinsam von den Gruppen F1 und F52 durchgeführt. Allen, die an der Planung, Durchführung und Auswertung dieses Experiments beteiligt waren, danke ich für die gute Zusammenarbeit.

Für wertvolle Diskussionen und ständige Unterstützung danke ich besonders Drs. G. Drews, H. Meyer, H. Nagel, G. Wolt und S. Yellin.

Herrn Prof. Spitzer danke ich für das sorgfältige Lesen der Arbeit.

Allen Mitgliedern der Blasenammergruppe, die beim Scan und Messen sowie bei der Organisation der Daten mitgewirkt haben, danke ich für ihre bereitwillige Mitarbeit.

Herrn Kuhlmann und den Operateuren möchte ich für ihr großes Entgegenkommen bei der Benutzung des Rechenzentrums danken.

Bei Frau E. Hell, Frau K. Schmöger und Frau H. Siegner bedanke ich mich für das schnelle und sorgfältige Schreiben der Arbeit und Anfertigen der Zeichnungen.

Diese Arbeit wurde vom Bundesministerium für Bildung und Wissenschaft unterstützt.

Anhang

Bestimmung der Dichtematrixelemente r_{ik} des $\Delta(1236)$ und des $\rho^0(765)$

Die Zerfallswinkelanalyse von Vektormesonen und $\Delta(1236)$ Resonanzen in der Elektroerzeugung wird von Schilling und Wolf in (SCH 73) ausführlich hergeleitet. Hier sollen nur die Formeln angegeben werden, die zur Berechnung der Dichtematrixelemente r_{ik} nach der Momentenmethode benutzt werden. Dabei beschränken wir uns auf den Fall unpolarisierter Elektronen. Wir verwenden für die Mittelwerte der Winkelfunktionen die Bezeichnung

$$\langle F(\theta, \varphi, \phi) \rangle = \frac{\int d\cos\theta d\varphi d\phi F(\theta, \varphi, \phi) W(\cos\theta, \varphi, \phi)}{\int d\cos\theta d\varphi d\phi W(\cos\theta, \varphi, \phi)}$$

Dichtematrixelemente des $\Delta(1236)$:

$$r_{33}^{04} = \frac{7}{8} - \frac{15}{8} \langle \cos^2 \theta \rangle$$

$$r_{11}^{04} = \frac{1}{2} - r_{33}^{04}$$

$$\text{Re } r_{31}^{04} = -\frac{5\sqrt{3}}{8} \langle \sin 2\theta \cos \varphi \rangle$$

$$\text{Re } r_{3-1}^{04} = -\frac{5\sqrt{3}}{8} \langle \sin^2 \theta \cos 2\varphi \rangle$$

$$r_{11}^1 = -\frac{3}{4\varepsilon} (-\langle \cos 2\phi \rangle + 5 \langle \cos^2 \theta \cos 2\phi \rangle)$$

$$r_{33}^1 = -\frac{1}{4\varepsilon} (7 \langle \cos 2\phi \rangle - 15 \langle \cos^2 \theta \cos 2\phi \rangle)$$

$$\text{Re } r_{31}^1 = \frac{5\sqrt{3}}{4} \frac{1}{\varepsilon} \langle \sin 2\theta \cos 2\varphi \cos 2\phi \rangle$$

$$\text{Re } r_{3-1}^1 = \frac{5\sqrt{3}}{4} \frac{1}{\varepsilon} \langle \sin^2 \theta \cos 2\varphi \cos 2\phi \rangle$$

$$\text{Im } r_{31}^2 = -\frac{5\sqrt{3}}{4} \frac{1}{\varepsilon} \langle \sin 2\theta \sin \varphi \sin 2\phi \rangle$$

$$\text{Im } r_{3-1}^2 = -\frac{5\sqrt{3}}{4} \frac{1}{\varepsilon} \langle \sin^2 \theta \sin 2\varphi \sin 2\phi \rangle$$

$$r_{11}^5 = \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon(\varepsilon+1)}} \frac{3}{4} (-\langle \cos \phi \rangle + 5 \langle \cos^2 \theta \cos \phi \rangle)$$

$$r_{33}^5 = \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon(\varepsilon+1)}} \frac{1}{4} (7 \langle \cos \phi \rangle - 15 \langle \cos^2 \theta \cos \phi \rangle)$$

$$\text{Re } r_{31}^5 = \frac{-1}{\sqrt{2\varepsilon(\varepsilon+1)}} \frac{5\sqrt{3}}{4} \langle \sin 2\theta \cos \varphi \cos \phi \rangle$$

$$\text{Re } r_{3-1}^5 = \frac{-1}{\sqrt{2\varepsilon(\varepsilon+1)}} \frac{5\sqrt{3}}{4} \langle \sin^2 \theta \cos 2\varphi \cos \phi \rangle$$

$$\text{Im } r_{31}^6 = \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon(\varepsilon+1)}} \cdot \frac{5\sqrt{3}}{4} \langle \sin 2\theta \sin \varphi \sin \phi \rangle$$

$$\text{Im } r_{3-1}^6 = \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon(\varepsilon+1)}} \cdot \frac{5\sqrt{3}}{4} \langle \sin^2 \theta \sin 2\varphi \sin \phi \rangle$$

Dichtematrixelemente des ρ^0 :

$$r_{00}^{04} = \frac{5}{2} \langle \cos^2 \theta \rangle - \frac{1}{2}$$

$$r_{11}^{04} = \frac{1}{2} - r_{00}^{04}$$

$$\text{Re } r_{10}^{04} = -\frac{5}{4\sqrt{2}} \langle \sin 2\theta \cos \varphi \rangle$$

$$r_{1-1}^{04} = -\frac{5}{4} \langle \sin^2 \theta \cos 2\varphi \rangle$$

$$r_{00}^1 = \frac{1}{\varepsilon} (\langle \cos 2\phi \rangle - 5 \langle \cos^2 \theta \cos 2\phi \rangle)$$

$$r_{11}^1 = \frac{1}{\varepsilon} \left(-\frac{3}{2} \langle \cos 2\phi \rangle + \frac{5}{2} \langle \cos^2 \theta \cos 2\phi \rangle \right)$$

$$\text{Re } r_{10}^1 = \frac{1}{\varepsilon} \frac{5}{2\sqrt{2}} \langle \sin 2\theta \cos \varphi \cos 2\phi \rangle$$

$$r_{1-1}^1 = \frac{1}{\varepsilon} \frac{5}{2} \langle \sin^2 \theta \cos 2\varphi \cos 2\phi \rangle$$

$$\text{Im } r_{10}^2 = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{5}{2\sqrt{2}} \langle \sin 2\theta \sin \varphi \sin 2\phi \rangle$$

$$\text{Im } r_{1-1}^2 = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{5}{2} \langle \sin^2 \theta \sin 2\varphi \sin 2\phi \rangle$$

$$r_{00}^5 = \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon(\varepsilon+1)}} (-\langle \cos \phi \rangle + 5 \langle \cos^2 \theta \cos \phi \rangle)$$

$$r_{11}^5 = \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon(\varepsilon+1)}} \left(\frac{3}{2} \langle \cos \phi \rangle - \frac{5}{2} \langle \cos^2 \theta \cos \phi \rangle \right)$$

$$\text{Re } r_{10}^5 = \frac{-1}{\sqrt{2\varepsilon(\varepsilon+1)}} \frac{5}{2\sqrt{2}} \langle \sin 2\theta \cos \varphi \cos \phi \rangle$$

$$r_{1-1}^5 = \frac{-1}{\sqrt{2\varepsilon(\varepsilon+1)}} \frac{5}{2} \langle \sin^2 \theta \cos^2 \varphi \cos \phi \rangle$$

$$\text{Im } r_{10}^6 = \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon(\varepsilon+1)}} \frac{5}{2\sqrt{2}} \langle \sin 2\theta \sin \varphi \sin \phi \rangle$$

$$\text{Im } r_{1-1}^6 = \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon(\varepsilon+1)}} \frac{5}{2} \langle \sin^2 \theta \sin 2\varphi \sin \phi \rangle$$

Literaturverzeichnis

- ABBHHM 68 Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München-Collaboration,
Phys. Rev. 175, 1669 (1968) und Phys. Lett. 27B, 474 (1968)
- AHR 73 L. Ahrens et al., Phys. Rev. Lett. 31, 131 (1973)
- AMA 62 D. Amati et al., Nuovo Cimento 26, 896 (1962)
- ALB 69 W. Albrecht et al., Nucl. Phys. B27, 615 (1971) und
Nucl. Phys. B13, 1 (1969)
- ALB 71 W. Albrecht et al., Nucl. Phys. B27, 615 (1971)
- AND 71 D. Andrews et al., CORNELL-Report, CLNS-169 (1971)
- AND 72 D. Andrews, Thesis, Cornell (1972)
- ASH 71 Ashok suri, D.R. Yennie, SLAC-PUB-954, (Ann. Phys.)
- BAL 72 SLAC-Berkeley-Tufts-Collaboration, J. Ballam et al.,
Phys. Rev. D5, 545 (1972)
- BAL 73 J. Ballam et al., Beiträge zur Bonn-Konferenz 1973 (Nr. 291,
286, 287)
- BAR 71 A. Bartl, D. Schildknecht, DESY 71/43 (1971)
- BAR 72 A. Bartl et al., DESY 72/4 (1972)
- BEB 73 C.J. Bebek et al., Beitrag zur Bonn-Konferenz 1973, zitiert
in (Bra 73)
- BER 73 K. Berkelmann et al., Beitrag zur Bonn-Konferenz 1973,
zitiert in (MEY 73a) und (BRA 73)
- BET 63 H.A. Bethe, J. Ashkin, in E. Segré, Experimental Nuclear
Physics (New York, 1963)
- BJO 69 J.D. Bjorken, Phys. Rev. 179, 1547 (1969)
- BJO 70 J.D. Bjorken, Phys. Rev. D1, 1450 (1970)
- BJ 71 J.D. Bjorken, in Proceedings of the International Symposium
on Electron and Photon Interactions at High Energies, Cornell, (1971)
- BJO 71 J.D. Bjorken et al., Phys. Rev. D3, 1382 (1971)

- BJO 73 J.D. Bjorken, J.B. Kogut, SLAC-PUB 1213, submitted to Phys. Rev.
- BLO 69 E.D. Bloom et al., Phys. Rev. Lett. 23, 930 (1969)
- BLO 71 Das INDEX-System wurde von V. Blobel übernommen.
- BLO 73 E.D. Bloom, Talk presented at the International Conference on New Results from Experiments on High Energy Particle Collisions, Vanderbilt University, Preprint CALT-68-392
- BLOO 73 E.D. Bloom, SLAC-PUB-1319 (1973), Invited paper presented at the International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Bonn 1973
- BÖH 72 M. Böhm et al., DESY 72/62 (1972)
- BRA 68 F.W. Brasse et al., Nuovo Cimento 55A, 679 (1968)
- BRA 71 F.W. Brasse et al., DESY 71/68 (1971)
- BRA 73 F.W. Brasse, DESY 73/49 (1973), Invited talk at the International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Bonn, 1973
- BRE 69 M. Breidenbach et al., Phys. Rev. Lett. 23, 935 (1969)
- BRM 72 A. Bramon, M. Greco, Lettre al Nuovo Cimento 1, 739 (1971) und Lettre al Nuovo Cimento 3, 693 (1972)
- BRO 71 C.N. Brown et al., Phys. Rev. Lett. 26, 987 (1971)
- CAR 73 P. Carruthers, M. Duong-Van, Phys. Lett. 44B, 507 (1973) und dort zitierte Literatur
- CER 67 CERN-TC-Library
- CHE 69 H. Cheng, T.T. Wu, Phys. Rev. 183, 1324 (1969)
- CHO 69 C.F. Cho, G.J. Gounaris, Phys. Rev. 186, 1620 (1969)
- CHO 71 T.T. Chou, C.N. Yang, zitiert von J. Bjorken in Proceedings of the 1971 International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, S. 281 (Verleger: N.B. Mistry, Cornell Univ., Ithaca); Phys. Rev. D4, 3 (1971)

- CRA 73 N.S. Craigie, G. Kramer, J. Körner, DESY 73/35 (1973)
- DAM 72 I. Dammann et al., DESY 72/71 (1972)
- DAK 73 J.T. Dakin et al., SLAC-PUB-1211 (1973),
Phys. Rev. Lett. 30, 142 (1973)
- DAU 72 H. Dau, Interner Bericht, DESY F1-72/6 (1972)
- DAU 73 H. Dau, Diplomarbeit, Hamburg (1973)
- DET 71 C.E. De Tar, Phys. Rev. D3, 128 (1971)
- DIT 70 P. Dittmann, Interner Bericht DESY R2-70/1 (1970)
- DIT 73 P. Dittmann, Doktorarbeit, Hamburg (1973)
Interner Bericht DESY F1-73/3
- DRE 71 G. Drews, Doktorarbeit, Interner DESY-Bericht
F1-71/7 (1971)
- DRE 72 Die Programme POLLUX und MLHFIT wurden von G. Drews geschrieben
- DRI 71 C. Driver et al., Physics Lett. 35B, 77 (1971),
Nucl. Phys. B30, 245 (1971)
- ECK 70 V. Eckardt, A. Ladage, Proceedings of the International Conference on Instrumentation for High Energy Physics, Dubna (1970)
- ECK 72 V. Eckardt, Doktorarbeit, Hamburg (1972),
V. Eckardt, H.J. Gebauer, DESY Bericht 72/2 (1972)
- ECK 73 V. Eckardt et al., Nucl. Physics B55, 45 (1973)
V. Eckardt et al., Phys. Lett. 43B, 240 (1973)
V. Eckardt et al., Lettre al Nuovo Cim. 6, 551 (1973)
- FEY 69 R.P. Feynman, Phys. Rev. Lett. 23, 1415 (1969)
- FRA 69 H. Fraas, D. Schildknecht, Nucl. Phys. B14, 543 (1969)
- FRA 72 W.R. Frazer et al., Rev. of Modern Physics, 44, 284 (1972)

- GIL 70 F.J. Gilman, SLAC-PUB-842, Talk given at the Symposium on Hadron Spectroscopy Balaton füred, Hungary
- GOR 71 B. Gorczyca, D. Schildknecht, DESY 73/28 (1973)
- GRE 73 D. Greubel, Diplomarbeit, Hamburg (1973)
- GUT 73 F. Gutbrod, U.E. Schröder, DESY 73/14 (1973)
- HAN 64 L. Hand, Phys. Rev. 129, 1834 (1964)
- HEM 73 G. Hemmie, Interner Bericht DESY S1-73/2 (1973)
- ISL 73 M.M. Islam, Bjorken Scaling from Bounded Transverse Momenta and Pion Multiplicity, Preprint, Department of Physics, University of Connecticut (1973)
- JAC 64 J.D. Jackson, Nuovo Cimento 34, 735, 1644 (1964)
- JOO 67 H. Joos, Phys. Lett. 24B, 103 (1967)
- KEN 71 H.W. Kendall, Proceedings of the 1971 International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Conrell (1971)
- KNO 73 J. Knobloch, private Mitteilung (1973)
- KOC 71 J.B. Kogut, Electroproduction and the 'Size' of a Virtual Photon, Preprint, Princeton, New Jersey, 08540 (submitted to Phys. Rev.)
- KOR 73 V. Korbel hat uns dankenswerterweise ein Programm zur Verfügung gestellt, das eine Interpolation der bestehenden Daten zum totalen inelastischen Wirkungsquerschnitt liefert.
- KUM 70 P.S. Kummer et al., Lettre al Nuovo Cimento 1, 1026 (1970)
- LÜK 68 D. Lüke et al., Nuovo Cimento 58A, 234 (1968)
- LÜK 72 D. Lüke, Doktorarbeit, Interner DESY-Bericht F1-72/7 (1972)
- MAI 70 E. Maier-Reimer, Diplomarbeit, Hamburg (1970)

- MEI 72 W. Meincke, Diplomarbeit, Hamburg (1972)
- MEY 73a H. Meyer, Vortrag, International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Bonn (1973)
- MEY 73b H. Meyer, Interner Bericht, DESY F1-73/10 (1973)
- MIL 72 G. Miller et al., Phys. Rev. D5, 528 (1972)
- MO 69 L.W. Mo, J.S. Tsai, Rev. of Modern Physics 41, 205, (1969)
- MOF 72 K. Moffeit et al., Phys. Rev. D5, 1603 (1972)
- MOR 72 J. Moritz et al., DESY-Bericht 71/61 (1971), Nucl. Phys. B41, 336 (1972)
- NAG 71 H. Nagel, Doktorarbeit, Interner DESY-Bericht F1-71/8 (1971)
- NAG 73 Das Programm STYX wurde von H. Nagel geschrieben.
- NIE 70 H.T. Nieh, Phys. Rev. D1, 3161 (1970) und Phys. Lett. 38B, 100 (1972)
- RAB 71 E. Rabe, Interner DESY-Bericht F1-71/2 (1971)
- RAV 73 E. Ravndal, Phys. Lett. 43B, 301 (1973)
- RIT 71 V. Rittenberg, H.R. Rubinstein, Phys. Lett. 35B, 50 (1971)
- SAK 69 J.J. Sakurai, Phys. Rev. Lett. 22, 981 (1969)
- SAK 72 J.J. Sakurai, D. Schildknecht, Phys. Lett. 40B, 121 (1972), Phys. Lett. 41B, 489 (1972), Phys. Lett. 42B, 216 (1972)
- SCH 69 D. Schildknecht, DESY-69/10 (1969) und DESY 70/31 (1970)
- SCHI 70 P. Schilling, Interner Bericht DESY R1-70/3 (1970)
- SCH 70 D. Schildknecht, Interner Bericht DESY T-70/5 (1970)
- SCH 73 K. Schilling, G. Wolf, DESY 73/13 und Nucl. Phys. B61, 318 (1973)
- SPI 71 H. Spitzer, Interner DESY-Bericht F1-71/4 (1971)
- STI 64 P. Stichel, M. Scholz, Nuovo Cimento 34, 1381 (1964)

STR 73 W. Struczinski et al., Nucl. Physics B57,1 (1973)

WIL 63 K.G. Wilson, Acta Physica, 17, 37 (1963)

WJD 72 Wissenschaftlicher Jahresbericht DESY 1972

WOL 69 G. Wolf, Phys. Rev. 182, 1538 (1969)

WOLF 73 Das Programm für die Berechnung der Helizitätsamplituden wurde mir von G. Wolf zur Verfügung gestellt.

WOL 73 G. Wolf, private Mitteilung

YEL 71 Das massenabhängige THRESH wurde von S. Yellin geändert.

YEL 72 Die Akzeptanz wurde von S. Yellin gerechnet.

Tabelle 1a: Mittelwerte der Variablen W , Q^2 , ω' und ω_W für die verschiedenen benutzten kinematischen Bereiche

W (GeV)	Kinematischer Bereich			Mittelwerte					
	Q^2 (GeV ²)	ω'	ω_W	$\langle W \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	$\langle \omega' \rangle$	$\langle \omega_W \rangle$		
1.5 - 1.8	0.3 - 0.5	kein Schnitt	kein Schnitt	1.65	0.39	8.2			
	0.5 - 0.8				0.63			5.4	
	0.8 - 1.5				1.00			3.8	
	0.5 - 1.5				0.77			4.8	
1.8 - 2.2	0.3 - 0.5			2.0	0.39	11.1			
	0.5 - 0.8				0.63			7.4	
	0.8 - 1.5				1.01			4.9	
	0.5 - 1.5				0.79			6.4	
2.2 - 2.8	0.3 - 0.5			2.5	0.42	11.0			
	0.5 - 0.8				0.62			7.0	
	0.8 - 1.5				1.07			5.1	
	0.5 - 1.5				0.79			9.5	
1.7 - 2.0	0.3 - 0.5			1.8	0.40	9.6			
	0.5 - 0.8				0.61			6.6	
	0.8 - 1.5				1.05			4.4	
2.0 - 2.2	0.3 - 0.5			2.1	0.40	12.2			
	0.5 - 0.8				0.62			8.2	
	0.8 - 1.5				1.01			5.4	
1.8 - 2.8	0.3 - 0.5			2.2	0.40	13.1			
	0.5 - 0.8				0.62			9.4	
	0.8 - 1.5				1.04			6.0	
	0.5 - 1.5				0.79			7.9	
1.3 - 2.8	0.3 - 0.7	2.5 - 6.0	"	1.5	0.54	5.1			
	0.7 - 1.0				0.84			4.5	
	1.0 - 1.5				1.21			4.0	
	0.3 - 1.0				0.68			4.8	
	0.3 - 0.5	6 - 10			1.6	0.39	7.8		
	0.5 - 0.7					0.60			7.8
	0.7 - 1.5					0.91			7.6
	0.3 - 0.7					0.45			7.8
	0.3 - 0.5	10 - 15			2.1	0.38	12.1		
	0.5 - 0.7					0.57			11.9
	0.7 - 1.5					0.76			10.6
	0.5 - 1.5					0.59			11.8
	0.3 - 0.5	kein Schnitt			1.4	0.39		3.6	
	0.5 - 0.7					0.60		3.4	
	0.7 - 1.5					0.95		3.3	
	0.3 - 0.5				1.7	0.38		4.9	
0.5 - 0.7	0.59					4.9			
0.7 - 1.5	0.97					4.9			
0.3 - 0.5				2.2	0.39		6.9		
0.5 - 0.7					0.59		6.9		
0.7 - 1.5					0.83		6.7		
0.3 - 0.5				2.6	0.42		9.0		
0.5 - 0.7					0.56		8.5		

Tabelle 1b: Bilderzahl, Ereigniszahl, Elektronenfluß und Nachmeßraten für Lauf I, II und III

Lauf	Integrierter Elektronenfluß Σe^-	Zahl der Bilder	Zahl der gemessenen Ereignisse	Zahl der akzeptierten Ereignisse	Spurzahl			Nachmeßraten für Spurzahl						
					≤ 2	3,4	≥ 5	1	2	3	4	5	6	≥ 7
I	$3.08 \cdot 10^{11}$	57 508	6410	3808	1777	1906	125	1.0	1.014	1.167	1.06	1.38	1.09	1.83
II	$3.98 \cdot 10^{11}$	38 192	4868	3349	2073	1153	123	1.03	1.02	1.083	1.062	1.29	1.157	1.71
III	$4.84 \cdot 10^{11}$	22 114	9885	7577	5508	1879	190	1.20	1.029	1.05	1.08	1.22	1.25	1.33

Abbildung 1: Die Funktion σ_{tot}^{-1} der Wirkungsquerschnitte σ_{tot}^{-1} als Funktion von \sqrt{s} (GeV)

\sqrt{s} (GeV)	σ_{tot}^{-1} (GeV ⁻²)	$\frac{\sigma_{\text{1Spur}}}{\sigma_{\text{tot}}}$	$\frac{\sigma_{\text{3Spur}}}{\sigma_{\text{tot}}}$	$\frac{\sigma_{\text{5Spur}}}{\sigma_{\text{tot}}}$
1.5 - 1.8	0.3 - 0.5	0.62 ± 0.03	0.38 ± 0.03	-
	0.5 - 0.8	0.60 ± 0.03	0.40 ± 0.03	-
	0.8 - 1.5	0.64 ± 0.06	0.36 ± 0.06	-
1.8 - 2.2	0.3 - 0.5	0.48 ± 0.03	0.48 ± 0.03	0.04 ± 0.01
	0.5 - 0.8	0.45 ± 0.02	0.52 ± 0.02	0.03 ± 0.01
	0.8 - 1.5	0.33 ± 0.06	0.49 ± 0.09	0.18 ± 0.10
2.2 - 2.8	0.3 - 0.5	0.31 ± 0.01	0.61 ± 0.02	0.08 ± 0.01
	0.5 - 0.8	0.34 ± 0.02	0.59 ± 0.02	0.07 ± 0.01
	0.8 - 1.5	0.21 ± 0.02	0.68 ± 0.03	0.11 ± 0.02

Tabelle 3a: Die mittlere geladene Multiplizität, $\langle n \rangle$, in Abhängigkeit von W und Q^2

$W(\text{GeV})$ $Q^2(\text{GeV}^2)$	1.5 - 1.8	1.8 - 2.2	2.2 - 2.8
0.3 - 0.5	1.77 ± 0.06	2.13 ± 0.07	2.56 ± 0.04
0.5 - 0.8	1.82 ± 0.05	2.14 ± 0.06	2.48 ± 0.05
0.8 - 1.5	1.74 ± 0.11	2.73 ± 0.38	2.80 ± 0.07

Tabelle 3b: Die mittlere geladene Multiplizität, $\langle n \rangle$, in Abhängigkeit von ω_W und Q^2

$Q^2(\text{GeV}^2)$ ω_W	2.5 - 4	4 - 6	6 - 8	8 - 15
0.3 - 0.5	1.52 ± 0.08	1.85 ± 0.06	2.36 ± 0.06	2.60 ± 0.06
0.5 - 0.8	1.64 ± 0.05	2.11 ± 0.05	2.40 ± 0.07	2.60 ± 0.13
0.8 - 1.5	2.06 ± 0.22	2.54 ± 0.06	2.91 ± 0.10	-

Tabelle 3c: Die mittlere geladene Multiplizität, $\langle n \rangle$, in Abhängigkeit von ω' und Q^2 .

$\omega' : 2.5 - 6$		$\omega' : 6 - 10$		$\omega' : 10 - 15$	
$Q^2(\text{GeV}^2)$	$\langle n \rangle$	$Q^2(\text{GeV}^2)$	$\langle n \rangle$	$Q^2(\text{GeV}^2)$	$\langle n \rangle$
0.3 - 0.7	1.55 ± 0.05	0.3 - 0.5	1.83 ± 0.06	0.3 - 0.5	2.14 ± 0.06
0.7 - 1.0	2.00 ± 0.28	0.5 - 0.7	2.13 ± 0.05	0.5 - 0.7	2.47 ± 0.06
1.0 - 1.5	2.11 ± 0.09	0.7 - 1.5	2.65 ± 0.06	0.7 - 1.5	2.98 ± 0.20

Tabelle 4: Ergebnisse der Exponentialfits ($\exp(-Ap_{\perp}^2)$) an die π^- -Transversalimpulsverteilungen im zentralen und im Photonfragmentationsbereich in Abhängigkeit von W und Q^2 .

	W (GeV)	Q^2 (GeV ²)	$C = \frac{1}{\pi\sigma_{\text{tot}}} \left. \frac{d\sigma}{dp_{\perp}^2} \right _{p_{\perp}^2=0}$ (GeV ⁻²)	A (GeV ⁻²)
-0.2 < x < 0.2	1.5 - 1.8	0.3 - 0.5	0.93 ± 0.20	14.4 ± 3.2
		0.5 - 1.5	0.84 ± 0.13	14.1 ± 1.9
	1.8 - 2.2	0.3 - 0.5	1.11 ± 0.16	13.9 ± 1.5
		0.5 - 1.5	0.83 ± 0.10	9.0 ± 1.1
	2.2 - 2.8	0.3 - 0.5	0.98 ± 0.07	9.0 ± 0.7
		0.5 - 1.5	0.94 ± 0.07	8.1 ± 0.7
0.3 < x < 0.7	1.5 - 1.8	0.3 - 0.5	0.53 ± 0.15	15.2 ± 3.6
		0.5 - 1.5	0.52 ± 0.11	9.7 ± 2.0
	1.8 - 2.2	0.3 - 0.5	0.33 ± 0.08	5.7 ± 1.6
		0.5 - 1.5	0.36 ± 0.07	8.0 ± 1.5
	2.2 - 2.8	0.3 - 0.5	0.40 ± 0.07	8.2 ± 1.3
		0.5 - 1.5	0.39 ± 0.07	8.8 ± 1.3

Tabelle 5: Ergebnisse der Exponentialfits ($\exp(-A p_{\perp}^2)$) an die π^- -Transversalimpulsverteilungen im zentralen Bereich und im Photonfragmentierbereich in Abhängigkeit von ω' und Q^2 .

	ω'	Q^2 (GeV ²)	$C = \frac{1}{\pi^0} \frac{d\sigma}{\text{tot } dp_{\perp}^2} \Big _{p_{\perp}^2=0}$ (GeV ⁻²)	A (GeV ⁻²)
-0.2 < x < 0.2	2.5 - 6	0.3 - 1.0	0.80 ± 0.13	16.7 ± 2.3
		1.0 - 1.5	0.86 ± 0.15	9.8 ± 1.7
	6 - 10	0.3 - 0.7	1.07 ± 0.13	14.3 ± 1.1
		0.7 - 1.5	0.92 ± 0.10	7.0 ± 0.9
	10 - 15	0.3 - 0.5	0.86 ± 0.11	10.6 ± 1.1
		0.5 - 1.5	0.85 ± 0.09	8.3 ± 1.0
0.3 < x < 0.7	2.5 - 6	0.3 - 1.0	0.39 ± 0.08	9.8 ± 1.6
		1.0 - 1.5	0.43 ± 0.14	5.5 ± 3.5
	6 - 10	0.3 - 0.7	0.43 ± 0.08	10.6 ± 1.5
		0.7 - 1.5	0.44 ± 0.12	9.6 ± 2.4
	10 - 15	0.3 - 0.5	0.44 ± 0.08	8.8 ± 1.4
		0.5 - 1.5	0.31 ± 0.08	5.3 ± 2.0

Tabelle 6: $ep \rightarrow ep\pi^+\pi^-$, prozentuale Anteile $a_{\Delta^{++}}$, a_{Δ^0} und a_{ρ^0} von Δ^{++} , Δ^0 und ρ^0 -Erzeugung aus Maximum-Likelihood-Anpassungen im Dalitzdiagramm.

W (GeV)	Q ² (GeV ²)	Zahl der Ereignisse	$a_{\Delta^{++}}$ (%)	a_{Δ^0} (%)	a_{ρ^0} (%)
1.3 - 1.7	0.3 - 1.5	790	61.8 ± 4.4	6.7 ± 2.7	0
	0.3 - 0.5	430	70.0 ± 5.8	5.5 ± 3.5	0
	0.5 - 0.8	283	51.1 ± 7.5	5.9 ± 4.9	0
	0.8 - 1.5	77	58.3 ± 13.4	13.8 ± 7.6	0
1.7 - 2.0	0.3 - 1.5	670	23.5 ± 3.6	0	34.3 ± 3.6
	0.3 - 0.5	332	24.0 ± 5.2	0	29.8 ± 7.0
	0.5 - 0.8	242	28.0 ± 6.1	4.5 ± 2.5	40.3 ± 7.5
	0.8 - 1.5	96	17.7 ± 9.4	0	30.0 ± 11.9
2.0 - 2.2	0.3 - 1.5	270	21.8 ± 4.3	1.7 ± 1.4	35.3 ± 6.4
	0.3 - 0.5	153	35.0 ± 6.2	5.0 ± 3.1	32.6 ± 8.0
	0.5 - 0.8	84	4.0 ± 4.3	0	36.5 ± 11.4
	0.8 - 1.5	33	9.0 ± 8.8	0	53.5 ± 20.0
2.2 - 2.8	0.3 - 1.5	339	13.9 ± 2.9	2.8 ± 1.4	44.1 ± 4.3
	0.3 - 0.5	165	15.0 ± 4.3	3.8 ± 2.5	54.3 ± 6.0
	0.5 - 0.8	133	15.6 ± 4.6	3.7 ± 2.6	38.8 ± 6.9
	0.8 - 1.5	41	7.4 ± 4.4	0	21.8 ± 10.8

Tabelle 7a: $\gamma_{\nu} p \rightarrow \pi^{-} \Delta^{++}$, Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\Delta^{++}}(\mu\text{b})$ aus Maximum-Likelihood-Anpassungen im Dalitzplot als Funktion von W und Q^2

$Q^2(\text{GeV}^2) \backslash W(\text{GeV})$	1.3 - 1.7	1.7 - 2.0	2.0 - 2.2	2.2 - 2.8
0.3 - 0.5	23.4 ± 3.2	8.2 ± 2.1	6.5 ± 1.4	1.33 ± 1.13
0.5 - 0.8	12.2 ± 2.4	7.2 ± 1.8	0.57 ± 0.62	1.50 ± 0.51
0.8 - 1.5	6.4 ± 2.1	3.8 ± 2.1	0.90 ± 0.88	0.33 ± 0.21

Tabelle 7b: Reaktion $\gamma_{\nu} p \rightarrow \pi^{-} \Delta^{++}$, Wirkungsquerschnitt für Δ^{++} -Erzeugung in Abhängigkeit von W bestimmt durch Maximum-Likelihood-Anpassung im Dalitzdiagramm für $0.3 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$.

$W(\text{GeV})$	$\sigma_{\Delta^{++}}(\mu\text{b})$
1.3 - 1.5	7.72 ± 1.8
1.5 - 1.6	15.2 ± 3.4
1.6 - 1.7	13.2 ± 3.1
1.7 - 1.8	6.5 ± 2.1
1.8 - 2.0	4.9 ± 1.2
2.0 - 2.4	1.7 ± 0.4
2.4 - 2.8	0.55 ± 0.21

Tabelle 8a: Dichtematrixelemente der Δ^{++} -Resonanz im Gottfried-Jackson-System für verschiedene W-Bereiche mit Hilfe der Momentenmethode bestimmt.

	1.3<W<1.5 GeV	1.5<W<1.6 GeV	1.6<W<1.7 GeV	1.7<W<1.8 GeV
r_{33}^{o4} *	0.35 ± 0.04	0.30 ± 0.05	0.33 ± 0.06	0.26 ± 0.12
r_{33}^{o4}	0.334 ± 0.037	0.291 ± 0.037	0.328 ± 0.037	0.257 ± 0.045
Re r_{31}^{o4}	0.036 ± 0.037	-0.004 ± 0.035	0.030 ± 0.039	0.012 ± 0.054
Re r_{3-1}^{o4}	-0.078 ± 0.038	0.026 ± 0.037	-0.019 ± 0.042	-0.089 ± 0.047
r_{11}^1	-0.021 ± 0.056	0.006 ± 0.058	-0.014 ± 0.055	-0.017 ± 0.072
r_{33}^1	-0.070 ± 0.059	0.022 ± 0.061	0.022 ± 0.062	0.003 ± 0.072
Re r_{31}^1	0.080 ± 0.055	-0.045 ± 0.053	0.044 ± 0.055	0.059 ± 0.077
Re r_{3-1}^1	0.041 ± 0.054	-0.001 ± 0.055	0.070 ± 0.058	-0.030 ± 0.069
Im r_{31}^2	0.005 ± 0.051	-0.077 ± 0.054	-0.049 ± 0.056	-0.078 ± 0.067
Im r_{3-1}^2	0.077 ± 0.062	0.106 ± 0.057	-0.001 ± 0.059	-0.005 ± 0.071
r_{11}^5	0.047 ± 0.029	0.006 ± 0.028	-0.055 ± 0.028	-0.053 ± 0.037
r_{33}^5	-0.077 ± 0.032	-0.015 ± 0.030	-0.017 ± 0.031	0.018 ± 0.037
Re r_{31}^5	0.029 ± 0.026	-0.005 ± 0.025	-0.030 ± 0.028	0.009 ± 0.039
Re r_{3-1}^5	0.067 ± 0.028	0.052 ± 0.026	-0.008 ± 0.030	0.022 ± 0.035
Im r_{31}^6	0.032 ± 0.024	0.032 ± 0.029	0.003 ± 0.028	0.002 ± 0.034
Im r_{3-1}^6	0.005 ± 0.028	0.027 ± 0.029	0.026 ± 0.029	-0.006 ± 0.034
$r_{11}^1 + r_{33}^1$	-0.091 ± 0.081	0.028 ± 0.084	0.008 ± 0.085	-0.014 ± 0.102
$P_{\sigma}^t(R=0)$	-0.182 ± 0.162	0.056 ± 0.168	0.016 ± 0.166	-0.028 ± 0.204
$P_{\sigma}^t(R=1)$	-0.361 ± 0.322	0.111 ± 0.333	0.032 ± 0.328	-0.055 ± 0.401

* Diese Werte wurden aus Maximum-Likelihood-Anpassungen an die Dichteverteilung im Dalitzplot gewonnen (s. Abschn. 12) und sind deshalb auf den Einfluß von Untergrund korrigiert.

Fortsetzung von Tabelle 8a

	1.8<W<2.0 GeV	2.0<W<2.4 GeV	2.4<W<2.8 GeV
r_{33}^{o4} *	0.16 ± 0.06	0.28 ± 0.08	-
r_{33}^{o4}	0.264 ± 0.041	0.295 ± 0.047	0.146 ± 0.094
Re r_{31}^{o4}	0.018 ± 0.041	-0.092 ± 0.050	0.012 ± 0.115
Re r_{3-1}^{o4}	0.054 ± 0.042	0.059 ± 0.051	-0.173 ± 0.083
r_{11}^1	0.044 ± 0.063	-0.132 ± 0.079	-0.079 ± 0.200
r_{33}^1	-0.134 ± 0.065	-0.004 ± 0.080	-0.235 ± 0.172
Re r_{31}^1	0.063 ± 0.057	0.142 ± 0.075	0.054 ± 0.210
Re r_{3-1}^1	-0.011 ± 0.063	0.040 ± 0.077	0.031 ± 0.158
Im r_{31}^2	0.011 ± 0.062	-0.117 ± 0.081	0.002 ± 0.175
Im r_{3-1}^2	0.060 ± 0.063	0.052 ± 0.085	-0.160 ± 0.142
r_{11}^5	-0.005 ± 0.032	0.030 ± 0.040	-0.088 ± 0.099
r_{33}^5	0.021 ± 0.034	-0.068 ± 0.040	0.035 ± 0.091
Re r_{31}^5	0.002 ± 0.031	-0.046 ± 0.042	-0.138 ± 0.101
Re r_{3-1}^5	-0.010 ± 0.033	-0.025 ± 0.040	0.093 ± 0.082
Im r_{31}^6	0.021 ± 0.028	0.030 ± 0.037	-0.053 ± 0.074
Im r_{3-1}^6	0.039 ± 0.028	0.009 ± 0.038	-0.036 ± 0.061
$r_{11}^1 + r_{33}^1$	-0.090 ± 0.090	-0.136 ± 0.112	-0.314 ± 0.263
$P_{\sigma}^t(R=0)$	-0.180 ± 0.180	-0.272 ± 0.224	-0.628 ± 0.526
$P_{\sigma}^t(R=1)$	-0.352 ± 0.352	-0.523 ± 0.431	-1.114 ± 0.957

Tabelle 8b: Dichtematrixelemente der Δ^{++} -Resonanz im Helizitätssystem für verschiedene W-Bereiche mit Hilfe der Momentenmethode bestimmt.

	1.3 - 1.5	1.5 - 1.6	1.6 - 1.7	1.7 - 1.8
r_{33}^{o4} *	0.21 ± 0.05	0.30 ± 0.05	0.18 ± 0.06	0.08 ± 0.09
r_{33}^{o4}	0.213 ± 0.039	0.302 ± 0.035	0.218 ± 0.041	0.179 ± 0.050
Re r_{31}^{o4}	0.066 ± 0.038	0.093 ± 0.037	0.008 ± 0.038	0.017 ± 0.049
Re r_{3-1}^{o4}	-0.008 ± 0.035	0.020 ± 0.036	0.044 ± 0.040	-0.044 ± 0.047
r_{11}^1	-0.065 ± 0.060	-0.003 ± 0.056	-0.030 ± 0.061	0.053 ± 0.080
r_{33}^1	-0.026 ± 0.060	0.031 ± 0.060	0.038 ± 0.060	-0.067 ± 0.078
Re r_{31}^1	0.012 ± 0.053	-0.088 ± 0.057	0.003 ± 0.055	-0.011 ± 0.068
Re r_{3-1}^2	0.015 ± 0.053	-0.007 ± 0.052	0.060 ± 0.056	0.010 ± 0.072
Im r_{31}^2	-0.030 ± 0.056	-0.079 ± 0.055	0.003 ± 0.059	-0.004 ± 0.073
Im r_{3-1}^2	-0.012 ± 0.058	0.088 ± 0.055	-0.027 ± 0.055	0.083 ± 0.064
r_{11}^5	-0.085 ± 0.032	-0.025 ± 0.027	-0.048 ± 0.033	-0.093 ± 0.039
r_{33}^5	0.055 ± 0.031	0.016 ± 0.029	-0.025 ± 0.031	0.059 ± 0.037
Re r_{3-1}^5	-0.010 ± 0.025	0.034 ± 0.026	-0.004 ± 0.028	-0.002 ± 0.053
Re r_{31}^5	0.008 ± 0.028	0.036 ± 0.026	-0.012 ± 0.028	0.045 ± 0.037
Im r_{31}^6	-0.017 ± 0.026	-0.030 ± 0.028	0.012 ± 0.030	0.006 ± 0.036
Im r_{3-1}^6	-0.024 ± 0.026	-0.033 ± 0.030	0.000 ± 0.028	-0.000 ± 0.032

* Diese Werte wurden aus Maximum-Likelihood-Anpassungen an die Dichteverteilung im Dalitzplot gewonnen (s. Abschn. 12) und sind deshalb auf den Einfluß von Untergrund korrigiert.

Fortsetzung von Tabelle 8b:

	1.8 - 2.0	2.0 - 2.4	2.4 - 2.8
$r_{33}^{o4} *$	0.27 ± 0.09	0.28 ± 0.11	0.13 ± 0.14
r_{33}^{o4}	0.313 ± 0.041	0.321 ± 0.049	0.180 ± 0.090
Re r_{31}^{o4}	-0.030 ± 0.041	0.024 ± 0.048	0.177 ± 0.124
Re r_{3-1}^{o4}	0.025 ± 0.042	0.044 ± 0.051	-0.192 ± 0.067
r_{11}^1	-0.035 ± 0.061	-0.167 ± 0.084	-0.136 ± 0.199
r_{33}^1	-0.056 ± 0.067	0.031 ± 0.090	-0.178 ± 0.169
Re r_{31}^1	0.042 ± 0.057	0.043 ± 0.069	-0.324 ± 0.222
Re r_{3-1}^1	-0.056 ± 0.064	0.020 ± 0.075	-0.002 ± 0.131
Im r_{31}^2	0.002 ± 0.056	-0.046 ± 0.082	0.051 ± 0.139
Im r_{3-1}^2	0.079 ± 0.068	0.120 ± 0.085	0.002 ± 0.179
r_{11}^5	0.027 ± 0.032	-0.050 ± 0.044	-0.088 ± 0.091
r_{33}^5	-0.011 ± 0.035	0.011 ± 0.045	0.035 ± 0.084
Re r_{3-1}^5	0.009 ± 0.032	-0.071 ± 0.038	0.093 ± 0.071
Re r_{31}^5	-0.010 ± 0.031	-0.042 ± 0.039	-0.106 ± 0.116
Im r_{31}^6	-0.050 ± 0.025	-0.054 ± 0.036	0.003 ± 0.057
Im r_{3-1}^6	0.026 ± 0.030	0.019 ± 0.039	-0.000 ± 0.078

Tabelle 9a: Dichtematrixelemente im Gottfried-Jackson-System der $\Delta^{++}(1236)$ in der Reaktion $\gamma_{VP} \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$ als Funktion vom Erzeugungswinkel $\cos\theta^*$ für verschiedene W-Bereiche. Alle Ereignisse der Reaktion $\gamma_{VP} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ mit $1.12 < M_{p\pi^+} < 1.32$ GeV wurden bei der Berechnung der r_{ik} benutzt.

$\cos\theta^*$	r_{33}^{o4}	Re r_{31}^{o4}	Re r_{3-1}^{o4}	r_{11}^1	r_{33}^1	Re r_{31}^1	Re r_{3-1}^1	$\langle W \rangle$ (GeV)
-1. ÷ -0.6	0.343±0.058	0.057±0.068	-0.097±0.068	-0.072±0.092	0.030±0.103	0.039±0.102	0.110±0.102	$\langle W \rangle = 1.48$
-0.6 ÷ -0.2	0.440±0.075	0.073±0.070	-0.095±0.092	0.065±0.101	-0.172±0.126	0.058±0.098	0.017±0.120	
-0.2 ÷ 0.2	0.405±0.073	0.036±0.094	-0.102±0.084	0.111±0.114	-0.339±0.129	0.183±0.134	0.078±0.116	
0.2 ÷ 0.6	0.204±0.115	-0.016±0.106	-0.002±0.110	-0.350±0.214	0.227±0.160	0.072±0.159	-0.057±0.143	
0.6 ÷ 1.	0.179±0.116	-0.021±0.092	-0.043±0.081	0.053±0.169	-0.041±0.164	0.082±0.155	-0.040±0.132	
-1. ÷ -0.6	0.356±0.057	0.023±0.057	-0.050±0.061	0.131±0.082	-0.020±0.099	-0.123±0.084	0.091±0.093	$\langle W \rangle = 1.55$
-0.6 ÷ -0.2	0.315±0.077	0.047±0.074	0.063±0.081	-0.058±0.101	0.030±0.127	-0.047±0.103	-0.024±0.125	
-0.2 ÷ 0.2	0.321±0.093	-0.104±0.116	-0.041±0.107	0.145±0.157	-0.074±0.164	0.130±0.194	-0.050±0.148	
0.2 ÷ 0.6	0.113±0.118	0.008±0.085	0.216±0.067	-0.264±0.223	0.187±0.184	-0.101±0.140	0.094±0.117	
0.6 ÷ 1.	0.208±0.113	-0.077±0.088	0.063±0.104	-0.112±0.180	0.066±0.172	0.059±0.132	-0.251±0.132	
-1. ÷ -0.6	0.241±0.072	0.029±0.067	0.004±0.069	0.079±0.107	-0.123±0.107	0.111±0.095	0.079±0.095	$\langle W \rangle = 1.65$
-0.6 ÷ -0.2	0.388±0.075	0.137±0.072	-0.050±0.086	0.008±0.106	0.022±0.138	0.170±0.111	0.159±0.128	
-0.2 ÷ 0.2	0.453±0.087	0.133±0.099	-0.218±0.112	-0.235±0.102	0.402±0.141	-0.069±0.114	-0.158±0.141	
0.2 ÷ 0.6	0.280±0.109	-0.204±0.108	0.109±0.128	-0.269±0.180	0.197±0.172	0.197±0.168	0.146±0.168	
0.6 ÷ 1.	0.340±0.077	-0.063±0.109	0.074±0.109	0.167±0.116	-0.172±0.132	-0.344±0.150	0.061±0.152	

Tabelle 9b:

$\cos \theta^*$	r_{33}^{o4}	$\text{Re } r_{31}^{o4}$	$\text{Re } r_{3-1}^{o4}$	r_{11}^1	r_{33}^1	$\text{Re } r_{31}^1$	$\text{Re } r_{3-1}^1$	$\langle W \rangle$ (GeV)
-1. ÷ -0.6	0.225±0.089	-0.032±0.099	-0.103±0.082	-0.058±0.154	0.291±0.134	0.117±0.147	-0.144±0.115	$\langle W \rangle = 1.75$
-0.6 ÷ -0.2	0.273±0.098	0.015±0.119	-0.145±0.092	0.031±0.141	-0.176±0.156	-0.024±0.163	0.003±0.134	
-0.2 ÷ 0.2	0.355±0.084	0.018±0.111	-0.056±0.121	-0.130±0.139	0.103±0.148	-0.106±0.148	0.031±0.168	
0.2 ÷ 0.6	0.165±0.101	0.106±0.141	-0.038±0.101	0.103±0.139	-0.242±0.139	0.222±0.197	-0.061±0.158	
0.6 ÷ 1.	0.295±0.161	-0.052±0.143	-0.080±0.208	0.007±0.308	-0.246±0.308	0.106±0.262	0.205±0.319	
-1. ÷ -0.6	0.173±0.066	0.066±0.067	0.023±0.061	0.011±0.102	-0.093±0.092	0.031±0.087	-0.004±0.086	$\langle W \rangle = 1.9$
-0.6 ÷ -0.2	0.302±0.088	-0.081±0.101	0.128±0.111	0.063±0.106	-0.290±0.134	0.017±0.137	0.003±0.163	
-0.2 ÷ 0.2	0.299±0.106	0.084±0.087	0.154±0.110	0.218±0.163	-0.290±0.177	0.087±0.136	-0.089±0.175	
0.2 ÷ 0.6	0.370±0.105	0.066±0.122	-0.028±0.130	-0.127±0.191	0.100±0.219	0.174±0.203	-0.144±0.211	
0.6 ÷ 1.	0.371±0.129	-0.151±0.099	0.008±0.115	0.066±0.186	-0.092±0.212	0.092±0.151	0.190±0.169	
-1. ÷ -0.6	0.299±0.052	-0.040±0.055	0.012±0.058	-0.059±0.091	-0.100±0.094	0.108±0.089	0.032±0.091	$\langle W \rangle = 2.45$
-0.6 ÷ -0.2	0.194±0.127	0.078±0.158	-0.045±0.124	-0.171±0.271	0.157±0.208	0.140±0.218	0.014±0.136	
-0.2 ÷ 0.2	0.210±0.145	-0.086±0.130	0.054±0.139	-0.124±0.216	0.017±0.172	0.266±0.240	-0.123±0.246	
0.2 ÷ 0.6	0.011±0.151	-0.333±0.242	0.031±0.145	-0.753±0.277	0.433±0.165	0.196±0.467	0.212±0.223	
0.6 ÷ 1.	0.328±0.128	-0.357±0.168	0.004±0.155	-0.123±0.241	-0.071±0.206	0.336±0.341	0.255±0.210	

Tabelle 9c:

$\text{Im } r_{31}^2$	$\text{Im } r_{3-1}^2$	r_{11}^5	r_{33}^5	$\text{Re } r_{3-1}^5$	$\text{Re } r_{31}^5$	$\text{Im } r_{31}^6$	$\text{Im } r_{3-1}^6$	$\langle W \rangle$ (GeV)
-0.062±0.095	0.154±0.101	-0.006±0.048	-0.029±0.053	-0.021±0.049	0.026±0.049	0.028±0.047	0.014±0.049	$\langle W \rangle = 1.48$
0.068±0.107	0.007±0.137	0.085±0.051	-0.128±0.071	0.123±0.067	0.018±0.053	0.012±0.045	0.036±0.057	
0.079±0.120	-0.160±0.152	0.098±0.050	-0.145±0.076	0.194±0.058	-0.004±0.068	0.069±0.049	-0.039±0.060	
0.070±0.170	0.237±0.179	0.062±0.118	-0.017±0.101	0.114±0.077	-0.017±0.068	0.049±0.083	0.035±0.081	
-0.079±0.106	0.142±0.156	0.036±0.091	-0.071±0.087	-0.013±0.065	0.121±0.057	0.013±0.058	-0.031±0.082	
-0.085±0.084	0.147±0.101	-0.015±0.036	0.009±0.047	0.049±0.042	-0.037±0.042	0.056±0.050	0.041±0.052	$\langle W \rangle = 1.55$
-0.160±0.116	-0.056±0.122	0.041±0.061	-0.038±0.064	0.059±0.055	0.074±0.053	0.021±0.055	-0.025±0.057	
-0.044±0.155	0.461±0.123	-0.047±0.051	0.048±0.071	0.190±0.068	-0.027±0.086	0.020±0.074	-0.019±0.084	
0.058±0.161	-0.013±0.154	-0.077±0.115	-0.001±0.093	-0.120±0.048	0.089±0.062	0.075±0.094	0.175±0.078	
-0.069±0.142	0.048±0.125	0.124±0.094	-0.108±0.087	0.074±0.075	-0.113±0.053	-0.039±0.066	-0.014±0.071	
-0.006±0.099	-0.166±0.099	-0.124±0.051	0.065±0.056	-0.048±0.053	-0.003±0.050	-0.111±0.045	0.068±0.049	$\langle W \rangle = 1.65$
-0.127±0.091	-0.047±0.114	-0.025±0.054	-0.093±0.064	0.048±0.060	-0.060±0.053	0.085±0.052	0.047±0.062	
-0.103±0.164	0.272±0.177	-0.096±0.070	0.057±0.078	-0.016±0.071	-0.100±0.068	0.094±0.067	-0.076±0.092	
-0.069±0.181	0.011±0.149	0.034±0.099	-0.034±0.089	0.081±0.082	-0.100±0.090	-0.006±0.085	-0.008±0.068	
0.054±0.150	0.173±0.147	0.019±0.052	-0.138±0.073	-0.078±0.083	0.086±0.079	0.039±0.093	0.022±0.074	

Tabelle 9d:

$\text{Im } r_{31}^2$	$\text{Im } r_{3-1}^2$	r_{11}^5	r_{33}^5	$\text{Re } r_{3-1}^5$	$\text{Re } r_{31}^5$	$\text{Im } r_{31}^6$	$\text{Im } r_{3-1}^6$	$\langle W \rangle \text{ (GeV)}$
-0.122±0.111	0.071±0.133	-0.142±0.072	0.010±0.065	0.031±0.047	0.080±0.061	0.062±0.064	0.016±0.073	$\langle W \rangle = 1.75$
0.152±0.132	-0.065±0.155	0.078±0.071	0.005±0.081	-0.085±0.079	0.142±0.088	0.018±0.055	-0.121±0.076	
-0.143±0.140	0.112±0.156	-0.122±0.069	0.072±0.078	0.213±0.072	-0.037±0.085	-0.180±0.080	-0.038±0.073	
-0.119±0.195	-0.062±0.175	-0.047±0.088	-0.014±0.088	-0.046±0.078	-0.244±0.087	0.093±0.069	0.114±0.058	
-0.274±0.210	-0.265±0.141	0.072±0.136	0.023±0.154	-0.030±0.178	0.067±0.131	-0.019±0.147	0.027±0.083	
-0.046±0.097	0.172±0.099	0.024±0.054	-0.070±0.050	-0.001±0.047	0.009±0.051	0.001±0.043	0.088±0.041	$\langle W \rangle = 1.9$
-0.176±0.192	0.248±0.145	-0.074±0.072	0.146±0.085	0.029±0.094	0.083±0.082	0.099±0.082	0.089±0.041	
0.233±0.143	-0.123±0.131	-0.096±0.074	0.059±0.093	-0.086±0.091	0.051±0.054	0.010±0.070	0.054±0.065	
0.015±0.139	-0.275±0.146	0.078±0.077	-0.001±0.089	0.042±0.087	-0.126±0.089	0.068±0.065	-0.113±0.084	
0.142±0.125	0.013±0.227	0.025±0.087	0.142±0.103	-0.039±0.081	-0.065±0.082	-0.044±0.067	-0.059±0.099	
-0.010±0.096	0.012±0.094	0.001±0.044	-0.060±0.047	-0.040±0.047	-0.018±0.047	0.059±0.041	0.000±0.041	$\langle W \rangle = 2.45$
-0.186±0.194	-0.308±0.191	0.052±0.123	-0.051±0.099	-0.036±0.095	-0.142±0.121	-0.065±0.093	0.038±0.109	
-0.098±0.198	0.373±0.177	-0.043±0.131	-0.021±0.129	0.170±0.113	-0.151±0.111	-0.156±0.079	-0.055±0.079	
-0.496±0.330	-0.359±0.247	0.092±0.227	0.068±0.101	-0.021±0.123	-0.383±0.204	-0.084±0.151	0.020±0.164	
-0.358±0.237	0.177±0.330	-0.028±0.128	-0.041±0.140	0.162±0.086	0.012±0.174	0.057±0.142	0.001±0.114	

Tabelle 10: $\gamma_{\nu p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$, ρ^0 -Dichtematrixelement r_{00}^{o4} und Resonanzanteile $a_{\Delta^{++}}$, a_{Δ^0} und a_{ρ^0} aus Maximum-Likelihood-Anpassungen an die Dichtematrixlung im Dalitzplot unter der Einschränkung $\cos\theta^* > 0.75$ (Erzeugungswinkel vom ρ^0) für $W > 2.0$ GeV.

W (GeV)	Q ² (GeV ²)	Ereignisse	a _{Δ⁺⁺} (%)	a _{Δ⁰} (%)	a _{ρ⁰} (%)	r ₀₀ ^{o4}
1.7 - 2.0	0.3 - 1.5	670	23.6 ± 3.6	0	34.3 ± 3.6	0.676 ± 0.054
2.0 - 2.2	"	111	14.0 ± 5.0	0	64.0 ± 10.0	0.284 ± 0.101
2.2 - 2.8	"	199	19.1 ± 3.4	6.3 ± 2.2	70.0 ± 4.0	0.183 ± 0.031
2.0 - 2.8	0.3 - 0.5	168	22.7 ± 2.0	3.8 ± 2.0	73.5 ± 3.7	0.152 ± 0.062
"	0.5 - 0.8	104	11.1 ± 17.9	6.3 ± 6.9	67.0 ± 14.1	0.308 ± 0.120
"	0.8 - 1.5	38	13.5 ± 9.7	3.0 ± 5.0	53.3 ± 13.7	0.345 ± 0.228

Tabelle 11: $\gamma_{\nu p} \rightarrow \rho^0 p$, Wirkungsquerschnitt und Anteil am totalen Wirkungsquerschnitt. Für $W > 2.2$ GeV sind die auf $|t|_{\min}$ korrigierten Werte angegeben. Die Vorwärtswirkungsquerschnitte $d\sigma^0/dt$ und Steigungen A sind aus Anpassungen von $d\sigma^0/dt \exp(At)$ für $|t| < 0.4 \text{ GeV}^2$ gewonnen. Die Photoproduktionswerte sind (ABBHHM 68 und BAL 72) entnommen.

W (GeV)	Q^2 (GeV ²)	σ_{ρ} (μb)	$\sigma_{\rho}/\sigma_{\text{tot}}$	$\sigma_{\rho}/\sigma_{\text{tot}} e^{-A t_{\min} }$	$d\sigma^0/dt$ ($\mu\text{b GeV}^{-2}$)	A (GeV ⁻²)
1.7 - 2.0	0	20.0 ± 1.2	0.13 ± 0.01			
	0.3 - 0.5	10.2 ± 2.4	0.078 ± 0.020			
	0.5 - 0.8	10.3 ± 1.9	0.154 ± 0.031			
	0.8 - 1.5	6.4 ± 2.5	0.156 ± 0.066			
2.0 - 2.2	0	24.8 ± 1.4	0.17 ± 0.01			
	0.3 - 0.5	6.0 ± 1.5	0.090 ± 0.023			
	0.5 - 0.8	5.1 ± 1.6	0.103 ± 0.034			
	0.8 - 1.5	5.4 ± 2.0	0.111 ± 0.044			
2.2 - 2.8	0	18.4 ± 0.6	0.160 ± 0.008	0.186 ± 0.009	148.2 ± 6.7	6.6 ± 0.3
	0.3 - 0.5	4.2 ± 0.5	0.051 ± 0.006	0.058 ± 0.007	26.2 ± 5.4	5.5 ± 1.1
	0.5 - 0.8	3.2 ± 0.6	0.048 ± 0.009	0.060 ± 0.011	} 14.1 ± 3.4	4.9 ± 1.3
	0.8 - 1.5	0.84 ± 0.42	0.019 ± 0.010	0.029 ± 0.015		

Tabelle 12: $\gamma_{VP} \rightarrow p\pi^+\pi^-$, Vorwärtswirkungsquerschnitte und Steigungen aus Exponentialanpassungen, $C \exp At$, für Ereignisse im ρ^0 -Massenbereich $0.6 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.85$ GeV.

W (GeV)	Q^2 (GeV ²)	$d\sigma/dt _{t=0}$ ($\mu\text{b}/\text{GeV}^2$)	A (GeV ⁻²)
2.2 - 2.8	0.3 - 0.5	18.6 ± 5.0	4.6 ± 1.3
	0.5 - 1.5	10.4 ± 3.2	3.3 ± 1.4

Tabelle 13: ρ^0 -Dichtematrixelemente im Helizitätssystem, bestimmt von allen Ereignissen vom Typ $\gamma_{VP} \rightarrow p\pi^+\pi^-$, deren $\pi^+\pi^-$ -Masse im ρ^0 -Massenbereich 0.6 - 0.85 GeV liegt und für die $|t| < 0.5 \text{ GeV}^2$ ist. Das mittlere Q^2 ist 0.5 GeV^2 .

	W:1.7-2.0 GeV	W:2.0-2.2 GeV	W:2.2-2.8 GeV	Vorhersage aus SCHC mit R=0.3
r_{00}^{04} *	0.676±0.054	0.28±0.101	0.183±0.031	
r_{00}^{04}	0.486±0.038	0.323±0.083	0.240±0.065	0.21
Re r_{10}^{04}	0.060±0.026	0.157±0.050	0.065±0.042	0
r_{1-1}^{04}	-0.045±0.036	0.019±0.084	-0.080±0.065	0
r_{00}^1	-0.004±0.064	-0.172±0.142	0.092±0.107	0
r_{11}^1	0.014±0.033	-0.035±0.090	-0.095±0.084	0
Re r_{10}^1	-0.024±0.037	-0.238±0.077	0.097±0.066	0
r_{1-1}^1	0.062±0.054	0.233±0.126	0.357±0.105	0.39 **
Im r_{10}^2	-0.011±0.036	-0.123±0.079	0.004±0.060	0
Im r_{1-1}^2	0.049±0.056	-0.082±0.114	-0.279±0.097	-0.39 **
r_{00}^5	-0.003±0.033	0.134±0.073	-0.015±0.054	0
r_{11}^5	0.037±0.016	-0.026±0.044	-0.030±0.040	0
Re r_{10}^5	0.007±0.019	-0.041±0.044	0.095±0.034	0.15 cos δ **
r_{1-1}^5	-0.030±0.027	0.048±0.065	-0.018±0.053	0
Im r_{10}^6	-0.016±0.018	-0.045±0.038	-0.087±0.031	-0.15 cos δ **
Im r_{1-1}^6	0.077±0.027	0.109±0.052	0.040±0.050	0

* Diese Werte wurden aus Maximum-Likelihood-Anpassungen an die Dichteverteilung im Dalitzplot gewonnen (s. Abschn 12) und sind deshalb auf den Einfluß von Untergrund korrigiert

** Zusätzlich zur s-Kanal Helizitätserhaltung (SCHC) ist nur natürlicher Paritätsaustausch angenommen.

Abbildungsverzeichnis

- Abb. 1 Strahlprofil in der Kammer am Ort des Targets
- Abb. 2 a) Die Streamerkammer mit Zubehör
b) Anordnung der Zähler
- Abb. 3 Aufnahme vom Elektronenstrahl in der Streamerkammer. Der Elektronenstrahl verläuft teilweise im δ -Fänger, teilweise im Kammergas.
- Abb. 4 Verteilung der negativen gemessenen Spuren im Diagramm λ (Neigungswinkel) gegen ϕ (Azimutwinkel). Die Anhäufung bei λ und $\phi \sim 0^\circ$ ist auf gemessene Bremslektronen zurückzuführen.
- Abb. 5 a) Pulshöhe im Schauerzähler links (Lauf III) gegen die Energie des gestreuten Elektrons aufgetragen (4C-4 Spurereignisse).
b) Pulshöhe im Plexiglaszähler links (Lauf III) gegen die Energie des gestreuten Elektrons aufgetragen (4C-4 Spurereignisse).
c) Pulshöhe im Schauerzähler gegen Pulshöhe im Plexiglaszähler, dieselben Ereignisse wie in a und b.
d) $P_{\text{NORM}} = (\text{PH}_{\text{berechnet}} - \text{PH}_{\text{gemessen}}) / \Delta\text{PH}$ für Schauerzähler und Plexiglaszähler, dieselben Ereignisse wie in a und b.
e) Verteilung der 4C-4Spurereignisse in der Q^2 -W-Ebene.
- Abb. 6 Akzeptanz der Zähleranordnung im Lauf I in Abhängigkeit von Q^2 und v . Die Kurven verbinden Punkte gleicher Akzeptanz.
- Abb. 7 Koplanarität $\kappa = \frac{(\vec{e} \times \vec{e}') \cdot \vec{h}}{|\vec{e} \times \vec{e}'| \cdot |\vec{h}|}$ für 2-Spurereignisse. Die schraffierte links: Ereignisse mit 4C-Fit, rechts: Ereignisse ohne 4C-Fit. Die schraffierte Fläche gibt die Verteilung für Ereignisse an, die die Koplanaritätsbedingung $|\chi| \leq 2\Delta\chi$ erfüllen.
- Abb. 8 Der elastische Wirkungsquerschnitt $\sigma_t + \epsilon\sigma_\ell$ ($ep \rightarrow ep$) als Funktion von Q^2 . Die eingezeichnete Kurve gibt die Daten von (AND 72) wieder.
- Abb. 9 Der totale inelastische Wirkungsquerschnitt $(\sigma_t + \epsilon\sigma_\ell)_{\text{tot}}$ als Funktion von Q^2 für verschiedene W-Bereiche.
- Abb.10 Topologische Wirkungsquerschnitte $\sigma_n / \sigma_{\text{tot}}$ als Funktion von Q^2 für drei W-Bereiche. Die eingezeichneten Kurven sind Freihandkurven.
- Abb.11 Die mittlere geladene Multiplizität $\langle n \rangle$
a) $\langle n \rangle$ als Funktion von s für verschiedene Q^2 -Intervalle
b) $\langle n \rangle$ als Funktion von Q^2 für verschiedene W-Bereiche

- c) $\langle n \rangle$ als Funktion von ω_W für feste Q^2 -Bereiche
- d) $\langle n \rangle$ als Funktion von Q^2 für feste ω_W -Intervalle
- e) $\langle n \rangle$ als Funktion von ω' bei festem Q^2 . Die eingezeichneten Geraden sind Anpassungen von $\langle n \rangle = C_0 + C_\omega \ln(\omega'-1) + C_Q \ln Q^2/m_p^2$.
- f) $\langle n \rangle$ als Funktion von Q^2 für feste ω' -Bereiche.

- Abb. 12 Die invariante Strukturfunktion $F(x)$ für die π^- -Erzeugung für drei W -Bereiche (1.5 - 1.8, 1.8 - 2.2 und 2.2 - 2.8 GeV) und jeweils zwei Q^2 -Intervalle (0.3 - 0.5, 0.5 - 1.5 GeV²). Die eingezeichneten Kurven zeigen Photoerzeugungsergebnisse (Mof /2). In Abb. 12d ist $F(x)$ für π^- ohne ρ^0 für $2.2 < W < 2.8$ GeV aufgetragen.
- Abb. 13 Die invariante Strukturfunktion $F(y)$ für die π^- -Erzeugung in den Energieintervallen $1.8 < W < 2.2$ GeV und $2.2 < W < 2.8$ GeV für zwei Q^2 -Bereiche (0.3 - 0.5 und 0.5 - 1.5 GeV²). Die Kurve gibt den Verlauf von $F(y)$ für $Q^2 = 0$ (MOF 72) wieder.
- Abb. 14 π^- -Transversalimpulsverteilungen für drei W -Bereiche (1.5 - 1.8, 1.8 - 2.2 und 2.2 - 2.8 GeV) und jeweils zwei Q^2 -Intervalle (0.3 - 0.5, 0.5 - 1.5 GeV²) im zentralen Bereich ($-0.2 < x < 0.2$) und im Photonfragmentationsbereich ($0.3 < x < 0.7$). Die eingezeichneten Kurven resultieren aus Exponentialanpassungen.
- Abb. 15 $F(x)$ für $\gamma_{VP} \rightarrow \pi^- X$ in den ω' -Bereichen 2.5 - 6, 6 - 10 und 10 - 15 für zwei Q^2 -Bereiche.
- Abb. 16 π^- -Transversalimpulsverteilungen für dieselben kinematischen Bereiche wie $F(x)$ in Abb. 15.
oben: zentraler Bereich ($-0.2 < x < 0.2$)
unten: Photonfragmentationsbereich ($0.3 < x < 0.7$)
- Abb. 17 Die mittleren Transversal- und Longitudinalimpulse der π^- -Mesonen als Funktion von Q^2 für feste ω' -Bereiche. Die Photoproduktionswerte für vergleichbare Energien stammen aus dem DESY-Streamerkeramkerexperiment (Kno 73).
- Abb. 18 Chew-Low-Diagramm, M_x vs. $|t|$ für $\gamma_{VP} \rightarrow \pi^- X$.
 $1.8 < W < 2.8$ GeV, $0.3 < Q^2 < 1.5$ GeV².
- Abb. 19 M_x -Verteilungen für W : 1.8 - 2.2 GeV und 2.2 - 2.8 GeV und jeweils zwei Q^2 -Intervalle.

- Abb. 20 M_x^- -Verteilungen für ω' : 2.5 - 6, 6 - 10 und 10 - 15 und jeweils zwei Q^2 -Bereiche.
- Abb. 21 Der auf den totalen Wirkungsquerschnitt normierte differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ für die M_x^- -Bereiche $1.6 < M_x^- < 2.0$ GeV und $2.0 < M_x^- < 2.8$ GeV in jeweils drei Q^2 -Intervallen. Die eingezeichneten Kurven sind Freihandkurven.
- Abb. 22 π^- -Verteilung im Diagramm x vs. ϕ für $1.8 < W < 2.8$ GeV und $0.3 < Q^2 < 1.5$ GeV².
- Abb. 23 π^- -Verteilung im Diagramm ϕ vs W für den zentralen Bereich ($-0.2 < x < 0.2$) und den Photonfragmentationsbereich ($0.3 < x < 0.7$).
- Abb. 24 ϕ -Verteilung der π^- -Mesonen im zentralen Bereich für $1.8 < W < 2.8$ GeV und die Q^2 -Bereiche $0.3 < Q^2 < 0.5$ GeV², $0.5 < Q^2 < 1.5$ GeV².
- Abb. 25 a) ϕ -Verteilung der π^- -Mesonen im Photonfragmentationsbereich für $1.8 < W < 2.8$ GeV, $0.3 < Q^2 < 0.5$ GeV². Die eingezeichnete Kurve gibt eine Anpassung der Form $W(\phi) = A + B \cos 2\phi + C \cos \phi$ wieder.
b) ϕ -Verteilung für π^- -Mesonen aus dem ρ^0 -Zerfall und für π^- -Mesonen, die nicht aus dem ρ^0 -Zerfall stammen.
- Abb. 26 $\sigma(\gamma_{VP} \rightarrow p\pi^+\pi^-)$ als Funktion von W für vier Q^2 -Bereiche ($0.3 - 0.5$, $0.5 - 0.8$, $0.8 - 1.0$, $1.0 - 1.5$ GeV²). Die Q^2 -Werte stammen aus (SPI 71).
- Abb. 27 $\sigma(\gamma_{VP} \rightarrow p\pi^+\pi^-)$ als Funktion von Q^2 für die W -Bereiche 1.3 - 1.6, 1.6 - 1.8, 1.8 - 2.0, 2.0 - 2.2, 2.2 - 2.8 GeV. Die Kurven geben qualitativ den Verlauf von σ_{tot} wieder und sind auf $\sigma(\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-)$ (SPI 71) normiert.
- Abb. 28 Verteilungen der effektiven Massen $M_{p\pi^+}$, $M_{p\pi^-}$ und $M_{\pi^+\pi^-}$ aus der Reaktion $ep \rightarrow ep\pi^+\pi^-$ für $1.3 < W < 1.7$ GeV und drei Q^2 -Bereiche. Die Kurven resultieren aus Anpassungen im Dalitzdiagramm.
- Abb. 29 $M_{p\pi^+}$, $M_{p\pi^-}$ und $M_{\pi^+\pi^-}$ -Verteilungen für $1.7 < W < 2.0$ GeV und drei Q^2 -Bereiche. Die Kurven resultieren aus Anpassungen im Dalitzdiagramm.
- Abb. 30 $M_{p\pi^+}$, $M_{p\pi^-}$ und $M_{\pi^+\pi^-}$ -Verteilungen für $2.0 < W < 2.2$ und $2.2 < W < 2.8$ GeV und $0.3 < Q^2 < 1.5$ GeV². Die Kurven resultieren aus Anpassungen im Dalitzdiagramm. Die schraffierten $M_{\pi^+\pi^-}$ -Verteilungen enthalten nur Ereignisse mit $\cos\theta^* > 0.75$ (θ^* = Erzeugungswinkel für $M_{\pi^+\pi^-}$).

- Abb. 31 $\sigma(\gamma_{\nu}p \rightarrow \pi^{-}\Delta^{++})$ für vier Energieintervalle als Funktion von Q^2 . Die gestrichelten Kurven sind Vorhersagen aus dem Vektordominanz- und absorptiv korrigierten Borntermmodell. Die Werte für $Q^2=0$ sind LÜK 72 entnommen.
- Abb. 32 $\sigma(\gamma_{\nu}p \rightarrow \pi^{-}\Delta^{++})$ als Funktion von W für $0.3 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$.
- Abb. 33 Erzeugungswinkelverteilung, $\cos\theta^*$, der $ep \rightarrow ep\pi^+\pi^-$ -Ereignisse im Δ^{++} -Massenbereich, $1.12 < M_{p\pi^+} < 1.32 \text{ GeV}$, für sechs W -Bereiche.
- Abb. 34 $d\sigma/d\cos\theta^*$ für die Reaktion $ep \rightarrow e\pi^{-}\Delta^{++}$ in sechs W -Bereichen. Die Werte wurden durch Maximum-Likelihood-Anpassungen im Dalitzdiagramm in $\cos\theta^*$ -Intervallen bestimmt. Die durchgezogenen (gestrichelten) Kurven sind Ergebnisse aus VDM + Bornterm-Rechnungen mit (ohne) Absorption.
- Abb. 35 a) Verteilungen des Impulsübertrages, t , vom Photon auf das π^{-} für $ep \rightarrow ep\pi^+\pi^-$ -Ereignisse im Δ^{++} -Massenbereich $1.12 < M_{p\pi^+} < 1.32 \text{ GeV}$ in verschiedenen Energieintervallen.
 b) $d\sigma/dt$ für $\gamma_{\nu}p \rightarrow \pi^{-}\Delta^{++}$ für $1.8 < W < 2.0 \text{ GeV}$ und $2.0 < W < 2.8 \text{ GeV}$. Die Kurven resultieren aus VDM + Bornterm-Rechnungen mit Absorption.
- Abb. 36 Zerfallswinkelverteilungen des Δ^{++} im Gottfried-Jackson-System gemittelt über alle Erzeugungswinkel und $0.3 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$ in sieben Energieintervallen. In den Verteilungen sind alle $ep \rightarrow ep\pi^+\pi^-$ -Ereignisse im Δ^{++} -Massenbereich $1.12 < M_{p\pi^+} < 1.32 \text{ GeV}$ enthalten.
- Abb. 37 Dichtematrixelemente r_{ik} des Δ^{++} ($1.12 < M_{p\pi^+} < 1.3 \text{ GeV}$) im Gottfried-Jackson-System als Funktion von $\cos\theta^*$ in sechs Energieintervallen für $0.3 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$. Die eingezeichneten Kurven sind Vorhersagen aus dem Vektordominanz- und absorptiv korrigierten Borntermmodell.
- Abb. 38 Wie Abb. 37, aber für die kinematischen Bereiche $W < 1.7, W > 1.7 \text{ GeV}$ und $0.3 < Q^2 < 0.5, 0.5 < Q^2 < 0.8, 0.8 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$.
- Abb. 39 $\sigma(\gamma_{\nu}p \rightarrow \rho^0 p)$ als Funktion von Q^2 für verschiedene W -Bereiche. Die $Q^2 = 0$ Werte sind (ABBHM 68) entnommen. Die Kurven sind Vorhersagen aus dem Vektordominanzmodell.
- Abb. 40 $d\sigma/dt(\gamma_{\nu}p \rightarrow \rho^0 p)$ für $2.2 < W < 2.8 \text{ GeV}$ und die Q^2 -Bereiche $0.3 < Q^2 < 0.5, 0.5 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$. Die Verteilungen für $Q^2 = 0$ sind (Mof 72) entnommen. Die Werte wurden durch Maximum-Likelihood-Anpassungen im Dalitzdiagramm in t -Intervallen bestimmt.
- Abb. 41 $d\sigma/dt(\gamma_{\nu}p \rightarrow \rho^0 p)$ für $2.2 < W < 2.8 \text{ GeV}$ und die Q^2 -Bereiche $0.3 < Q^2 < 0.5, 0.5 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$. Alle $\gamma_{\nu}p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ -Ereignisse im ρ^0 -Massenbereich ($0.6 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.85 \text{ GeV}$) sind in den Verteilungen enthalten.

Abb. 42 Steigung A aus Exponentialanpassungen $d\sigma/dt(\gamma_{VP} \rightarrow \rho^0 p) \sim \exp(At)$ als Funktion von Q^2 . Ergebnisse aus (Mof 72), (Bal 73) und (Dak 73) sind in diesem Bild enthalten.

Abb. 43 a) Verteilungen des Helizitätswinkel $\cos\theta_H$ und Polarisationswinkels ψ für $\gamma_{VP} \rightarrow \rho^0 p$ ($0.6 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.85$ GeV) mit der Einschränkung $|t| < 0.5$ GeV², $0.3 < Q^2 < 1.5$ GeV² in den Energiebereichen $1.7 < W < 2.0$ GeV und $2.0 < W < 2.8$ GeV. Die Kurven zeigen Ergebnisse von Maximum-Likelihood-Anpassungen (s. Text).
 b) Diagramme $\cos\theta_H$ vs. ψ für dieselben Bereiche wie in 43a.

Abb. 44 Reaktion $\gamma_{VP} \rightarrow \rho^0 p$ ($0.3 < Q^2 < 1.5$ GeV²)
 a) Dichtematrixelement r_{00}^{04} als Funktion von W
 b) $R = \sigma_1/\sigma_t$ als Funktion von W
 c) $\cos\delta$ (Phase zwischen der longitudinalen und transversalen Amplitude) als Funktion von W .

Werte aus anderen Experimenten (DAK /2, BAL 73) sind ebenfalls eingezeichnet.

Abb. 45 Reaktion $\gamma_{VP} \rightarrow \rho^0 p$
 R als Funktion von Q^2 für $2.0 < W < 2.8$ GeV. Die Kurven zeigen Vorhersagen aus dem Vektordominanzmodell (s. Text).

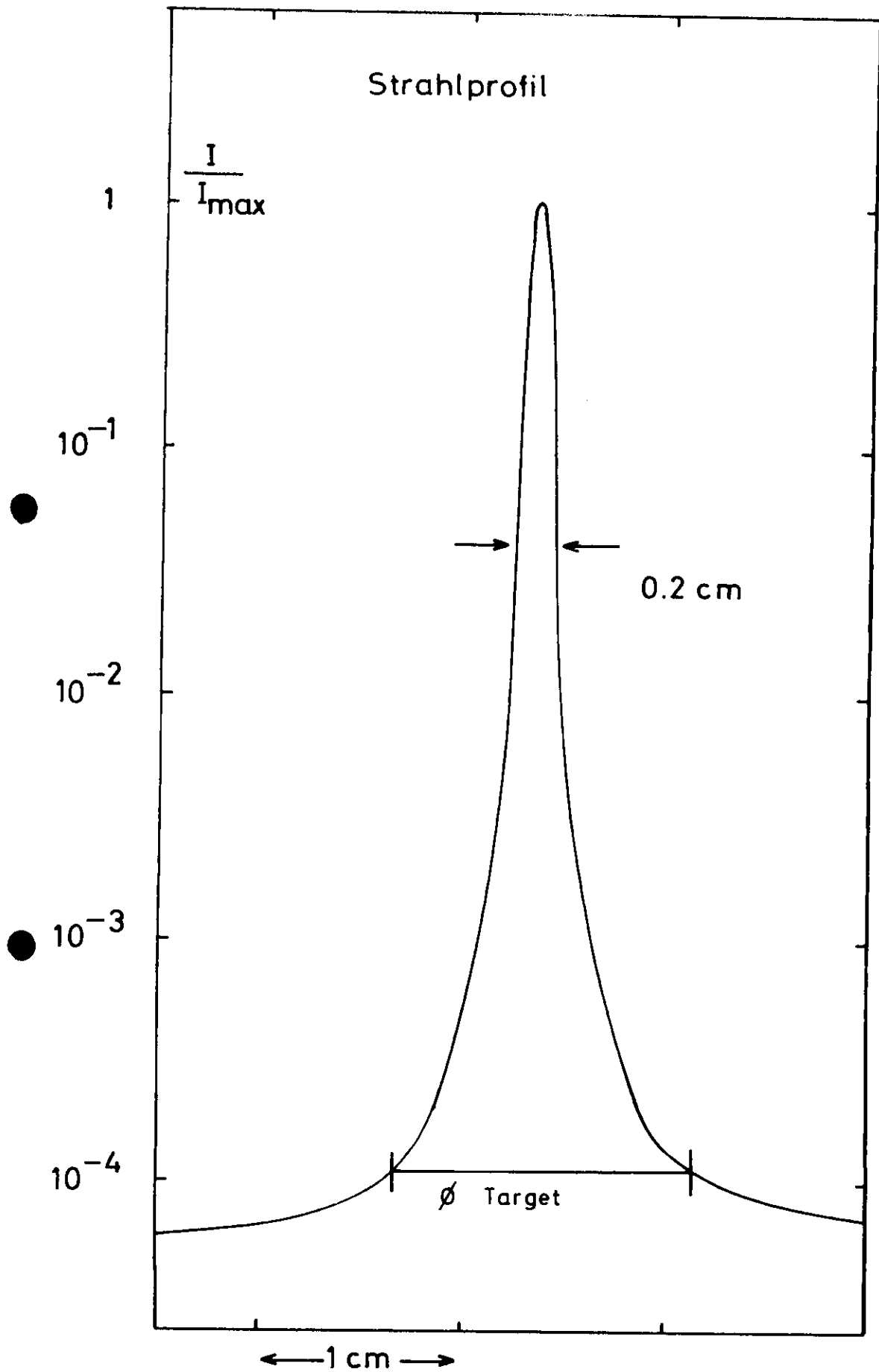


Abb. 1

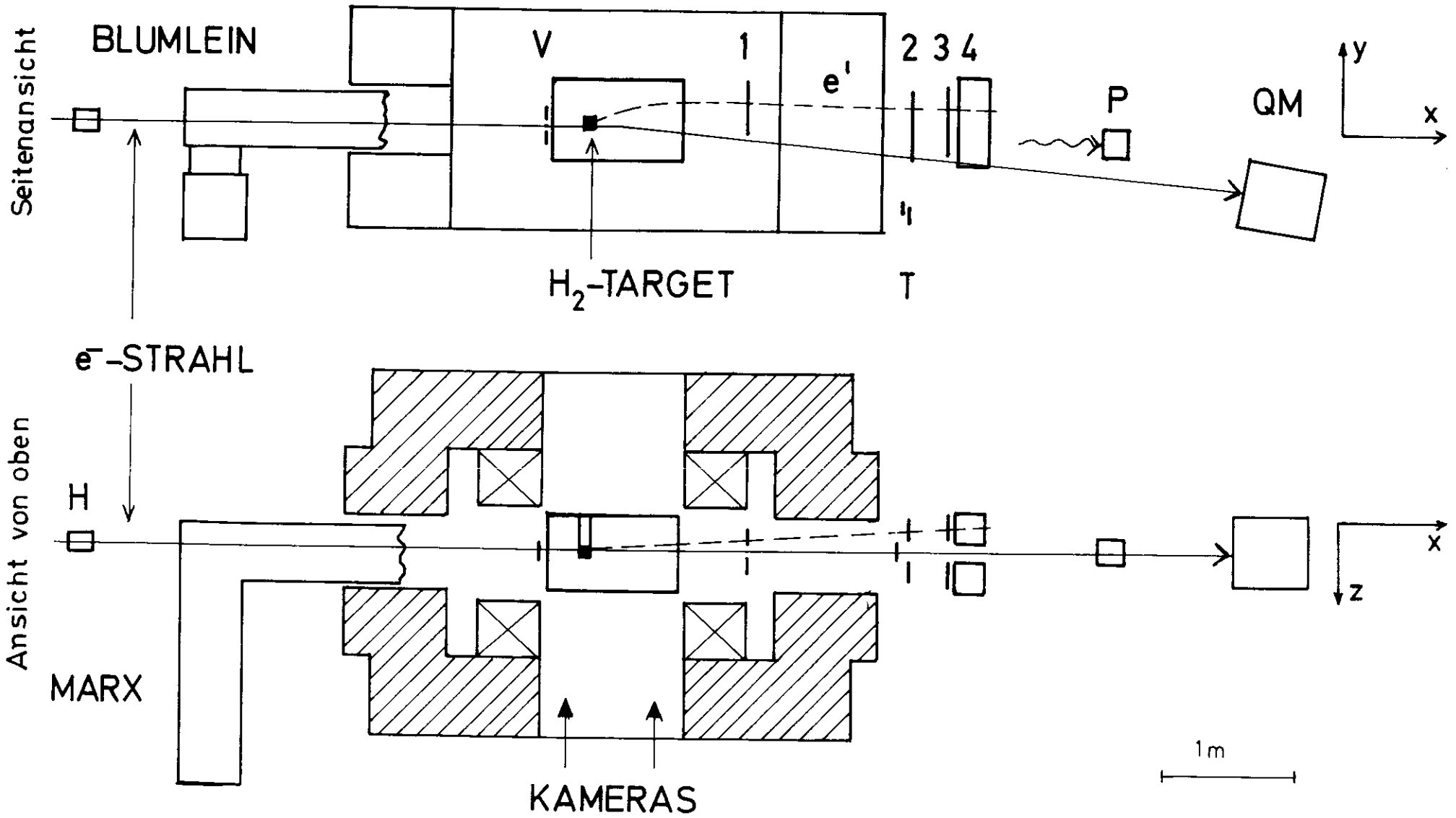
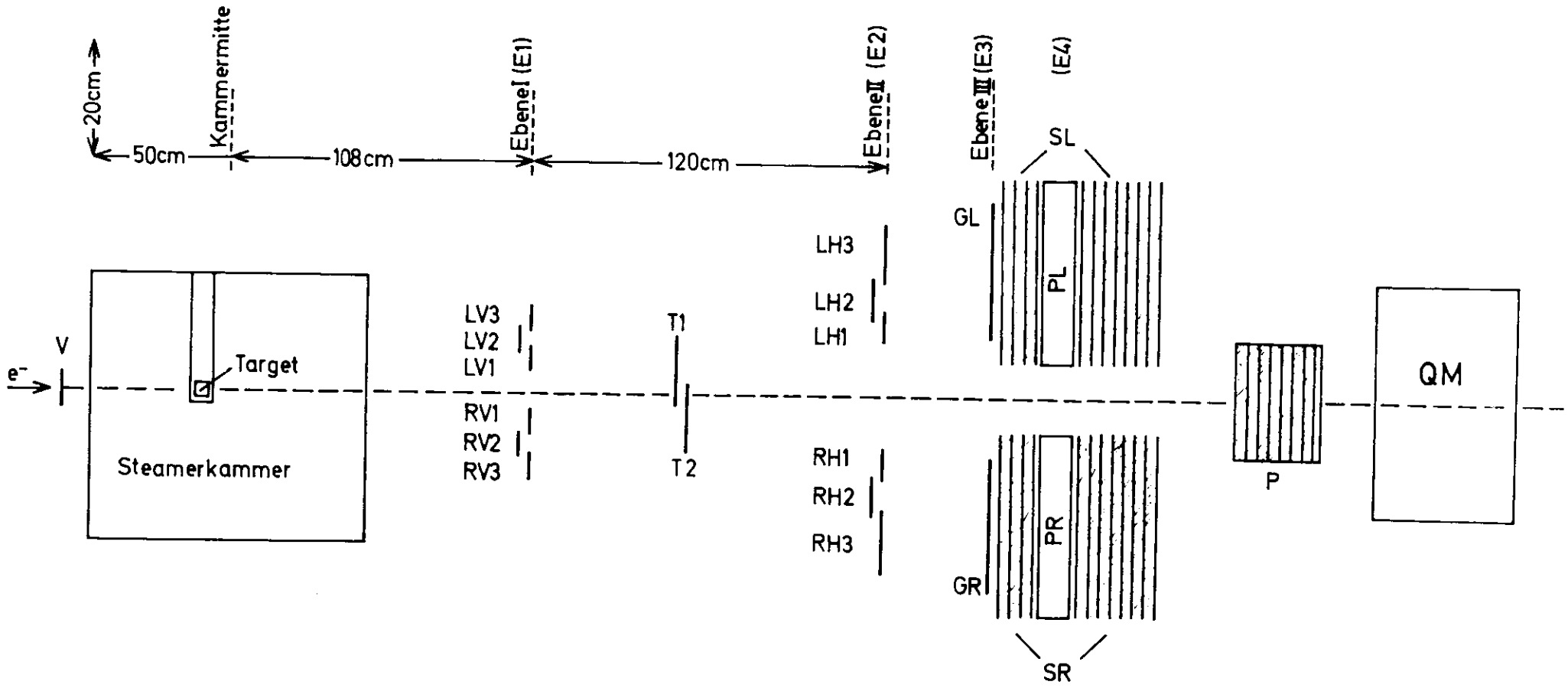


Abb. 2b



Zähleranordnung (von oben gesehen)

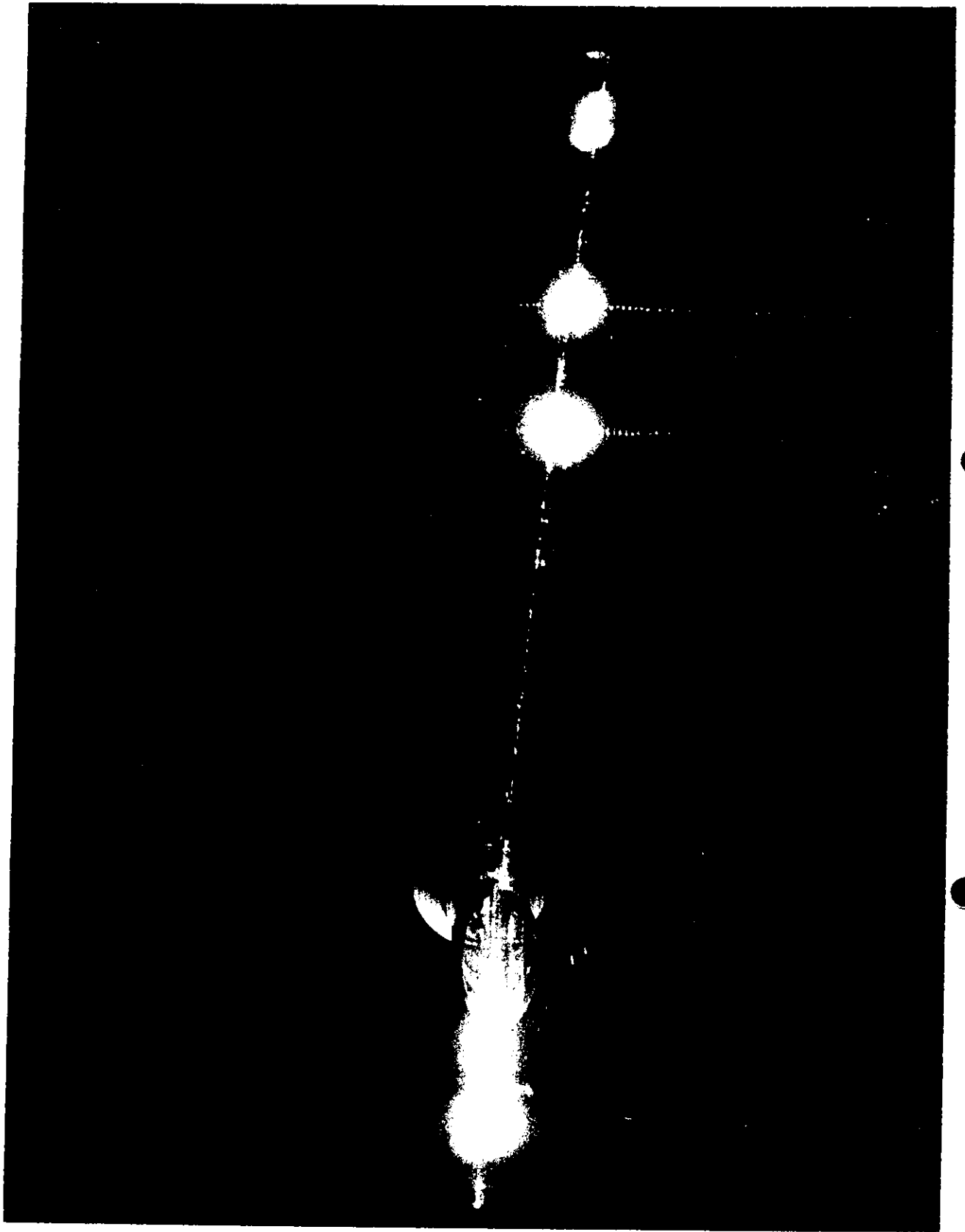


Abb. 3

Laborwinkelverteilung (negative Spuren)

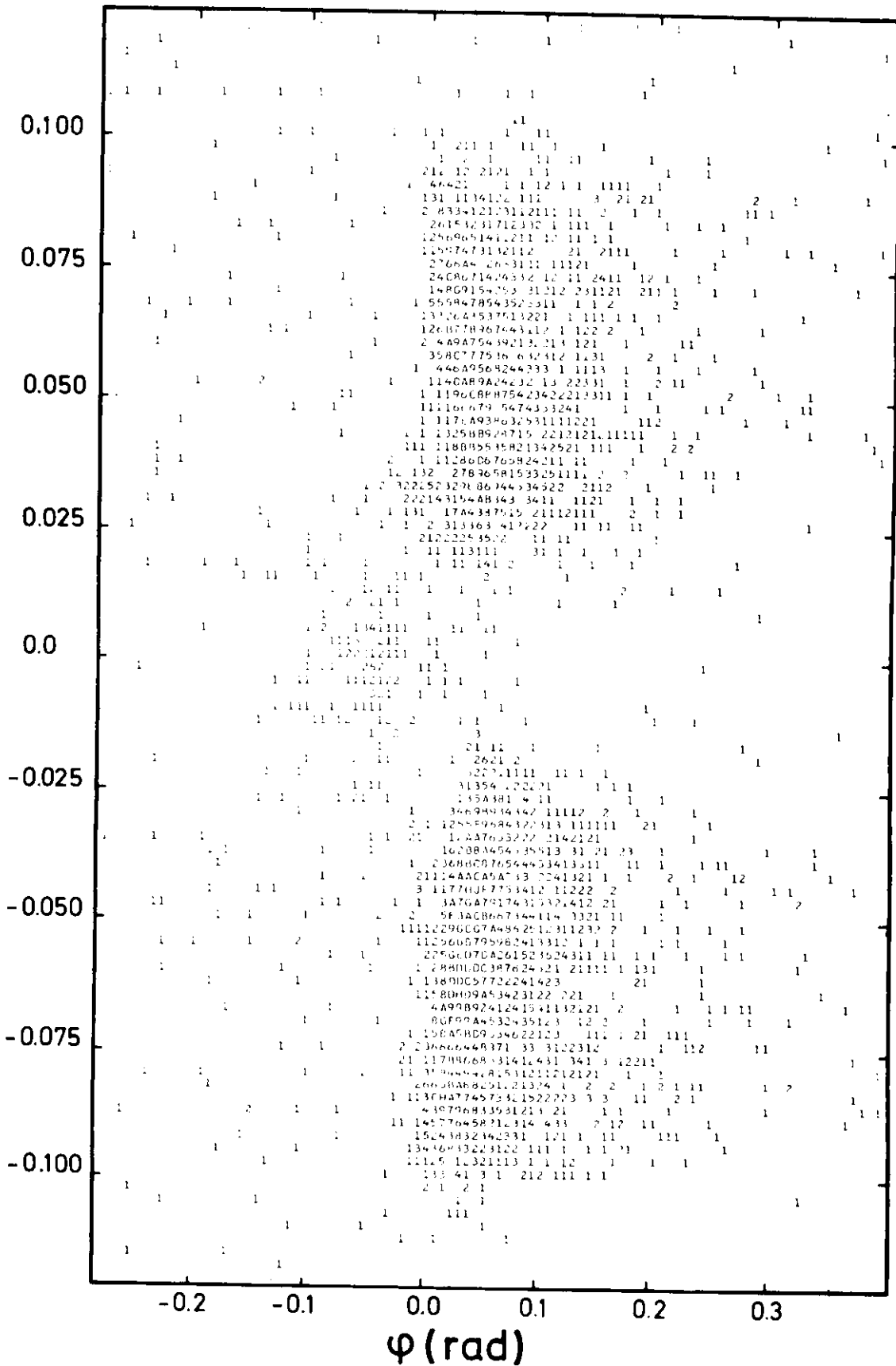


Abb. 4

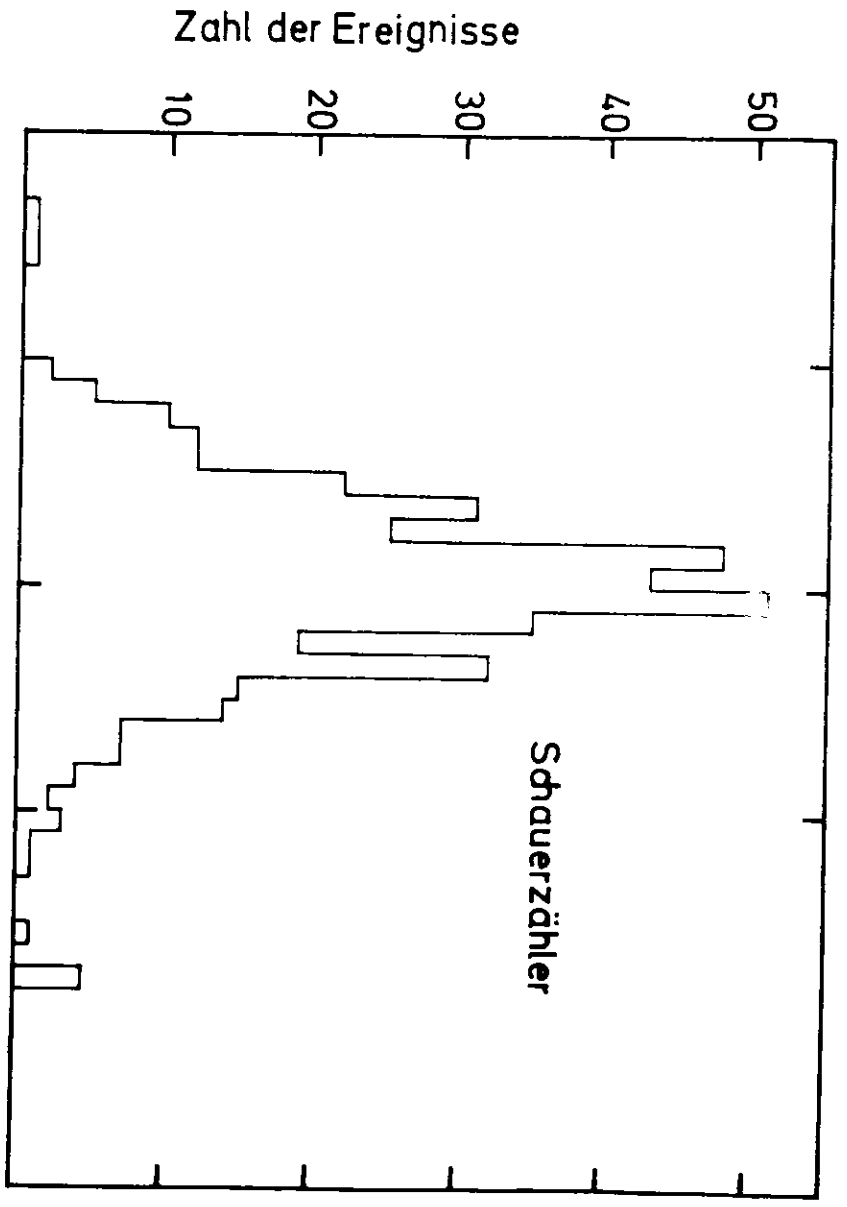
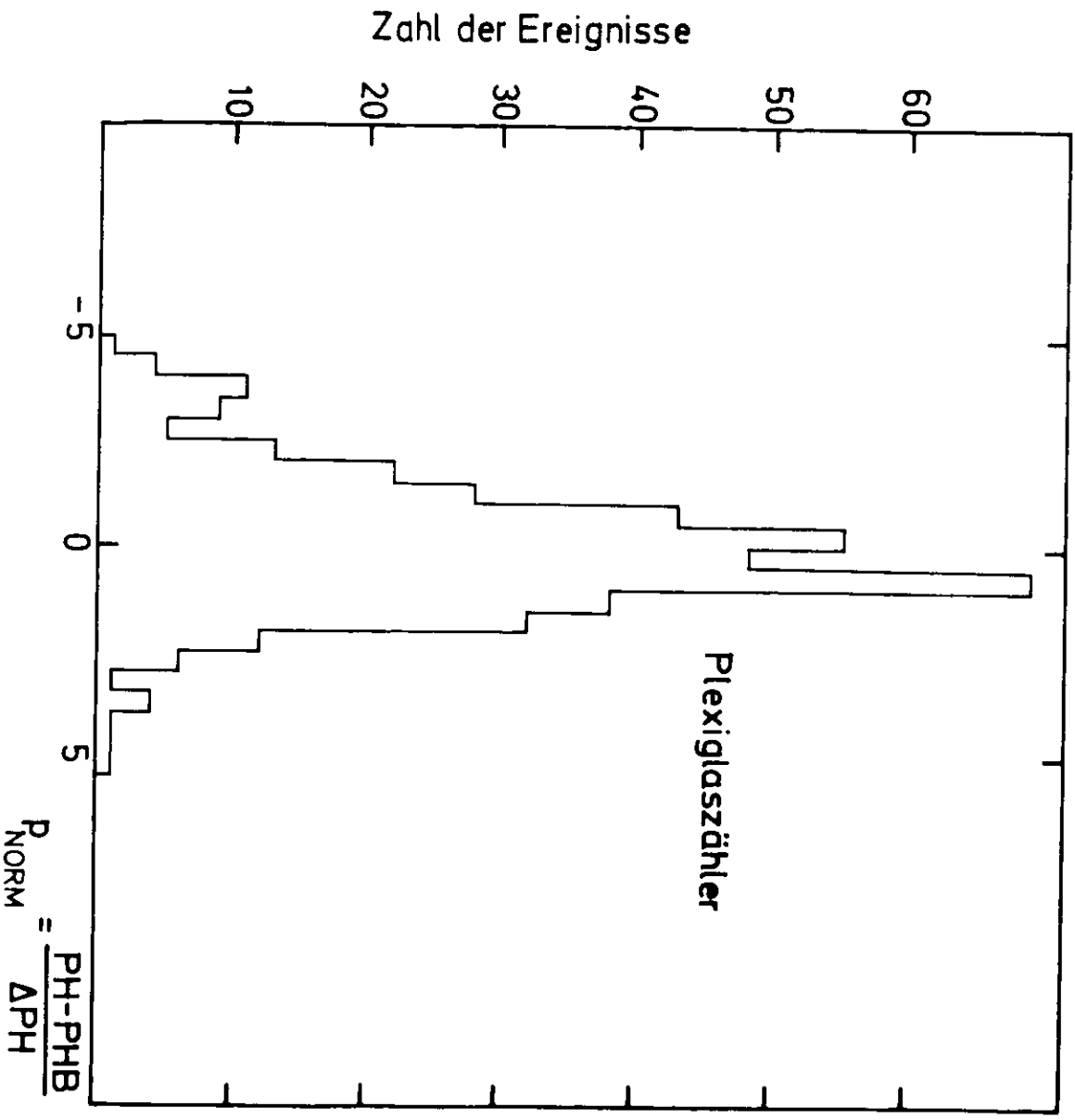
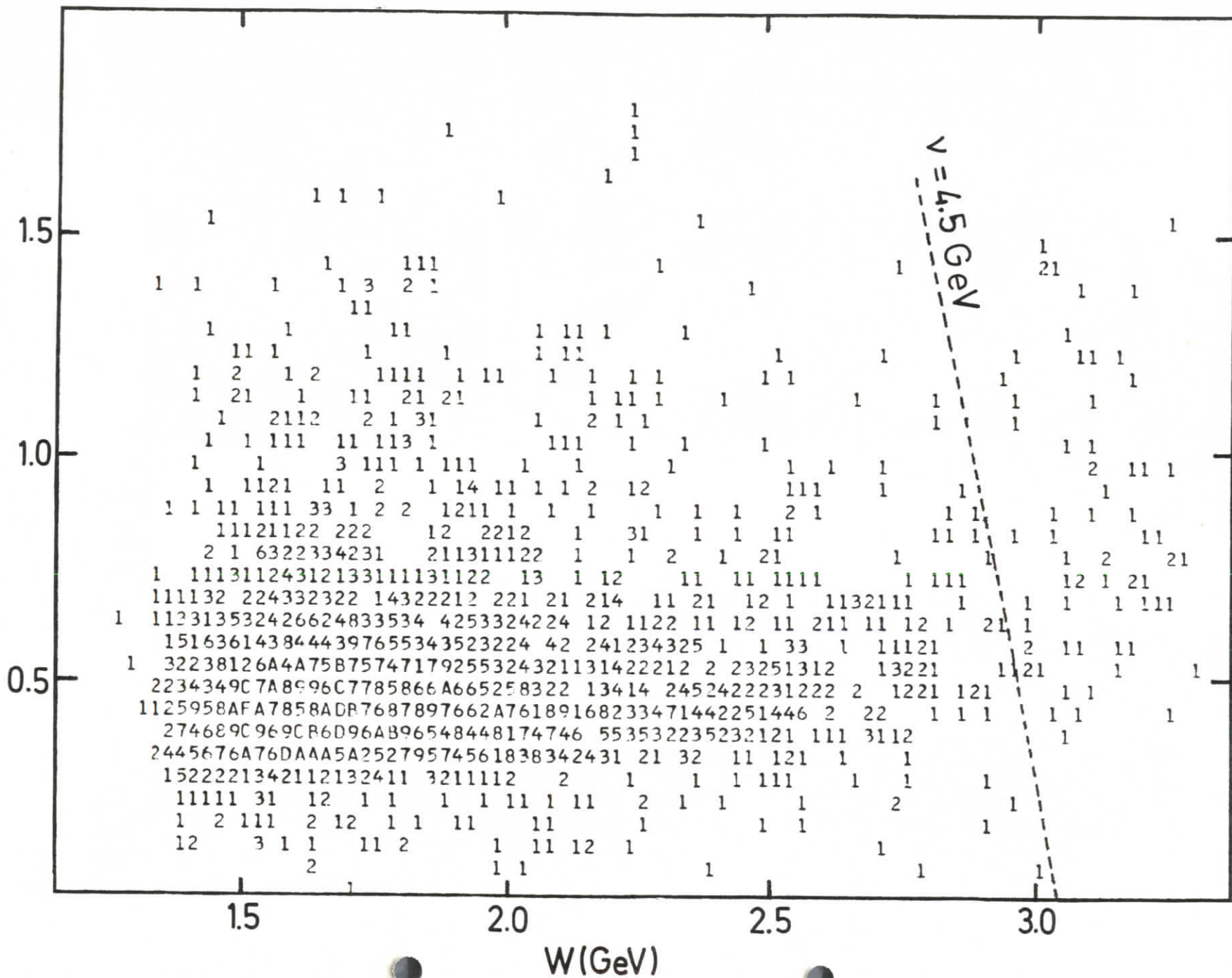


Abb. 5d

Verteilung der 4C-4 Spurereignisse in der Q^2 -WEbene

Q^2 (GeV²)

Abb. 5e



● Akzeptanz

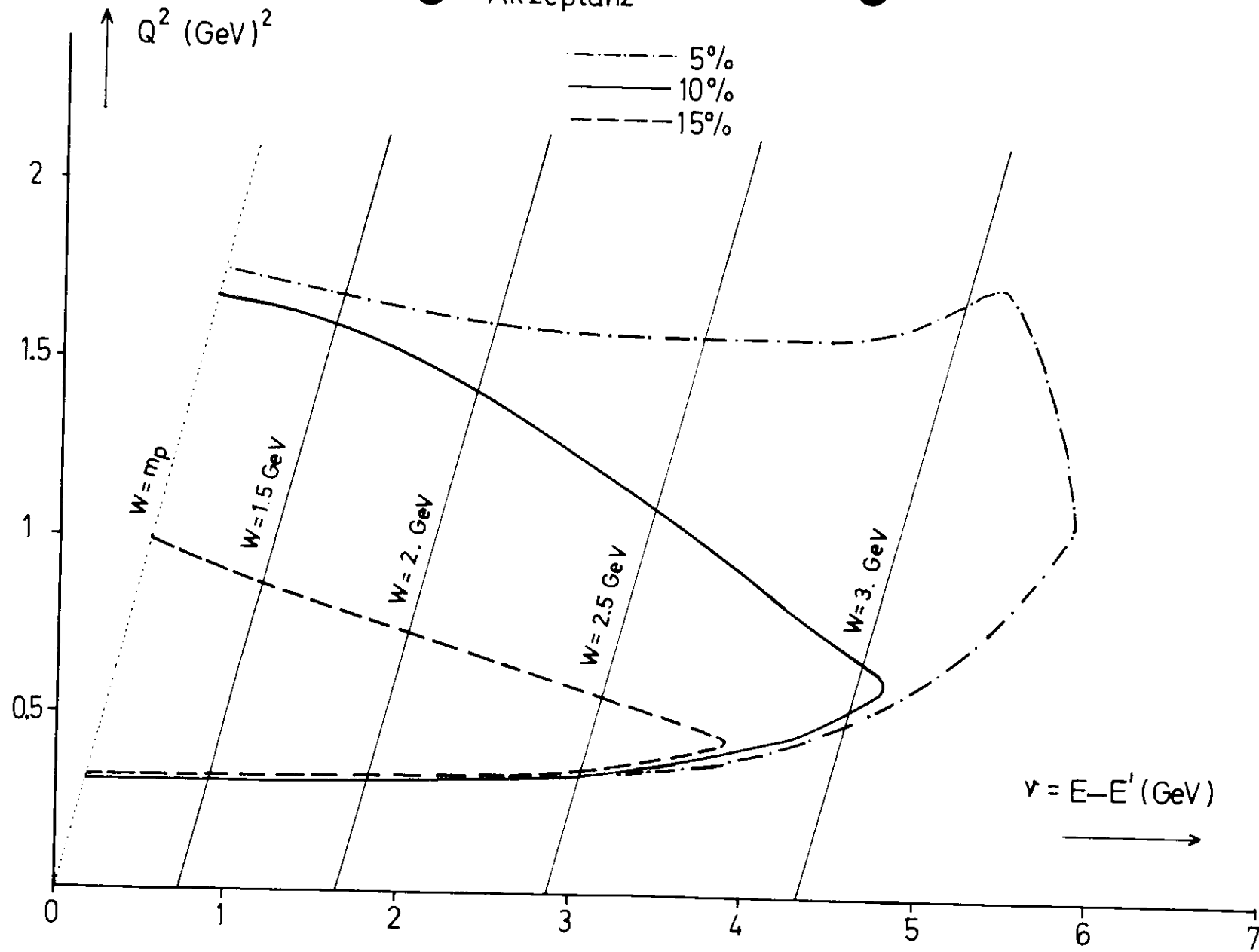
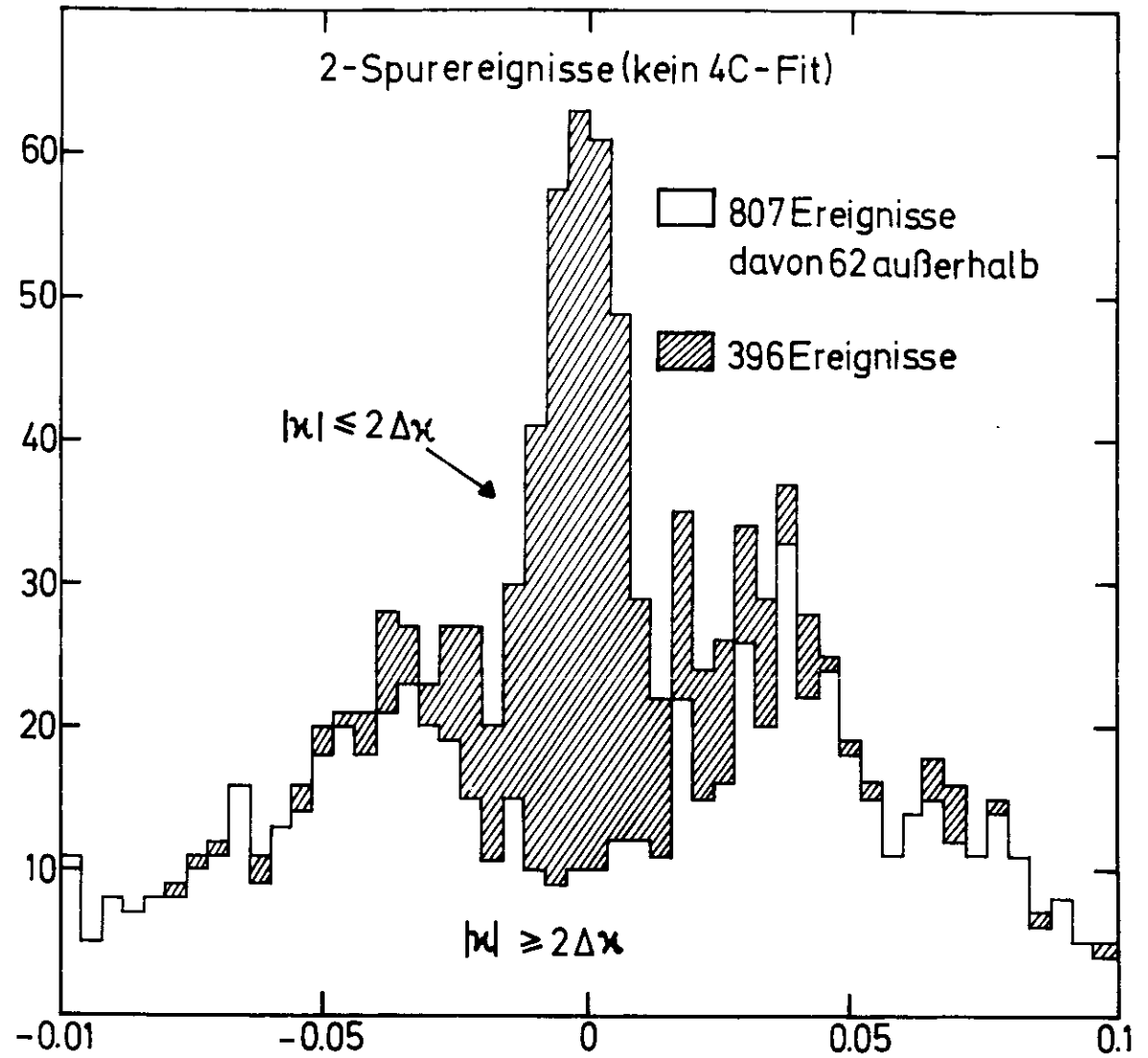
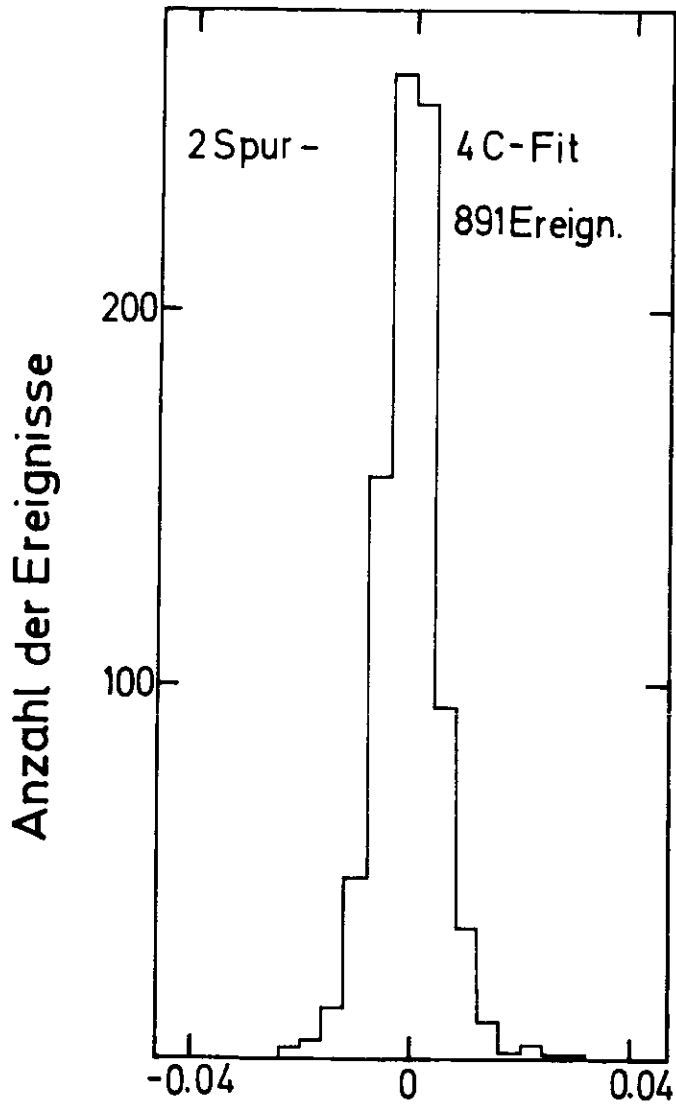


Abb. 6

Koplanarität von 2-Spureignissen



$$\chi = \frac{(\vec{e} \times \vec{e}') \cdot \vec{h}'}{|\vec{e} \times \vec{e}'| \cdot |\vec{h}'|}$$

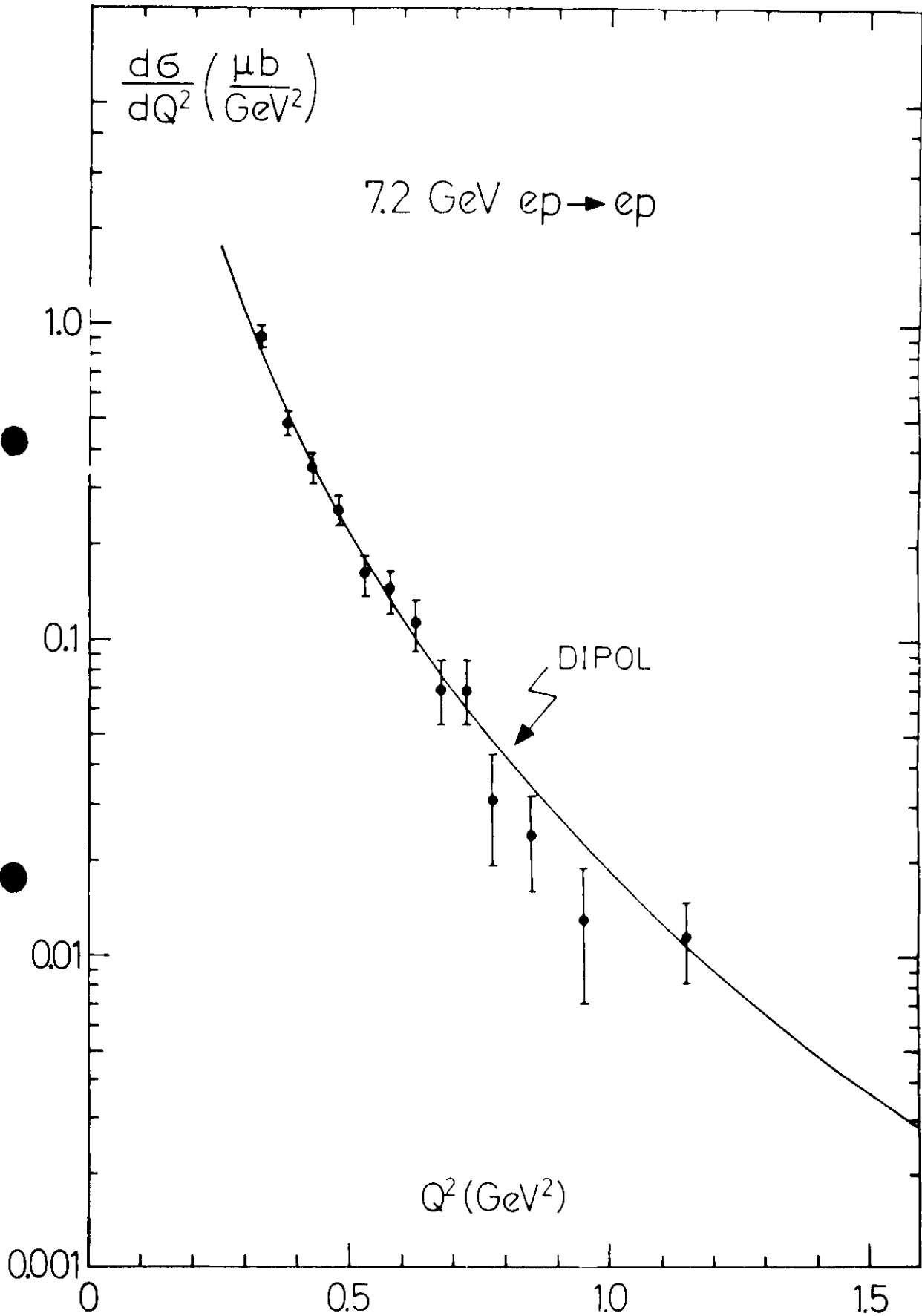


Abb. 8

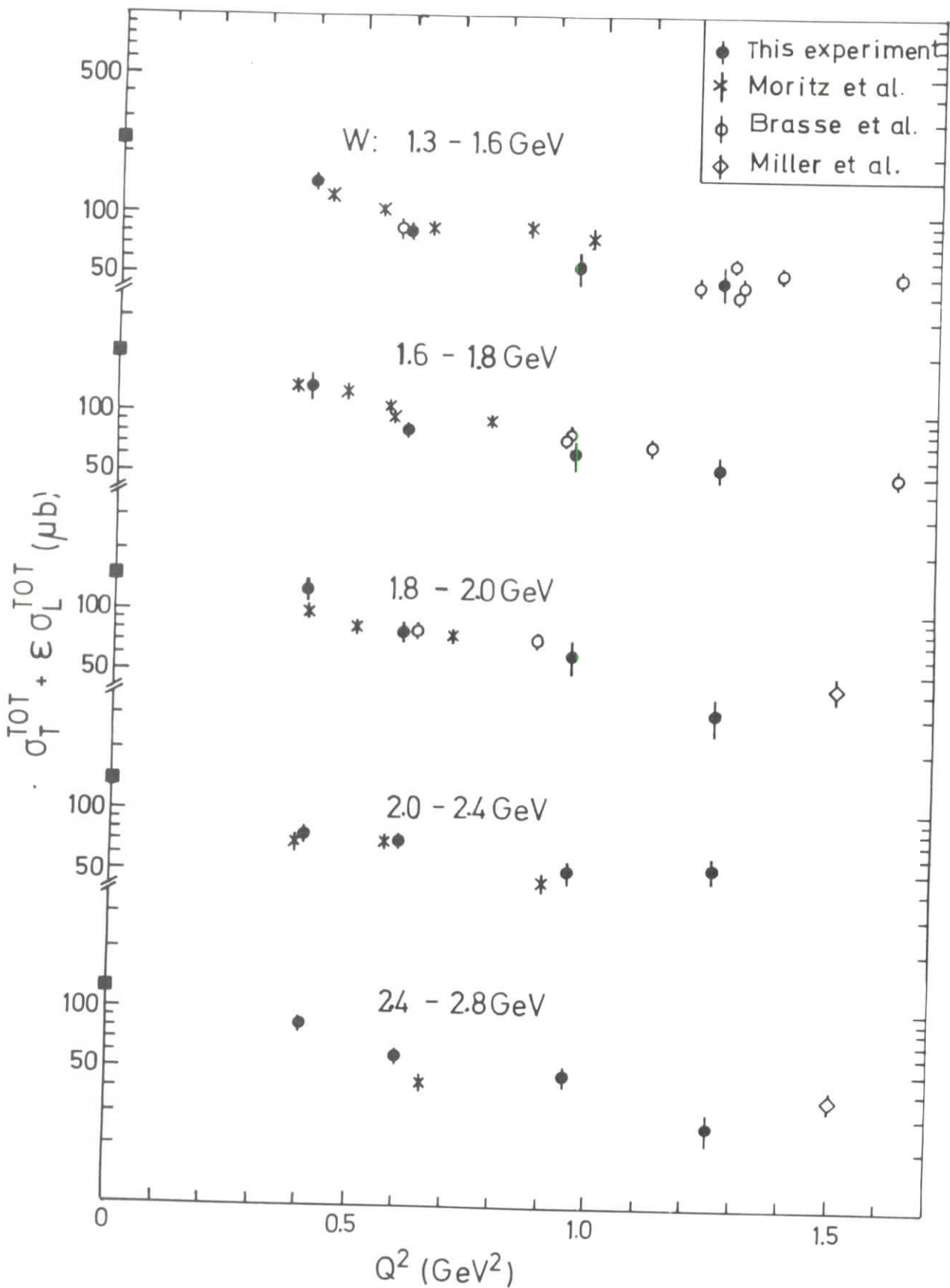


Abb. 9

$\gamma_V p \rightarrow$  geladene Hadronen

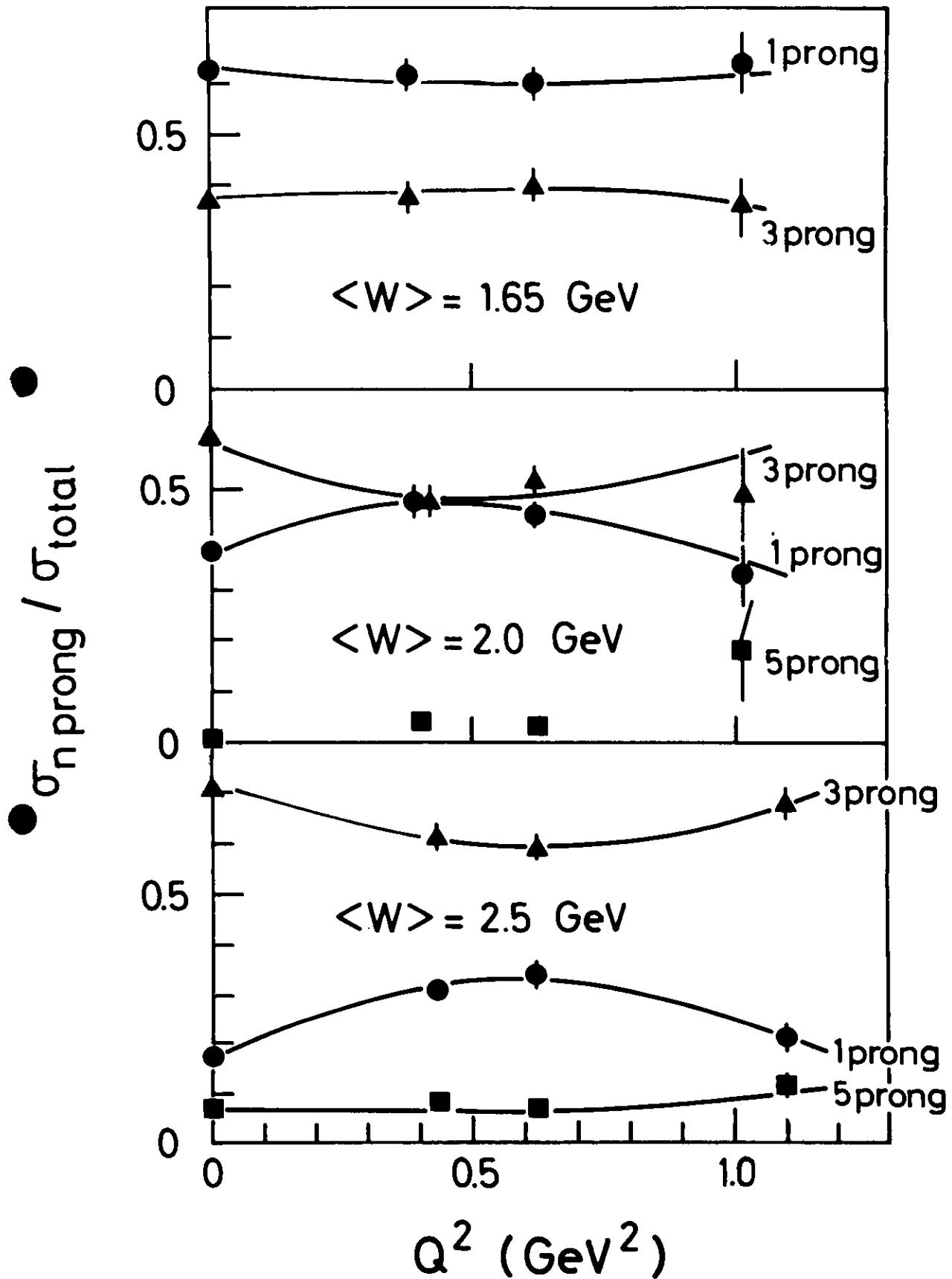
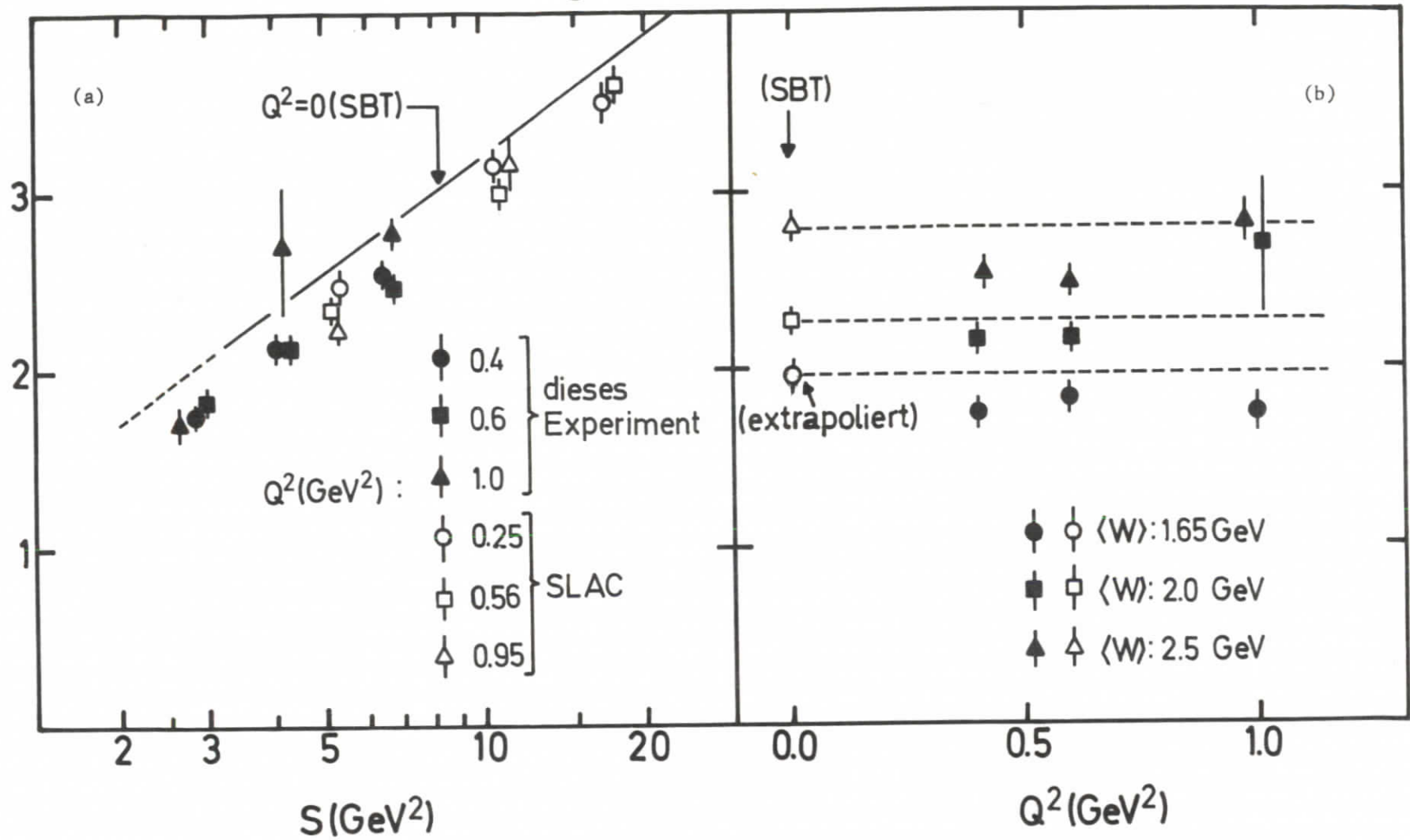


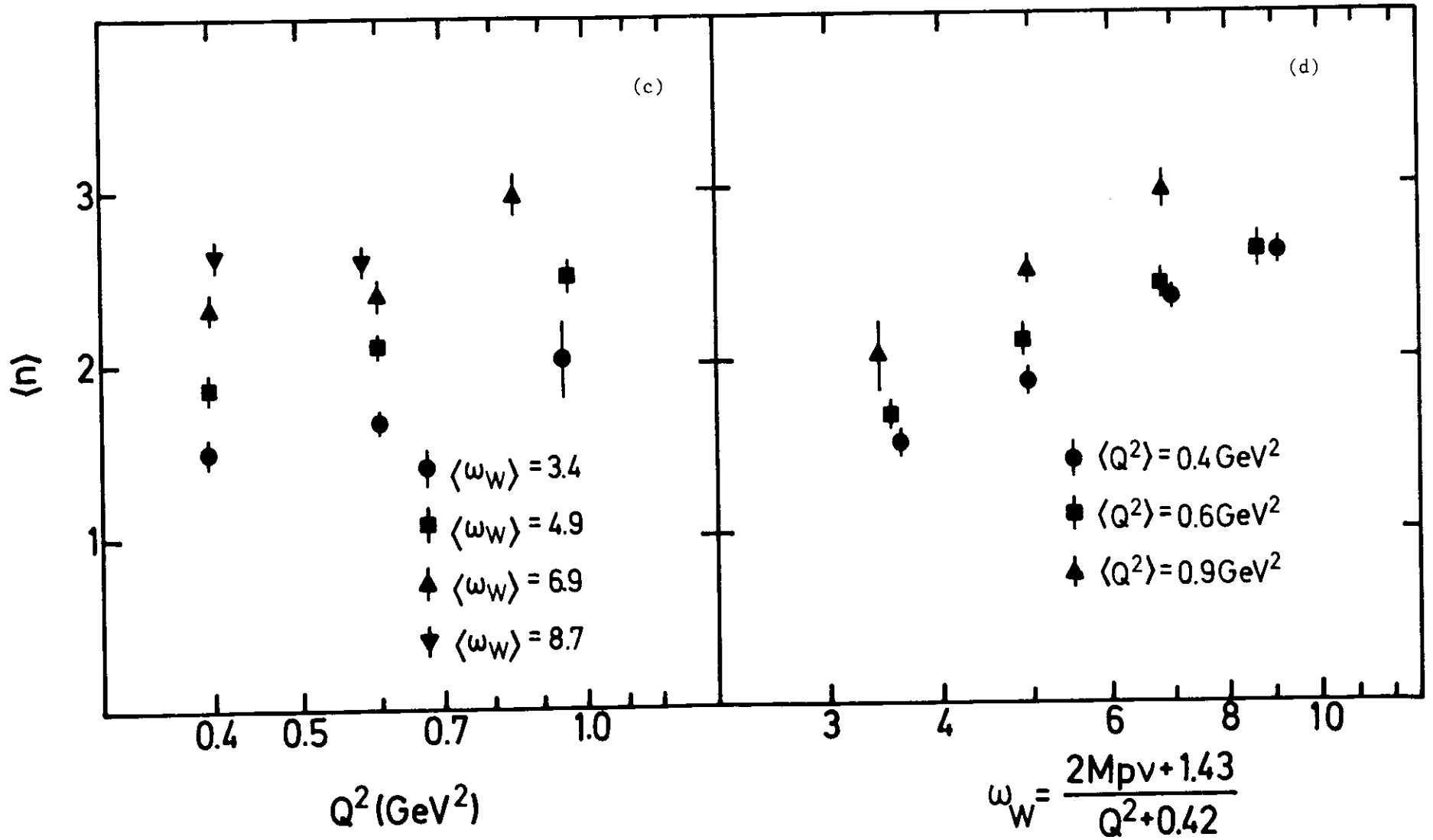
Abb. 10

mittlere geladene Multiplizität

Abbildung 1a,b



mittlere geladene Multiplizität



mittlere geladene Multiplizität

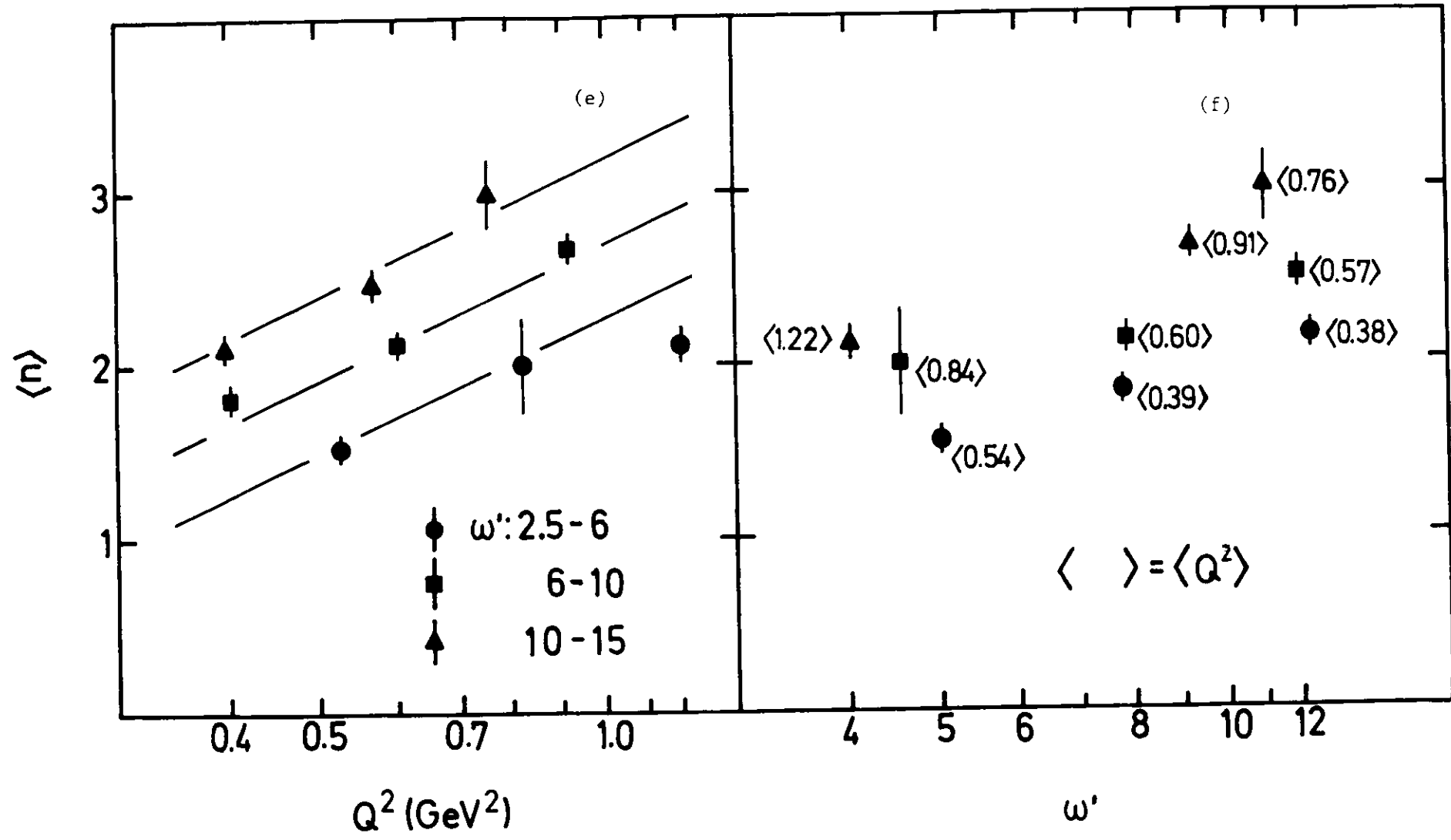


Abb. 11e, f

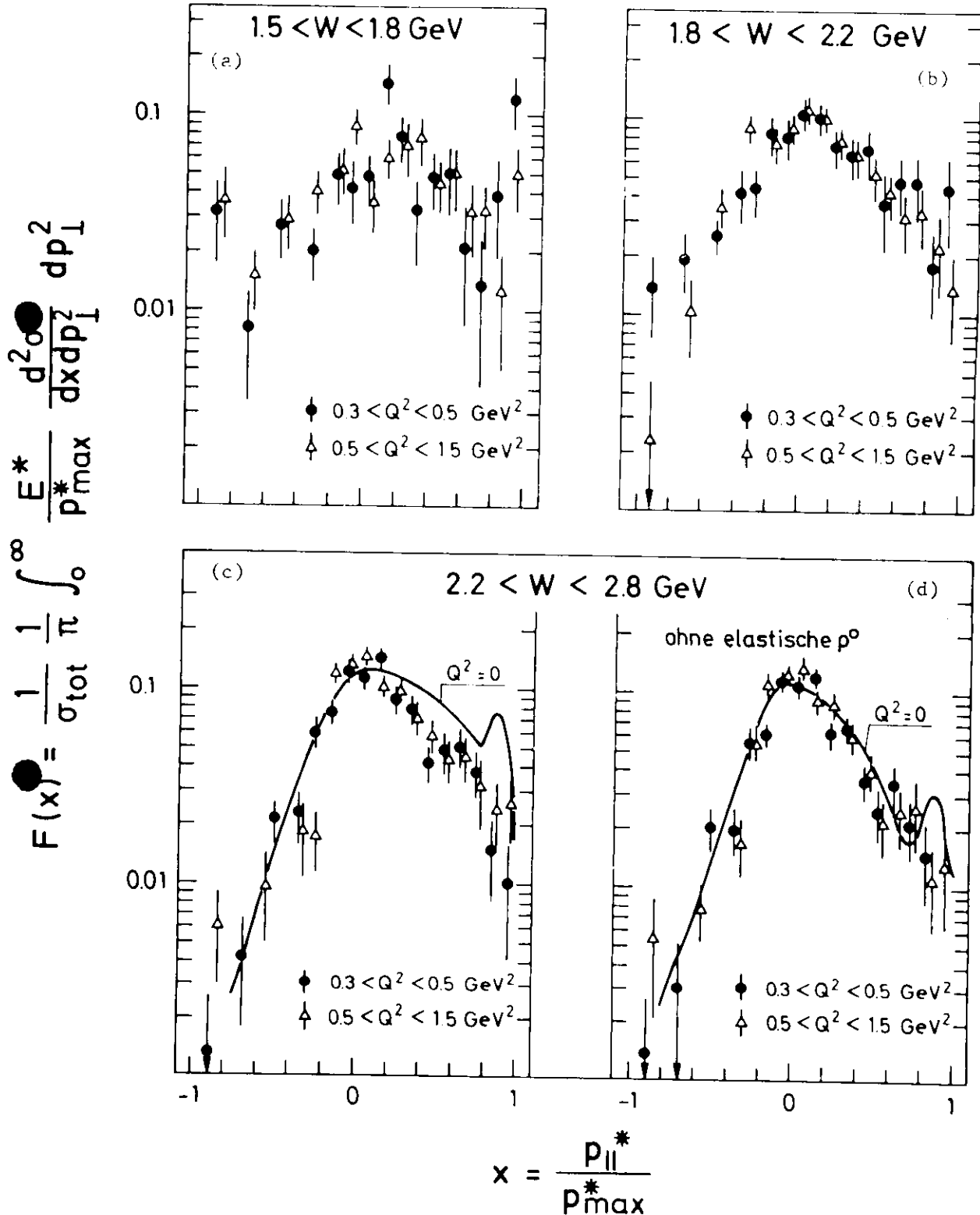
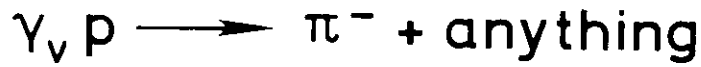
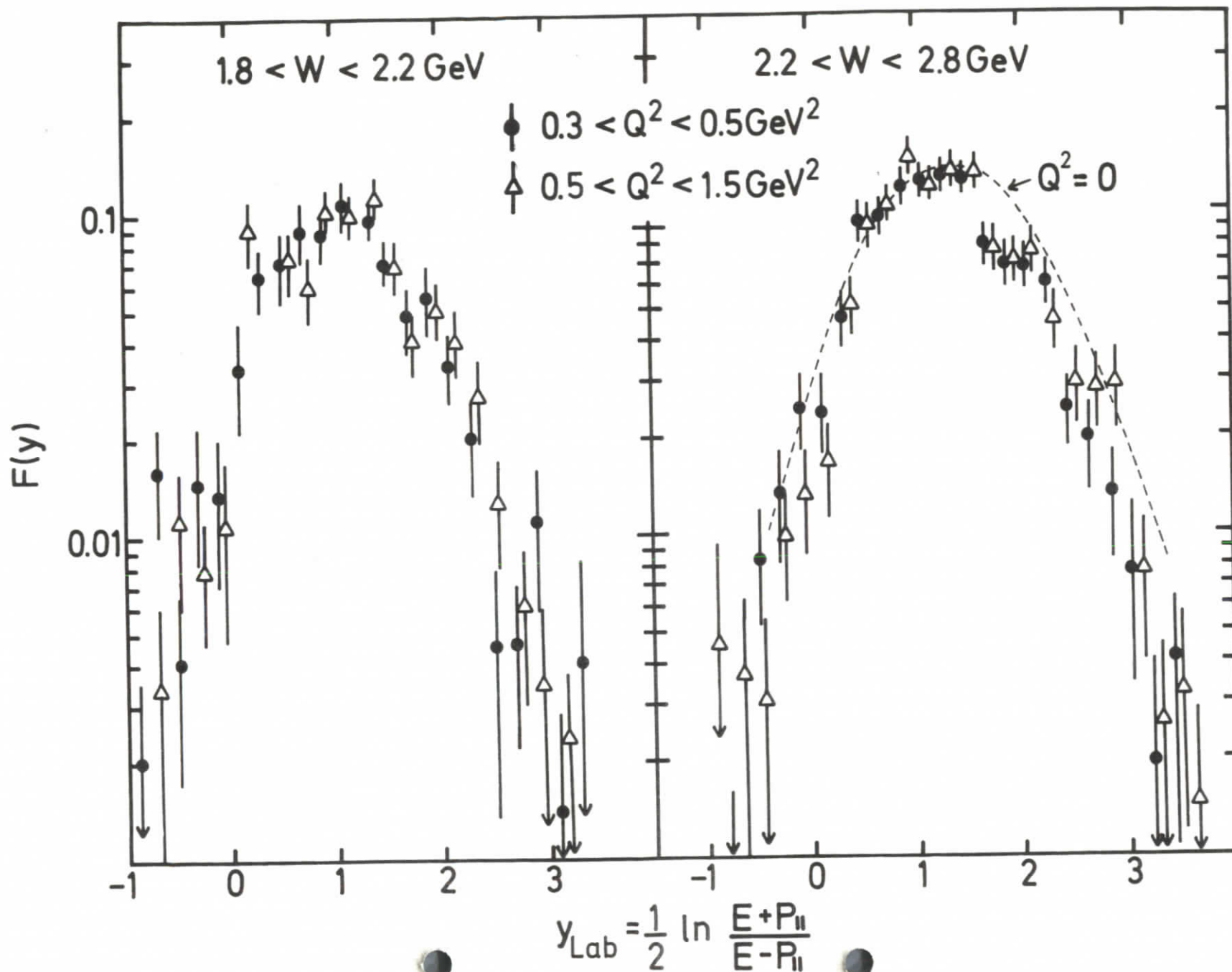


Abb. 12



$\gamma_V p \rightarrow \pi^- + \text{anything}$

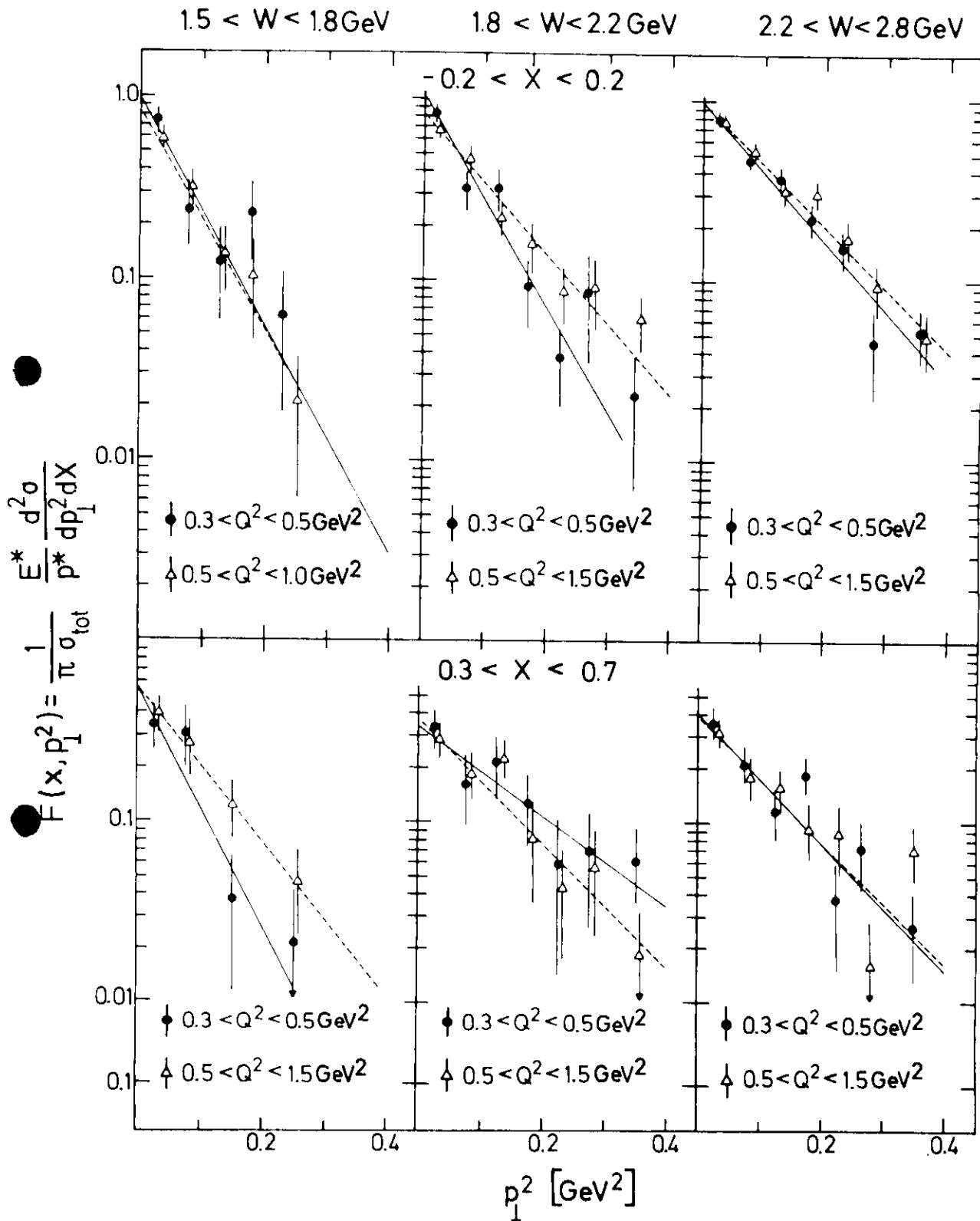


Abb. 14

$\gamma_V p \rightarrow \pi^- + \text{anything}$

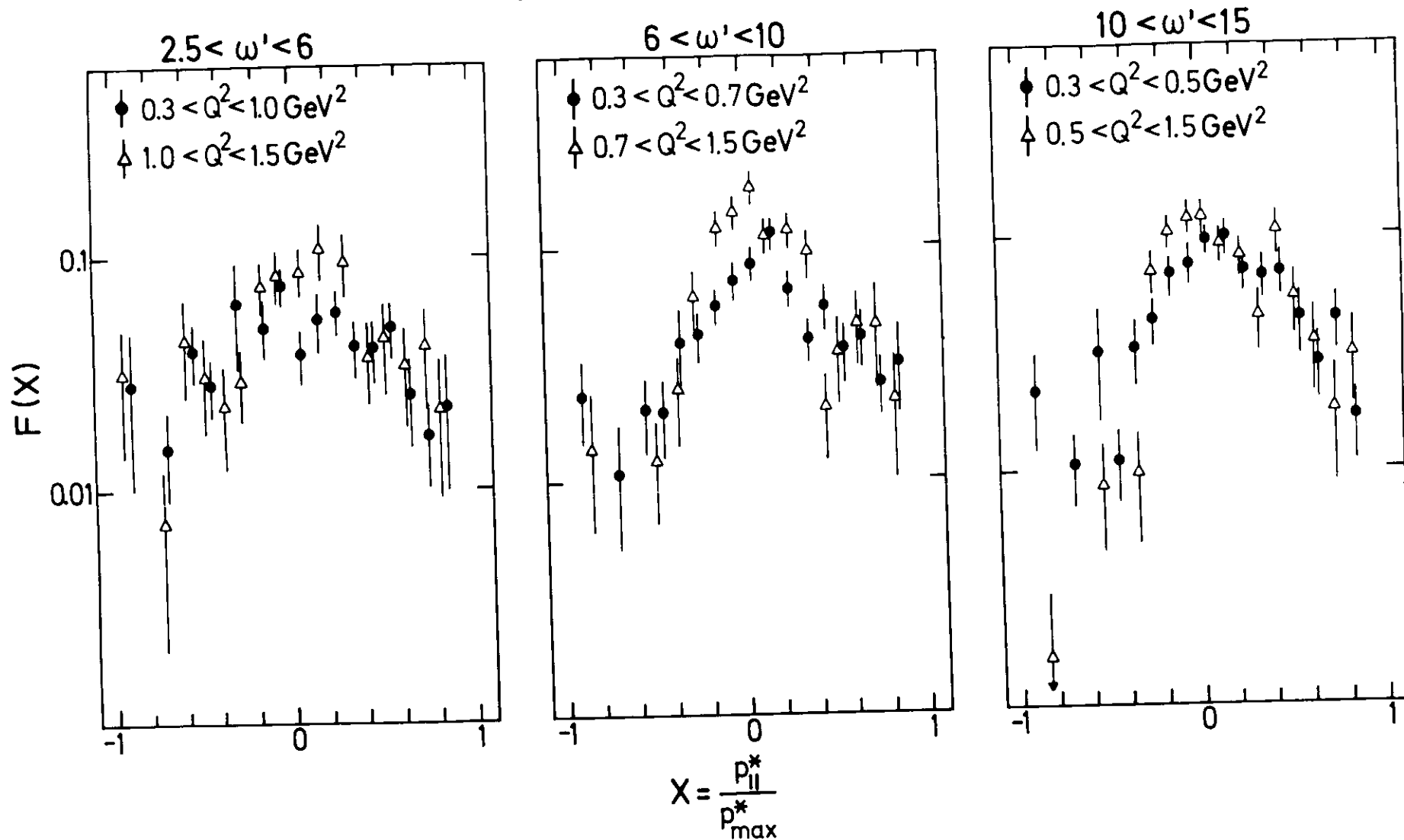
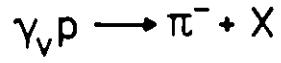


Abb. 15



$$-0.2 < X < 0.2$$

$$2.5 < \omega' < 6$$

$$6 < \omega' < 10$$

$$10 < \omega' < 15$$

$$F(x, p_1^2) = \frac{1}{\pi \sigma_{\text{tot}}} \frac{E^* d^2 \sigma}{p^* dp_1^2 dX}$$

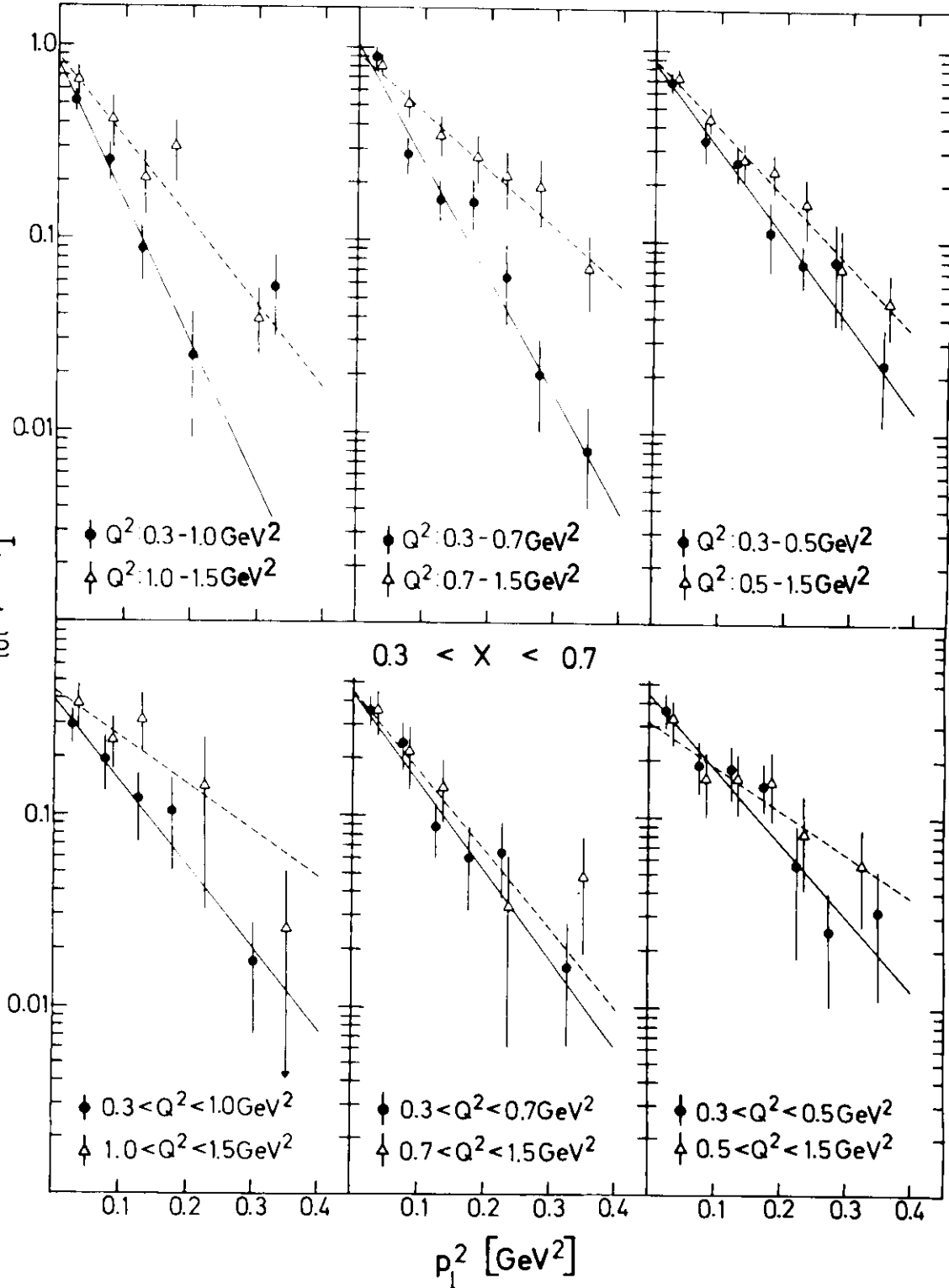
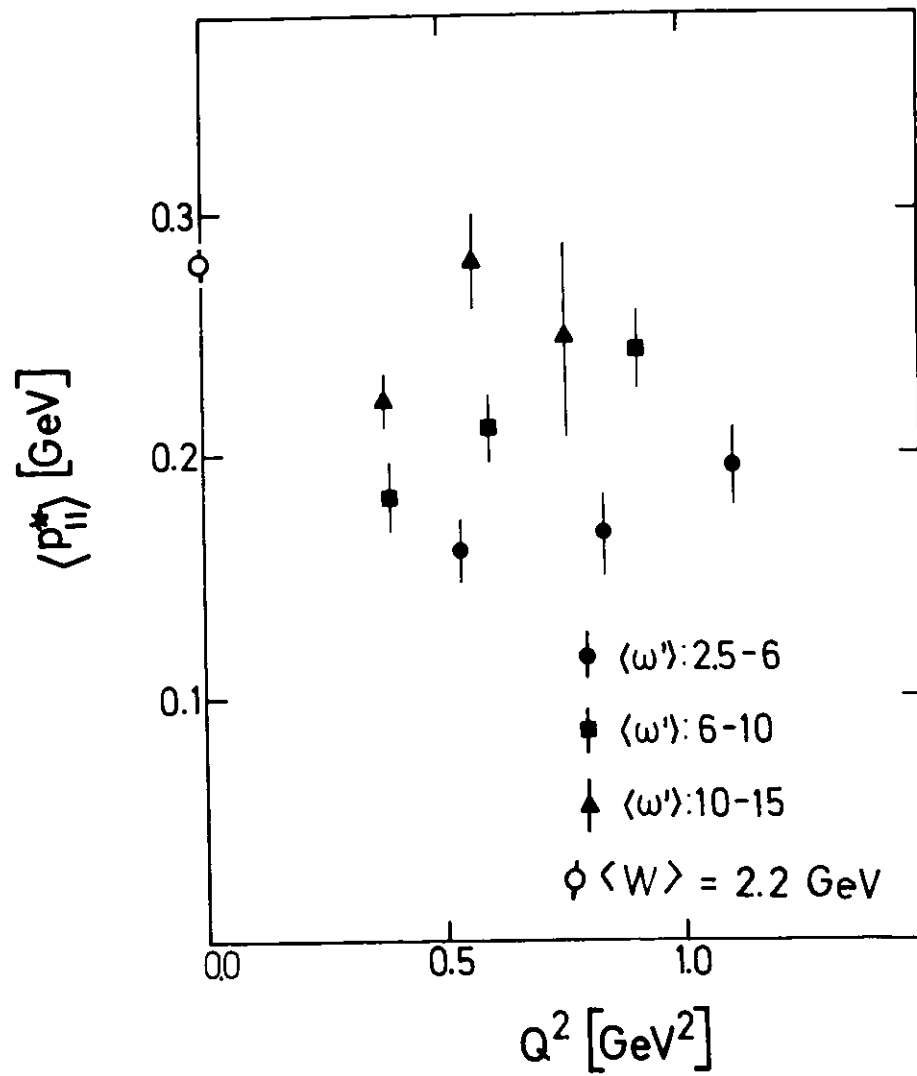
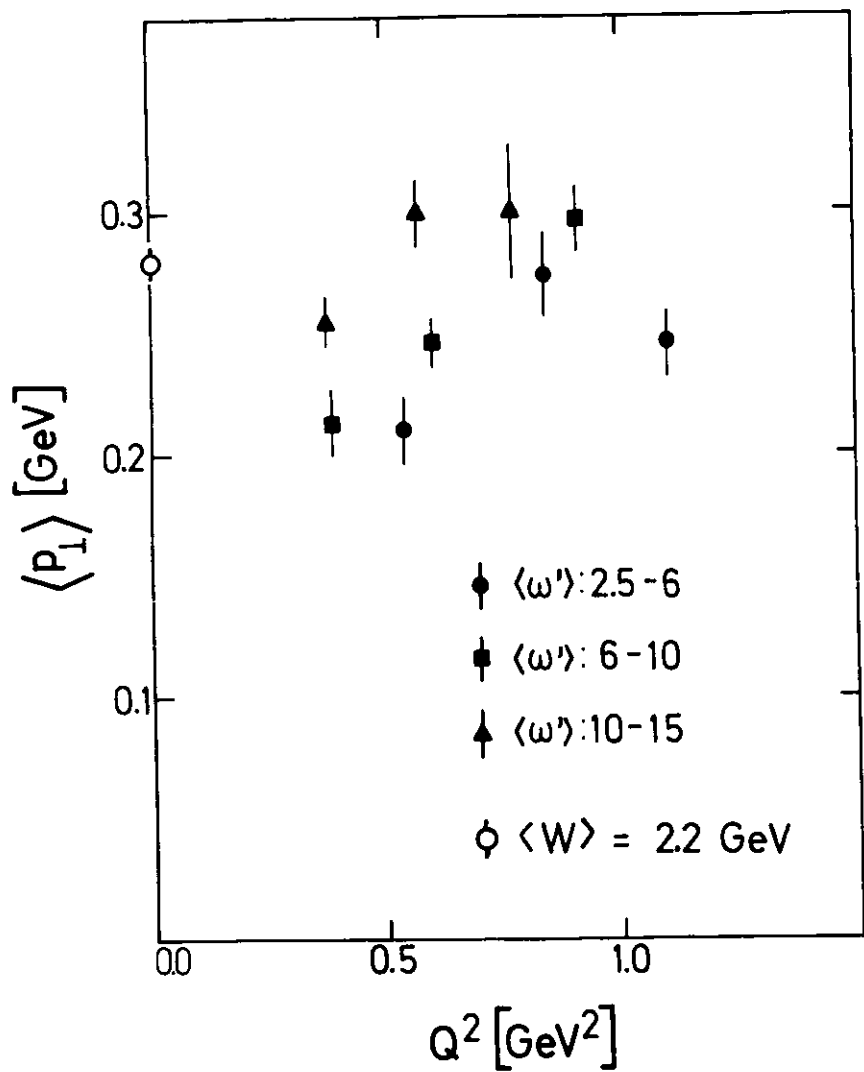


Abb. 16

$\gamma_V p \rightarrow \pi^- + \text{anything}$

$0 < X < 1.0$

Abb. 17



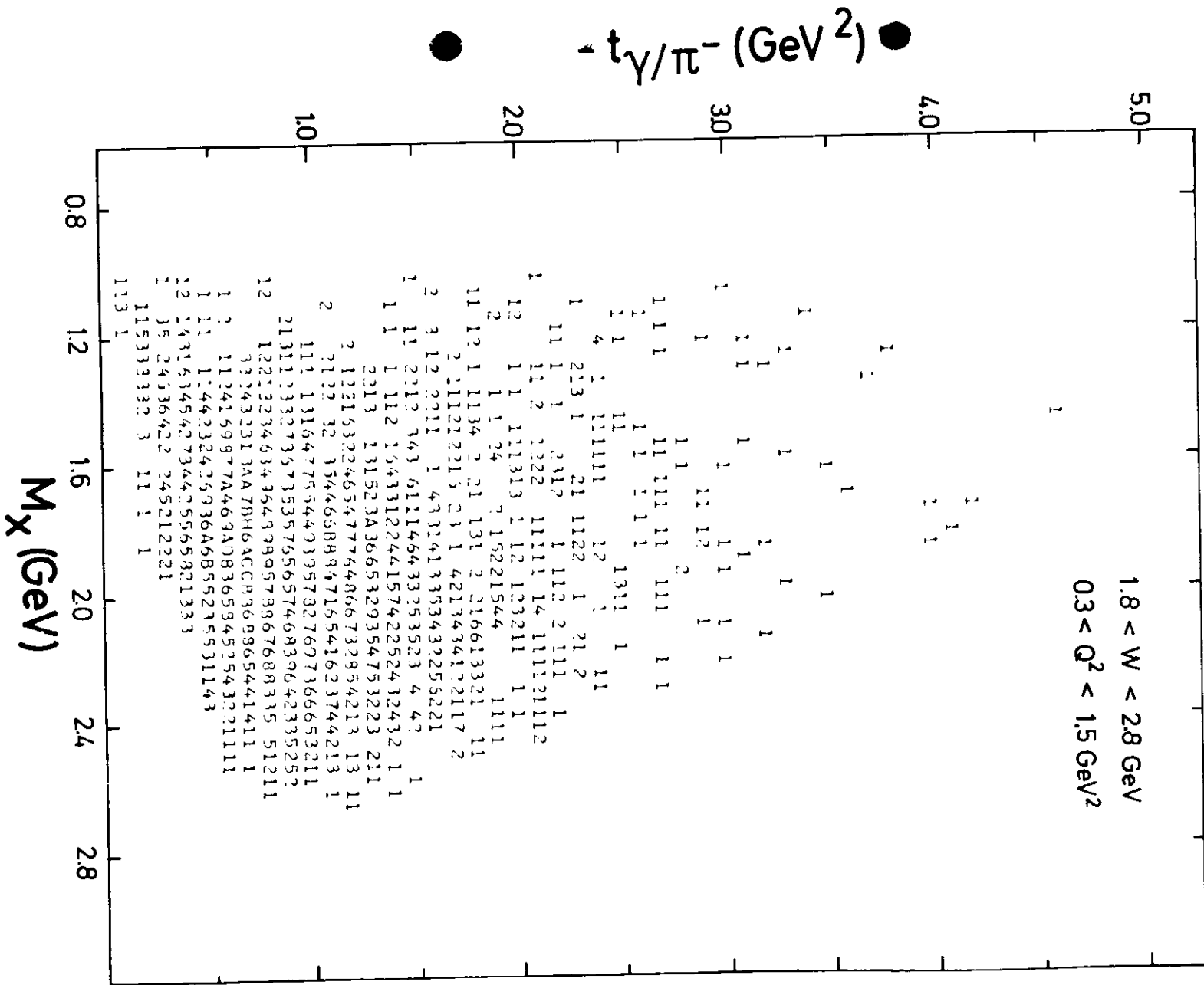
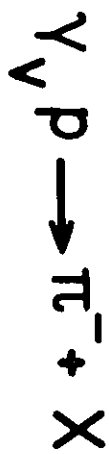


Abb. 18

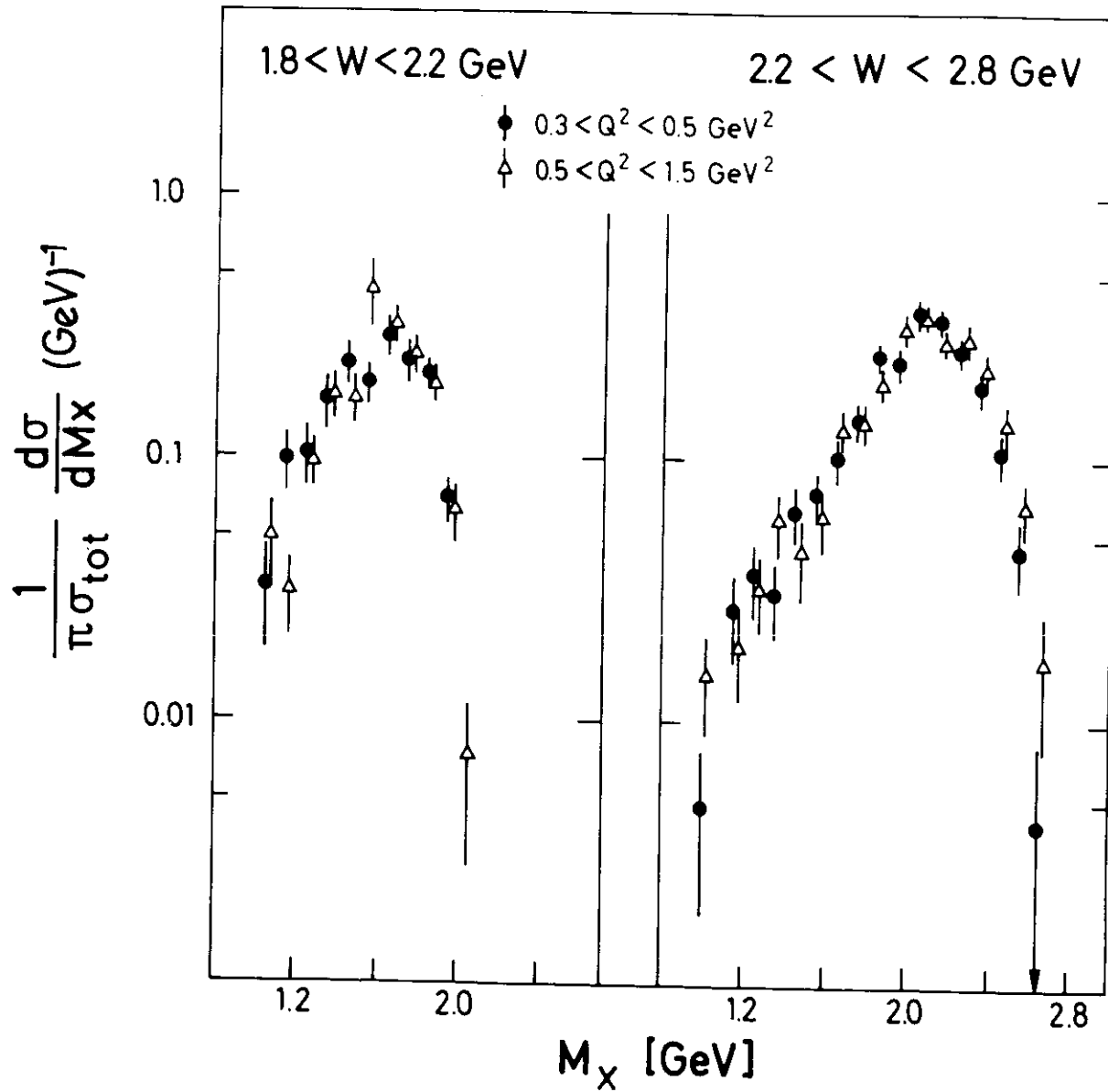
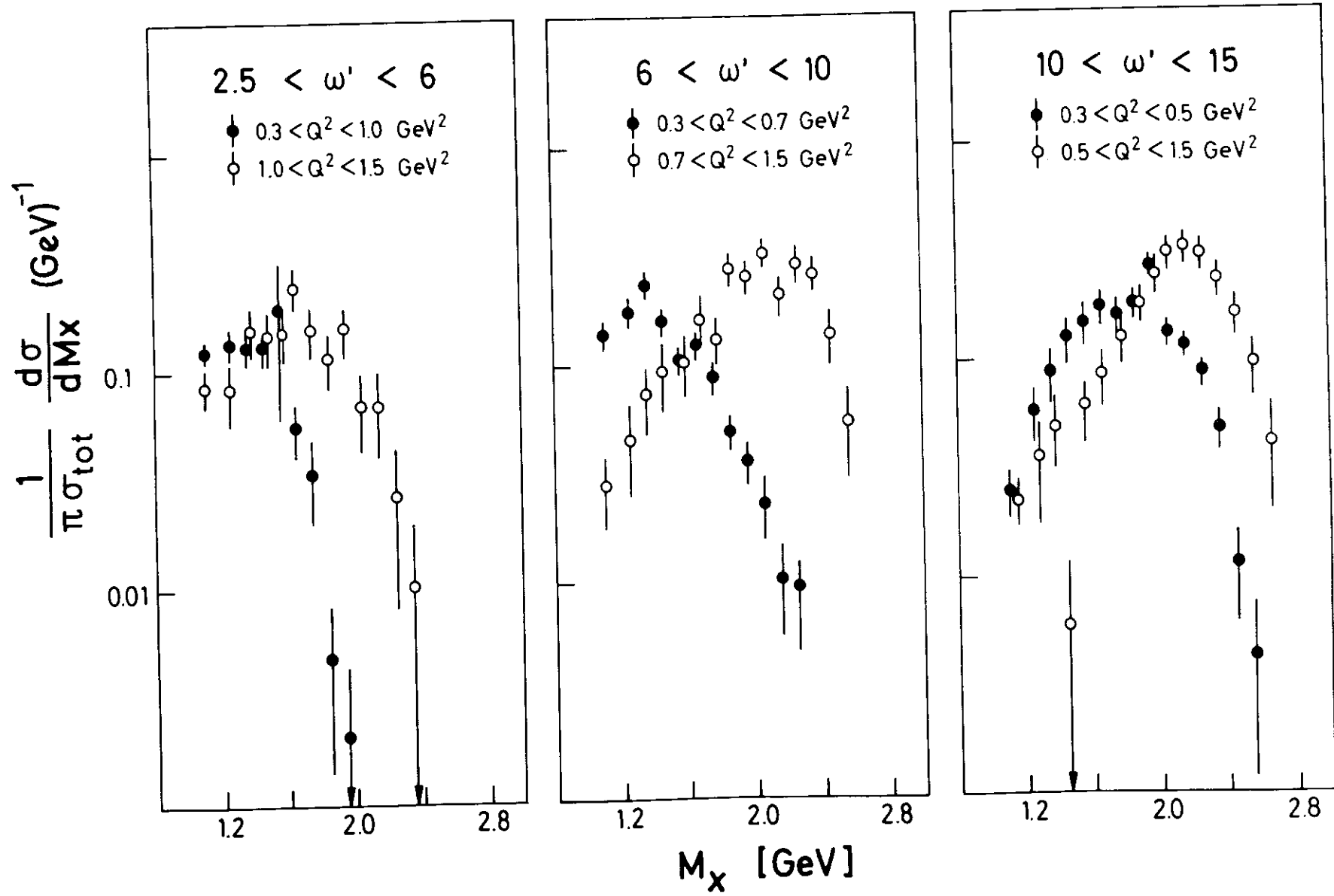
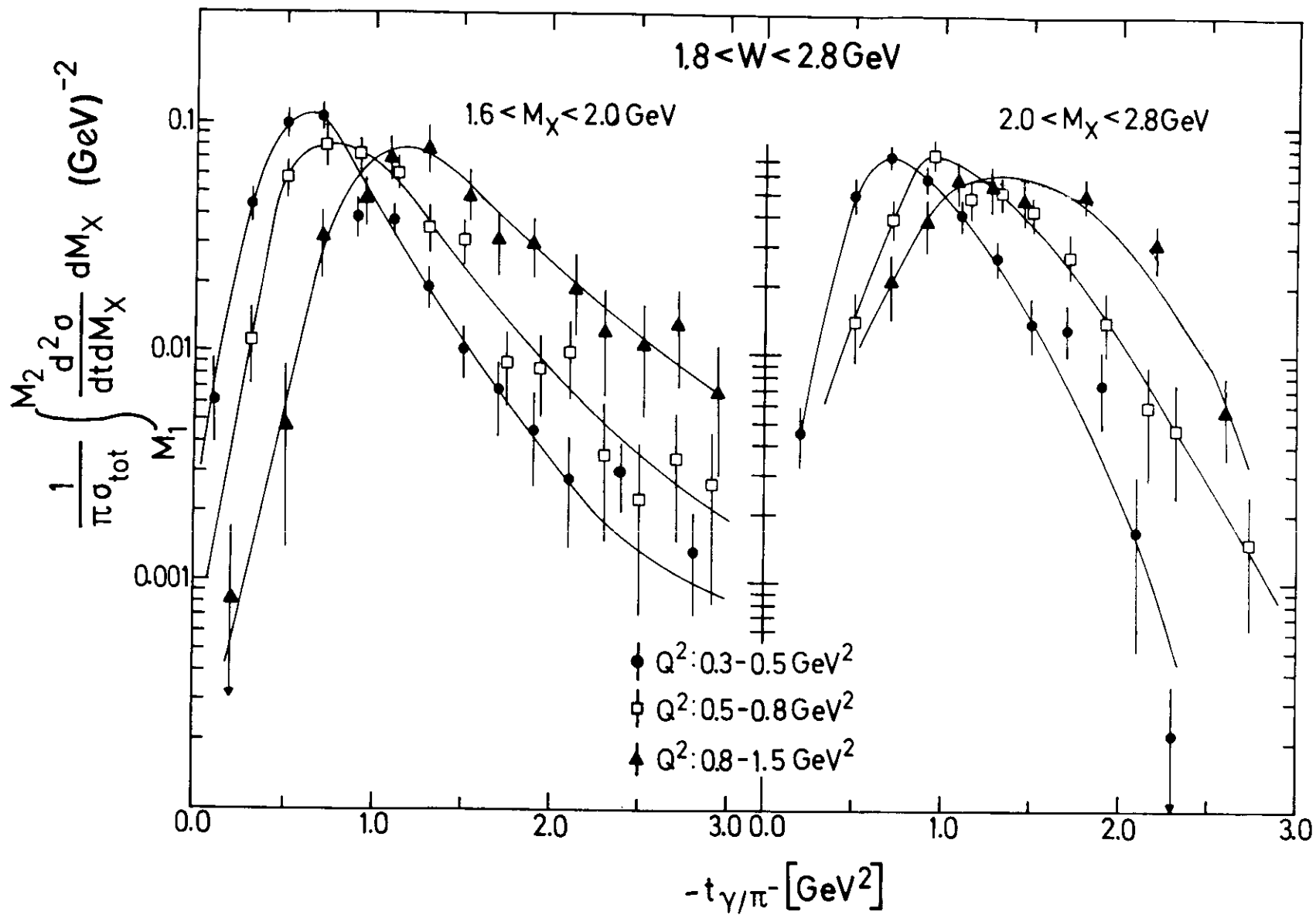




Abb. 20



$\gamma_V p \rightarrow \pi^- + \text{anything}$ 

$\gamma_V p \rightarrow \pi^- + \text{anything}$

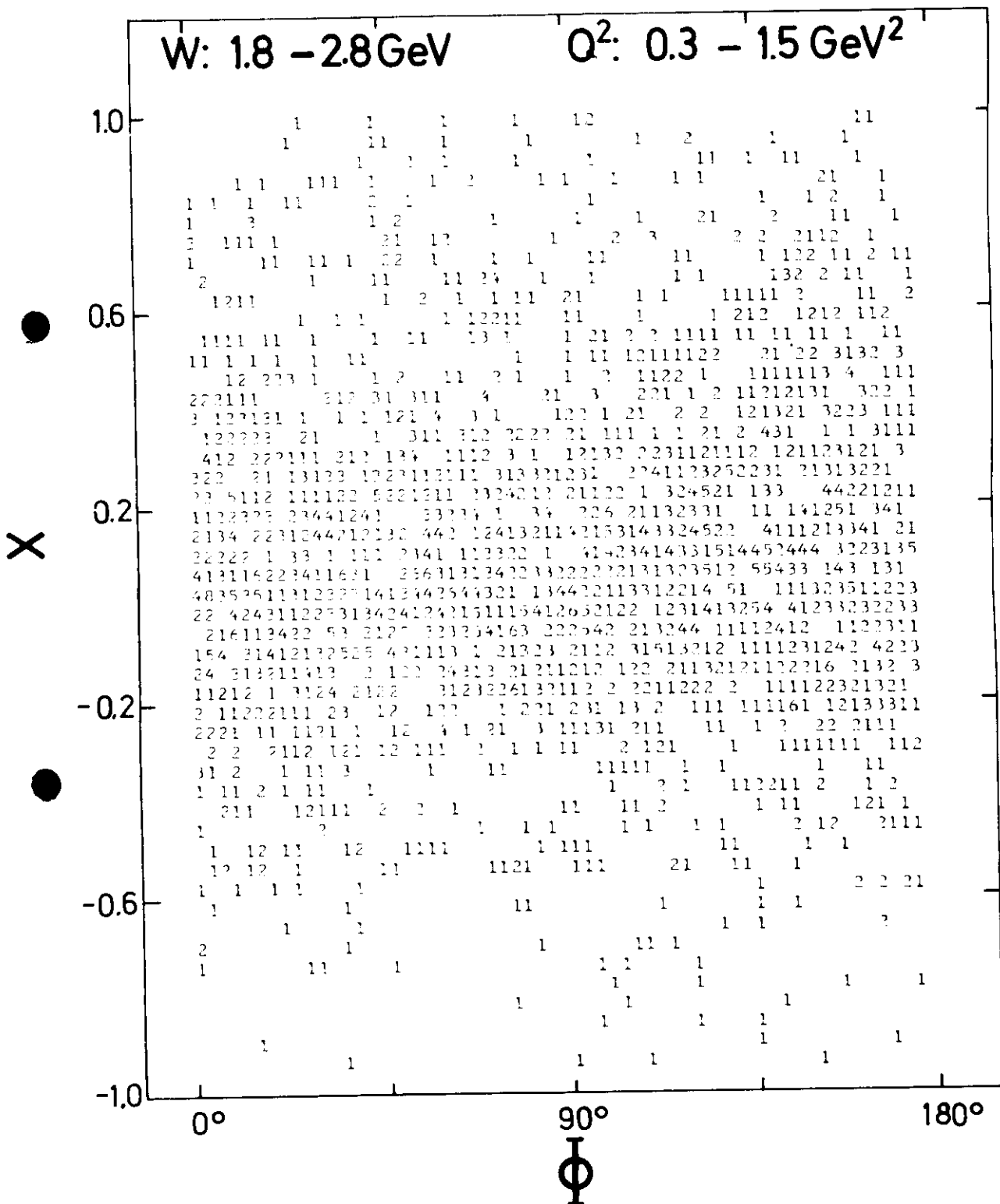
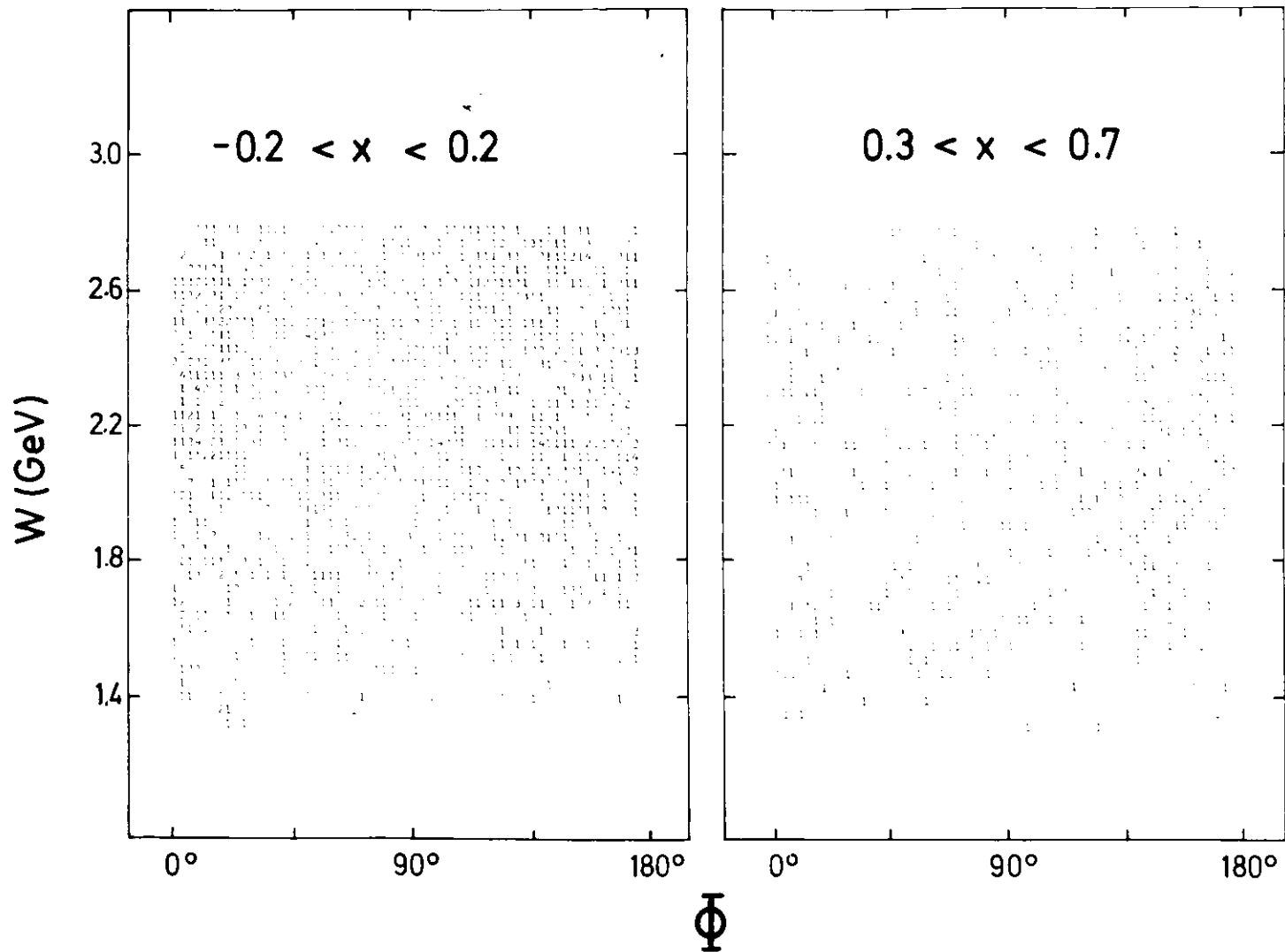


Abb. 22

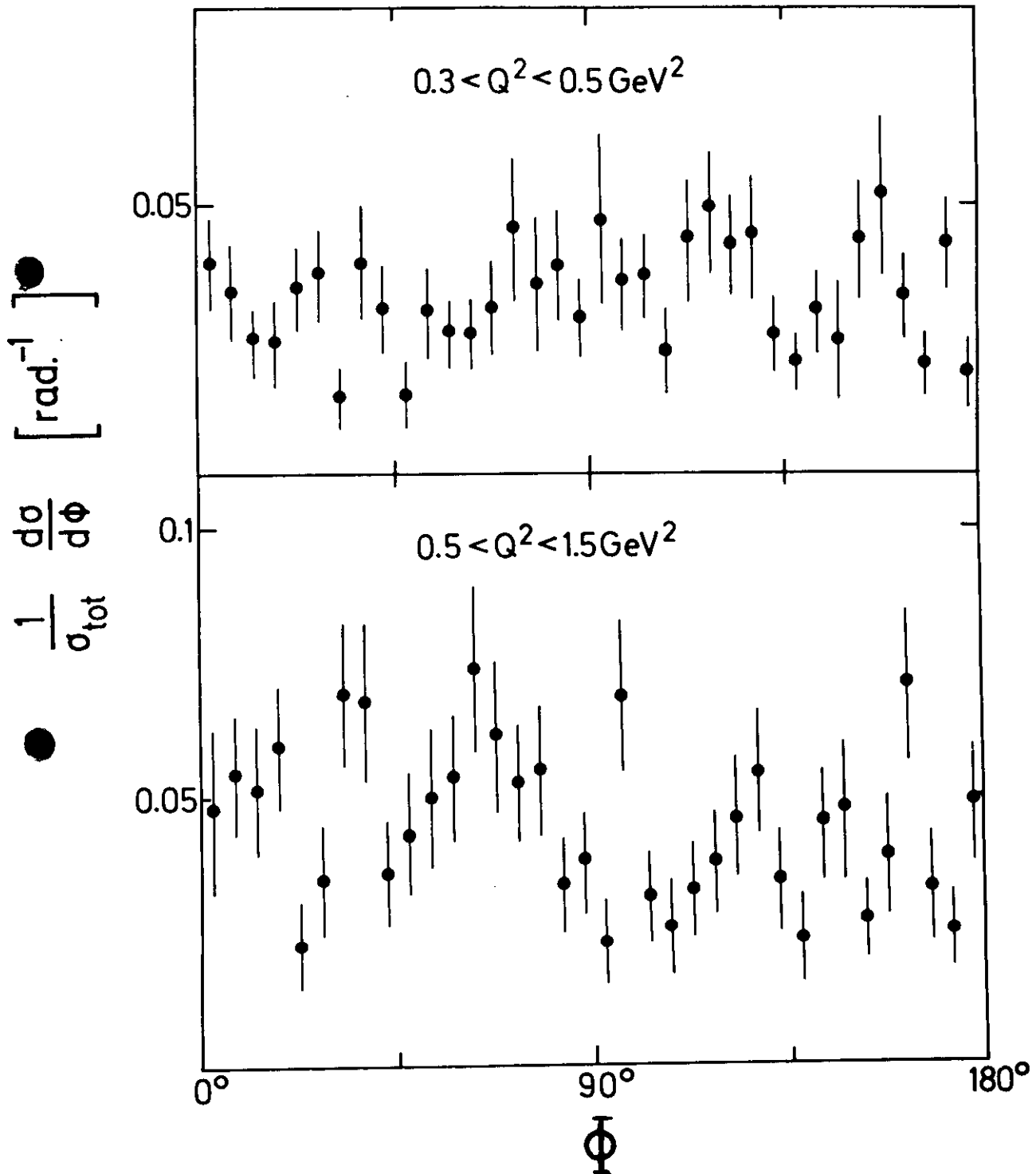
$\gamma_V p \rightarrow \pi^- + \text{anything}$
 $0.3 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$



$\gamma_V p \rightarrow \pi^- + \text{anything}$

$1.8 < W < 2.8 \text{ GeV}$

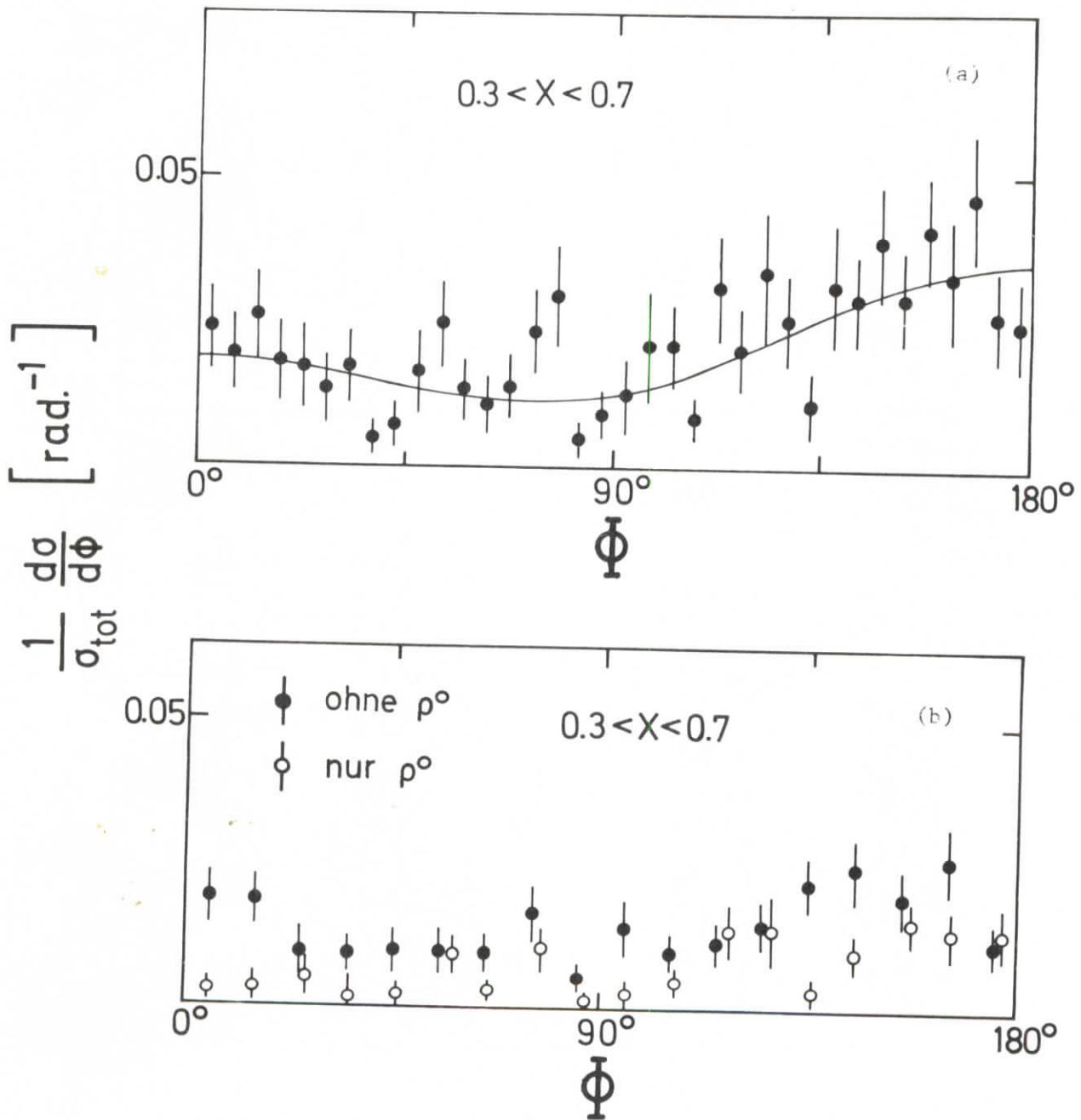
$-0.2 < X < 0.2$



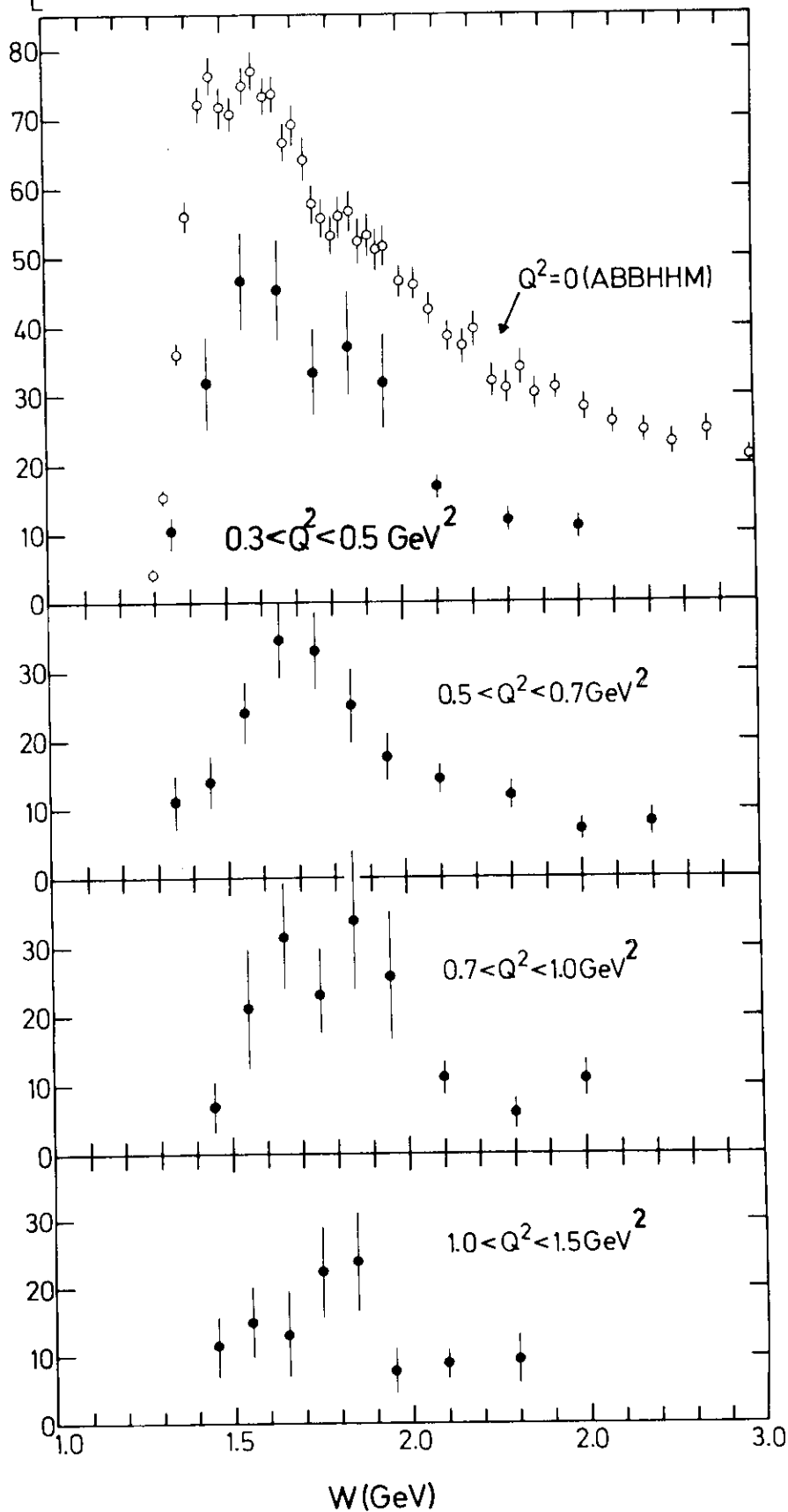
$\gamma_V p \rightarrow \pi^- + \text{anything}$

$1.8 < W < 2.8 \text{ GeV}$

$0.3 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$



$$\gamma_V p \rightarrow \rho \pi^+ \pi^-$$

 $\sigma_T + \epsilon \sigma_L \text{ (}\mu\text{b)}$ 

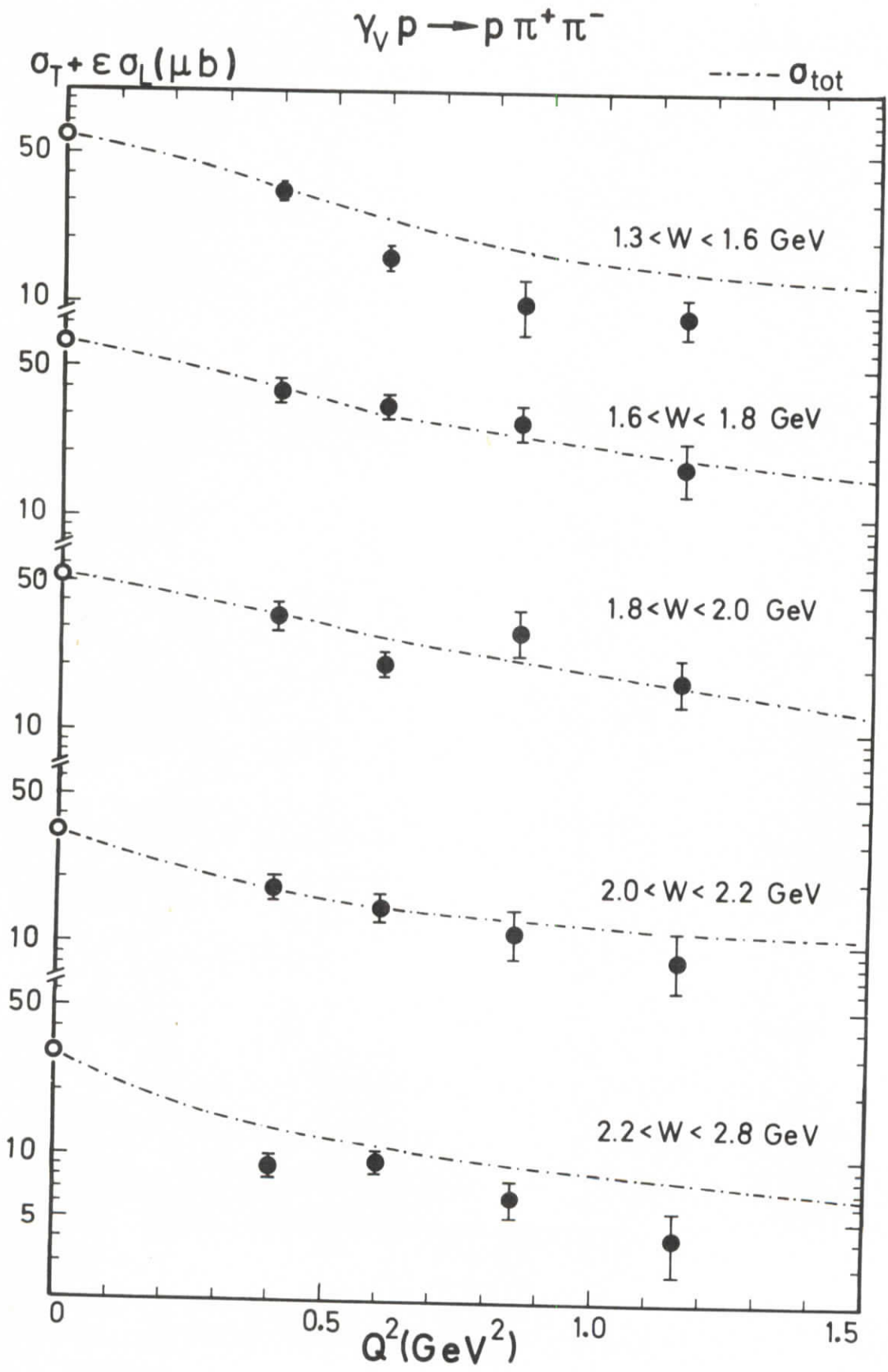


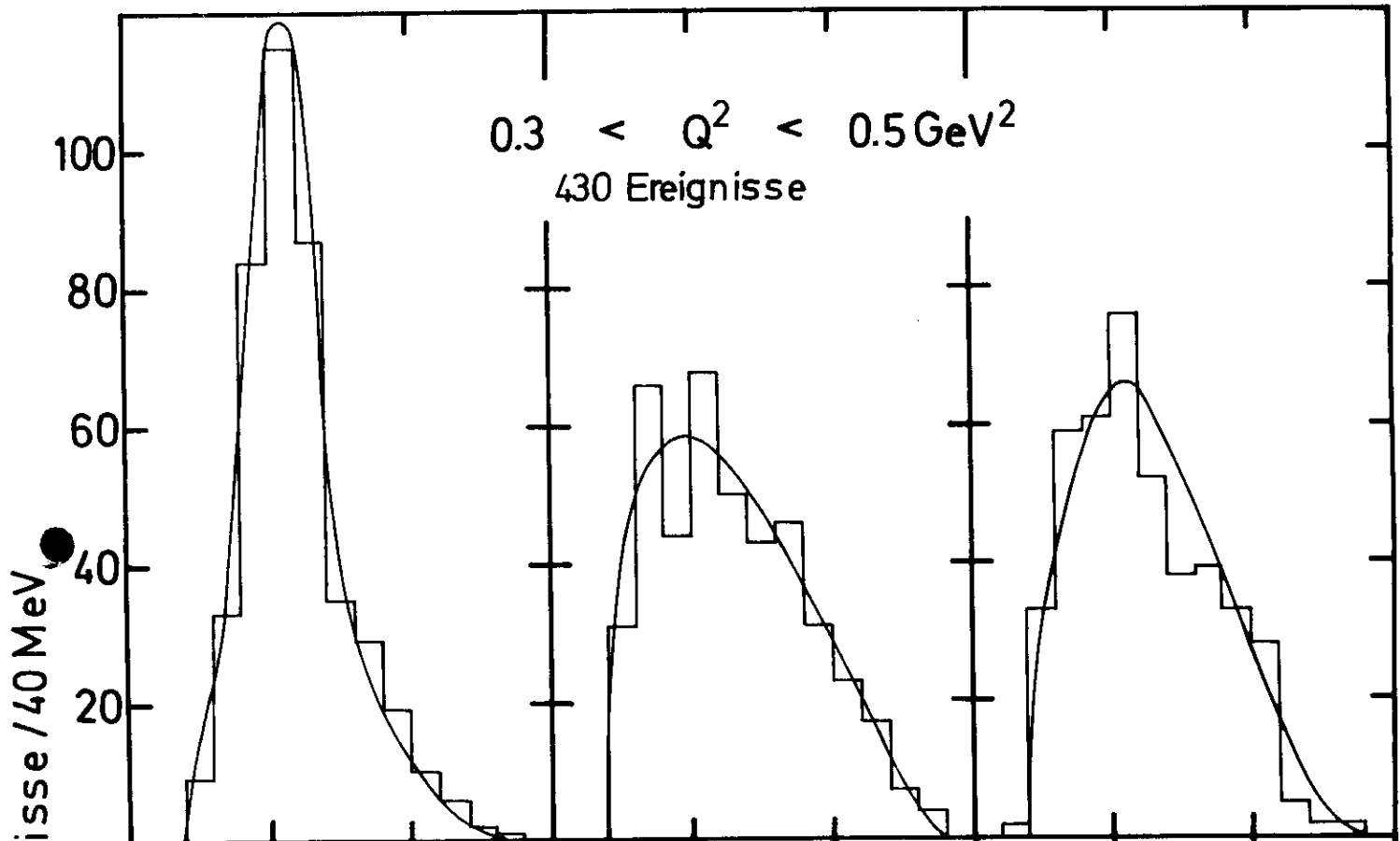
Abb. 27

$$e p \rightarrow e p \pi^+ \pi^-$$

$$1.3 < W < 1.7 \text{ GeV}$$

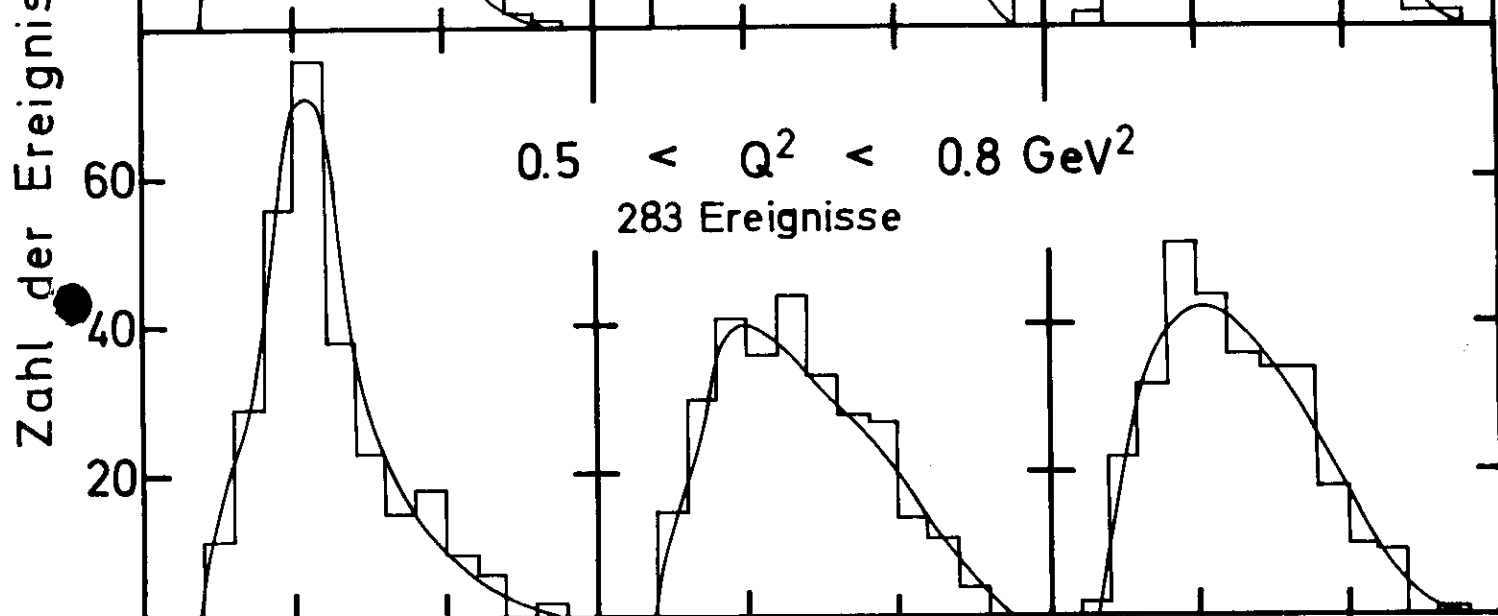
$$0.3 < Q^2 < 0.5 \text{ GeV}^2$$

430 Ereignisse



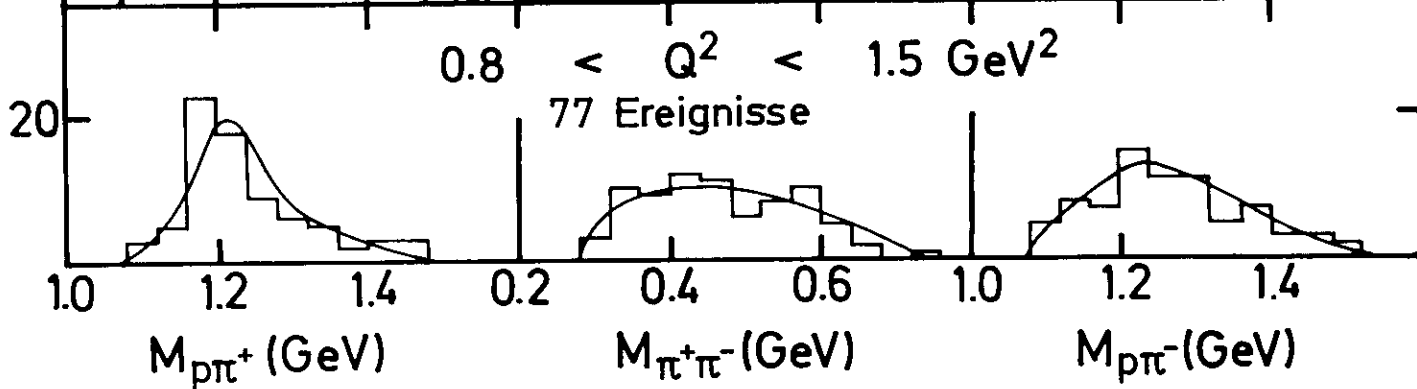
$$0.5 < Q^2 < 0.8 \text{ GeV}^2$$

283 Ereignisse



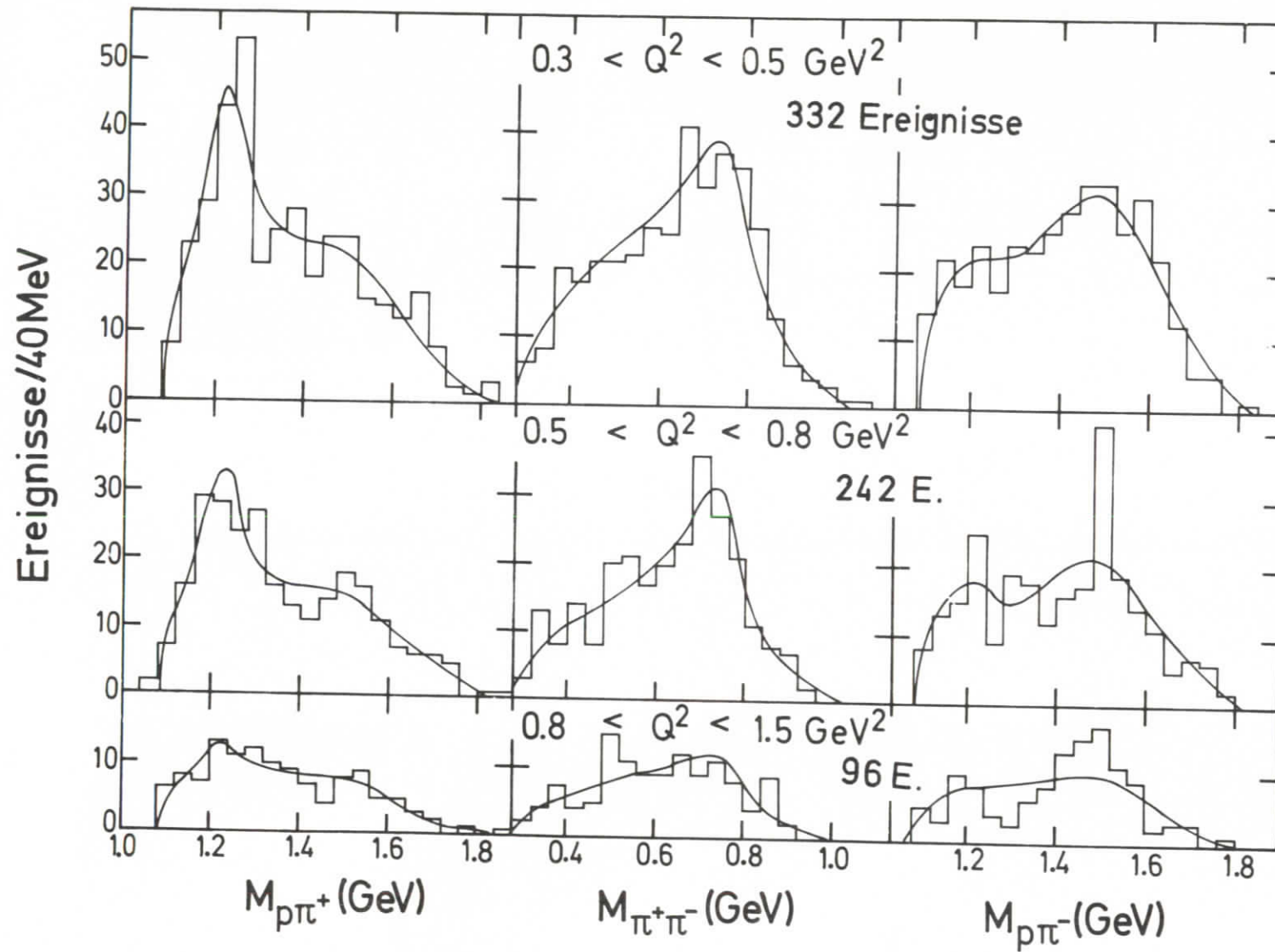
$$0.8 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$$

77 Ereignisse

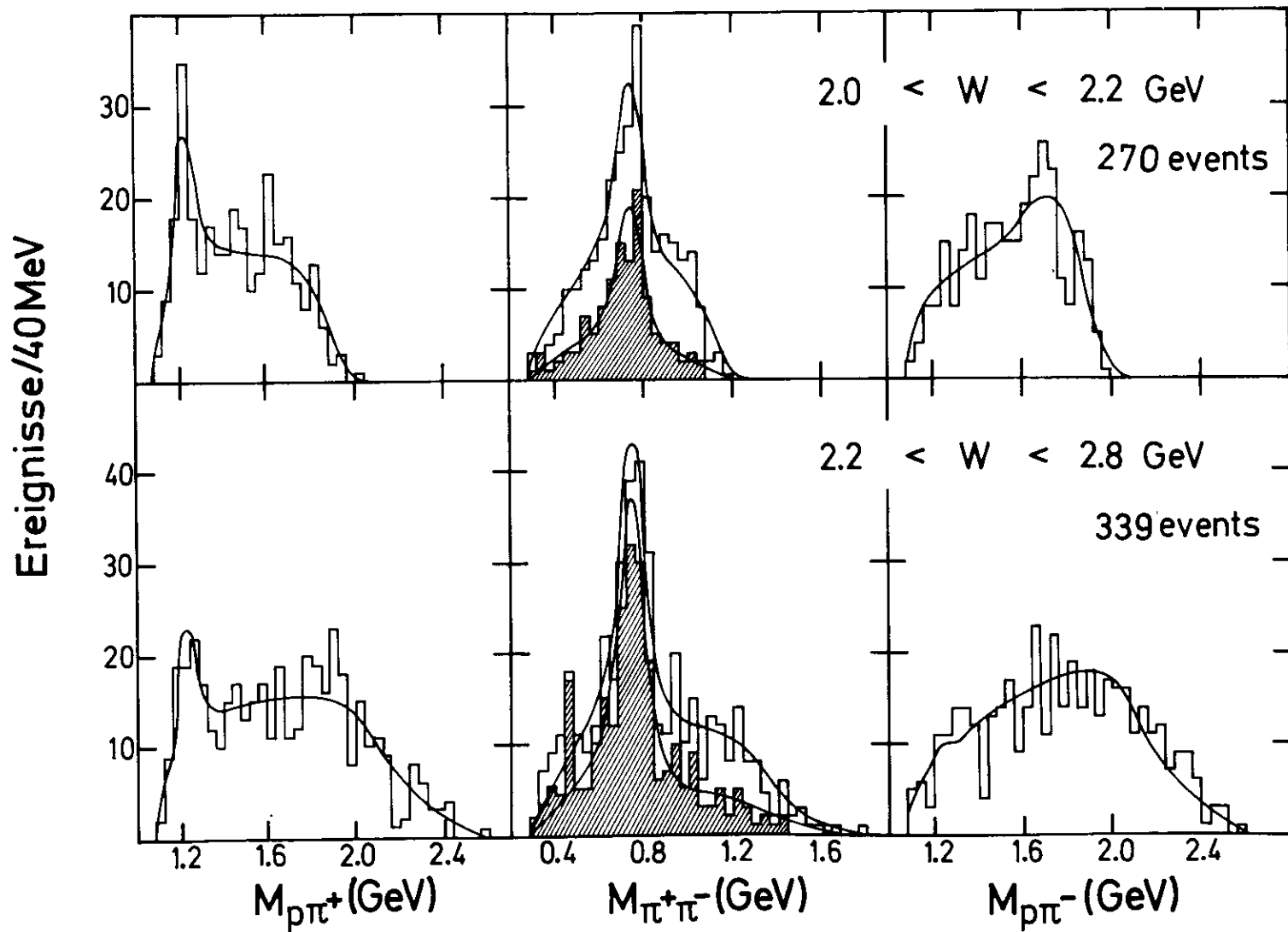


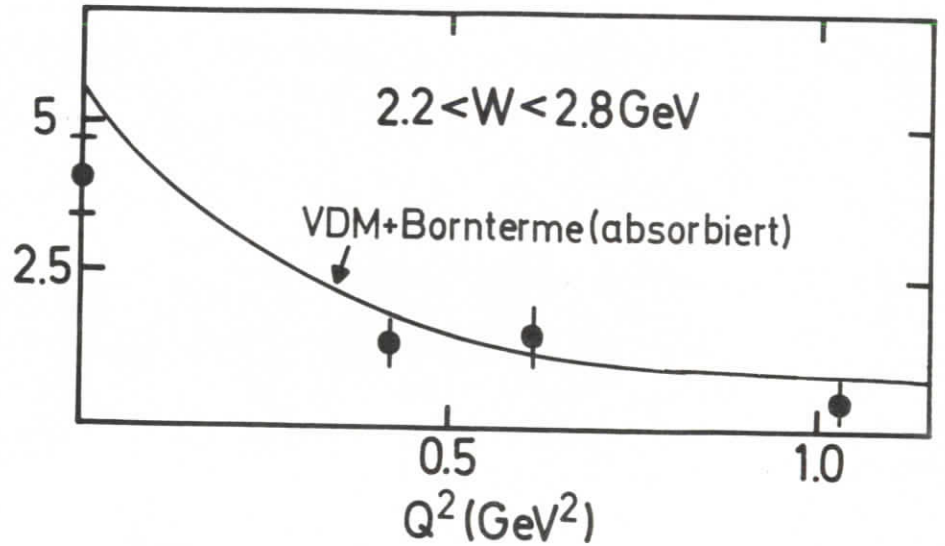
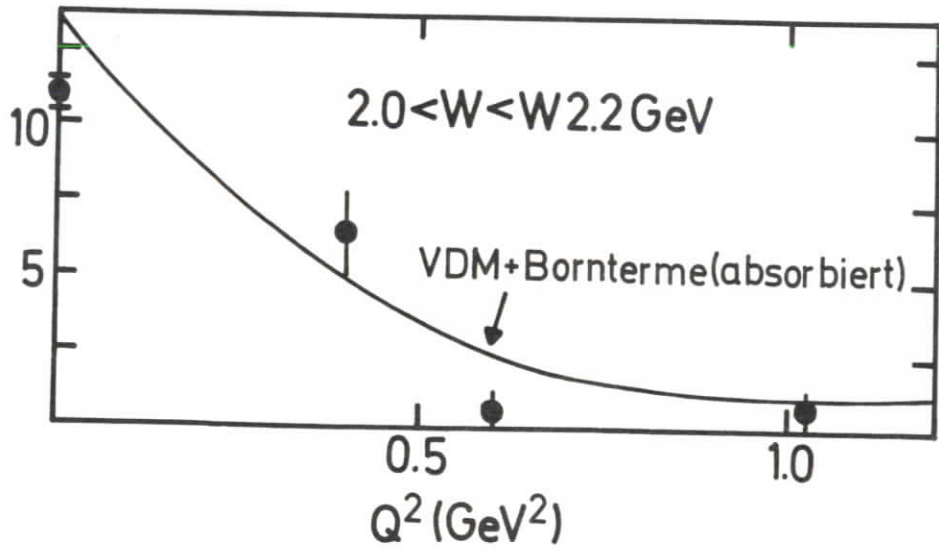
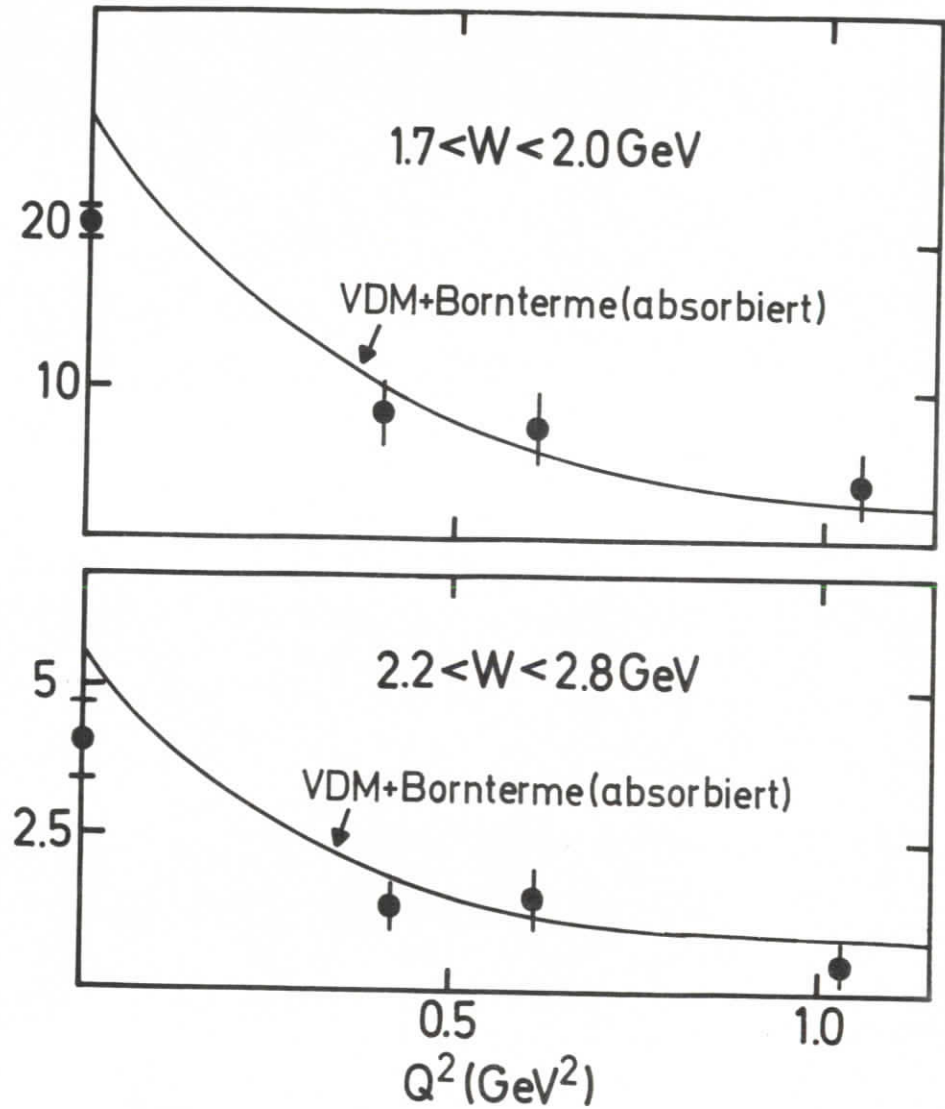
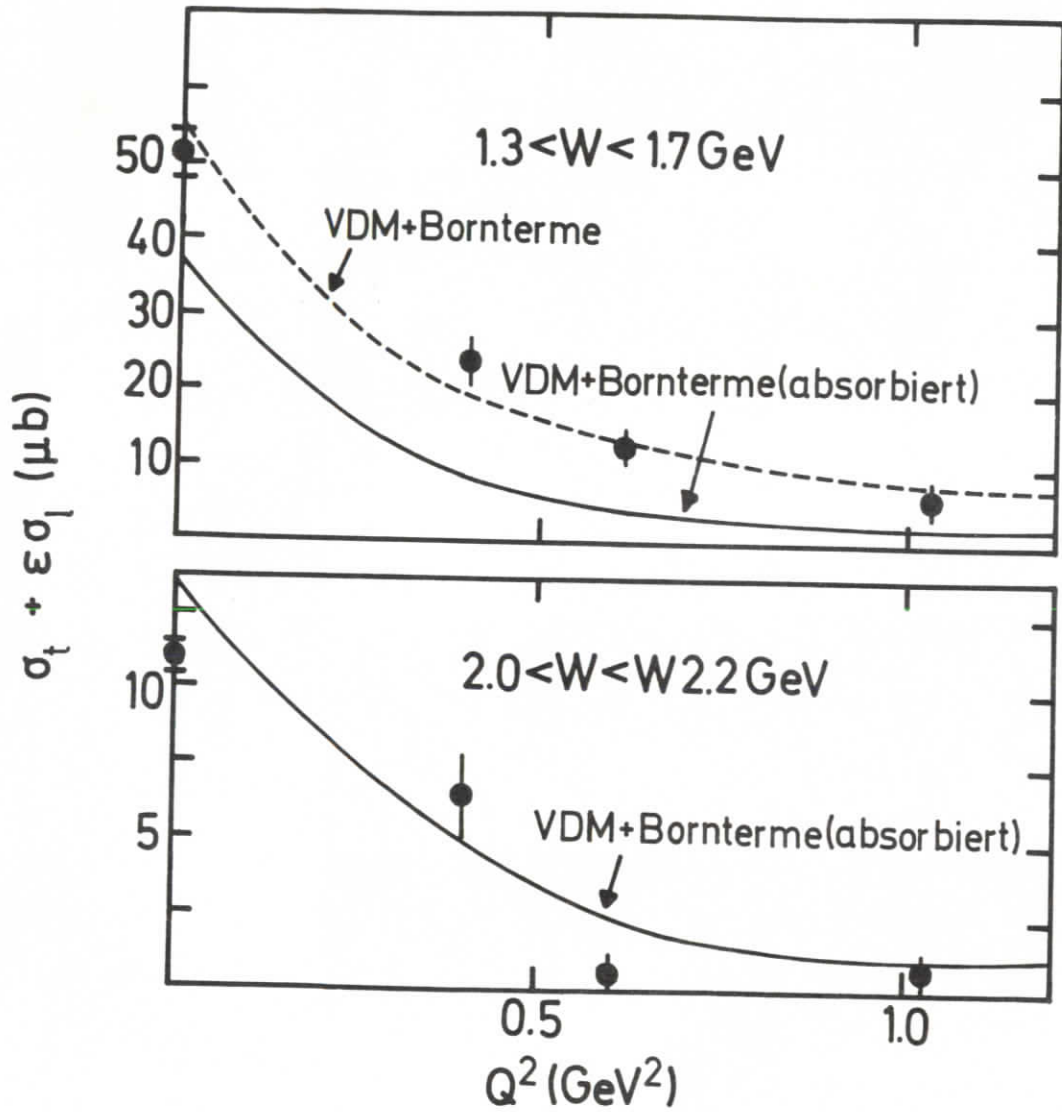


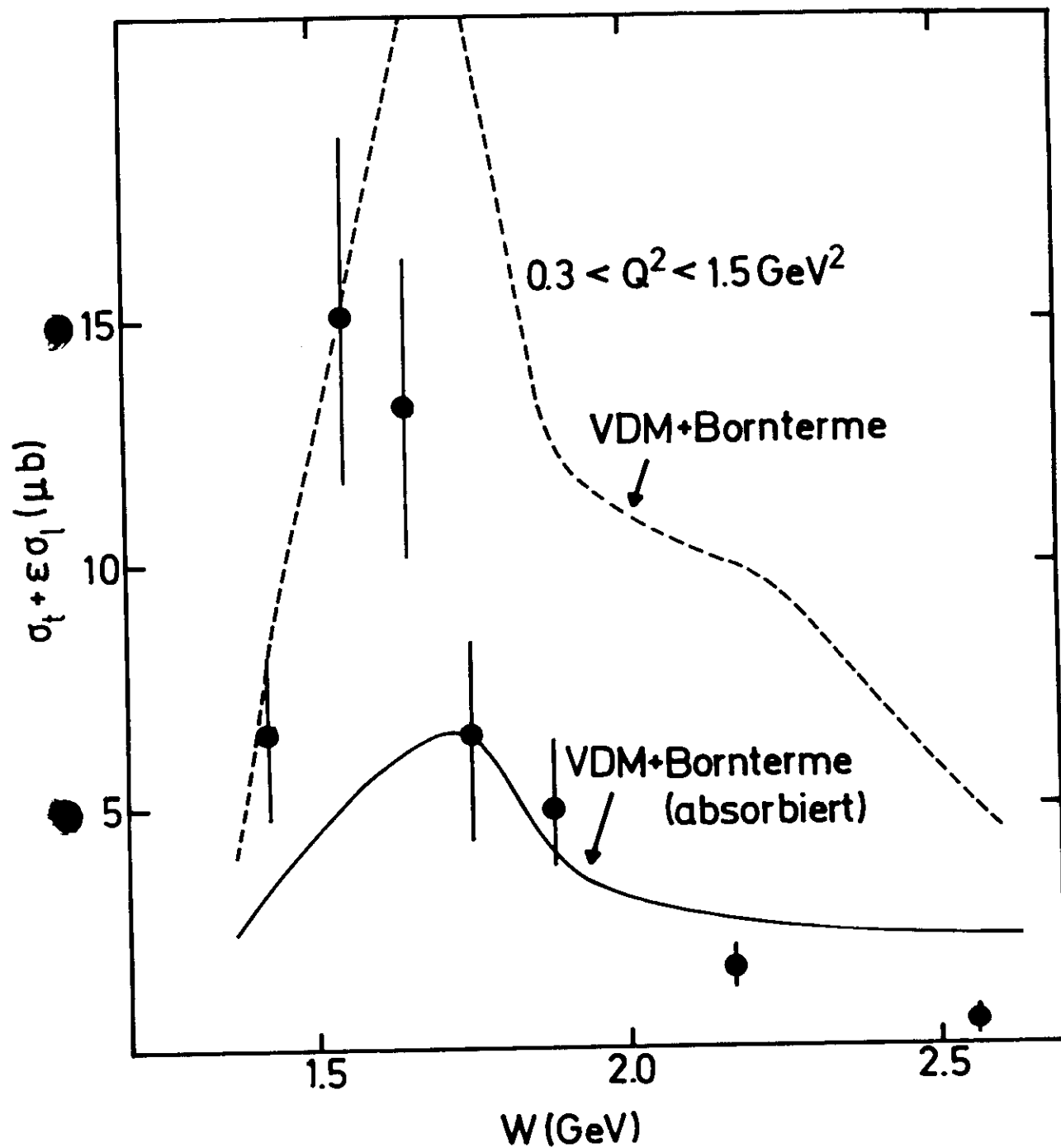
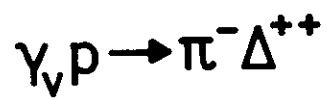
$$1.7 < W < 2.0 \text{ GeV}$$

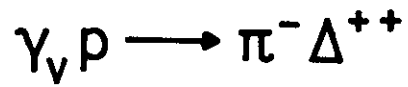


$ep \rightarrow e\rho\pi^+\pi^-$
 $0.3 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$

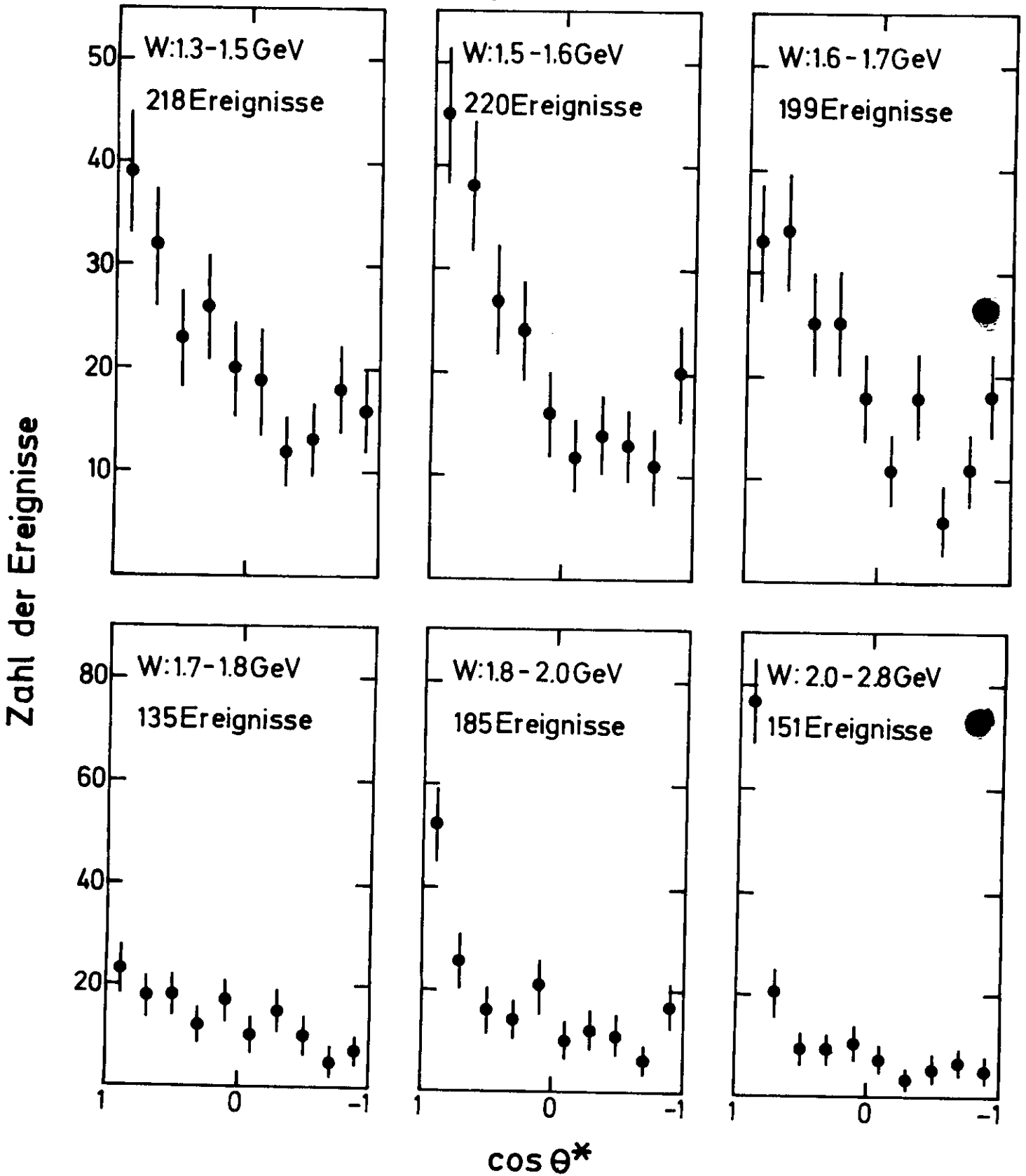


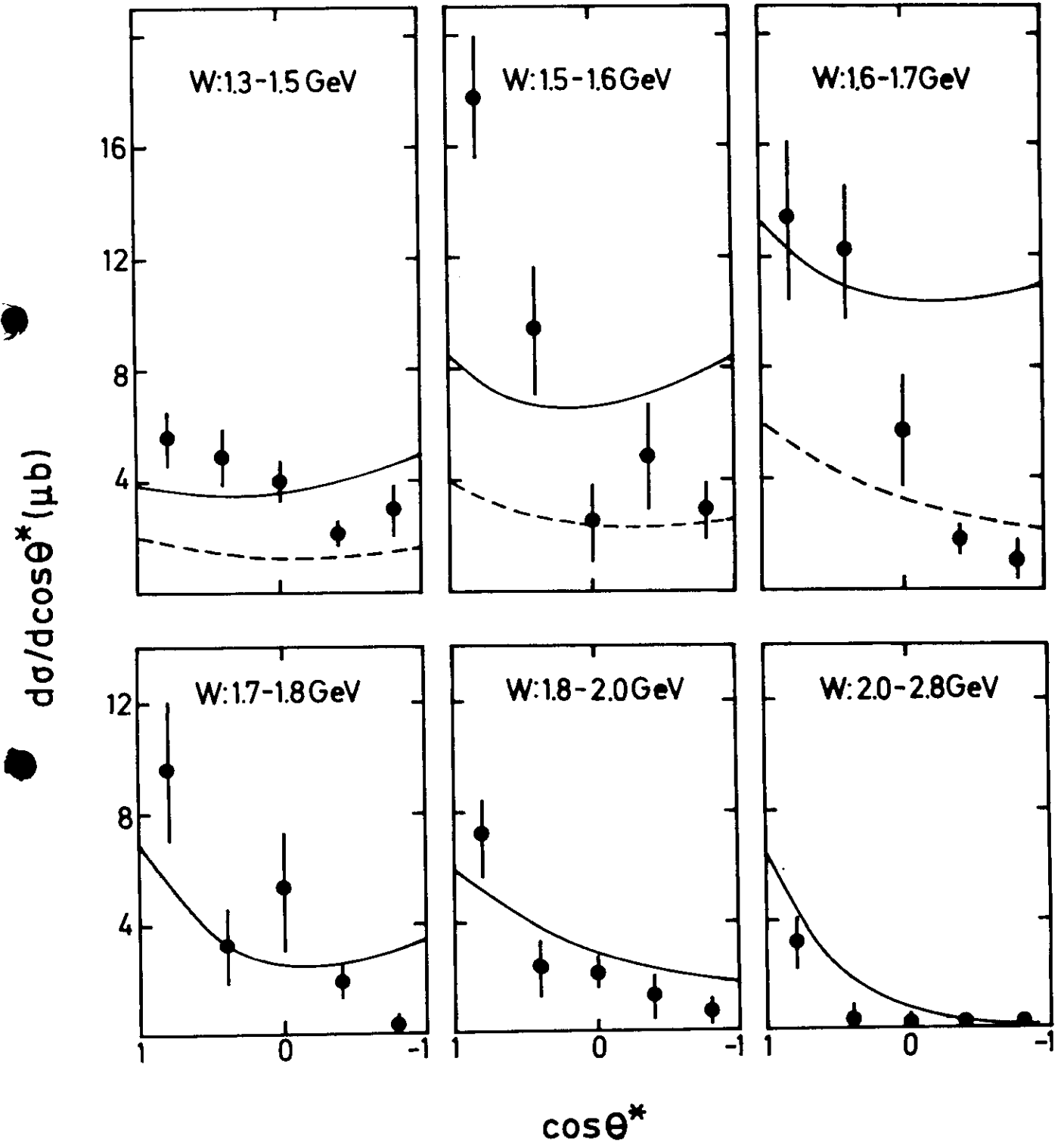
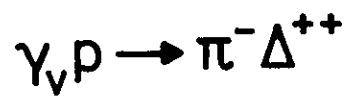






$$1.12 < M_{p\pi^+} < 1.32 \text{ GeV}$$





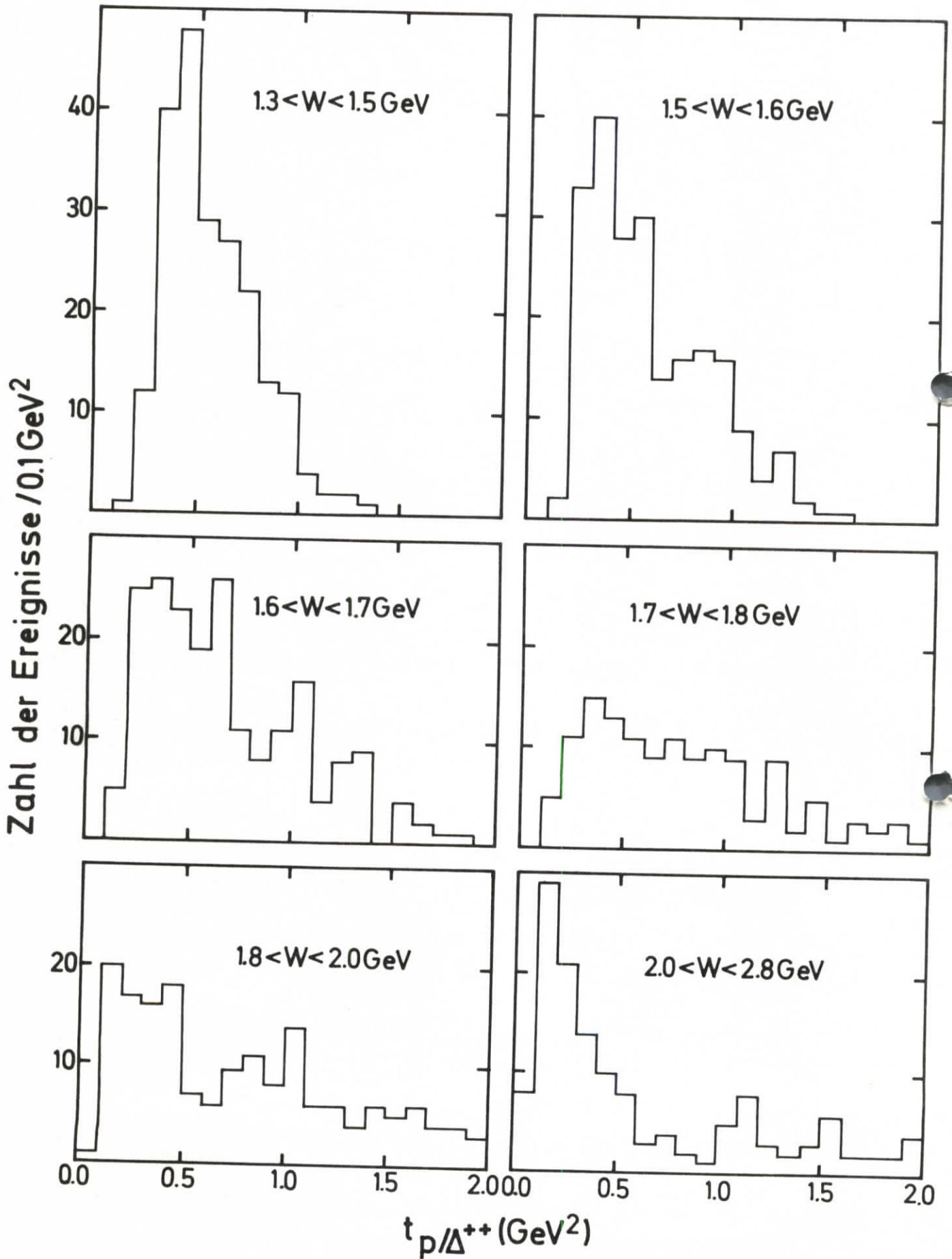
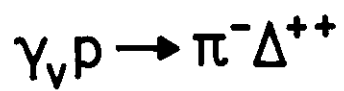
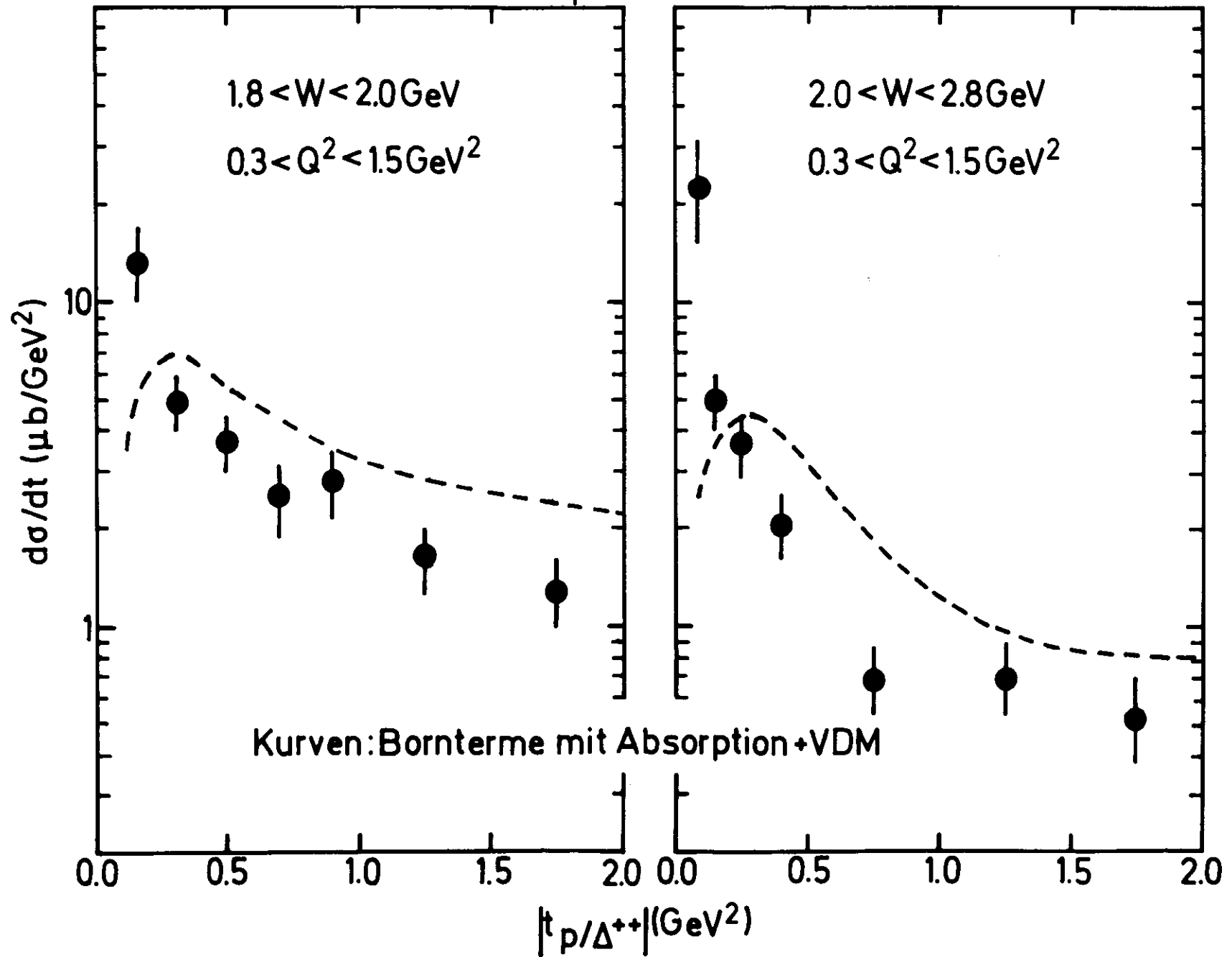

$$1.12 < M_{p\pi^+} < 1.32 \text{ GeV}, 0.3 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$$


Abb. 35a

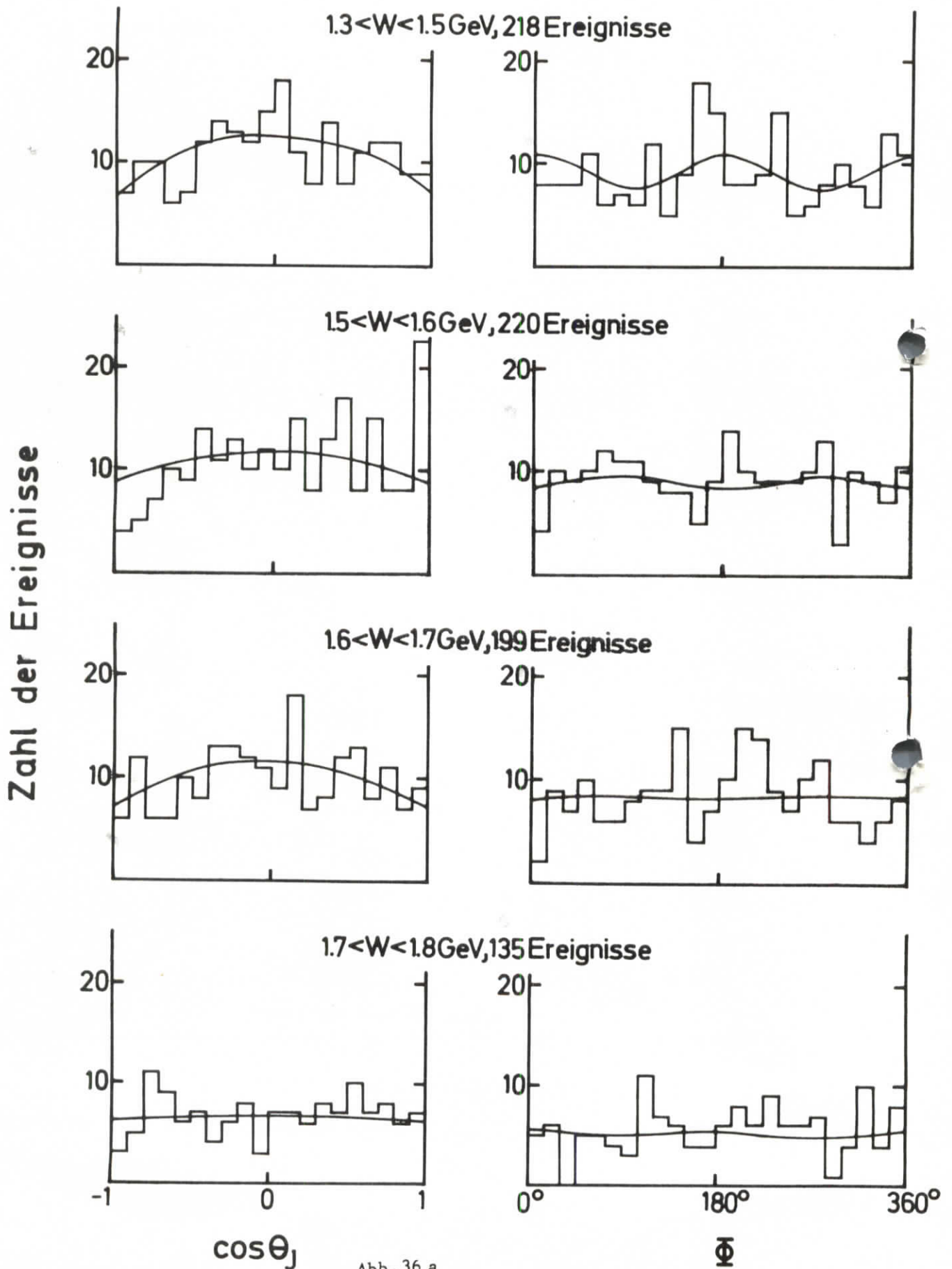


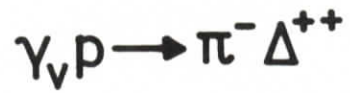
$$1.12 < M_{p\pi^+} < 1.32 \text{ GeV}$$





$$1.12 < M_{p\pi^+} < 1.32 \text{ GeV}, 0.3 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$$





$$1.12 < M_{p\pi^+} < 1.32 \text{ GeV}, 0.3 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$$

Zahl der Ereignisse

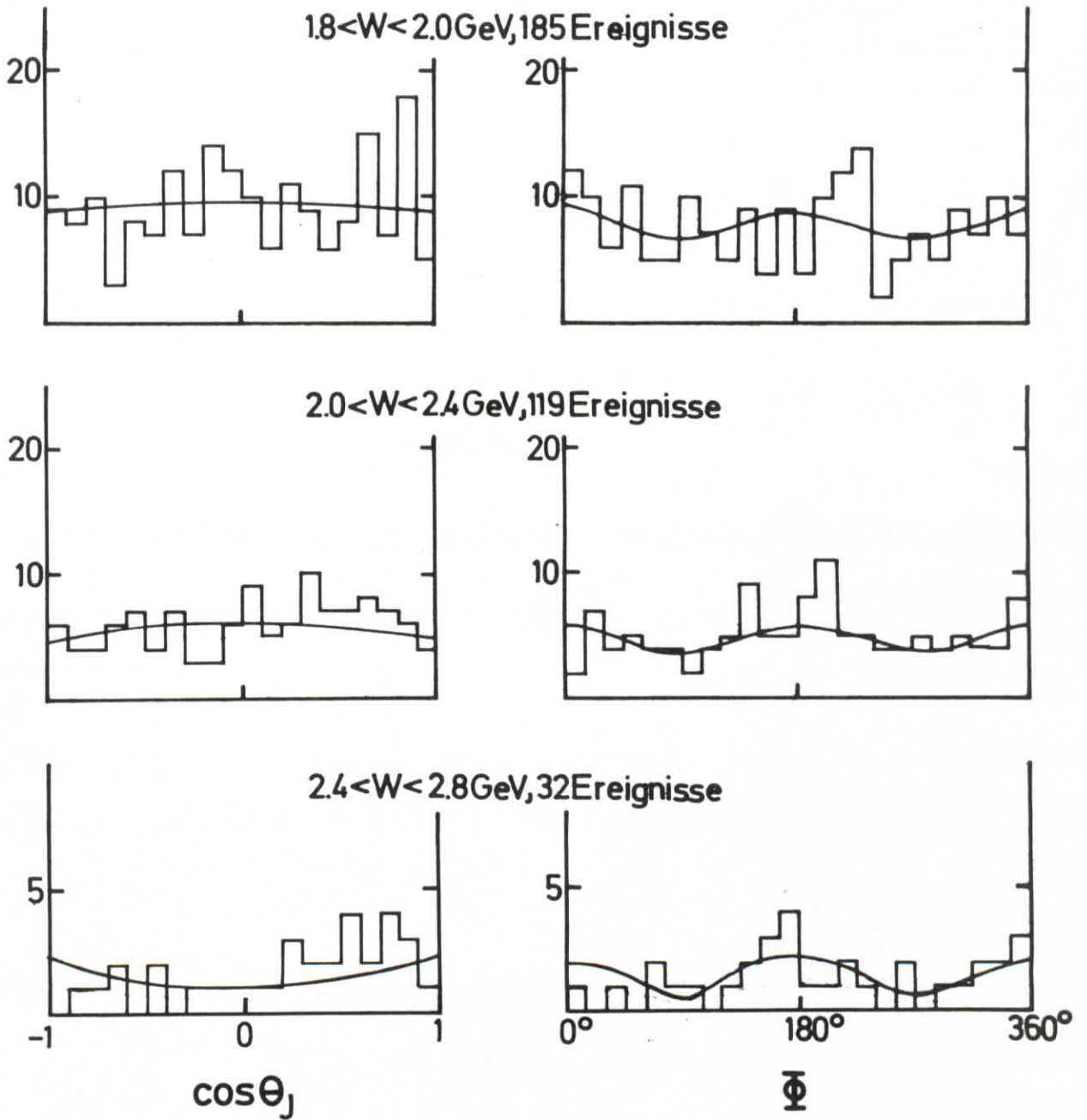
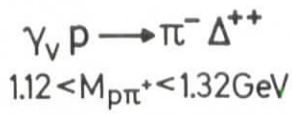
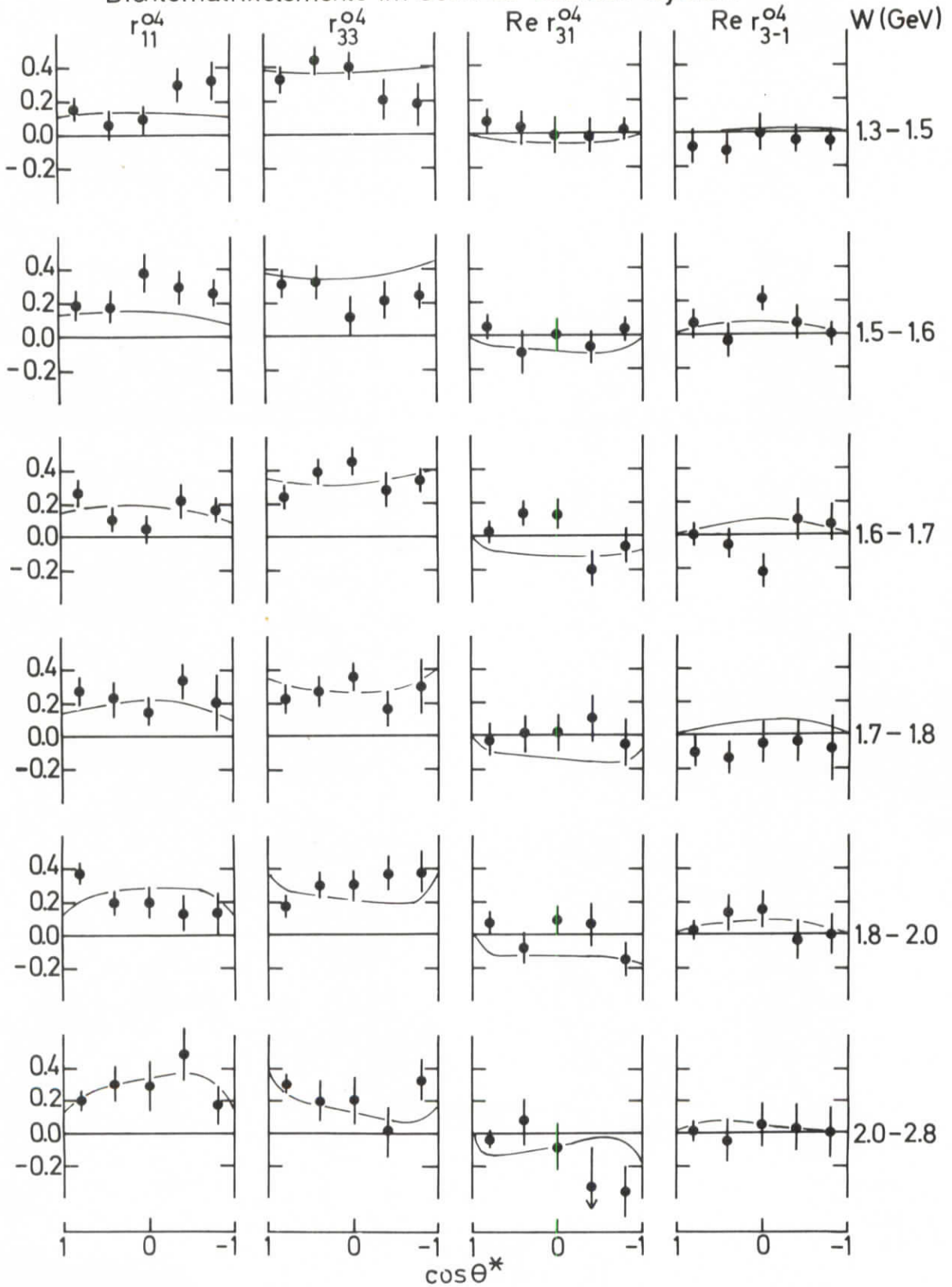
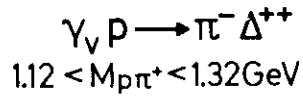


Abb. 36b



Dichtematrixelemente im Gottfried-Jackson-System





Dichtematrixelemente im Gottfried-Jackson-System

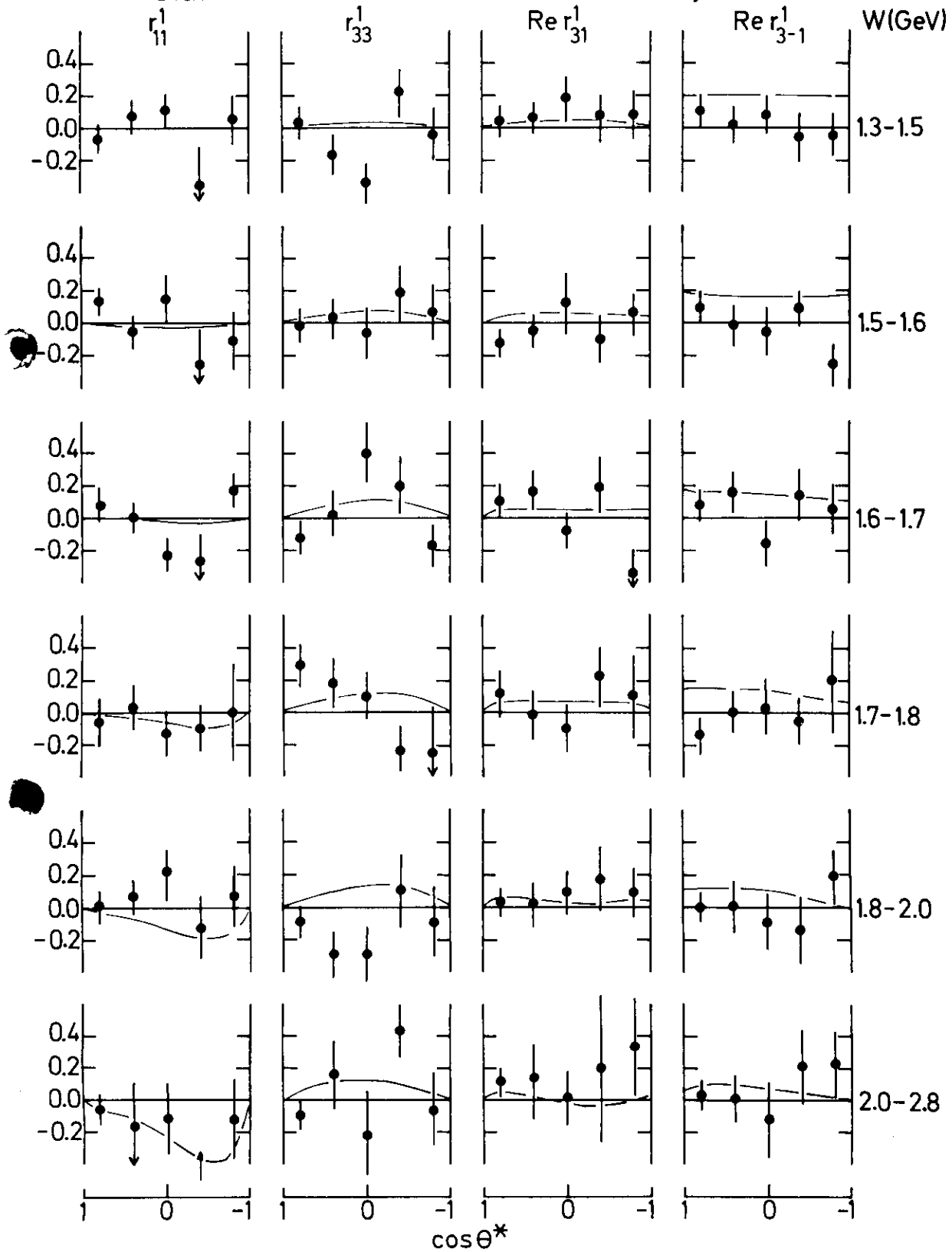
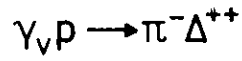


Abb. 37b



$$1.12 < M_{p\pi^+} < 1.32 \text{ GeV}$$

Dichtematrixelemente im Gottfried-Jackson-System

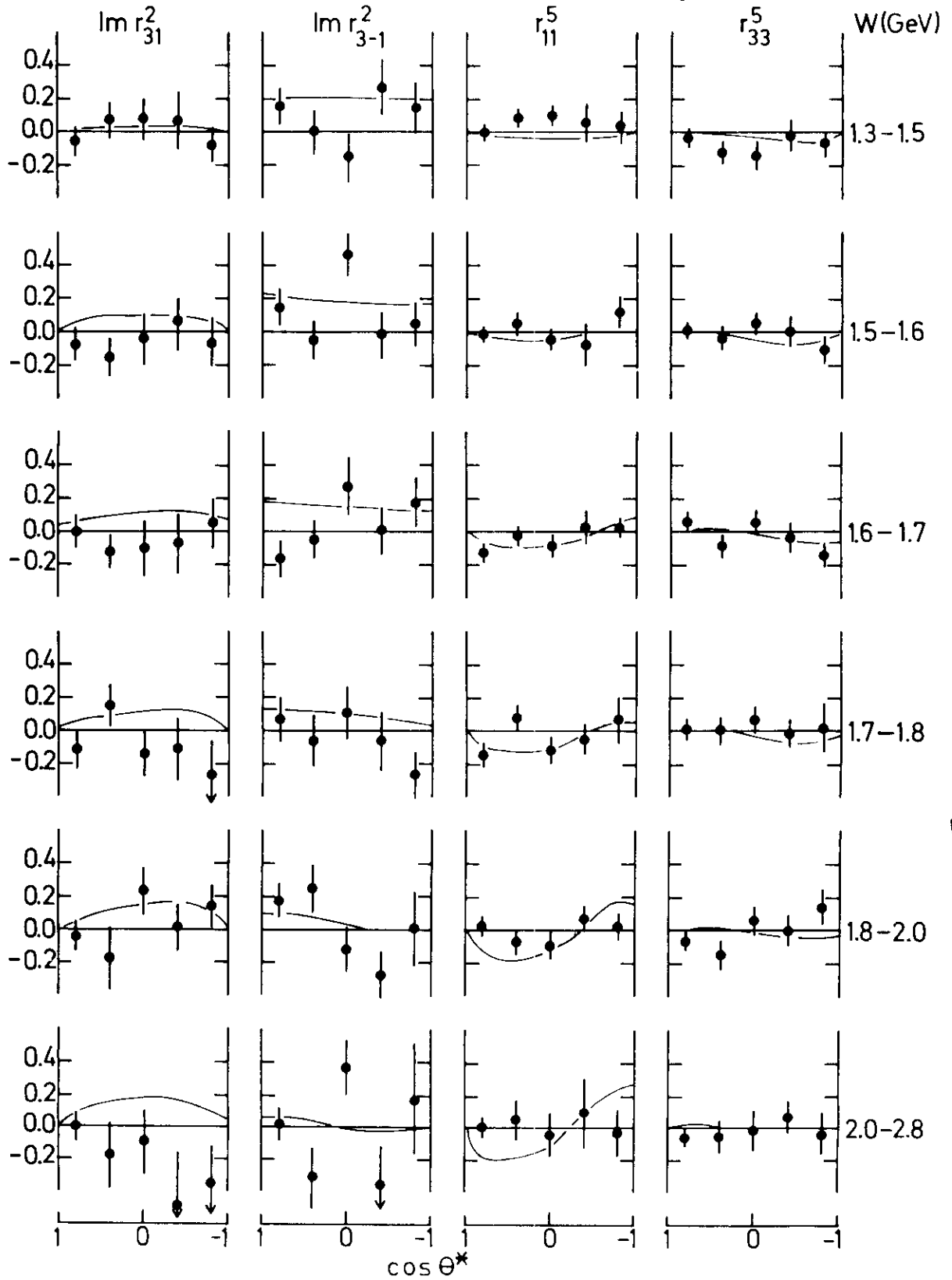
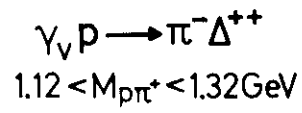


Abb. 37c



Dichtematrixelemente im Gottfried-Jackson-System

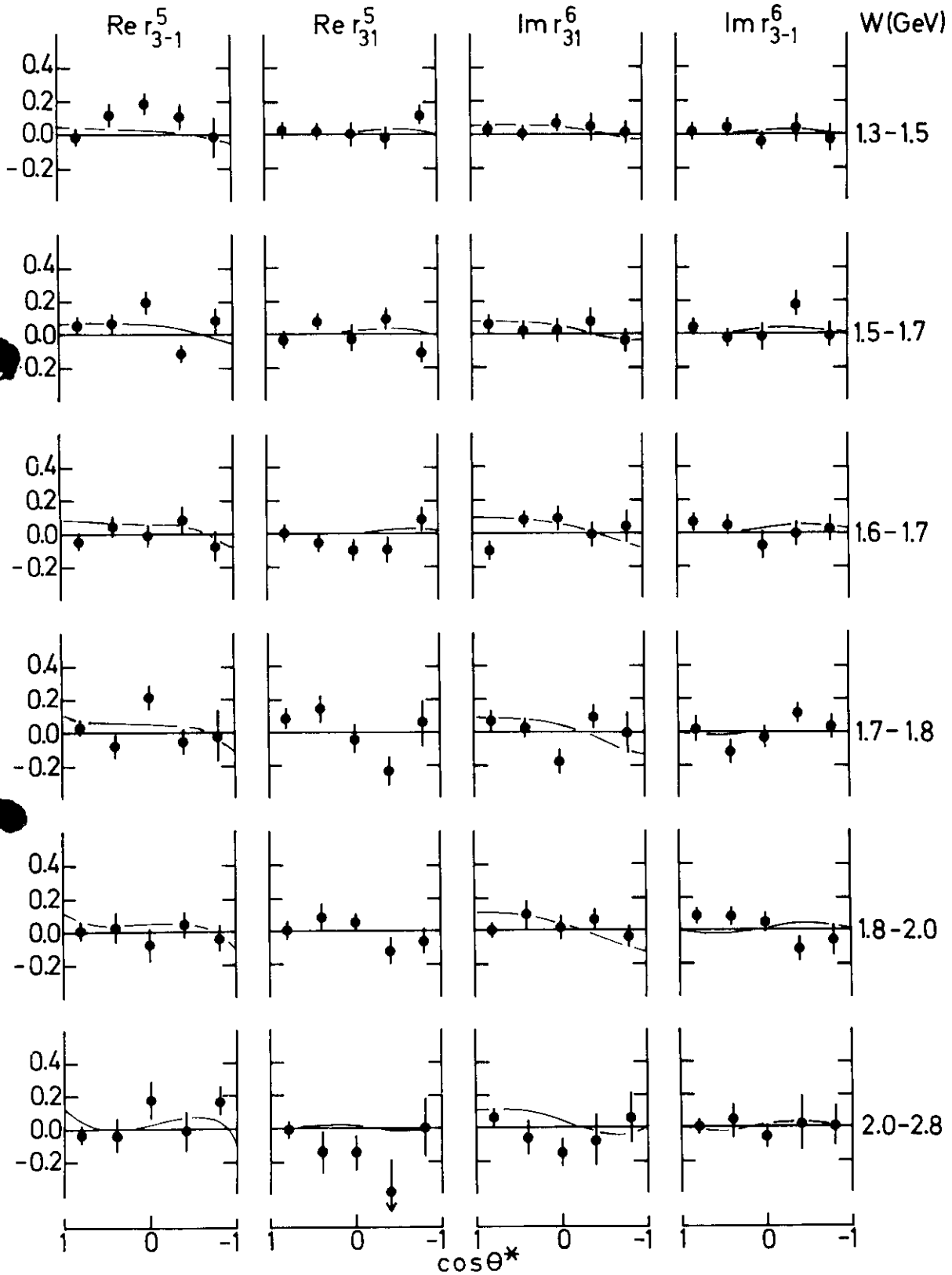


Abb. 37d

$\gamma_V \rho \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$
 $1.12 < M_{p\pi^+} < 1.32 \text{ GeV}$

Dichtematrixelemente im Gottfried-Jackson-System

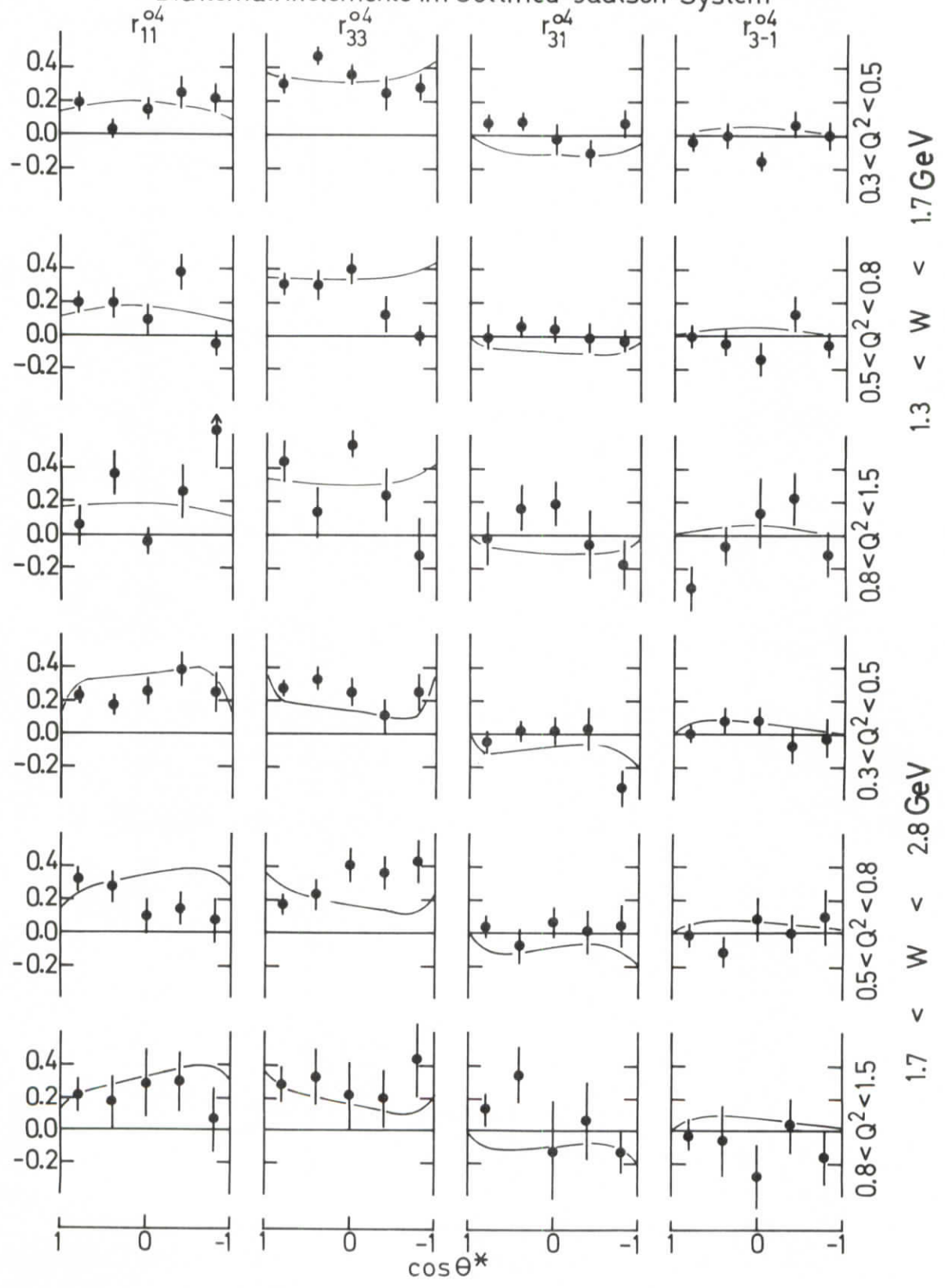
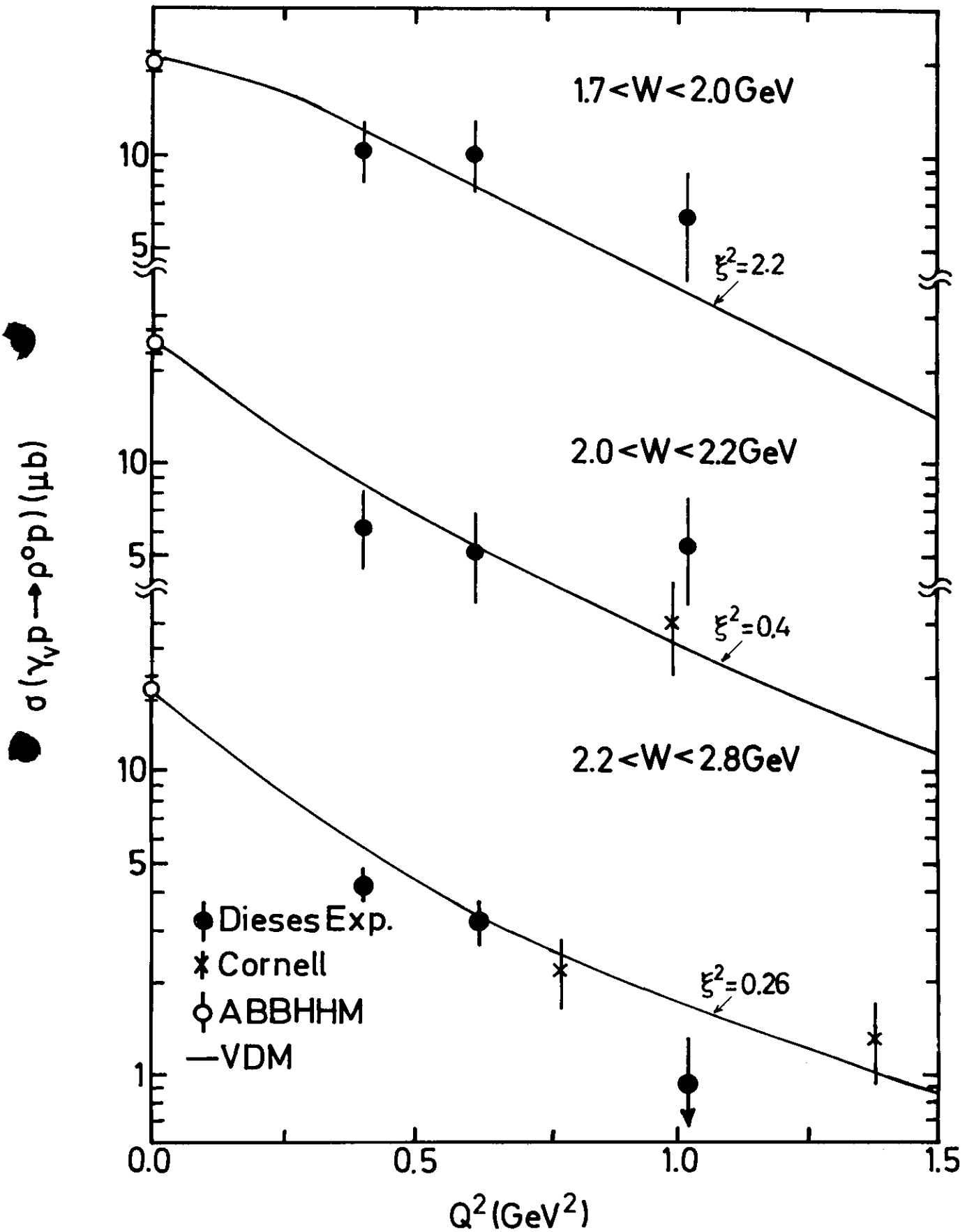
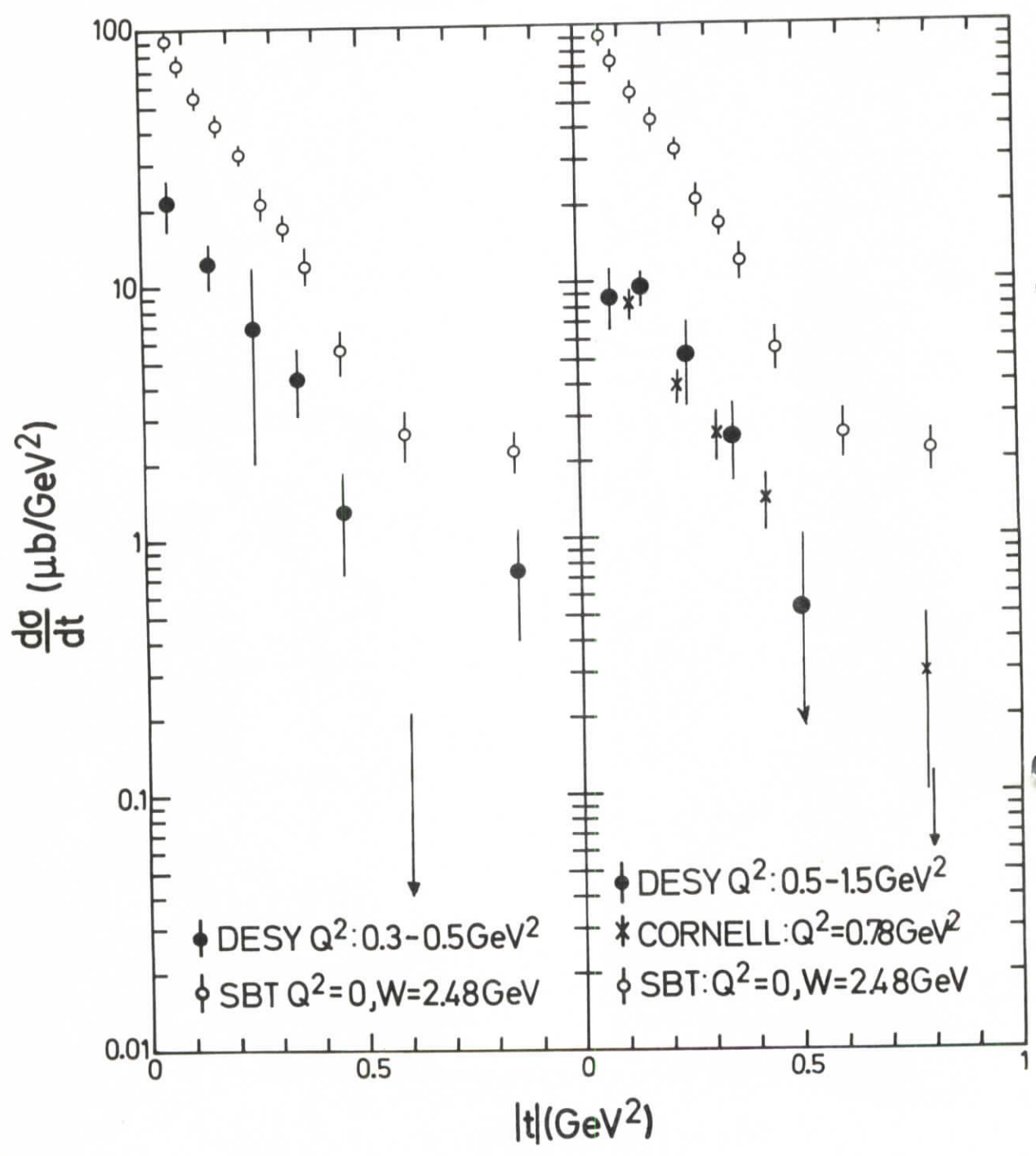


Abb. 38

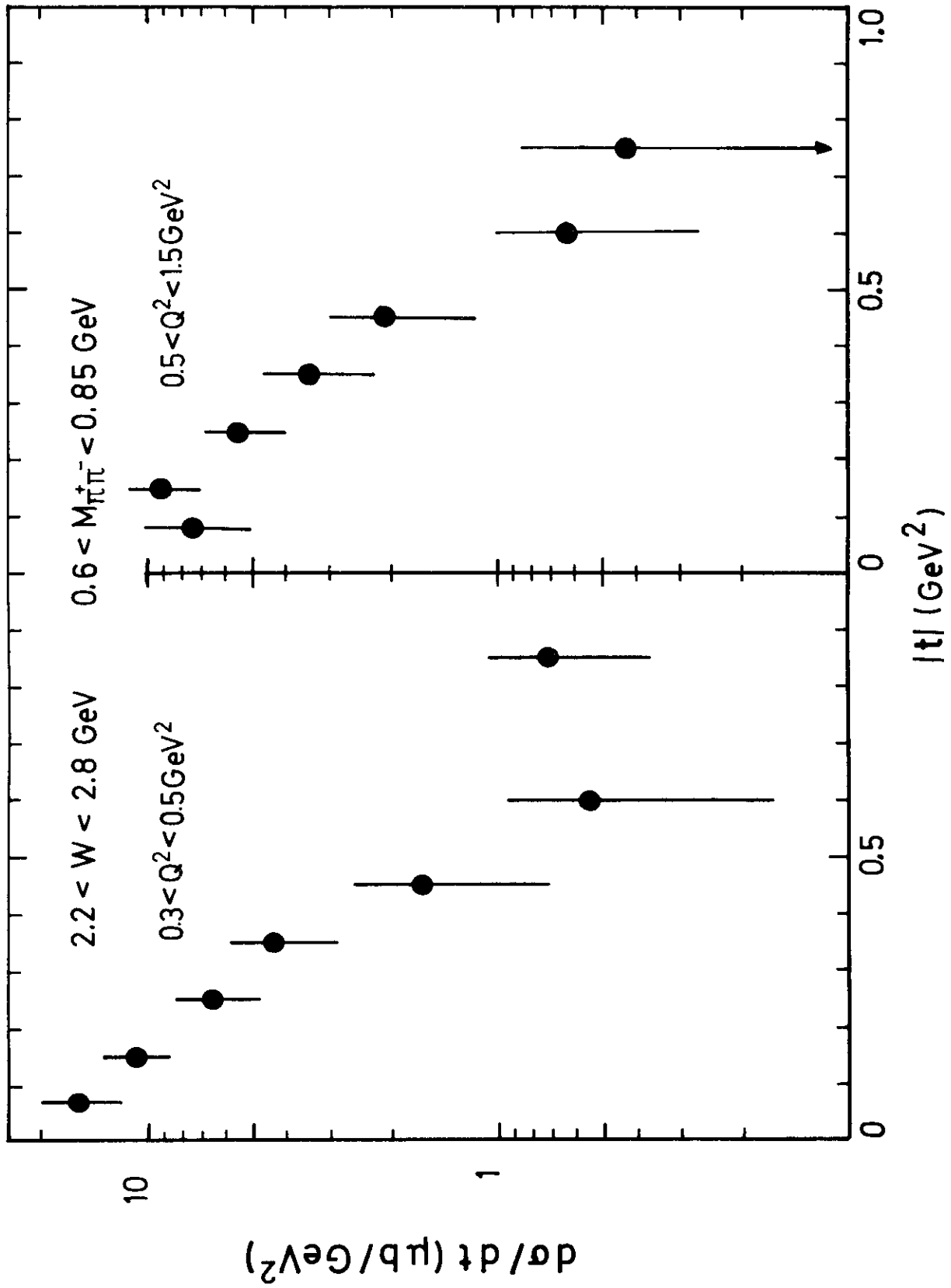
$$\gamma_V p \rightarrow \rho^0 p$$



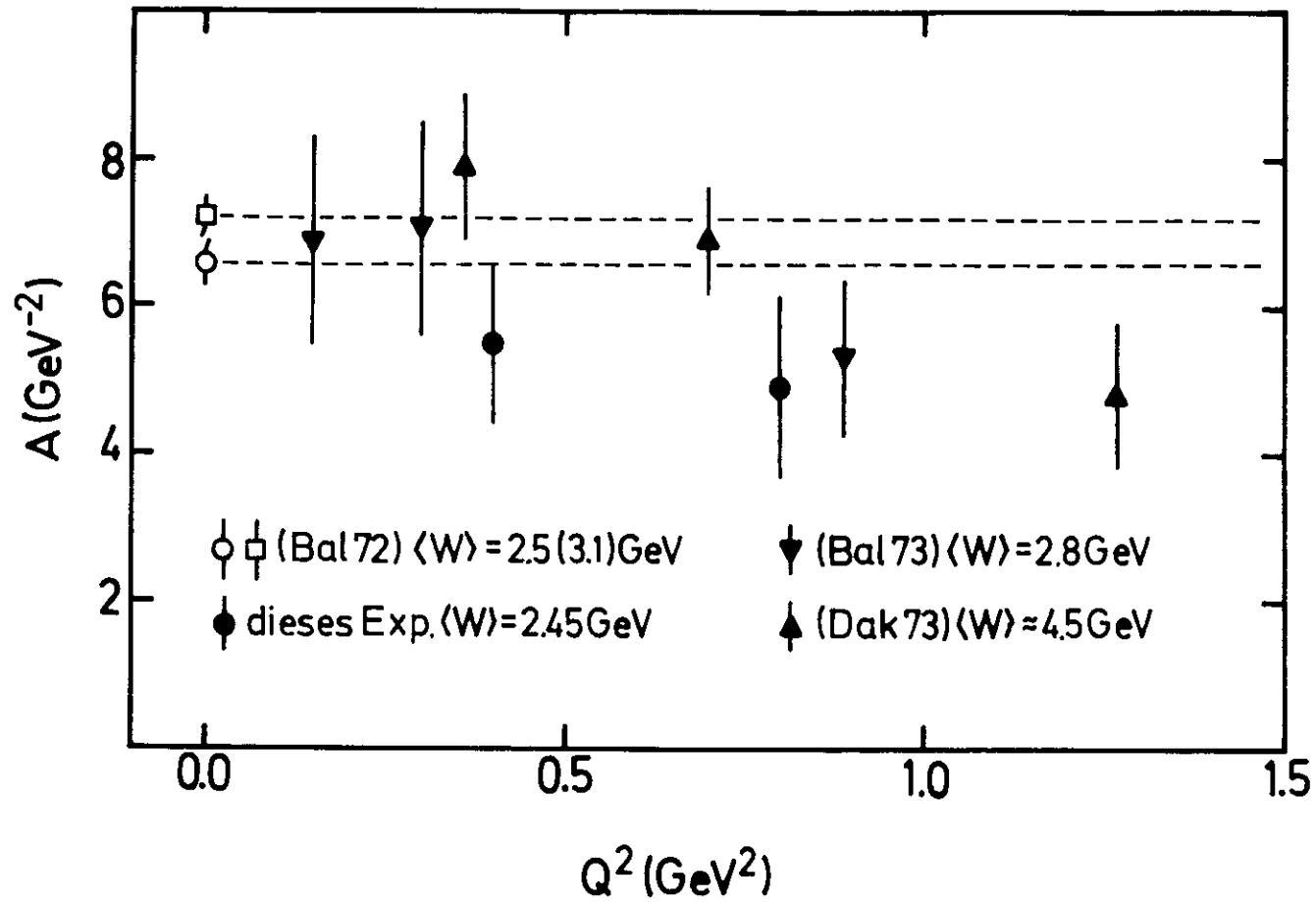
$\gamma_V p \rightarrow \rho^0 p$
 $2.2 < W < 2.8 \text{ GeV}$



$\gamma_V P \rightarrow \rho^0 P$



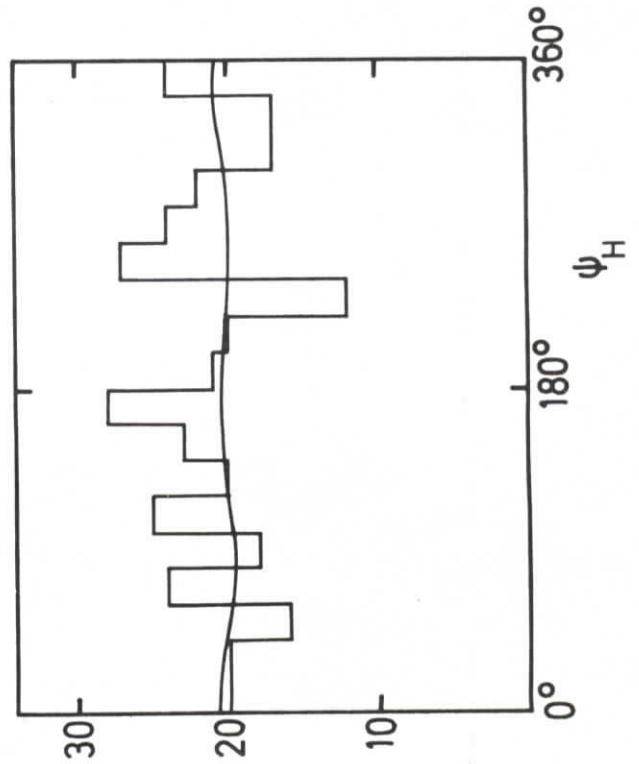
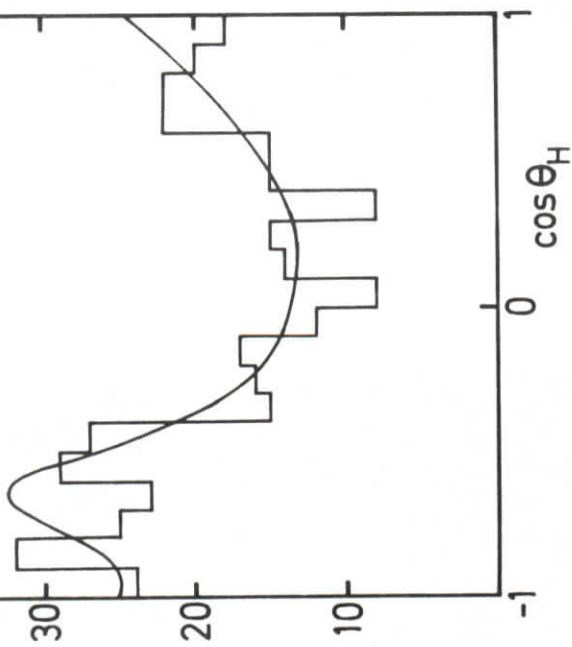
Steigung des ρ^0 in $\frac{d\sigma}{dt} (\gamma, p \rightarrow \rho^0 p) \sim \exp(-At)$





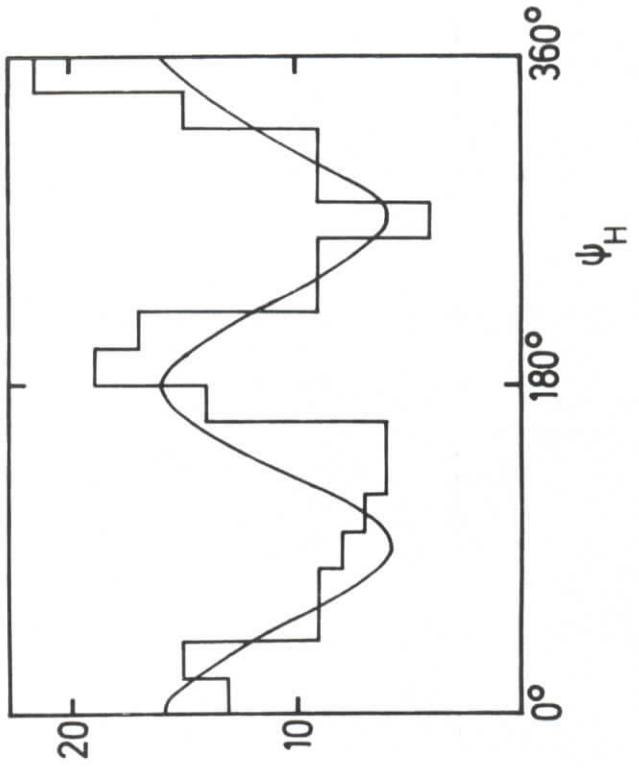
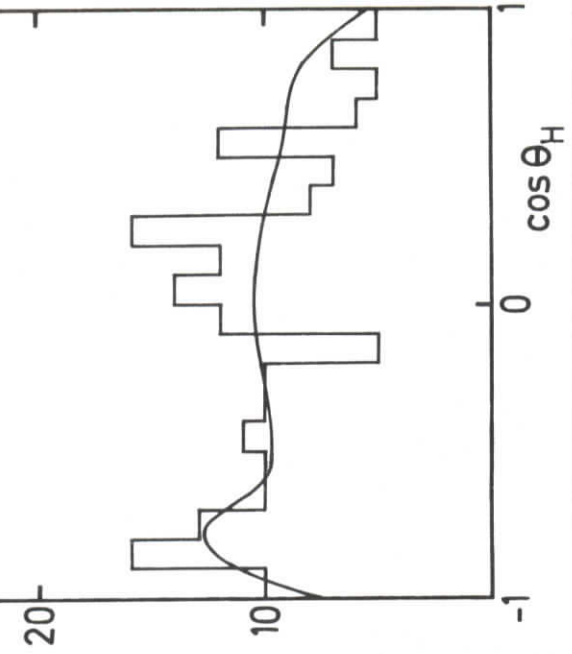
1.7 < W < 2.0 GeV

378 Ereignisse



2.0 < W < 2.8 GeV

199 Ereignisse



Schnitte:

$$0.3 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$$

$$0.65 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.85 \text{ GeV}$$

$$|t| < 0.5 \text{ GeV}^2$$

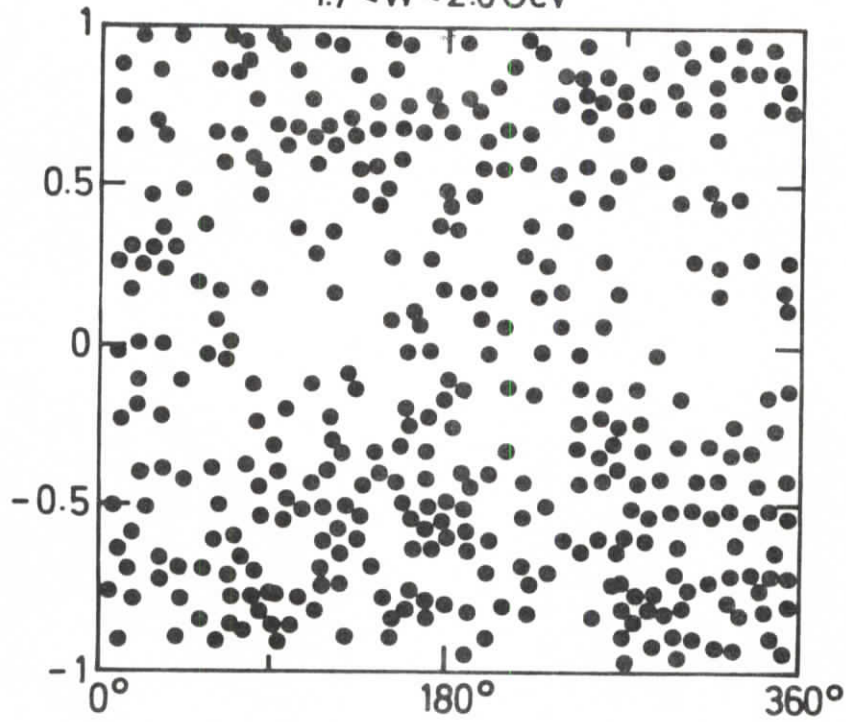
Zahl der Ereignisse

Abb. 43a



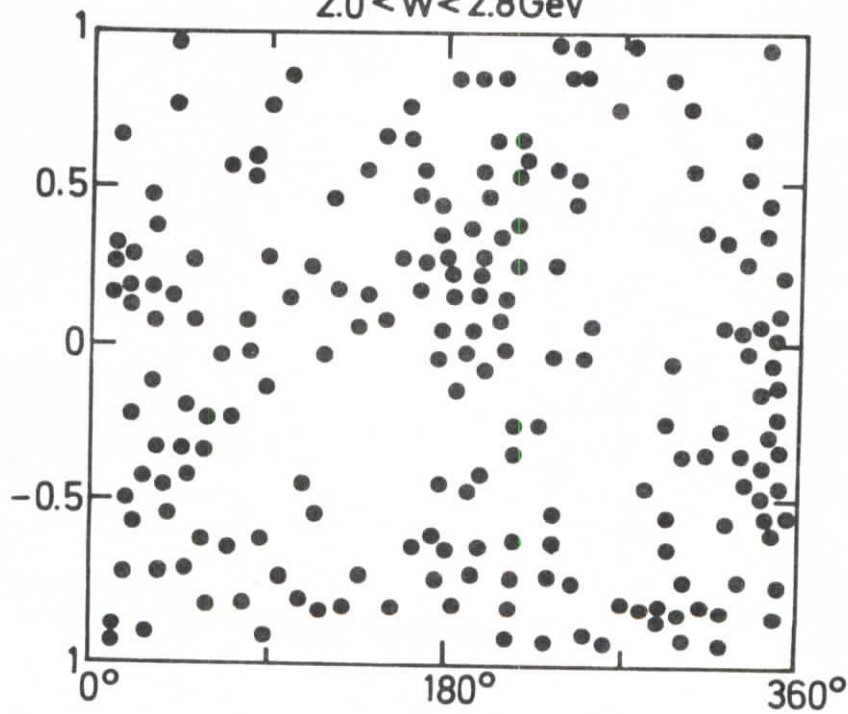
$$0.60 < M_{p\pi^+} < 0.85 \text{ GeV}, \langle Q^2 \rangle = 0.5 \text{ GeV}^2$$

$$1.7 < W < 2.0 \text{ GeV}$$



$\cos \theta_H$

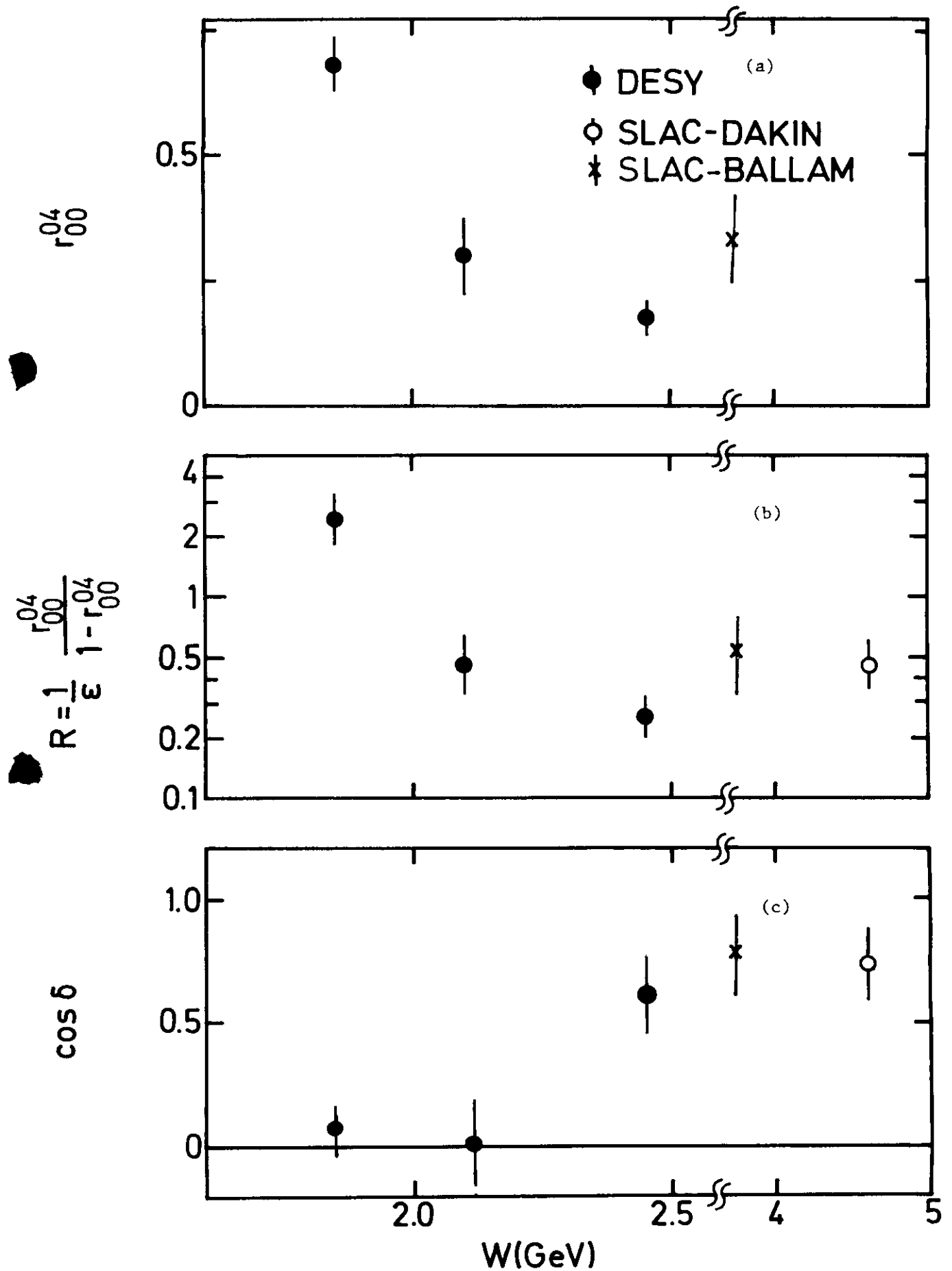
$$2.0 < W < 2.8 \text{ GeV}$$



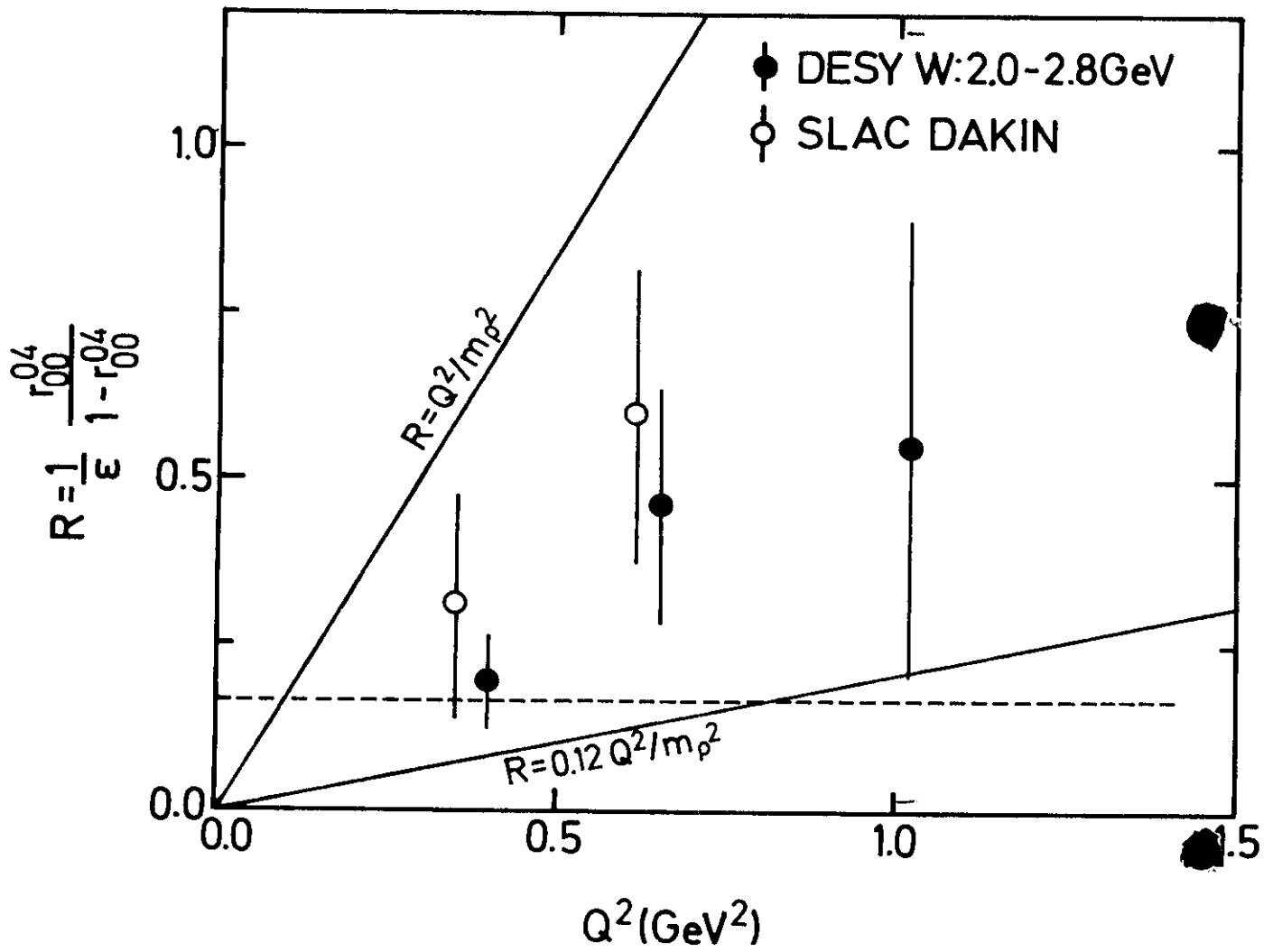
ψ_H

$$\gamma_V p \rightarrow \rho^0 p$$

$$\langle Q^2 \rangle = 0.5 \text{ GeV}^2$$



$\gamma_p \rightarrow \rho^0 p$



Lebenslauf

- 1.11.1945 geboren in Nestau, Kreis Uelzen, als Tochter von
Friedrich von der Ohe und Elfriede von der Ohe, geb. Wulff
- 1952-1956 Besuch der Grundschule in Suhlendorf, Kreis Uelzen
- 1956-1960 Besuch des Privaten Progymnasiums in Suhlendorf
- 1960-1965 Besuch des Neusprachlichen und mathematisch-naturwissenschaftlichen
Gymnasiums für Mädchen in Uelzen
- Februar 1965 Abitur
- 1965-1971 Studium der Physik an der Universität Hamburg
- Juli 1971 Diplom in Physik
Thema der Diplomarbeit: Photoerzeugung von ρ^0 und B-Mesonen
an Wasserstoff in einer Streamerkammer bei Photonenergien
zwischen 4.1 und 6.3 GeV
- seit 15.7.71 als wissenschaftliche Angestellte am II. Institut für Experi-
mentalphysik der Universität Hamburg tätig
- Januar 1969 Eheschließung mit Peter Rabe

