

Interner Bericht  
DESY F1-69/1  
Februar 1969

**DESY-Bibliothek**

13. MRZ. 1969

Bestimmung von Wirkungsquerschnitten bei  
der Photoproduktion in Deuterium

H. Kübeck

## Inhaltsverzeichnis

	Seite
Zusammenfassung	
Einleitung	1
1. Experimenteller Aufbau	3
1.1 Strahl, Blasonkammer	3
2.1 Auswertverfahren	3
1.2.1 Mustern der Bilder	3
1.2.2 Geometrische und kinematische Rekonstruktion von Ereignissen	4
2. Wirkungsquerschnitte am Neutron	6
2.1 Spektratormodell	6
2.2 Berechnungsverfahren für Wirkungsquerschnitte	6
2.2.1 Allgemeines Verfahren	6
2.2.2 Bestimmung der Photonendichte pro Energieintervall: $\frac{dn_p}{dE}$	8
2.2.3 Wirkungsquerschnitte im Neutron- und $\gamma$ -Rahmsystem	9
2.3 Winkelverteilung der Spektratorprotonen	10
3. Allgemeine Korrekturen zu den Wirkungsquerschnitten	11
3.1 Verluste beim Mustern und bei der geometrischen Rekonstruktion	11
3.2 Fehlanpassungen bei der kinematischen Rekonstruktion (GRIND)	11
3.2.1 Monte-Carlo-Programm FAKE	11
3.2.2 FAKE für Ereignisse am Neutron	12
3.2.3 Entschelden der FAKE-Hypothesen	13
3.3 Einfluß des Spektrators auf die Reaktionen am Neutron	14
4. Korrekturen der Wirkungsquerschnitte für einzelne Reaktionen	14
4.1 Test von FAKE für die Reaktion $\gamma d + p_{sp}^+$	14
4.2 Korrekturen bei den Reaktionen $\gamma d + p_{sp}^+$ und $\gamma d + p_{sp}^+ \nu^0$	17

	Seite
4.3 Korrekturen bei den Reaktionen $\gamma d \rightarrow p_s n \pi^+ \pi^-$ , $\gamma d \rightarrow d \pi^+ \pi^-$ und $\gamma d \rightarrow d \pi^+ \pi^- \gamma^0$	19
4.4 Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma n \rightarrow p \pi^-$	21
Anhang 1. Rechnungen zu FAKE für Ereignisse am Neutron	22
2. Rechnungen zu den Wirkungsquerschnitten am Neutron	25
Literaturverzeichnis	27
Abbildungen	29

## Zusammenfassung

Die Photoproduktion von Hadronen am Deuteron und am (gebundenen) Neutron wurde mit der 85 cm-Deuterium-Blasen-kammer bei DESY bei Photonenenergien bis zu 5.3 GeV untersucht.

Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte am Neutron wird ein Verfahren angegeben, das die Fermibewegung der Neutronen im Deuteron berücksichtigt.

Fehlzuordnungen von Reaktionshypothesen nach der kinematischen Rekonstruktion von Ereignissen wurden mit einem Monte-Carlo-Programm zur Simulation von Blaskammerereignissen untersucht.

Danach ist die Reaktion  $\gamma + d \rightarrow p + p + \pi^-$  in mehr als 97 % der Fälle eindeutig identifizierbar. 2 % dieser Ereignisse werden von der Reaktion  $\gamma + d \rightarrow p + p + \pi^- + \pi^0$  simuliert, wobei das Spektatorproton nicht sichtbar war, und 1 % der Ereignisse konnte kinematisch nicht rekonstruiert werden (s. Kap. 4.2).

Eine erste Analyse der Reaktion  $\gamma + d \rightarrow d + \pi^+ + \pi^-$  ergab eine eindeutige Zuordnung von 92 %, und 8 % werden von der Reaktion  $\gamma + d \rightarrow p + n + \pi^+ + \pi^-$  simuliert, wobei wieder das Proton nicht sichtbar war. Ein Verlust an Ereignissen trat nicht auf (Kap. 4.3).

Die systematischen Korrekturen an die Wirkungsquerschnitte auf Fehler bei der Auswertung werden allgemein diskutiert. Bei der Reaktion  $\gamma + d \rightarrow p + p + \pi^-$  betragen sie nach Kap. 4.2 insgesamt  $6.5\% \pm 5.5\%$ . Durch Korrekturen auf die Anwesenheit des Spektatorprotons nach Kap. 3.3 wird aus dem Wirkungsquerschnitt für die Reaktion  $\gamma + d \rightarrow p + p + \pi^-$  der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion  $\gamma + n \rightarrow p + \pi^-$  am freien Neutron berechnet. Diese Korrekturen wurden zu 5 % bis 25 % mit einem Fehler von  $\pm 5\%$  bis  $\pm 15\%$  angenommen und stellen die größte Unsicherheit bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte am freien Neutron dar. Die Abb. 16 zeigt den so berechneten Wirkungsquerschnitt für die Reaktion  $\gamma + n \rightarrow p + \pi^-$  für Photonenenergien zwischen 0.2 und 2.0 GeV.

## Einführung

Die Photoproduktion von Hadronen am Neutron ist interessante Vergleiche mit den entsprechenden Reaktionen am Proton zu. Viele solcher Reaktionen am Proton und Neutron kann man durch Vorzeichenumkehr der dritten Komponente des Isospins aller Hadronen ineinander überführen. Das gilt beispielsweise für die Reaktionen  $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$  und  $\gamma + n \rightarrow p + \pi^-$ . Die Wirkungsquerschnitte für diese Reaktionen sollten gleich sein, wenn das Photon einen definierten Isospin hätte. Die beobachteten Unterschiede lassen sich auf eine Interferenz der Amplituden für isoskalare und isovektorielles Photonen zurückführen (10c).

Da es kein Target mit genügend großer Dichte von freien Neutronen gibt, ist eine Untersuchung der Photoproduktion nur an gebundenen Neutronen möglich. Man verwendet dazu Deuterium als Target. Wegen der geringen Bindungsenergie von 0,00225 GeV kann das Neutron im Deuteron als quasifrei betrachtet werden. In erster Näherung besteht der Unterschied zum freien ruhenden Neutron nur in der Fermibewegung des gebundenen Neutrons. Das Proton des Deuterons nimmt an der Reaktion nicht teil (Spektralmodell).

Diese Näherung wird bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte am Neutron ausgenutzt, und der Einfluß des Protons durch Korrekturen berücksichtigt.

Bei hohen Photonenergien gibt es bisher nur wenige Messungen der Photoproduktion am Neutron (12a, b). Deshalb wurde mit der 35 cm-Blassenkammer am Deutschen Elektronensynchrotron ein Experiment begonnen, das mit einer hohen Statistik ( $3 \cdot 10^6$  Bilder) die Photoproduktion in Deuterium bei Photonenergien bis zu 5,3 GeV beobachten soll.

Die Auswertung dieses Experiments wird in einer Kollaboration der Physikalischen Institute in Aachen, Berlin (Zeuthen), Bonn, Hamburg, Heidelberg und München (Max-Planck-Institut) vorgenommen (1e).

Die Blasenkammer eignet sich besonders gut zur Untersuchung von Endzuständen mit mehreren geladenen Teilchen. Spektatorprotonen sind hier im Gegensatz zu vielen Zählerexperimenten bis hinunter zu Impulsen von 0,090 GeV/c meßbar. Neben Reaktionen am Neutron treten auch Photoproduktion an quasi-freien Protonen und die kohärente Produktion am Deuteron auf. Aus der Analyse der letzten Reaktion erwartet man interessante Aufschlüsse über eine diffraktive Erzeugung der Vektormesonen. Die Vielzahl von möglichen Endzuständen erschwert jedoch ihre eindeutige Identifizierung. Beispielsweise kann man nicht vorhersagen, wie gut Reaktionen am Neutron vom Typ  $\gamma + d \rightarrow p_s + p + \pi^+ (+ \pi^0)$  oder  $\gamma + d \rightarrow p_s + \pi^+ + \pi^- + n_s$  <sup>Reaktionen</sup> am Proton vom Typ  $\gamma + d \rightarrow p + \pi^+ + \pi^- + n_s + (\pi^0)$  und am Deuteron vom Typ  $\gamma + d \rightarrow d + \pi^+ + \pi^- + (\pi^0)$  voneinander getrennt werden können. (Das Spektatornukleon hat den Index s). Eine Möglichkeit zur Untersuchung von Fehlzuordnungen bietet das Monte-Carlo-Programm FAKE. Es simuliert vorgegebene Ereignisse in der Blasenkammer, die vom Kinematikprogramm GRIND wie experimentell gemessene Ereignisse rekonstruiert werden. Wir haben das Programm FAKE für Ereignisse in Deuterium so erweitert, daß es eine Bewegung des Targets berücksichtigen kann. Die rekonstruierten FAKE-Ereignisse ergeben dann Korrekturen auf die Mehrdeutigkeit von Endzuständen nach GRIND. Diese Korrekturen werden bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten benutzt.

Im ersten Abschnitt dieser Arbeit wird das experimentelle Verfahren zur Beobachtung der Photoproduktion in Deuterium beschrieben. Im zweiten Teil wird ein Verfahren zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten bei bewegten Targets entwickelt. Der dritte Teil behandelt die Korrekturen zu den Wirkungsquerschnitten. Zum Abschluß wird anhand der FAKE-Ergebnisse für die Reaktionen  $\gamma + d \rightarrow p + p + \pi^-$ ,  $\gamma + d \rightarrow p + p + \pi^+ + \pi^0$ , sowie  $\gamma + d \rightarrow d + \pi^+ + \pi^-$ ,  $\gamma + d \rightarrow d + \pi^+ + \pi^0$  und  $\gamma + d \rightarrow p + n + \pi^+ + \pi^-$  die Identifizierung der Reaktionen  $\gamma + d \rightarrow p + p + \pi^-$  und  $\gamma + d \rightarrow d + \pi^+ + \pi^-$  genauer untersucht. Das Verfahren zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten wird auf die Reaktion  $\gamma + d \rightarrow p + p + \pi^-$  angewendet.

## 1. Experimenteller Aufbau

### 1.1. Photonenstrahl und Blasenkammer

Zur Beobachtung der Photoproduktion in Deuterium wurde durch Bremsstrahlung von monoenergetischen Elektronen ein Photonenstrahl erzeugt und in die 85 cm-Blasenkammer am Deutschen Elektronensynchrotron geleitet. Die maximale Energie des Photonenstrahls lag bei 5,3 GeV. Die Blasenkammer war mit flüssigem Deuterium gefüllt, das bei einer Temperatur von 31°K eine Dichte von 0,136 g/cm<sup>3</sup> hatte.

Der Aufbau der Strahlführung und der Blasenkammer, sowie das Beobachtungssystem mit den drei Kameras entsprechen grundsätzlich der Anordnung im Experiment zur Untersuchung der Photoproduktion in einer Wasserstoffblasenkammer ( $\gamma$ p-Experiment) (1a-d).

### 1.2. Auswerteverfahren

Zur Auswertung dieses Deuteriumexperimentes benutzte man im wesentlichen die gleichen Verfahren wie beim Wasserstoffexperiment (1b-d). Die Besonderheiten des Deuteriumexperimentes wurden im Auswertegang berücksichtigt und sollen im folgenden beschrieben werden.

#### 1.2.1. Mustern der Bilder

Alle Bilder wurden auf Ereignisse durchmustert, die Photoproduktion von Hadronen am Neutron oder Deuteron zeigen. Ereignisse mit nur einem auslaufenden Teilchen ohne Seitsame Teilchen werden nicht ausgewertet. Gemessen wurden Ereignisse mit (1) einer geraden Anzahl von auslaufenden Spuren (unsichtbare Spektator- oder Deuteronspur),

(2) einer ungeraden Anzahl ( $\geq 3$ ) von auslaufenden Spuren, von denen mindestens eine zu einem Teilchen mit einem Impuls  $p < 0.400 \text{ GeV/c}$  gehört (sichtbare Spektator- oder Deuteronspur).

Spuren mit einer Länge  $l < 2 \text{ mm}$  werden als nicht sichtbar behandelt (Protonen mit projiziertem Impuls  $p_{\text{proj}} < 0.096 \text{ GeV/c}$ , Deuteronen mit  $p_{\text{proj}} < 0.160 \text{ GeV/c}$ ). Durch (1) und (2) sollen Ereignisse am Proton ausgeschlossen werden.

### 1.2.2. Geometrische und kinematische Rekonstruktion

Die Spuren aller zu messenden Ereignisse werden in den drei vorhandenen Projektionen ausgemessen. Mit diesen Meßdaten bestimmt das Geometrieprogramm WELAGA-360 (2) für jede Spur die Krümmung  $1/R$ , den Dipwinkel  $\lambda$  und den Azimuthwinkel  $\phi$ , sowie deren Fehler. Das Kinematikprogramm GRIND-360 ordnet den einzelnen Spuren Teilchenmassen zu (Hypothese) und kann dann mit Hilfe der Spurparameter  $1/R$ ,  $\lambda$ ,  $\phi$  die Impulse am Erzeugungspunkt berechnen. Bei Hypothesen ohne auslaufendes neutrales Teilchen (elastische oder 3-C-Hypothesen) werden diese Impulse anschließend in einem Anpassungsverfahren nach kleinstem  $\chi^2$  noch verbessert. GRIND akzeptiert eine Hypothese, wenn Impuls- und Energiesatz innerhalb von Fehlergrenzen erfüllt sind.

Ist bei einer Hypothese mit auslaufendem Deuteron oder Spektatorproton deren Spur nicht sichtbar, so wird ein Deuteron bzw. Proton mit einem Impuls von  $p_x = p_y = 0.0 \pm 0.030 \text{ GeV/c}$ ,  $p_z = 0.0 \pm 0.041 \text{ GeV/c}$ , - also  $|\vec{p}| = 0.0 \pm 0.056 \text{ GeV/c}$  -, den auslaufenden Teilchen hinzugefügt (3). Bei elastischen Hypothesen wird dieser Impuls im Anpassungsverfahren befriedigend genau auf den richtigen Wert angepaßt (siehe Abb. 12). Bei Hypothesen mit auslaufendem neutralem Teilchen (inelastische oder 0-C-Hypothesen) ist eine solche Anpassung nicht möglich, und der Impuls behält den Anfangswert 0.



Tab. 1 zeigt alle Hypothesen, mit denen GRIND eine Anpassung versucht.

Anzahl der geladenen Teilchen im Endzustand	Endzustand
3	$dv^+ w^- (w^0)$ $ppw^- (w^0)$ $pv^+ w^- n$ $dk^+ k^-$
5	$dv^+ w^- w^+ w^- (w^0)$ $ppw^+ w^- w^- (w^0)$ $pv^+ w^+ w^- w^- n$
7	$dv^+ w^+ w^+ w^- w^- w^- (w^0)$ $ppw^+ w^+ w^- w^- w^- (w^0)$ $pv^+ w^+ w^+ w^- w^- w^- n$

Tab. 1 Liste der von GRIND durchgerechneten Hypothesen. Neben der Hypothese ohne  $w^0$  wird stets die Hypothese mit  $w^0$  versucht.

## 2. Wirkungsquerschnitte am Neutron

### 2.1. Spektatormodell

Bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte für die Photoproduktion am Neutron wird das Spektatormodell benutzt. D.h. man vernachlässigt zunächst den Einfluß des Protons auf die Reaktion am Neutron. Das Neutron erscheint als quasifreies Teilchen mit einer Impulsverteilung  $\frac{dN}{dp}$ , die der der Fermibewegung im Deuteron entspricht. Da das Proton an der Reaktion nicht beteiligt ist (Spektator), sollte sein Impuls im Laborsystem nach der Reaktion dieselbe Verteilung  $\frac{dN}{dp}$  zeigen, wie vor der Reaktion. Nach Hulthén ist  $\frac{dN}{dp} \sim p^2 \left( \frac{1}{\alpha^2 + p^2} - \frac{1}{(\alpha + p)^2 + p^2} \right)^2$  (Gl. 4)

mit  $\alpha = 0.0457 \text{ GeV}/c$  und  $\mu = 0.214 \text{ GeV}/c$  (6). Abb. 1 zeigt, daß die experimentelle Verteilung angenähert mit einer Hulthénverteilung übereinstimmt. Die Winkelverteilung des Spektators im Laborsystem zeigt Abb. 2. Die Winkelverteilung des Protons im Deuteron sollte isotrop sein. Die tatsächlich beobachtete Anisotropie des Spektatorprotons kann mit der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Bewegungsrichtung des Neutrons erklärt werden (s. Kap. 2.3). Eine theoretische Begründung für das Spektatormodell gibt das Verfahren der Impulsapproximation von Chew (Sa-h), (7).

## 2.2. Berechnungsverfahren für Wirkungsquerschnitte

### 2.2.1. Allgemeines Verfahren

Nach geeigneter Berücksichtigung der Targetbewegung konnte das Berechnungsverfahren für die Wirkungsquerschnitte am Neutron vom  $\gamma p$ -Experiment übernommen werden. Die Änderungen im Verfahren werden im folgenden beschrieben.

Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_0(dE)$  für eine Reaktion in einem Energieintervall  $dE = (E, E + dE)$  der eintreffenden Teilchen ist

$$\sigma_0(dE) = \frac{dN(E)}{d\rho_B(E) \rho_T F} \cdot \frac{1}{VT} \quad (Gl. 1)$$

Sei  $E$  die Energie des Strahlteilchens. Dann ist  $dN(E)$  die Anzahl der Reaktionen und  $d\rho_B(E)$  die Anzahl der Strahlteilchen mit  $E$  in  $dE$  pro Volumeneinheit;  $\rho_T$  die Anzahl der Targetteilchen pro Volumeneinheit;  $VT$  das Beobachtungsvolumen  $V$  mal -zeit  $T$ ;  $F = \frac{1}{EE_T} ((p_B p_T)^2 - p_B^2 p_T^2)^{1/2}$  ist ein kinematischer

Faktor.  $F$  stimmt mit dem Betrag der Geschwindigkeitsdifferenz  $|\vec{v} - \vec{v}_T|$  zwischen Strahl und Target überein, falls  $\vec{v}$  und  $\vec{v}_T$  kollinear sind ( $\vec{v} \times \vec{v}_T = 0$ ) (s. Anhang 2).

$\underline{p} = (E, \vec{p})$  und  $\underline{p}_T = (E_T, \vec{p}_T)$  sind die Viererimpulse von Strahl und Target.

Für ein größeres Intervall  $\Delta E = (E, E + \Delta E)$  wird ein mittlerer Wirkungsquerschnitt

$$\sigma(\Delta E) = \frac{1}{\Delta E} \int_{\Delta E} \sigma_0(dE) dE \quad \text{definiert.}$$

Wählt man  $dE$  so klein, daß höchstens ein Ereignis mit  $E$  in  $(E, E + dE)$  liegt, so gilt

$$\sigma(\Delta E) = \frac{1}{VT} \int \frac{1}{d\rho_B(E) \rho_T F} \quad (Gl. 2)$$

Dabei ist über alle Ereignisse zu summieren, bei denen die Strahlenergie  $E$  in  $\Delta E$  liegt. Als mittlere Dichte der Strahlteilchen  $d\rho_B(E)$  wird der Wert  $\frac{d\rho_B}{dE} \Delta E$  genommen.  $\frac{d\rho_B}{dE}$  bestimmt man mit dem bekannten Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion von Elektronenpaaren über das Energiespektrum dieser Paare.

Die Paare werden am ruhenden Deuteron erzeugt.

Bei diesem Verfahren kann nach (Gl. 2) die Bewegung des Targets leicht berücksichtigt werden. Man muß nur den

Term  $\frac{1}{\rho_B(E) \rho_T}$  für jedes Ereignis neu berechnen. Der Impuls  $\vec{p}_T$  des Targetteilchens ist gleich dem entgegengesetzten Impuls  $\vec{p}_S$  des Spektators.

Bei inelastischen Hypothesen mit unsichtbarem Spektator ist dieser Impuls nicht bekannt ( $\vec{p}_S = 0$ ). Für diese Ereignisse muß über die Impulsverteilung des Targets ein gemittelter Term berechnet werden.

### 2.2.2. Bestimmung von $\frac{dn_B}{dE}$

Auf jedem hundertsten Bild werden alle Elektronenpaare gezählt und die zugehörige Photonenergie  $E$  bestimmt. Aus der Anzahl der Paare  $\Delta N_p(E)$  in einem Photonenergieintervall  $\Delta E = (E, E + \Delta E)$  und dem bekannten Paarwirkungsquerschnitt  $\sigma_p(\Delta E) = \frac{1}{\Delta E} \int_{\Delta E} \sigma_p(dE) dE$  bestimmt man eine Funktion

$$G(\Delta E) = \frac{\frac{\Delta N_p(E)}{\Delta E}}{\sigma_p(\Delta E)} \cdot (E + \frac{\Delta E}{2})$$

Nach dem Glätten dieser Funktion erhält man ein

$$G(E) = \frac{\frac{dN_p(E)}{dE}}{\sigma_p(dE)} \cdot E$$

Aus  $\sigma_p(dE) = \frac{dN_p(E)}{dn_B(E) \cdot \rho_T} \cdot \frac{1}{VT}$  ergibt sich der Zusammenhang

zwischen  $dn_B(E)$  und  $G(E)$  zu  $\frac{dn_B(E)}{dE} = Z \cdot n_p \frac{1}{F(E)} \cdot \frac{1}{\rho_T VT} \quad (Gl. 3)$

Dabei wurde  $F(E) = \frac{Z \cdot n_p \cdot E}{G(E)}$  gesetzt (Flußfunktion).

$n_p$  ist die Anzahl der Paare pro Bild,  
 $Z$  ist die Gesamtzahl der Bilder.

### 2.2.3. Wirkungsquerschnitte im Neutron- und $\gamma$ -Ruhsystem

Die Darstellung der Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Photonenergie  $E$  im Laborsystem (Deuteronruhsystem) ist wenig sinnvoll, da die Gesamtenergie des  $\gamma$ -Systems von  $E$  und der jeweiligen Bewegung des Targets  $n$  abhängt. Deshalb wurden die Wirkungsquerschnitte im Neutronruhsystem in Abhängigkeit von der Photonenergie  $E^*$  in diesem System bestimmt. Die Gesamtenergie  $M = (m_n \cdot \Delta n_n + E^*)^{1/2}$  des  $\gamma$ -Systems ist hier nur noch von  $E^*$  abhängig.  $m_n$  ist die Ruhmasse des Neutrons.

Der so berechnete Wirkungsquerschnitt läßt sich ohne Kenntnis der Targetbewegung im  $\gamma$ -Ruhsystem in Abhängigkeit von der Gesamtenergie  $M$  darstellen.

Für eine unabhängige Berechnung dieser beiden Darstellungen ist der Summenterm in (31.2) für jedes Ereignis in das jeweilige System zu transformieren. Die Rechnung in Anhang 2 ergibt für das Targetruhsystem ( $E^*$ )

$$\sigma(\Delta E^*) = \frac{1}{Z \cdot n_p \cdot \Delta E^*} \sum F(E) \cdot \gamma_T \quad (Gl. 4)$$

und für das  $\gamma$ -Ruhsystem ( $M$ )

$$\sigma(\Delta M) = \frac{1}{Z \cdot n_p \cdot \Delta M} \sum F(E) \cdot \frac{E}{M} \quad (Gl. 5)$$

Summiert wird über alle Ereignisse, bei denen  $E^{\pi}$  bzw.  $M$  im vorgegebenen Intervall  $(E^{\pi}, E^{\pi} + \Delta E^{\pi})$  bzw.  $(M, M + \Delta M)$  liegen. Seien  $\underline{p}_T = (E_T, \vec{p}_T)$  und  $\underline{p} = (E, \vec{p})$  die Viererimpulse von Target- bzw. Strahlteilchen im Laborsystem. Dann ist  $\gamma_T = \frac{E_T}{m_T}$ ,  $m_T =$  "off-shell" Masse des Targets.  $M = 2E \sqrt{E_T + m_T^2 - 2\vec{p}_T \cdot \vec{p}}$  ist die Gesamtenergie des Target-Strahl-Systems.

Eine Vernachlässigung der Fermibewegung ergibt eine Verschmälerung der Wirkungsquerschnitte bezüglich der Strahlenergie ( $\delta$ ).

### 2.3. Winkelverteilung der Spektatorprotonen

Wegen des kinematischen Faktors  $F$  im Wirkungsquerschnitt (Gl. 1) ergibt sich im Laborsystem eine Anisotropie in der Winkelverteilung der Spektatorprotonen. Es werden bevorzugt Neutronen getroffen, die sich entgegen der Strahlrichtung bewegen. Bei einer isotropen Verteilung des Neutrons im Deuteron gibt es dann mehr Spektatorprotonen in Strahlrichtung. Nach (Gl. A2) ist  $F = (1 - \beta_T \cos \theta_T)$ . Mit den Bezeichnungen von 2.2. gilt dann  $dN \sim n_0 \cdot F \, d\cos \theta_T (1 - \beta_T \cos \theta_T) d\cos \theta_T$ . (Gl. 6a)

Sei  $\theta_s$  der Winkel des Spektators gegen den Strahl, dann ist

$$\frac{dN}{d\cos \theta_s} = \frac{1}{2} (1 + \beta_T \cos \theta_s) \quad (\text{Gl. 6})$$

bei Normierung auf  $\int_{-1}^{+1} \frac{dN}{d\cos \theta} d\cos \theta = 1$ .

Die gefundene experimentelle Winkelverteilung ist hiermit verträglich (Abb. 2).

### 3. Allgemeine Korrekturen zu den Wirkungsquerschnitten

#### 3.1. Verluste beim Mustern und bei der Rekonstruktion

Auf Verluste von Ereignissen beim Mustern wurde über das zweifache unabhängige Durchmusterung der Bilder korrigiert. Korrekturen auf Ereignisse, die von ihrer Geometrie her leicht zu übersehen sind, wurden gesondert bestimmt. In der Reaktion  $\gamma+d \rightarrow p+p+\pi^-$  sind das beispielsweise Ereignisse, bei denen  $p$  und  $\pi^-$  in der Bildebene übereinander liegen. Ferner wurden Verluste an Ereignissen berücksichtigt, die schlecht meßbar waren ("Unmeßbare") oder die kinematisch nicht rekonstruiert werden konnten ("Nofits").

Bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte beschränkt man sich auf Ereignisse mit Spektatorimpuls  $p_s < 0.3 \text{ GeV}/c$ , wodurch weitgehend Ereignisse am Proton ausgeschlossen wurden. Der Verlust an Ereignissen mit  $p_s > 0.3 \text{ GeV}/c$  wurde berücksichtigt.

In den Reaktionen  $\gamma+d \rightarrow p+p+\pi^-$  und  $\gamma+d \rightarrow p+p+\pi^-\pi^0$  mußte noch auf Ereignisse korrigiert werden, bei denen beide Protonen nicht sichtbar sind. Diese Ereignisse wurden schon beim Mustern ausgeschlossen, da sie kinematisch nicht eindeutig rekonstruierbar sind.

#### 3.2. Fehlanpassungen bei der kinematischen Rekonstruktion

(GRIND)

##### 3.2.1. Das Monte-Carlo-Programm FAKE

Die gefundenen Ereignisse können nicht beliebig genau ausgemessen werden. Deshalb kann GRIND einem Ereignis mehrere Hypothesen oder aber keine Hypothese zuordnen. Die Art und Anzahl derartiger Fehlanpassungen können mit dem Monte-Carlo-Programm FAKE untersucht werden (9a).

FAKE simuliert Blasenkammergeignisse und liefert für jede sichtbare Spur die Parameter  $1/R, \lambda$  und  $\phi$  mit simulierten Fehlern als Eingabe für GRIND. Die Simulation dieser Größen wurde in der Hamburger FAKE-Fassung der Spurrekonstruktion des Geometrieprogramms WELAGA angepaßt (9b).

Zur Prüfung von GRIND erzeugt man mit FAKE Ereignisse eines

definierten Typs und sieht nach, was für Anpassungen GRIND dafür findet.

### 3.3.7. FAKE für Ereignisse am Neutron

Die bisherigen Fassungen von FAKE waren nur geeignet für Ereignisse, bei denen eine Bewegung des Targets vernachlässigt werden konnte. Für nichtkohärente Ereignisse am Deuteron wurde FAKE so abgeändert, daß die Bewegung eines freien Targetteilchens berücksichtigt wird und eine Spaktatorspur simuliert werden kann.

Nach der Erzeugung eines Strahlimpulses  $\vec{p}_B$  im Laborsystem wird der Impuls  $\vec{p}_T$  des Targets erzeugt (s. Anhang 1.1). Er erhält im Laborsystem eine Hulthénverteilung

$$\frac{dN}{dp_T} \sim p_T^2 \left( \frac{1}{(a^2 + p_T^2)^2} - \frac{1}{(a+b)^2 + p_T^2} \right)^2 \quad \text{und eine Winkelverteilung}$$

nach (Gl. 6a)  $dN/d\cos\theta_T \sim (1 - \beta_T \cos\theta_T)$ .

$\theta_T$  ist der Winkel von  $p_T$  gegen die Strahlrichtung,  $a$  und  $b$  sind Konstanten.  $\beta_T = p_T/E_T$ , wobei  $E_T$  die Energie des Targetnukleons ist.

Der Winkel  $\phi$  in der Normalenebene zum Strahl bekommt eine isotrope Verteilung.

Das Spaktatornukleon hat den Impuls  $\vec{p}_S = -\vec{p}_T$ , zeigt also in  $p_S$  und  $\phi$  dieselbe Verteilung.

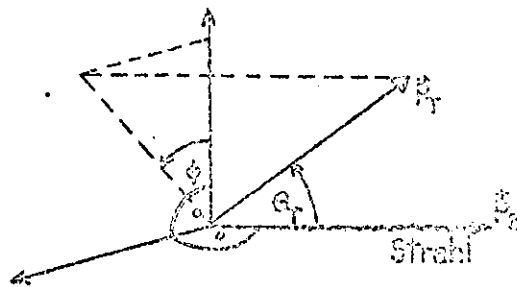
Gegenüber ist  $dN/d\cos\theta_S \sim (1 + \beta_T \cos\theta_S)$ .

Die Energie  $E_T$  des Targetnukleons wird aus der Gleichung

$$m_B = E_T \cdot \left( m_S^2 + p_S^2 \right)^{1/2} \quad \text{berechnet.}$$

$m_B$  ist die Masse des Deuterons,  $m_S$  die Masse des Spaktators. Die Masse  $m_T$  des Targets ist dann kleiner als seine Ruhmasse  $m_0$ . Einen Überblick über die Größe dieser Verschiebung  $\Delta m = m_T - m_0$  gibt die folgende Tabelle:

$p_S$ (GeV/c)	0.	0.2	0.4
$\Delta m$ (GeV $\cdot$ c <sup>2</sup> )	-0.002	-0.045	-0.100





Damit benutzen FAKE und GRIND dieselben Erhaltungssätze

$$E_B + m_D = E_S = \sum E(\text{auslaufende Teilchen}) \quad \text{und} \\ \vec{p}_B = \vec{p}_S = \sum \vec{p}(\text{auslaufende Teilchen}), \quad (\text{ohne Spektator})$$

Dabei ist  $E_B$  die Strahlenergie.

Die Gesamtenergie  $M = \left[ (E_B + E_T)^2 - (\vec{p}_B + \vec{p}_T)^2 \right]^{1/2}$  des Gesamtschwerpunktsystems liegt jetzt fest. Von ihr hängt die Phasenraumverteilung der auslaufenden Teilchen ab, deren Impulse im Gesamtschwerpunktsystem erzeugt werden. Eine geeignet abgeänderte Lorentztransformation (s. Anhang 1.3) transformiert diese Impulse ins Laborsystem.

Das Spektatornukleon wird erst jetzt hinzugefügt. Bei der anschließenden Simulation der Spurparameter und deren Fehler wird es dann als auslaufendes Teilchen behandelt.

Nach dem Spektatormodell sollten mit diesen Änderungen im FAKE-Programm die nichtkohärenten Ereignisse am Deuteron realistisch erfaßt werden.

### 3.2.3 Entschieden der FAKE-Hypothesen

Die von GRIND akzeptierten Hypothesen entschied ein für FAKE-Ereignisse abgeändertes Programm AUTDEC.

Angenommen wird jede Hypothese, die der erzeugten Massenkombination entsprach. Andere Hypothesen werden nur angenommen, wenn die Ionisation aller ihrer Spuren von denen der erzeugten FAKE-Hypothese nicht unterscheidbar ist. Zwei Ionisationen  $I_1$  und  $I_2$  galten als unterscheidbar, falls galt

$$|I_1 - I_2| = 0.4 + (\text{Min}(I_1, I_2) - 1)^2 \quad \text{und} \quad \text{Min}(I_1, I_2) < 4.0.$$

Dieses Kriterium unterschätzt etwas das Unterscheidungsvermögen des Auges. Dazu siehe Abb. 3.

### 3.3. Einfluß des Spektators auf die Reaktion am Neutron

Das oben beschriebene Verfahren zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts  $\sigma(\gamma d \rightarrow pp \bar{\nu})$  am quasi-freien Neutron im Deuteron benutzte das Spektatormodell. Um damit den Wirkungsquerschnitt  $\sigma(\gamma n \rightarrow p \bar{\nu})$  am freien Neutron zu erhalten, muß auf den Einfluß des zusätzlichen Protons korrigiert werden. Es bewirkt hauptsächlich

- (a) Interferenzeffekte der Photoproduktionsamplituden (spin-flip und nonspin-flip) und Austauschwechselwirkung der beiden Protonen im Endzustand (10a-c),
- (b) Glauberkorrekturen (10a-c),
- (c) Coulombwechselwirkungen im Endzustand (11).

Die Korrektur wurde über das experimentell bekannte Verhältnis  $R_+ = \sigma(\gamma p \rightarrow n \pi^+) / \sigma(\gamma d \rightarrow n n \pi^+)$  (10b, 12) vorgenommen. Bis auf Coulombeffekte, -die nur bei kleinen Impulsüberträgen vom Photon auf das auslaufende Pion groß werden (11) -, sollte  $R_+$  gleich  $R_- = \sigma(\gamma n \rightarrow p \bar{\nu}) / \sigma(\gamma d \rightarrow pp \bar{\nu})$  sein.

Dann gilt  $\sigma(\gamma n \rightarrow p \bar{\nu}) = \frac{\sigma(\gamma d \rightarrow n n \pi^+)}{\sigma(\gamma d \rightarrow n n \pi^+) + \sigma(\gamma d \rightarrow pp \bar{\nu})}$ .

Eingehendere Analysen der Effekte (a) - (c) fehlen jedoch noch, so daß diese Korrekturen die größte Unsicherheit bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte am freien Neutron ausmachen.

Bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte über eine Chew-Low-Extrapolation fallen die Korrekturen (a) und (b) weg. Es wäre aber noch die Größe der Fehler zu untersuchen, die bei der Ausführung der Extrapolation auftreten (13a-c).

## 4. Korrekturen der Wirkungsquerschnitte für einzelne Reaktionen

### 4.1. Test von FAKE für die Reaktion $\gamma d \rightarrow p + p + \pi^-$

Wie realistisch FAKE nichtkohärente Ereignisse am Deuteron simuliert, wurde zunächst an 500 FAKE-Ereignissen vom Typ  $\gamma d \rightarrow p + p + \pi^-$  untersucht. Die Photonenergie lag bei 0.3 GeV. Für den Meßfehler in der Projektionsebene wurden 80  $\mu$  angenommen.

Die Verteilung von  $M_Y^2 = (\sum \underline{p}_{out} - \underline{p}_D)^2$  mit

$\sum \underline{p}_{out}$  = Summe der Viererimpulse aller geladenen auslaufenden Teilchen,

$\underline{p}_D$  = Viererimpuls des Deuterons

gibt die Abweichung von Impuls- und Energieerhaltung an.

Bei Impuls- und Energieerhaltung ist  $\sum \underline{p}_{out} = \underline{p}_D + \underline{E}_\gamma$ , also  $M_Y$  gleich der Photonruhmasse. Wegen der Meßungenauigkeiten ist  $M_Y^2$  jedoch um 0 verteilt. Übereinstimmung der  $M_Y^2$ -Verteilungen von FAKE und Experiment heißt dann, daß FAKE die Meßfehler und die Spurkonstruktion realistisch simuliert.

(Abb. 4,5) zeigen die  $M_Y^2$ -Verteilungen getrennt für Ereignisse mit und ohne sichtbares Spektatorproton. Die Mittelwerte  $\overline{M_Y^2}$  und Halbwertsbreiten  $\Delta M_Y^2$  für nicht sichtbares Spektatorproton sind

$$\overline{M_Y^2} = \begin{cases} -0.005 \pm 0.018 \text{ (GeV}^2\text{)} & 0.015 \text{ (GeV}^2\text{)} \\ -0.004 \pm 0.056 \text{ (GeV}^2\text{)} & 0.012 \text{ (GeV}^2\text{)} \end{cases} \text{ und } \Delta M_Y^2 = \begin{cases} 0.015 \text{ (GeV}^2\text{)} \\ 0.012 \text{ (GeV}^2\text{)} \end{cases}$$

und für sichtbares Spektatorproton

$$\overline{M_Y^2} = \begin{cases} -0.0006 \pm 0.0055 \text{ (GeV}^2\text{)} & 0.036 \text{ (GeV}^2\text{)} \\ -0.0014 \pm 0.0032 \text{ (GeV}^2\text{)} & 0.035 \text{ (GeV}^2\text{)} \end{cases} \text{ und } \Delta M_Y^2 = \begin{cases} 0.036 \text{ (GeV}^2\text{)} \\ 0.035 \text{ (GeV}^2\text{)} \end{cases}$$

Die Werte für die FAKE-Ereignisse sind zuerst genannt. Die Verteilungen weichen wenig voneinander ab.

Für Ereignisse ohne sichtbaren Spektator ist in  $\sum \underline{p}_{out}$  der Dreierimpuls des Spektators noch  $\vec{p}_S = 0$ . Dann gilt mit  $E = \sum E_{out} = m_D + E_S$  und  $\vec{p} = \sum \vec{p}_{out} = \vec{p}_S$ , daß  $M_{0Y}^2 = (E + m_S)^2 - \vec{p}^2$  ist. Dabei ist  $\underline{p}_S = (E_S, \vec{p}_S)$  der wahre Viererimpuls des Spektators und  $m_S$  seine Masse. Mit diesem wahren  $\underline{p}_S$  ergibt sich ein

$$M_Y^2 = (E + E_S)^2 - (\vec{p} + \vec{p}_S)^2$$

Die Differenz ist dann  $\Delta M_Y^2 = M_{0Y}^2 - M_Y^2$ , also

$$\Delta M_Y^2 = -2(E_S - m_S)(E + m_S) - (E_S - m_S)^2 + 2\vec{p}\vec{p}_S + \vec{p}_S^2.$$

Setzt man  $E_S - m_S = \frac{1}{2} \frac{\vec{p}_S^2}{m_S}$ , sowie  $E + m_S = E_Y$  und  $|\vec{p}_Y| = E_Y$  dann gilt bei Vernachlässigung von  $(E_S - m_S)^2$  mit  $\vec{p} = \vec{p}_Y - \vec{p}_S$

$$\Delta M_Y^2 = - \vec{p}_S^2 \left(1 + \frac{E_Y}{m_S}\right) + 2 E_Y p_S \cos \theta_S$$

$\theta_S$  ist der Winkel zwischen Spektator und Strahl.

Das bewirkt wegen der Hülthénverteilung von  $|\vec{p}_S|$  eine Verschmierung und eine systematische Verschiebung des Mittelwertes auf  $\overline{M_Y^2} = -0.0035$  bei  $E_Y = 0.3$  GeV. (Abb. 6) zeigt als zweidimensionale Verteilung diese Abhängigkeit der  $M_Y^2$ -Verteilung vom Spektatorimpuls.

Die Übereinstimmung in der kinematischen Anpassung für Experiment und FAKE wird mit Hilfe der  $\chi^2$ -Verteilungen geprüft. (Abb. 7,8) zeigen diese Verteilungen. Sie lassen auf eine realistische Verteilung der Fehler in den Spurparametern  $1/R, \lambda, \phi$  schließen.

Bei Ereignissen mit nicht sichtbarem Spektator überwiegt wegen der großen Fehler  $\Delta p$  der Boltrag der Spektatoren, so daß

$$\chi^2 \sim \frac{\vec{p}_S^2}{(\Delta p_{SZ})^2} \quad \text{wird. (Abb. 9a, 9b) zeigen dies. In beide}$$

Abbildungen wurde zur Demonstration dieses Sachverhalts eine

Parabel  $x^2 = \left(\frac{|\vec{p}_S|}{0.04}\right)^2$  eingetragen.

(Abb. 9b) enthält auch Ereignisse mit sichtbarem Spektator, um die unterschiedliche Verteilung zu zeigen.

Die Simulation des Spektatorprotons wurde gesondert untersucht. (Abb. 10, 11) zeigen die Verteilung des Impulsfehlers  $\Delta p_S$  in Abhängigkeit vom Impuls  $|\vec{p}_S|$  des Spektators. Die natürlichen Fehler zeigen eine etwas größere Streuung als die von FAKE simulierten Fehler. Die vorgegebene Hülthénverteilung wird nach Abb. 12 von FAKE sehr gut angenähert.

Der Impuls der nicht sichtbaren Spektatorprotonen wird bis auf etwa  $\pm 0.015$  GeV/c an die simulierten Werte angepaßt (Abb. 13). Eine leichte Verschiebung zu kleineren Werten ist jedoch erkennbar. Im Experiment ist derselbe Effekt zu beobachten (Abb. 1).

Auf Grund dieser Vergleiche scheint FAKE Ereignisse mit Spektator ausreichend realistisch zu simulieren, so daß damit Korrekturen durch kinematische Feilanpassungen von GRIND untersucht werden können.

#### 4.2 Korrekturen bei den Reaktionen $yd \rightarrow p_S p \pi^-$ und $yd \rightarrow p_S p \pi^- \pi^0$

Für die Endzustände  $p_S p \pi^-$  und  $p_S p \pi^- \pi^0$  wurden folgende Ereignisse von FAKE erzeugt.

$p_S p \pi^-$  :

	GRIND-Hypothesen				erzeugte Anzahl $p_S p \pi^-$
	$pp \pi^-$	Nofit	$pp \pi^- \pi^0$	$pp \pi^- \pi^0$	
$E_Y = 0.3 \text{ GeV}$	46.3%	1.2%	*	52.5%	100% (486)

$p_S p \pi^- \pi^0$  :

	GRIND-Hypothesen				erzeugte Anzahl $p_S p \pi^- \pi^0$
	$pp \pi^- \pi^0$	Nofit	$pp \pi^-$	$pp \pi^- \pi^0$	
$E_Y = 0.5 \text{ GeV}$	82.2%	1.2%	0.6%	16.0%	100% (495)

Tab. 2 Angenommene Hypothesen für die von FAKE erzeugten Endzustände  $pp \pi^-$  und  $pp \pi^- \pi^0$ . Die Impulse der auslaufenden Teilchen (außer Spektatorproton) wurden im Gesamtschwerpunktsystem isotrop verteilt.

Tab. 2 zeigt, daß für die erzeugten Ereignisse keine kohärenten Ereignisse am Deuteron angepaßt werden, und nur eine gegenseitige Verseuchung der beiden Endzustände  $pp \pi^-$  und  $pp \pi^- \pi^0$  auftritt.

Weiter tritt im Endzustand  $pp \pi^-$  ein Verlust von 1.2% auf. Da GRIND dann die elastische Hypothese nicht anpassen kann, so verlorenen Ereignisse hätten eine sichtbare Spektatorspur und wurden wegen (zu geringer Wahrscheinlichkeit  $P(\chi^2) < 0.001$  oder  $\chi^2 > 16.25$  von GRIND nicht akzeptiert.

Der Kanal  $pp\pi^- \pi^0$  simuliert die elastische  $pp\pi^-$ -Hypothese in 16% der Fälle. Alle diese Ereignisse haben eine nicht sichtbare Spektatorspur. Anstelle des  $\pi^0$ -Impulses wurde dabei der unbekannteste Spektatorimpuls angepaßt. Diese Anpassung ergibt in ca. 75% der Fälle für den Spektator einen so hohen Impuls, daß er sichtbar gewesen sein müßte.

Durch die Nachanalyse dieser Ereignisse könnte diese Verseuchung des elastischen Kanals verringert werden. Nachuntersuchungen ergaben tatsächlich solche "falschen"  $pp\pi^-$  Ereignisse zu 1.5% aller reinen  $pp\pi^-$  Ereignisse. Die Abb. 14 vergleicht Verteilungen von "falschen"  $pp\pi^-$ -Ereignissen aus Experiment und FAKE. Danach scheint die Reaktion  $\gamma+d+p+p+\pi^-+\pi^0$  diese  $pp\pi^-$ -Ereignisse zu simulieren.

Entscheidet man die übrigen Ereignisse mit einer  $pp\pi^- / pp\pi^- \pi^0$ -Hypothese als  $pp\pi^-$ , so hat man nach den Aussagen von FAKE weniger als 5% der reinen  $pp\pi^- \pi^0$  Ereignisse als falsche  $pp\pi^-$  und einen Verlust von 5%  $pp\pi^- \pi^0$  Ereignissen. Nach den Verzweigungsverhältnissen im Experiment sind das ca. -2% Korrektur an die reinen  $pp\pi^-$  Ereignisse. Zusammen mit Tab. 2 ergeben sich daraus Korrekturen von -1% für den Kanal  $pp\pi^-$  und von +6% für den Kanal  $pp\pi^- \pi^0$  (bei  $E_\gamma = 0.5$  GeV)

Ereignisse mit zwei nicht sichtbaren Protonen werden bei der Musterung nicht erfaßt. Bei den FAKE-Ereignissen  $pp\pi^-$  waren das 3% bei 0.3 GeV und weniger als 0.5% bei 0.8 GeV, bei den  $pp\pi^- \pi^0$  Ereignissen weniger als 1%.

Nach der Hulthén-Verteilung verliert man durch die Beschränkung auf Spektatorimpulse  $p_S < 0.3$  GeV/c 2% der Ereignisse.

Für die Reaktionen  $\gamma+d+p+p+\pi^-$  und  $\gamma+d+p+p+\pi^-+\pi^0$  ergeben sich damit insgesamt die folgenden Korrekturen an die Wirkungsquerschnitte:

	$pp\pi^-$	$pp\pi^- \pi^0$
Fehlanspassungen von GRIND	-1 % ± 1 %	+6 % ± 6 %
Verluste beim Mustern	+3 % ± 1.5%	+3 % ± 1.5%
"Unmeßbare" Ereignisse	+1 % ± 1 %	+1 % ± 1 %
Spektatorimpuls $\geq 0.3$ GeV/c	+2 % ± 0.5%	+2 % ± 0.5%
beide Protonen nicht sichtbar	+1.5% ± 1.5%	+1 % ± 1 %
	<hr/>	<hr/>
	+6.5% ± 5.5%	+13 % ± 10 %

Im Experiment wurde stets das langsamere Proton als Spektatorproton genommen. Bei den FAKE-Ereignissen  $\gamma+d+p+p+\pi^-$  bei  $E_\gamma \approx 0.3$  GeV war dies in 4% der Fälle falsch.

### 4.3. Korrekturen für die Reaktion $\gamma+d \rightarrow d+\pi^+\pi^-$

Zur Untersuchung der Korrekturen für die Reaktion  $\gamma+d \rightarrow d+\pi^+\pi^-$  wurden die folgenden FAKE-Ereignisse erzeugt.

$d\pi^+\pi^-$  :

#### GRIND-Hypothesen

$E_\gamma$ (GeV)	A	NoFit	$d\pi^+$	$d\pi^+\pi^0$	$d\pi^+\pi^+$	$d\pi^+\pi^-$	$d\pi^+\pi^+\pi^0$	$d\pi^+\pi^+\pi^-$	$d\pi^+\pi^-\pi^0$	$d\pi^+\pi^-\pi^-$	erzeugte Anzahl
0.75	-	-	33.4	28.3	24.7	-	13.6	0.5	-	0.5	100% (198)
2.0	15	-	14.0	20.0	26.5	4.0	23.5	7.5	-	4.0	100 (199)
4.0	25	-	15.2	25.3	7.6	2.0	7.6	23.8	3.5	14.6	100 (198)
3) 4.0	25	0.3	0.3	0.3	14.7	9.3	9.3	31.0	15.7	18.3	100 (100)

1)    2)    1)    1)    2)    1)

$d\pi^+\pi^0$  :

#### GRIND-Hypothesen

$E_\gamma$ (GeV)	A	NoFit	$d\pi^+\pi^0$	$d\pi^+\pi^+$	$d\pi^+\pi^-$	$d\pi^+\pi^+\pi^0$	$d\pi^+\pi^-\pi^0$	erzeugte Anzahl
0.75	-	1.6	67.2	0.5	28.5	-	1.6	100 (183)
2.0	5	1.5	60.0	0.5	37.5	-	-	100 (199)
4.0	5	2.0	71.5	1.0	16.0	-	9.5	100 (200)

1)    1)

$pn\pi^+\pi^-$  :

#### GRIND-Hypothesen

$E_\gamma$ (GeV)	A	NoFit	$pn\pi^+$	$pn\pi^+\pi^+$	$pn\pi^+\pi^-$	$pn\pi^+\pi^+\pi^0$	$pn\pi^+\pi^-\pi^0$	erzeugte Anzahl
2.0	3	0.5	81.5	-	2.5	5.0	-	100 (200)

2)    1)

**Tab. 3** Angenommene Hypothesen für die von FAKE erzeugten Endzustände  $d\pi^+\pi^-$ ,  $d\pi^+\pi^0$  und  $pn\pi^+\pi^-$ . Bei der Erzeugung erhält der Impulsübertrag  $\vec{k}$  vom Photon auf das Pionsystem eine Verteilung nach  $\exp(-A|\vec{k}|^2)$ . Der Faktor A ist in (GeV/c)<sup>2</sup> angegeben.

Die tatsächlich erzeugten Ereigniszahlen stehen in Klammern. Bei den mit 1) bezeichneten Hypothesen ist die Spektatorspur bzw. Deuteronspur sichtbar, bei 2) nicht sichtbar.

Bei 3) wurde die Reaktion  $\gamma + d \rightarrow d^0 + \pi^+ + \pi^-$  erzeugt; dabei war die Masse  $m_p = 0.760 \text{ GeV} \pm 0.001 \text{ GeV}$ .

Tab.3 sagt aus, daß die Endzustände  $d\pi^+\pi^-$  und  $d\pi^+\pi^-\pi^0$  gut voneinander trennbar sind, da  $d\pi^+\pi^-\pi^0$  nur in 1% der Fälle  $d\pi^+\pi^-$  Ereignisse simulieren. Die Werte von Tab.2 ändern sich bei hohen Energien nur wenig. Dann sind auch die Endzustände  $d\pi^+\pi^-$  und  $pn\pi^+\pi^-$  leicht trennbar, denn die  $pn\pi^+\pi^-$  simulieren keine  $d\pi^+\pi^-$  Ereignisse. Es bleibt noch die gegenseitige Verseuchung der Kanäle  $d\pi^+\pi^-$  und  $pn\pi^+\pi^-$ . Die folgende Tab.4 zeigt diese Verseuchung.

$d\pi^+\pi^-$  :

GRIND-Hypothesen							erzeugte $d\pi^+\pi^-$
$E_\gamma$ (GeV)	A	Notfit	$d\pi^+\pi^-$	$d\pi^+\pi^-\pi^0$	$pn\pi^+\pi^-$	$pn\pi^+\pi^-\pi^0$	
0.75	-	-	61.6	38.4	-	-	100 (198)
2.0	15	-	34.2	61.8	4.0	-	100 (199)
4.0	25	-	40.5	54.0	5.5	-	100 (198)
4.0	25	0.7	1.3	73.0	25.0	-	100 (300)

1)      2)

$pn\pi^+\pi^-$  :

GRIND-Hypothesen							erzeugte $pn\pi^+\pi^-$
$E_\gamma$ (GeV)	A	Notfit	$pn\pi^+\pi^-$	$d\pi^+\pi^-$	$d\pi^+\pi^-\pi^0$	$pn\pi^+\pi^-\pi^0$	
2.0	3	0.5	92.0	0.5	4.5	2.5	100 (200)

1)      2)

**Tab.4** Nachentschiedene Hypothesen für die von FAKE erzeugten Endzustände  $d\pi^+\pi^-$  und  $pn\pi^+\pi^-$  aus Tab.3.

Bis auf die Ereignisse mit  $d\pi^+\pi^-$  und  $pn\pi^+\pi^-$  Hypothese wurde für die erzeugte FAKE-Hypothese entschieden.

Bei sichtbarem Spektatorproton können alle  $d\pi^+\pi^-/pn\pi^+\pi^-$  Ereignisse als  $d\pi^+\pi^-$  Ereignisse genommen werden, da nach Tab.4 unter diesen nur 0.5% der reinen  $pn\pi^+\pi^-$  Ereignisse sind.



Bei nicht sichtbarem Spektator ergab eine Untersuchung der  $pn\pi^+\pi^-$  FAKE-Ereignisse mit der  $d\pi^+\pi^-$  Hypothese, daß zu 80% das Deuteron eine projizierte Reichweite  $R > 0.2$  cm hatte. Es hätte also sichtbar sein müssen.

Nach Abb. 15 wird bei den echten  $d\pi^+\pi^-$  Ereignissen der Impuls eines nicht sichtbaren Deuterons aber sehr genau angepaßt. Das berechtigt dazu, von den  $d\pi^+\pi^-/pn\pi^+\pi^-$  Ereignissen die obigen  $d\pi^+\pi^-$  Ereignisse mit  $R > 0.2$  cm abzutrennen und die übrigen  $d\pi^+\pi^-/pn\pi^+\pi^-$  Ereignisse als  $d\pi^+\pi^-$  Ereignisse zu entscheiden. Dann sind unter den  $d\pi^+\pi^-$  Ereignissen mit nicht sichtbarem Deuteron 1% der reinen  $pn\pi^+\pi^-$  Ereignisse. Nach den Verzweigungsverhältnissen aus dem Experiment ergibt das insgesamt eine Korrektur von  $-8\% \pm 6\%$  an alle  $d\pi^+\pi^-$  Ereignisse.

Die vorliegenden FAKE-Ereignisse sind für zuverlässige Aussagen jedoch noch unzureichend. Insbesondere sollte der Endzustand  $pn\pi^+\pi^-$  bei anderen Photonenenergien untersucht werden.

#### 4.4 Berechnung des Wirkungsquerschnitts für die Reaktion

##### $\gamma + d \rightarrow p\pi^+$ am freien Neutron

Nach Kap. 3.3. wurde der Wirkungsquerschnitt am freien Neutron durch eine Korrektur des Wirkungsquerschnitts am gebundenen Neutron berechnet, die den Einfluß des Spektators auf die Reaktion berücksichtigt. Der Wirkungsquerschnitt am gebundenen Neutron wurde nach dem Verfahren Kap. 2.2.3. bestimmt.

Aus dem gemessenen Verhältnis  $R_\theta = \sigma(\gamma p \rightarrow \pi^+) / \sigma(\gamma d \rightarrow n\pi^+)$  für verschiedene Winkel  $\theta$  bei Photonenenergien zwischen 0.5 und 1.0 GeV (10b) wurden die folgenden Korrekturen entnommen:

$5\% \begin{matrix} +10\% \\ -5\% \end{matrix}$  für  $\theta > 40^\circ$ ,  $10\% \pm 10\%$  für  $40^\circ > \theta > 30^\circ$ ,

$15\% \pm 10\%$  für  $30^\circ > \theta > 20^\circ$ ,  $25\% \pm 15\%$  für  $20^\circ > \theta$ .

$\theta$  ist der Winkel zwischen Photon und Pion im  $\gamma n$ -Ruhssystem.

Abb. 16 zeigt den so berechneten totalen Wirkungsquerschnitt für die Reaktion  $\gamma + n \rightarrow p\pi^+$  am freien Neutron bei Photonenenergien  $E_\gamma$  von 0.2 GeV bis 2.0 GeV im Ruhssystem des Neutrons.

## Anhang:

### A.1. Rechnungen zum FAKE-Programm

Es werden die Berechnungen aufgeführt, die bei der Berücksichtigung der Targetbewegung im FAKE geändert wurden.

$p_B = (\vec{p}_B, E_B)$  und  $p_T = (\vec{p}_T, E_T)$  sind die Viererimpulse von Strahl- und Targetteilchen.

#### A.1.1. Bestimmung des Targetviererimpulses

Die Murthenverteilung  $\frac{dN}{dp_T} = C \cdot p_T \cdot \left( \frac{1}{p_T^2 + \alpha^2} - \frac{1}{p_T^2 + \beta^2} \right)^2$  des Targetimpulses  $p_T$  wurde mit Hilfe zweier Zufallszahlen  $0 < r, s < 1$  erzeugt (14).

$\alpha, \beta$  sind Konstanten mit  $\alpha = 214 \text{ MeV}/c$  und  $\beta = \alpha + v$ , wobei  $v = 35.7 \text{ MeV}/c$  ist.

Die Normierungskonstante  $C = 1 / \left( \frac{dN}{dp_T} \Big|_{p_T = p_{T, \max}} \right)$  ist so berechnet, daß  $\text{Max}(dN/dp_T) = 1$  gilt. Dabei ist dann

$$p_{T, \max} = \left[ -\frac{\alpha^2 + \beta^2}{6} + \left( \left( \frac{\alpha^2 + \beta^2}{6} \right)^2 - \frac{1}{3} \right)^{1/2} \right]^{1/2}$$

Mit den obigen Werten für  $\alpha$  und  $\beta$  ist  $p_{T, \max} = 49 \text{ MeV}/c$ .

$p_T$  wird aus einem vorgegebenen Intervall  $0 < p_T < p_{cut}$

durch  $p_{T1} = p_{cut} \cdot r_1$  gewählt. Ist  $\frac{dN}{dp_T} \Big|_{p_{T1}} < s_1$ , so wird dieser Wert akzeptiert. Bei  $\frac{dN}{dp_T} \Big|_{p_{T1}} \geq s_1$  wird ein  $p_{T1} = p_{cut} \cdot r_1$  mit neuen Zahlenpaaren  $r_1, s_1$  solange gewählt bis  $\frac{dN}{dp_T} \Big|_{p_{T1}} < s_1$  ist.

Die so ausgewählten Impulse  $p_T$  folgen der vorgegebenen Murthenverteilung (s. Abb. 12).

Der Kosinus des Winkels  $\theta$  zwischen Target und Strahl wird mit einem analogen Verfahren nach  $\frac{dN}{d\cos\theta} = A \cdot E_T \cdot \left( 1 - \frac{v}{E_T} \cos\theta \right)$  verteilt. Damit  $\text{Max}(dN/d\cos\theta) = 1$  ist, muß  $A = 1/(p_T + E_T)$  sein.

Der Winkel  $\theta$  wird im Intervall von 0 bis  $2\pi$  gleichverteilt.

Unter der Annahme, daß der Strahlimpuls  $\vec{p}_B$  in y-Richtung zeigt, ist dann der Targetimpuls  $\vec{p}_T = (p_x, p_y, p_z)$  mit  $p_x = p_T \sin\theta \sin\phi$ ,  $p_y = p_T \cos\theta$  und  $p_z = p_T \sin\theta \cos\phi$ . Diese Größen werden im Unterprogramm TARGET berechnet.

### A.1.2. Größen im Gesamtschwerpunktsystem

Die Gesamtschwerpunktsenergie ist

$$M_{cms} = |\vec{p}_B + \vec{p}_T| = \left\{ m_B^2 + m_T^2 + 2E_B E_T - 2p_B p_T \cos\theta \right\}^{1/2}$$

mit  $m_B, m_T$  als Masse von Strahl- bzw. Targetteilchen. Die Größe  $M_{cms}$  wird im Unterprogramm SETUP jetzt für jedes Ereignis neu bestimmt.

Der Strahlimpuls im Schwerpunktsystem ist

$$p_{B,cms} = \left\{ (m_B^2 + m_T^2 + M_{cms}^2)^2 - 4m_B^2 m_T^2 \right\}^{1/2} / (2M_{cms})$$

Die Targetbewegung geht schon in  $M_{cms}$  ein (Unterprogramm GENV).

### A.1.3. Lorentztransformationen

Die Impulse  $\vec{p}_{out}^{cms}$  der auslaufenden Teilchen bis auf den Spektatorimpuls werden im Schwerpunktsystem erzeugt und nach vorgegebenen Winkelverteilungen mit  $\Sigma p_{out}^{cms} = 0$  ausgerichtet. In diesem System wird der Strahlimpuls in y-Richtung angenommen.

Das Unterprogramm LORENZ transformiert alle  $\vec{p}_{cms}^{out}$  so in das Laborsystem, daß dort  $\vec{p}_B$  in y-Richtung zeigt und fügt den Spektator mit  $\vec{p}_S = -\vec{p}_T$  dazu. Eine abschließende Drehung des ganzen Impulssystems, -die unabhängig von der Targetbewegung ist-, bringt  $\vec{p}_E$  in seine vorgegebene Anfangslage zurück (14).

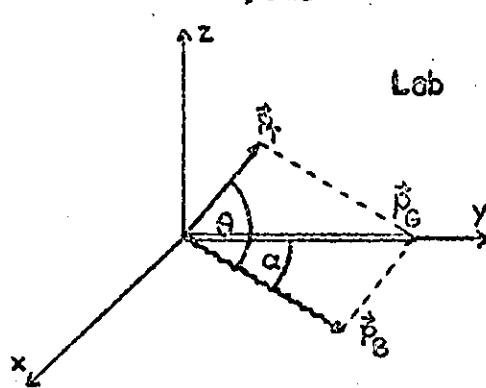
Die Transformation kann durch orthogonale Matrizen beschrieben werden:  $\vec{p}_{lab} = D \cdot D_\phi \cdot D_\alpha \cdot L \cdot D_\delta \cdot \vec{p}_{cms}$ . Die Bedeutung dieser Transformationen läßt sich einfacher an den inversen Transformationen erklären.

$D^{-1}$  dreht im Laborsystem die y-Achse in Richtung von  $\vec{p}_B$ .

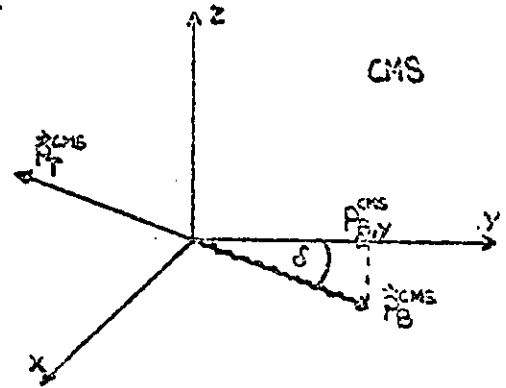
$D_\phi^{-1}$  bringt den Vektor  $\vec{p}_G = \vec{p}_B + \vec{p}_T$  mit einer Drehung um  $\phi$  um die y-Achse in die yz-Ebene.

$D_\alpha^{-1}$  ist eine Drehung um die x-Achse und bringt  $\vec{p}_G$  in y-Richtung. Die Matrix  $L^{-1}$  beschreibt eine Lorentztransformation längs der y-Achse in das Gesamtschwerpunktsystem CMS, in dem  $\vec{p}_{G,cms} = 0$  gilt.

Die anschließende Drehung  $D_\delta^{-1}$  im CMS mit dem Winkel  $\delta$  um die x-Achse bringt  $\vec{p}_{B,cms}$  in y-Richtung.



Impulse im Laborsystem nach Ausführung von  $D_\alpha^{-1} \cdot D_\phi^{-1} \cdot D^{-1} \cdot \vec{p}_{lab}$



Impulse im Schwerpunktsystem nach Ausführung von  $L^{-1} \cdot D_\alpha^{-1} \cdot D_\phi^{-1} \cdot D^{-1} \cdot \vec{p}_{lab}$

Nach den obigen Skizzen gilt  $\cos\alpha = \frac{|\vec{p}_B - (\hat{p}_B + \vec{p}_T)|}{|\vec{p}_B| |\vec{p}_B + \vec{p}_T|} = \frac{p_B + p_T \cos\theta}{|p_B + p_T|}$  und  $\cos\delta = \frac{|p_B^{CMS}|}{|p_B^{CMS}|} = \frac{\gamma \cdot p_B \cos\alpha - \beta \gamma \cdot E_B}{p_B^{CMS}}$

Dabei sind  $\beta = \frac{|\vec{p}_B + \vec{p}_T|}{E_B + E_T}$  und  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  die Konstanten der Lorentztransformation.

Diese ausführliche Darstellung der Transformationen wurde gewählt, um zu zeigen, daß eine einmal festgelegte Ausrichtung der Impulse gegenüber der Strahlrichtung durch die Drehtransformationen nicht verfälscht wird. Die vier Matrizen  $D_\delta$ ,  $L$ ,  $D_\alpha$  und  $D_\phi$  sind dann

$$D_\delta = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\delta & -\sin\delta & 0 \\ 0 & \sin\delta & \cos\delta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad L = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \gamma & 0 & \beta\gamma \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \beta\gamma & 0 & \gamma \end{pmatrix}$$

$$D_\alpha = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\alpha & -\sin\alpha & 0 \\ 0 & \sin\alpha & \cos\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad D_\phi = \begin{pmatrix} \cos\phi & 0 & -\sin\phi & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ \sin\phi & 0 & \cos\phi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

## A.2. Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte am Neutron

Es werden die Bezeichnungen aus Kap. 2.2. übernommen.  $\underline{p}_B = (\vec{p}_B, E_B)$  und  $\underline{p}_T = (\vec{p}_T, E_T)$  sind wieder die Viererimpulse von Strahl- bzw. Targetteilchen,  $m_B$  und  $m_T$  ihre Ruhmassen.

Für die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Strahl und Target gilt  $|\vec{v}_B - \vec{v}_T|^2 = (\vec{p}_B/E_B - \vec{p}_T/E_T)^2$  oder

$$|\vec{v}_B - \vec{v}_T|^2 = (p_B^2 E_T^2 + p_T^2 E_B^2 - 2\vec{p}_B \vec{p}_T E_B E_T) / E_B^2 E_T^2$$

Wegen  $p_B^2 = E_B^2 - m_B^2$  ist dann

$$E_B E_T \cdot |\vec{v}_B - \vec{v}_T| = (E_B^2 E_T^2 - m_B^2 E_T^2 + p_B^2 p_T^2 + p_T^2 m_B^2 - 2\vec{p}_B \vec{p}_T E_B E_T)^{1/2}$$

$$E_B E_T \cdot |\vec{v}_B - \vec{v}_T| = ((E_B E_T - \vec{p}_B \vec{p}_T)^2 - m_B^2 m_T^2 + p_B^2 p_T^2 - (\vec{p}_B \vec{p}_T)^2)^{1/2}$$

Für den kinematischen Faktor  $F = ((E_B E_T - \vec{p}_B \vec{p}_T)^2 - m_B^2 m_T^2)^{1/2} / E_B E_T$  (Gl. A1)

in (Gl. 1) ergibt sich dann  $F^2 = |\vec{v}_B - \vec{v}_T|^2 - (p_B p_T / E_B E_T)^2 (1 - \cos^2 \theta_T)$ ,

wobei  $\theta_T$  der Winkel zwischen Strahl und Target ist.

Sind  $\vec{p}_B$  und  $\vec{p}_T$  kollinear ( $\cos \theta_T = \pm 1$ ), so ist  $F = |\vec{v}_B - \vec{v}_T|$ .

Für Photonen ist wegen  $m_B^2 = 0$  und  $p_B = E_B$  nach (Gl. A1)

$$F = 1 - (p_T / E_T) \cdot \cos \theta_T \quad (\text{Gl. A2})$$

Die Größe  $p_T \Delta p_B \cdot F$  aus (Gl. 1) ist lorentzinvariant, denn  $p_T p_B \cdot F = (p_T / E_T) (p_B / E_B) \cdot ((p_B \cdot p_T)^2 - p_B^2 p_T^2)$ . Dabei ist jeder einzelne Faktor lorentzinvariant und kann im Laborsystem bestimmt werden.

$\Delta p_B$  ist jedoch nicht bekannt, sondern nur die Größe  $dp_B / dE_B$ .

Im Neutronruhsystem ist  $E_B^* = \gamma_T E_B (1 - \beta_T \cos \theta_T)$  die Strahlenergie.

Dabei ist  $R_T = p_T / E_T$  und  $\gamma_T = E_T / m_T$ .

$$\text{Also wird } \Delta p_B = (dp_B / dE_B) \Big|_{E_B} \Delta E_B = (dp_B / dE_B) \Big|_{E_B} \cdot \Delta E_B^* \frac{1}{\gamma_T (1 - \beta_T \cos \theta_T)}$$

Zusammen mit (Gl. A2) gilt dann

(Gl. A3)

$p_T \Delta p_B \cdot F = (p_T / \gamma_T) (dp_B / dE_B) \Big|_{E_B} \Delta E_B^*$ . Setzt man (Gl. 3) ein,

so ergibt sich aus (Gl. 2) der Wirkungsquerschnitt im Neutronruhsystem für ein Energieintervall  $(E_B^*, E_B^* + \Delta E_B^*)$  zu

$$\sigma(\Delta E_B^*) = \frac{1}{Z n_p E_B^*} \int F(E) \gamma_T \cdot$$

Für die Gesamtenergie im Schwerpunktsystem  $M$  gilt

$M^2 = 2E_B E_T (1 - \beta_T \cos \theta_T) - m_T^2$ . Nach Differenzieren ergibt sich

$$\Delta E_B = \Delta M \cdot (M/E_T) \left( 1 / (1 - \beta_T \cos \theta_T) \right), \text{ also} \quad (G1.A4)$$

$$\sigma_T \Delta p_B \cdot F = \sigma_T (M/E_T) \cdot (dp_B/dE_B) |_{E_B} \Delta M.$$

Der Wirkungsquerschnitt für ein Energieintervall  $(M, M+\Delta M)$  ist dann

$$\sigma(\Delta M) = \frac{1}{2n p \Delta M} \int F(E) \frac{E}{M^2} \dots$$

Eine Abschätzung des Terms  $\gamma_T$  für verschiedenen Spektatorimpulse  $p_S$  ergibt

$p_S$ (GeV/c)	0.05	0.1	0.2	0.3	0.4
$\gamma_T$	1.00	1.07	1.03	1.07	1.15

Literaturverzeichnis

- 1 a H. Meyer, H. Spitzer, Interner Bericht DESY F1/1 (1966)  
b Aachen - Berlin - Bonn - Hamburg - Heidelberg - München -  
Kollaboration, Bericht DESY 68/3 (1968)  
c E. Lohrmann, Bericht DESY 67/40 (1967)  
d H. Spitzer, Dissertation, Interner Bericht DESY F1/4 (1967)  
e ABBHMM-Kollaboration, Beitrag zur Internationalen Konferenz  
für Hochenergiephysik, Wien (1968), Nucl. Phys. 88, 535 (1968)
- 2 G. Wolf, Dissertation (1964), Hamburg
- 3 H. Schneider, CERN TC-program-library, GRIND A005 und D016
- 4 L. Hulthén, Sugarawa, Handbuch der Physik, Bd. 39 (1957)
- 5 a G.F. Chew, Phys. Rev. 80, 196 (1950)  
b G.F. Chew, H. Lewis, Phys. Rev. 84, 779 (1951)  
c G.F. Chew, C.C. Wick, Phys. Rev. 85, 638 (1952)  
d Ashkin, C.C. Wick, Phys. Rev. 85, 686 (1952)  
e G.F. Chew, M.L. Goldberger, Phys. Rev. 87, 778 (1952)  
f M. Lax, H. Feshbach, Phys. Rev. 88, 809 (1952)  
g G.F. Chew, M.L. Goldberger, F.E. Low, Y. Nambu, Phys. Rev.  
106, 1345 (1957)  
h P. Fleury, Rapport à l'École d'Herceg-Novi (1966)
- 6 D.H. White, R.M. Scheckman, B.M. Chasan, Phys. Rev. 120,  
614 (1960)
- 7 W. Hoogland, Thesis (1968), Amsterdam
- 8 G. Fäldt, T.E.O. Ericson, Bericht CERN-TH 938 (1968)
- 9 a G.R. Lynch, Report UCRL-10335 (1962)  
b E. Raubold, private Mitteilung (1966), Hamburg
- 10 a V. Franco, R.J. Glauber, Phys. Rev. 142, 1195 (1966)  
b G. Neugebauer, W. Wales, R.L. Walker, Phys. Rev. 119,  
1726 (1960)  
c K. Schilling, Bericht DESY 68/35 (1968)
- 11 A.M. Baldin, Nuov. Cim. 8, 569 (1958)

- 12 P. Heide et al., Phys. Rev. Lett. 21, 248 (1968)  
A.M. Boyarski et al., Beitrag zur Internationalen Konferenz  
für Hochenergiephysik, Wien (1968)
- 13 a W.P. Swanson, Thesis, Report UCRL-9194 (1960)  
b T.-S. Yoon, Ph. D. Thesis (1964), Urbana (Illinois)  
c G.F. Chew, F. Low, Phys. Rev. 113, 1540 (1959)
- 14 A. Werbrouck, Bericht CERN 64-13, Vol. 1 (1964)



### Abbildungen

- (Abb. 1) Impulsverteilung der Spektatorprotonen im Laborsystem  $\{P_{\text{Spec, Lab}}\}$  für die Reaktion  $\gamma + d \rightarrow p_S + p + \pi^-$ . Die ausgezogene Linie stellt die Hüllkurvenverteilung mit den Parametern  $\alpha = 45.7 \text{ MeV/c}$  und  $\mu = 214 \text{ MeV/c}$  dar.
- (Abb. 2) Winkelverteilung in  $\cos\theta$  der Spektatorprotonen gegen die Strahlrichtung im Laborsystem für die Reaktion  $\gamma + d \rightarrow p_S + p + \pi^-$  in verschiedenen Intervallen des Spektatorimpulses im Laborsystem  $P_{\text{Spec, Lab}}$ . Die ausgezogene Linie wird durch die Funktion  $\text{const.} \cdot (1 + \beta_T \cos\theta_{\text{Spec, Lab}})$  beschrieben (siehe Kap. 2.3).
- (Abb. 3) Entscheidungskriterien für FAKE-Ereignisse. Die Funktion  $F = 1 + 0.4 \cdot (I_1 - 1.0)^2$  wurde eingezeichnet. Die Entscheidung zugunsten der von FAKE erzeugten Reaktion erfolgt, falls bei zwei geladenen, analogen Spuren mit den Ionisationen  $I_1$  und  $I_2$  gilt  $\text{Max}(I_1, I_2) > F(\text{Min}(I_1, I_2))$ .
- (Abb. 4) Verteilungen für  $M_Y^2$  von Reaktionen  $\gamma + d \rightarrow p_S + p + \pi^-$  (Natur) getrennt für Ereignisse mit und ohne sichtbaren Spektator. Zum Vergleich mit (Abb. 5) wurden nur Ereignisse mit einer Photonenergie  $0.2 < E_\gamma \text{ (GeV)} < 0.4$  genommen.
- (Abb. 5) Verteilungen für  $M_Y^2$  von simulierten Reaktionen  $\gamma + d \rightarrow p_S + p + \pi^-$  (FAKE) getrennt für Ereignisse mit und ohne sichtbaren Spektator. Die Photonenergie betrug  $0.3 \text{ GeV}$ .
- (Abb. 6) Zweidimensionale Verteilung des Spektatorimpulses  $P_{\text{Spec, Lab}}$  gegen  $M_Y^2$  für die Reaktion  $\gamma + d \rightarrow p_S + p + \pi^-$  mit  $0.2 < E_\gamma \text{ (GeV)} < 0.4$ .
- (Abb. 7)  $\chi^2$ -Verteilung für die Reaktion  $\gamma + d \rightarrow p_S + p + \pi^-$  mit  $0.2 < E_\gamma \text{ (GeV)} < 0.4$ . Die ausgezogene Kurve gibt die erwartete  $\chi^2$ -Verteilung bei drei Freiheitsgraden wieder.

- (Abb. 8)  $\chi^2$ -Verteilung für die simulierte Reaktion  $\gamma+d \rightarrow p_S+p+\pi^-$  bei  $E_\gamma = 0.3$  GeV (FAKE). Die ausgezogene Kurve gibt die erwartete  $\chi^2$ -Verteilung bei drei Freiheitsgraden wieder.
- (Abb. 9a) Zweidimensionale Verteilung von  $\chi^2$  gegen den Spektatorimpuls  $p_{\text{Spec,Lab}}$  für Ereignisse  $\gamma+d \rightarrow p_S+p+\pi^-$  nur bei sichtbarem Spektator mit  $0.1 < E_\gamma < 0.4$ . Die ausgezogene Kurve ist die Parabel  $\chi^2 = (p_{\text{Spec,Lab}}/0.04)^2$ .
- (Abb. 9b) Zweidimensionale Verteilung von  $\chi^2$  gegen den Spektatorimpuls  $p_{\text{Spec,Lab}}$  für simulierte Ereignisse (FAKE)  $\gamma+d \rightarrow p_S+p+\pi^-$  bei  $E_\gamma = 0.3$  GeV. Die ausgezogene Kurve ist die Parabel  $\chi^2 = (p_{\text{Spec,Lab}}/0.04)^2$ .
- (Abb. 10) Verteilung des Spektatorimpulses  $p_{\text{Spec,Lab}}$  gegen seinen Fehler  $\Delta p_{\text{Spec,Lab}}$  für sichtbare Spektatoren aus der Reaktion  $\gamma+d \rightarrow p_S+p+\pi^-$ .
- (Abb. 11) Verteilung des Spektatorimpulses  $p_{\text{Spec,Lab}}$  gegen seinen Fehler  $\Delta p_{\text{Spec,Lab}}$  für sichtbare Spektatoren aus der simulierten Reaktion (FAKE)  $\gamma+d \rightarrow p_S+p+\pi^-$  bei  $E_\gamma = 0.3$  GeV.
- (Abb. 12) Verteilung des Spektatorimpulses  $p_{\text{Spec,Lab}}$  für die simulierte Reaktion (FAKE)  $\gamma+d \rightarrow p_S+p+\pi^-$  bei  $E_\gamma = 0.3$  GeV mit einem maximalen Spektatorimpuls  $p_S = 0.4$  GeV/c. Das schwach ausgezogene Histogramm gibt die von FAKE erzeugte Verteilung wieder, das stark ausgezogene Histogramm zeigt diese Verteilung nach der Rekonstruktion des gesamten Ereignisses durch GRIND. Die gestrichelte Kurve gibt die Verteilung der nicht sichtbaren Spektatoren an. Die ausgezogene Kurve ist eine Hülthén-Verteilung wie in (Abb. 1).

- (Abb. 13) Zweidimensionale Verteilung der Spektatorimpulse  $P_{FAKE}$  gegen die Differenz  $P_{FAKE} - P_{GRIND}$  für die simulierte Reaktion (FAKE)  $\gamma + d \rightarrow p_S + p + \pi^-$  bei  $E_\gamma = 0.3 \text{ GeV}$ .  
 $P_{FAKE}$  ist der von FAKE erzeugte Spektatorimpuls,  $P_{GRIND}$  ist der Impuls des Spektators vom selben Ereignis nach der Anpassung durch GRIND.
- (Abb. 14) Eigenschaften von "falschen"  $p_S + p + \pi^-$ -Ereignissen. Die Reaktion  $\gamma + d \rightarrow p_S + p + \pi^- + \pi^0$  wurde bei  $E_\gamma = 0.3 \text{ GeV}$  simuliert und Verteilungen in  $p_{Spec, Lab}$ ,  $E_\gamma$  und  $\cos\theta$  der angenommenen Hypothese  $p_S p \pi^-$  angefertigt, falls die erzeugte Hypothese  $p_S p \pi^- \pi^0$  nicht angepaßt werden konnte.  
 $\theta$  ist der Winkel zwischen Strahl und Spektator.  
 Die analogen Verteilungen für Ereignisse  $\gamma + d \rightarrow p_S + p + \pi^-$  mit nicht sichtbaren Spektatoren aus dem Experiment, die bei einem Impuls größer als  $80 \text{ MeV}/c$  nach der Impuls-Reichweite-Beziehung sichtbar sein <sup>müßten</sup>  $\gamma$ , werden auf der rechten Hälfte gezeigt.
- (Abb. 15) Zweidimensionale Verteilung der Deuteronimpulse  $P_{FAKE}$  gegen die Differenz  $P_{FAKE} - P_{GRIND}$  für die simulierte Reaktion (FAKE)  $\gamma + d \rightarrow d_p + \pi^-$  bei  $E_\gamma = 4.0 \text{ GeV}$ .  
 $P_{FAKE}$  ist der von FAKE erzeugte Deuteronimpuls,  $P_{GRIND}$  ist der Impuls des Deuterons nach der Anpassung desselben Ereignisses durch GRIND.
- (Abb. 16) Totaler Wirkungsquerschnitt für die Reaktion  $\gamma + n \rightarrow p + \pi^-$  in Abhängigkeit von der Photonenergie im Neutronruhsystem.

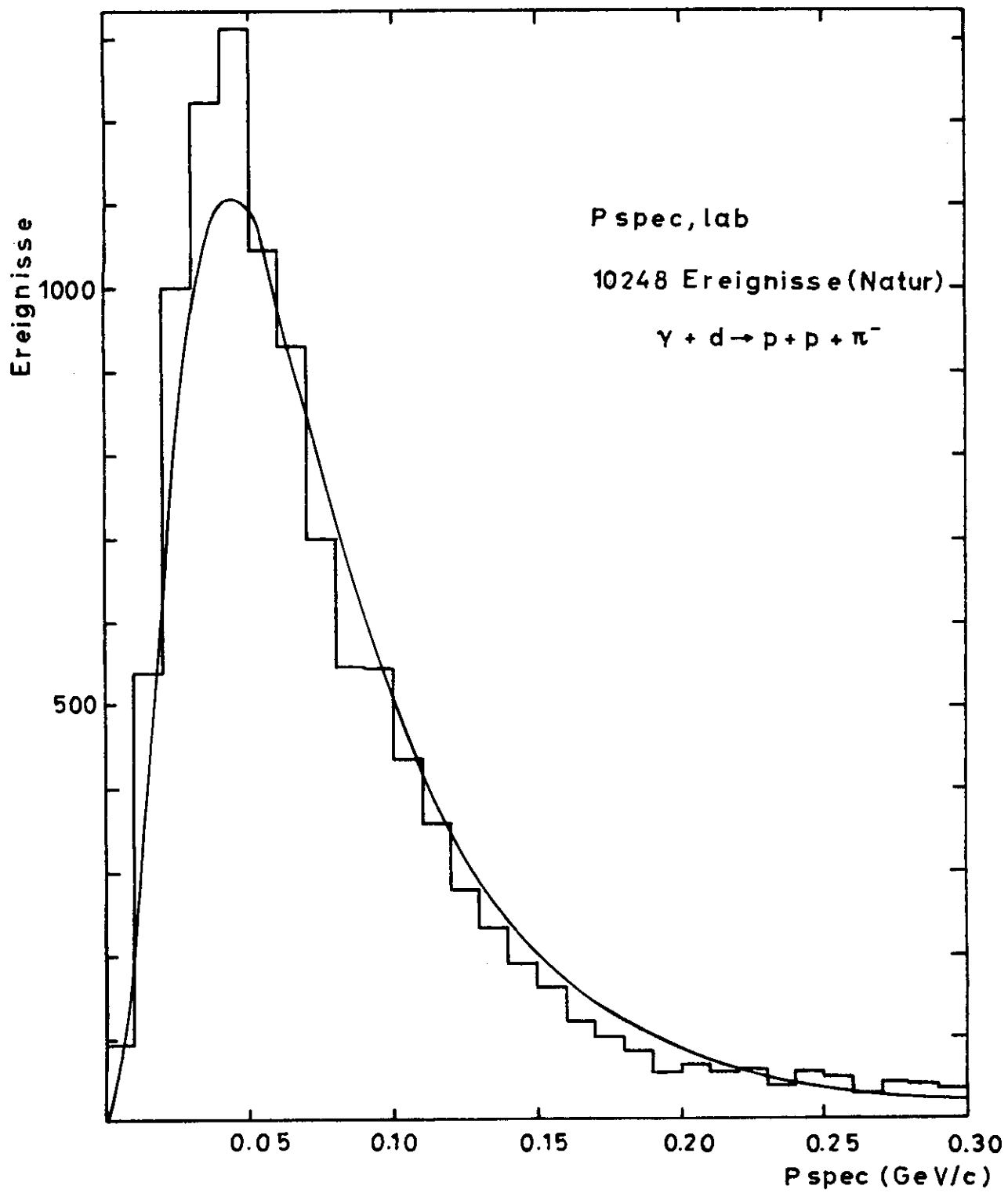


Abb. 1

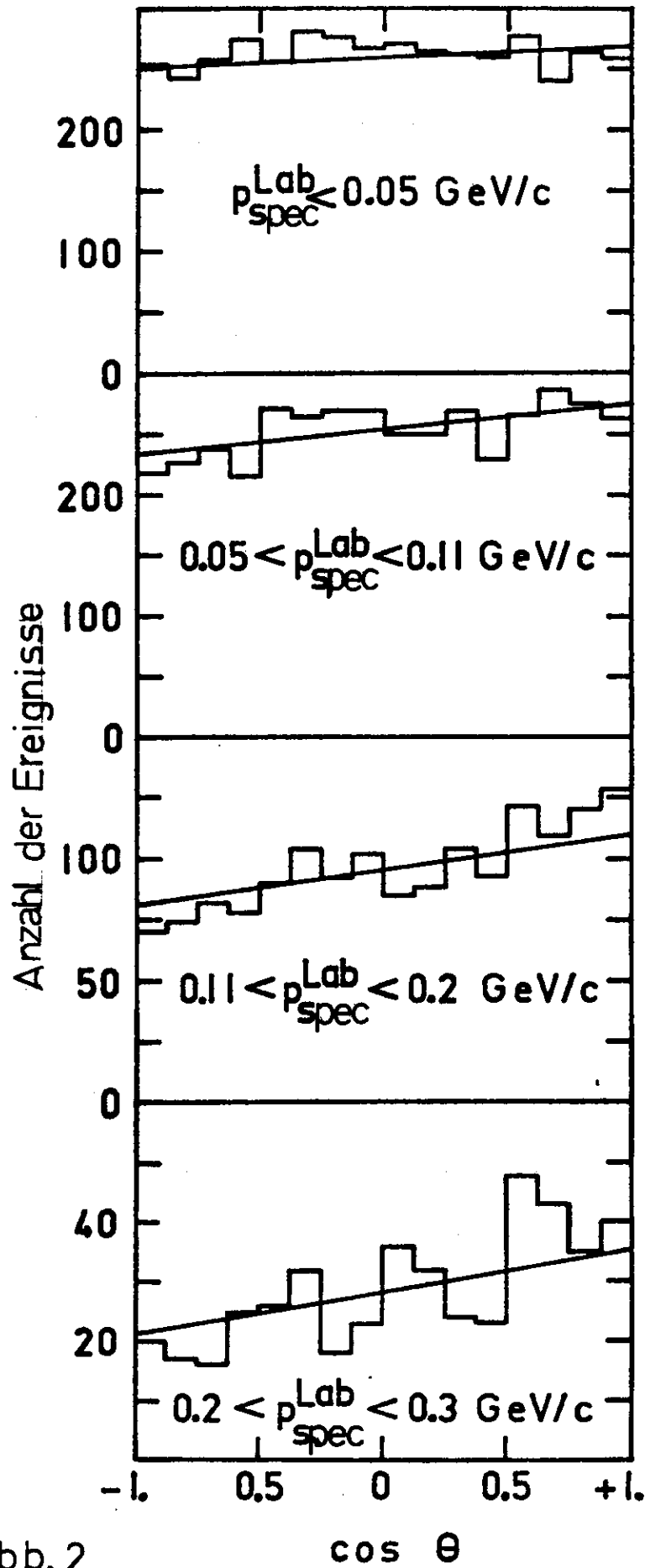
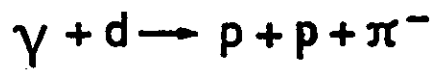


Abb. 2

cos  $\theta$

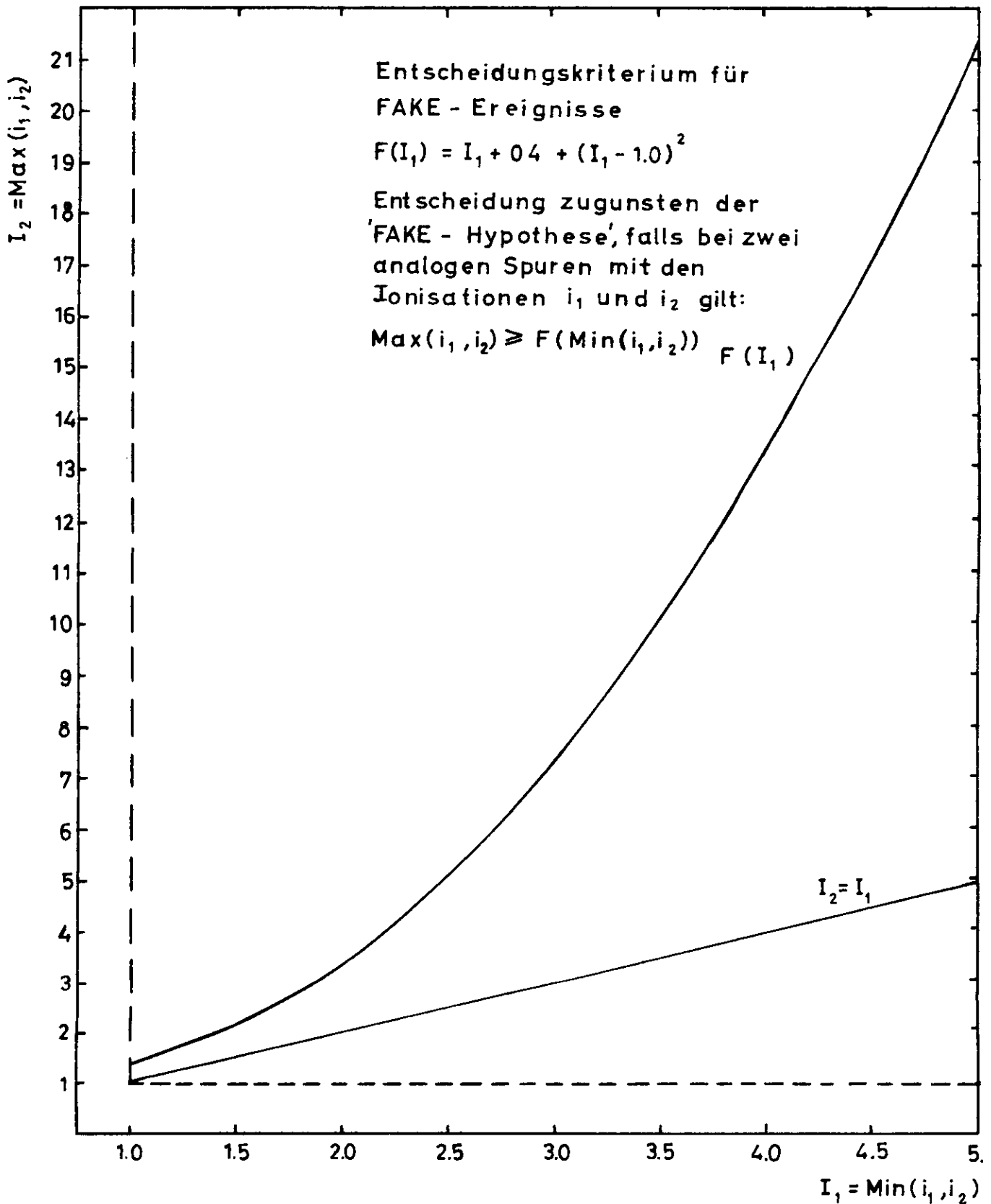


Abb. 3

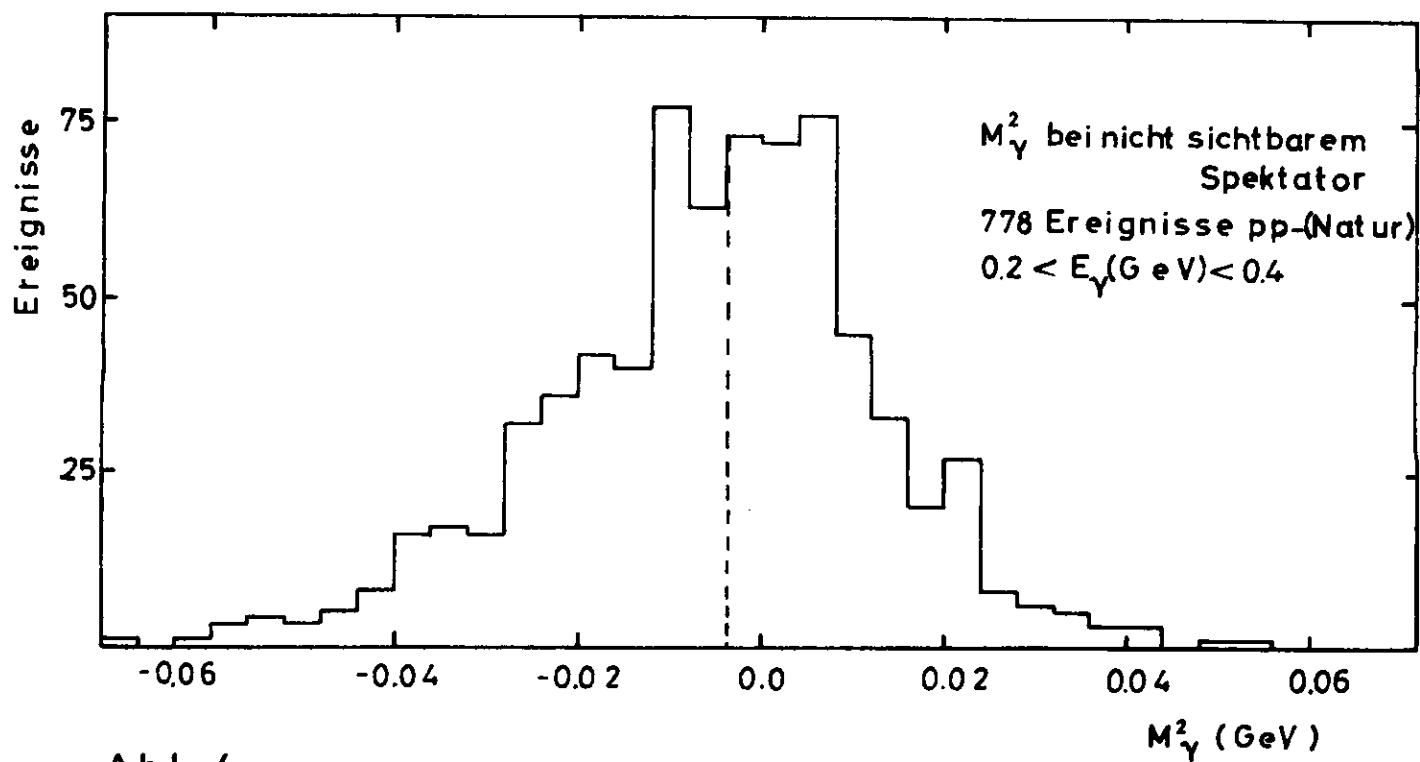
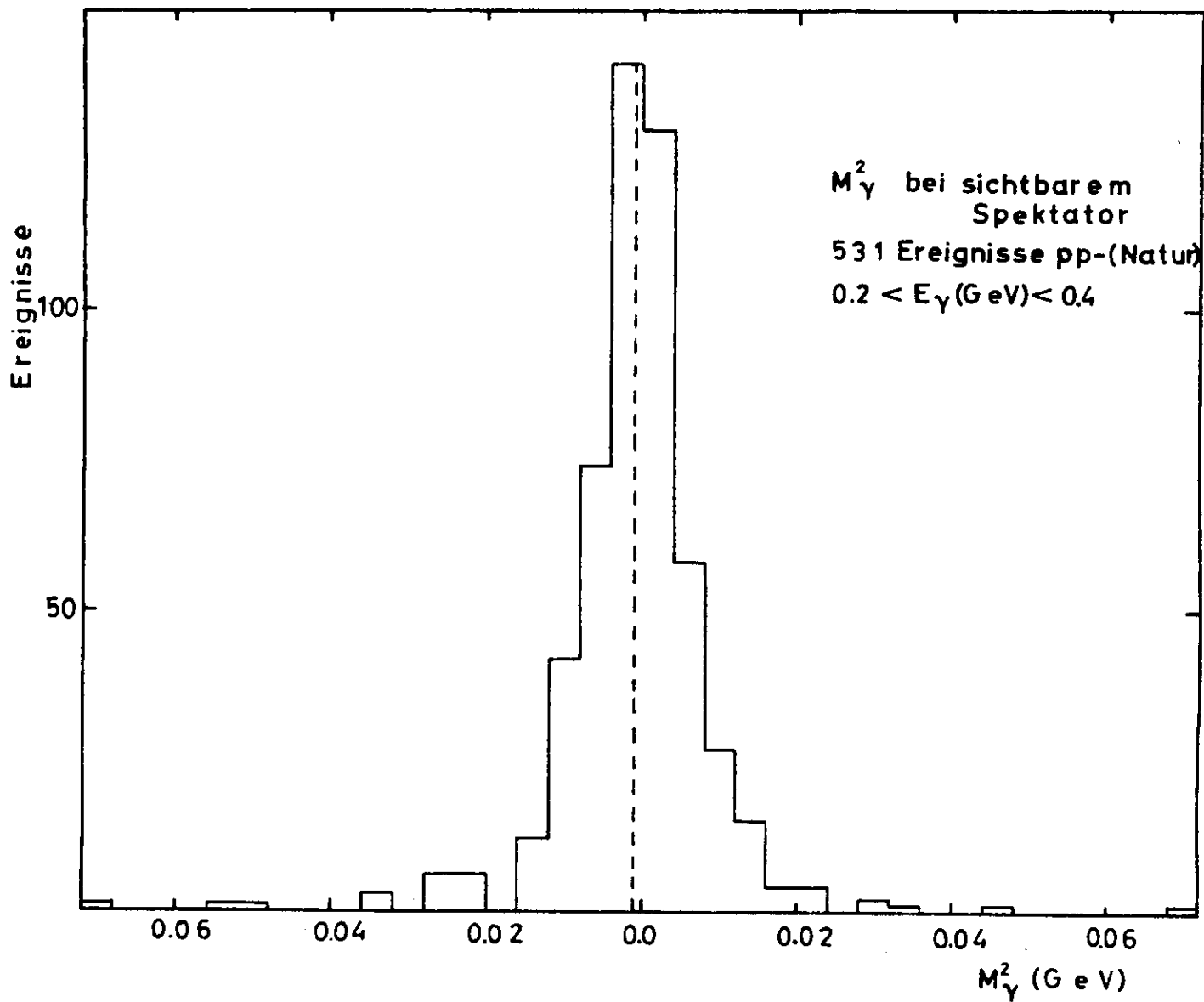


Abb. 4

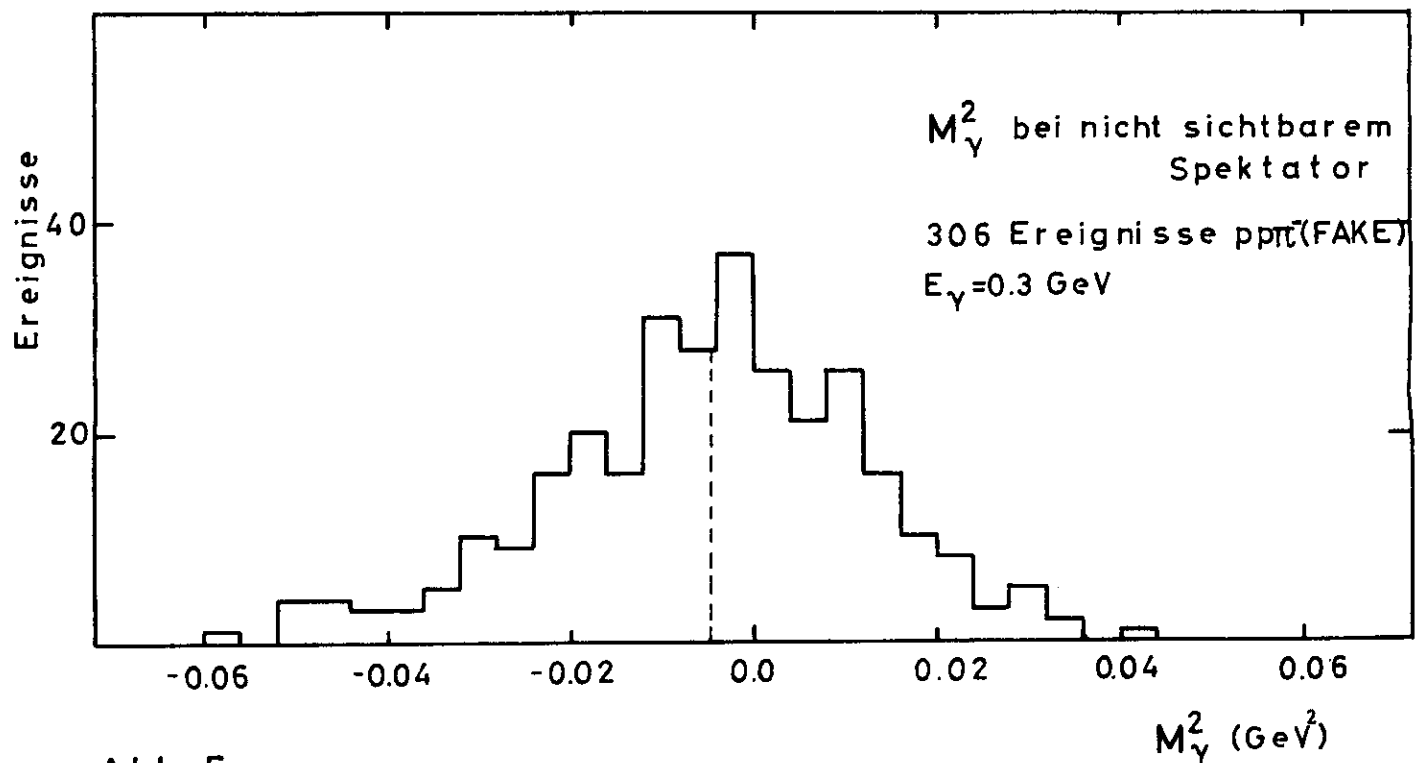
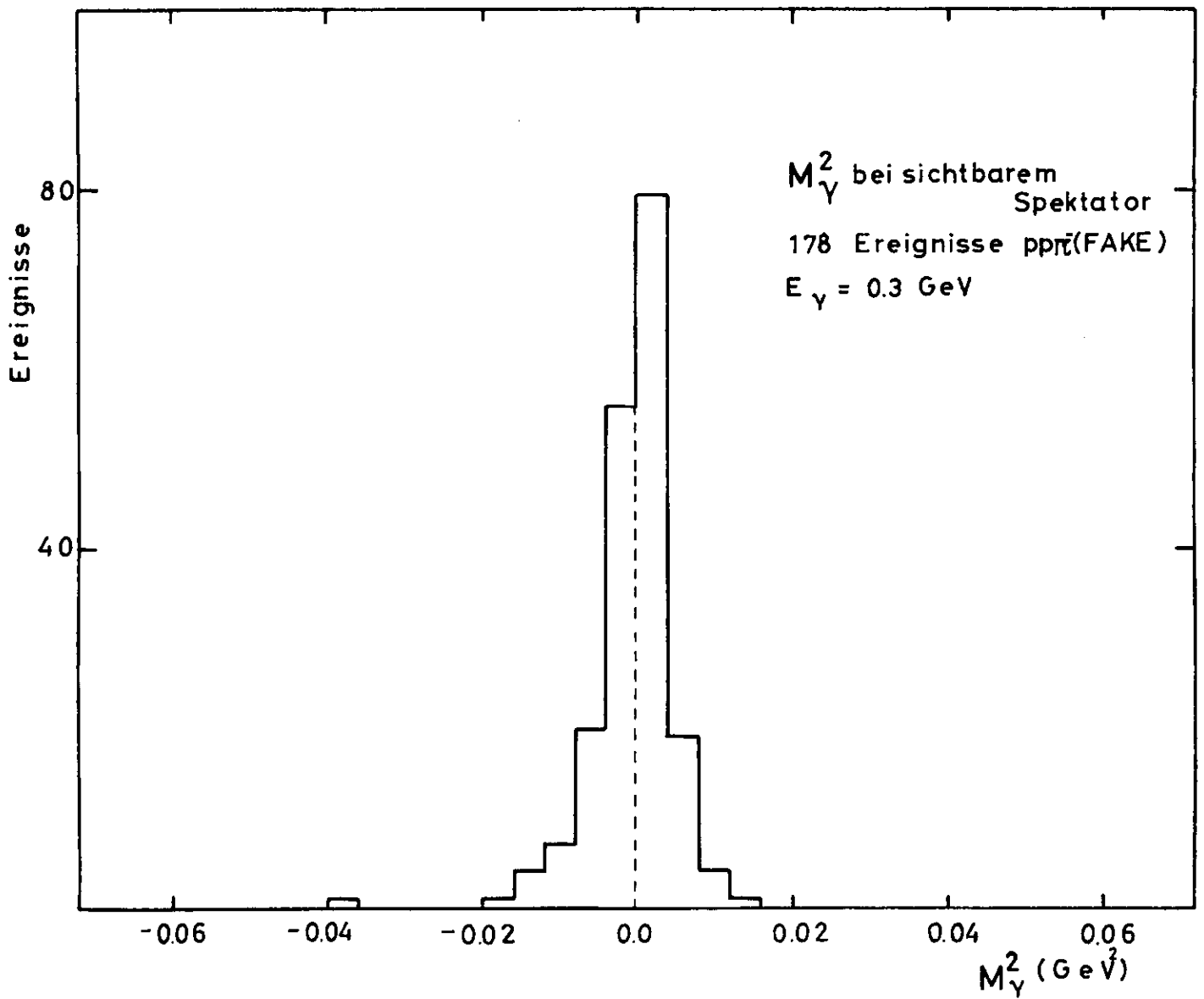


Abb. 5



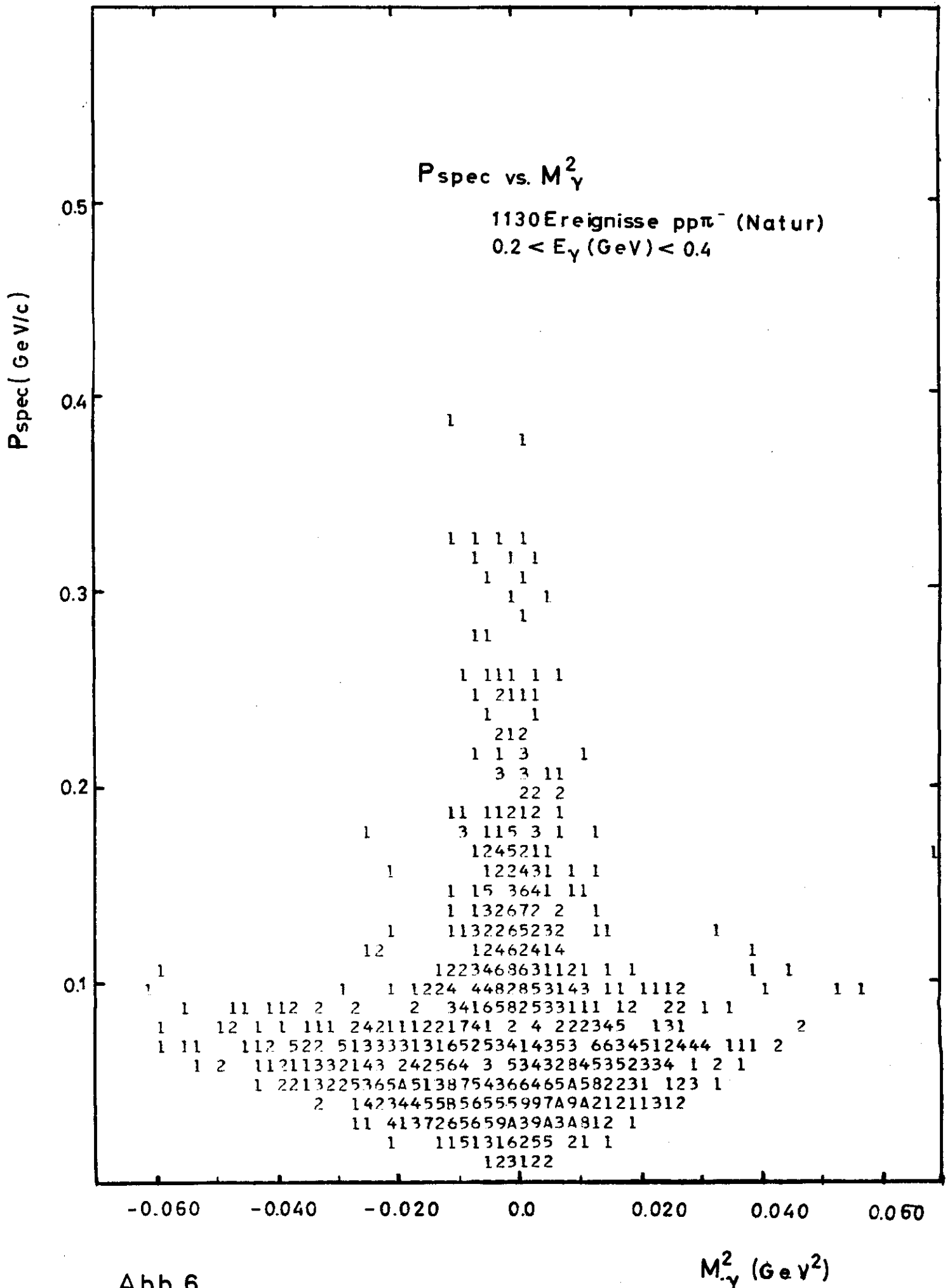


Abb.6

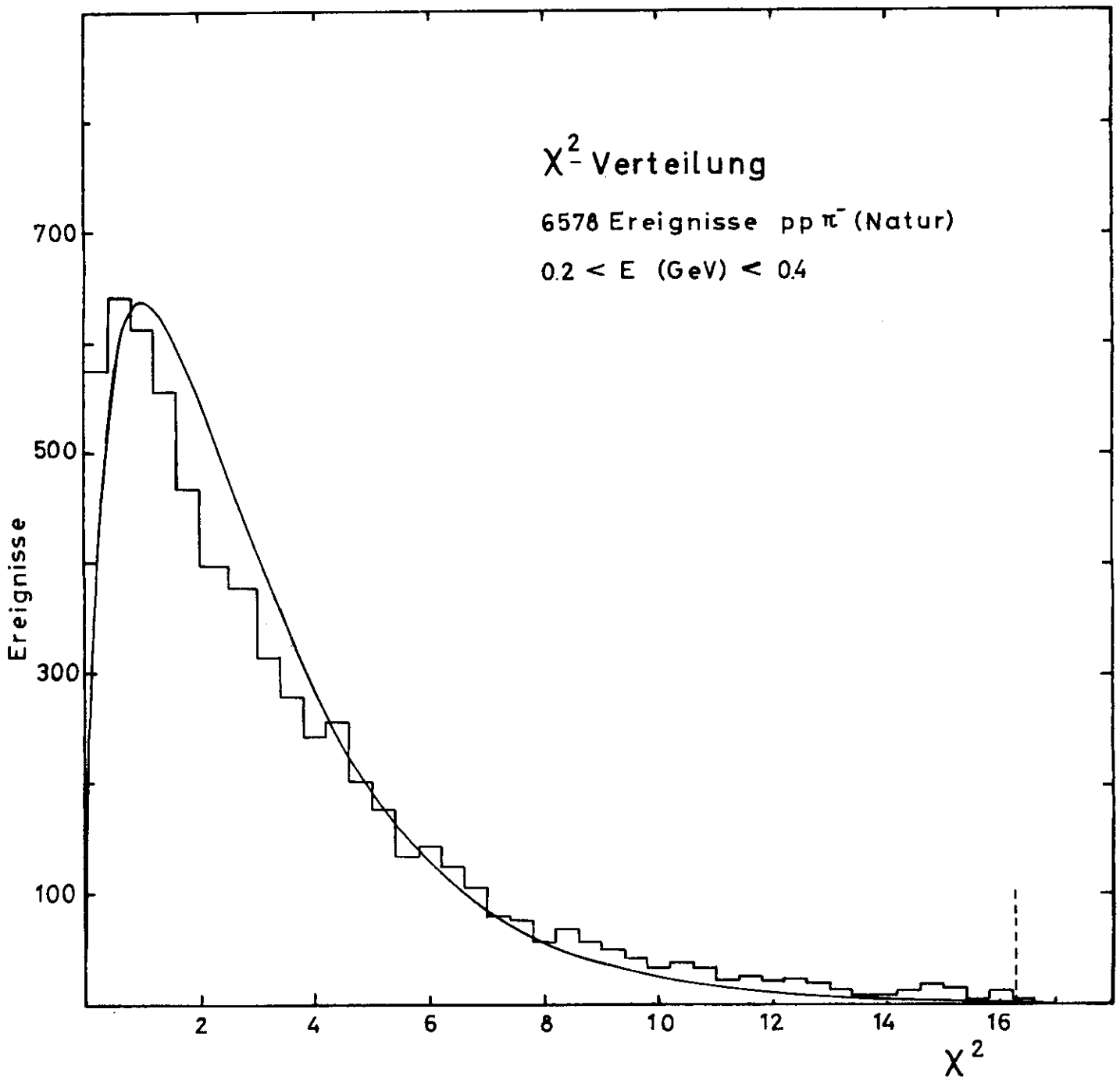


Abb. 7

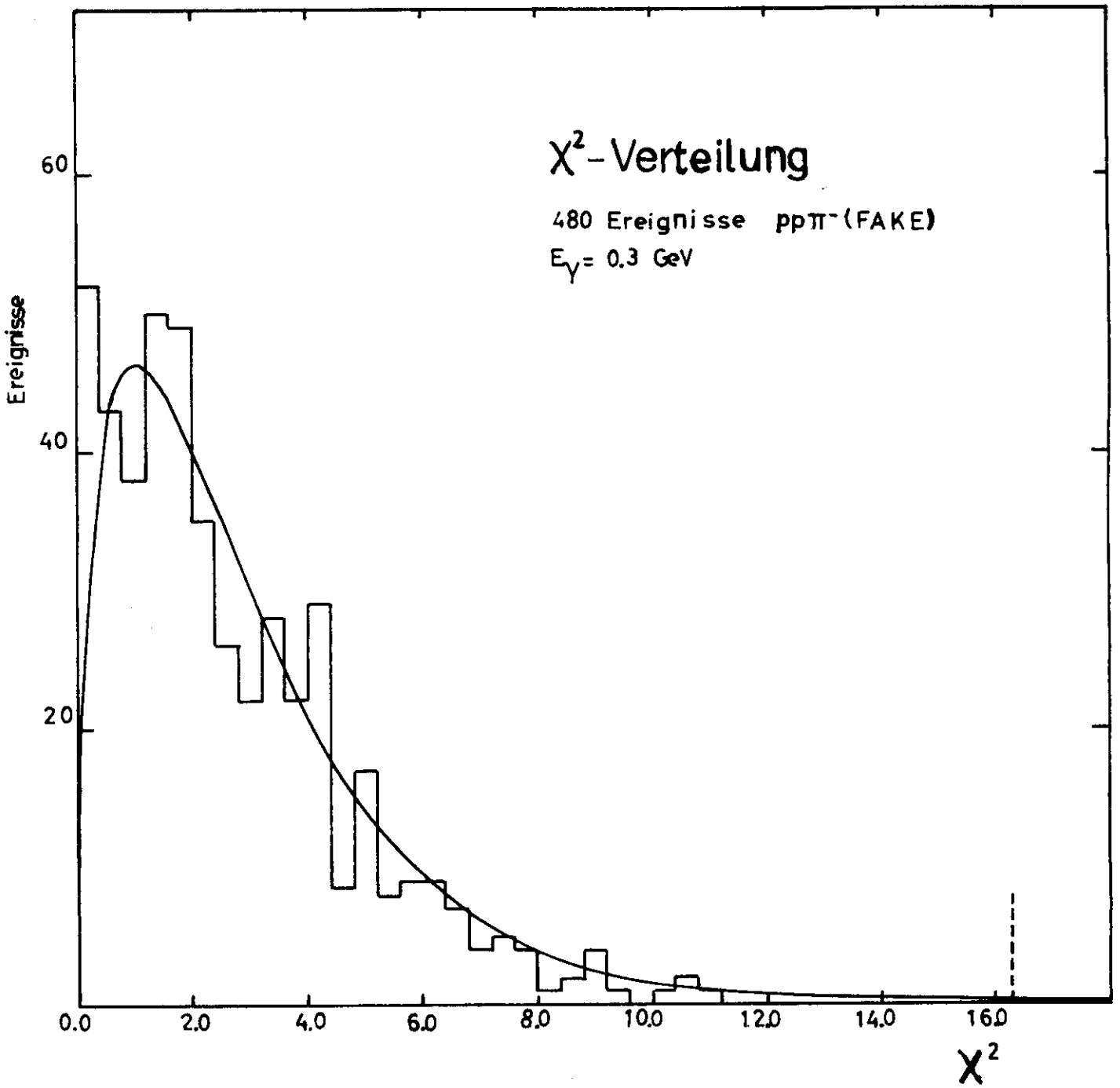


Abb. 8

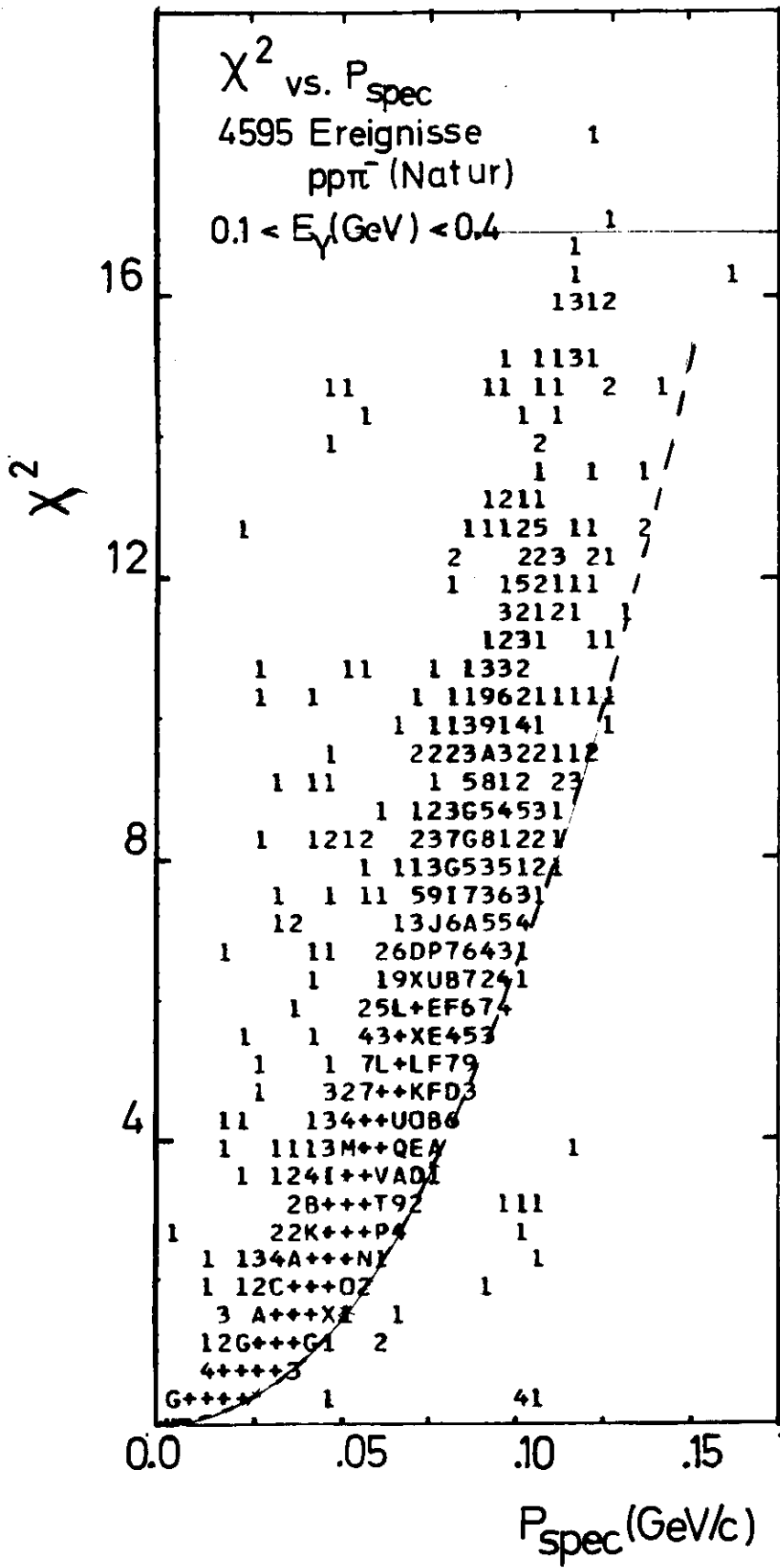


Abb. 9a

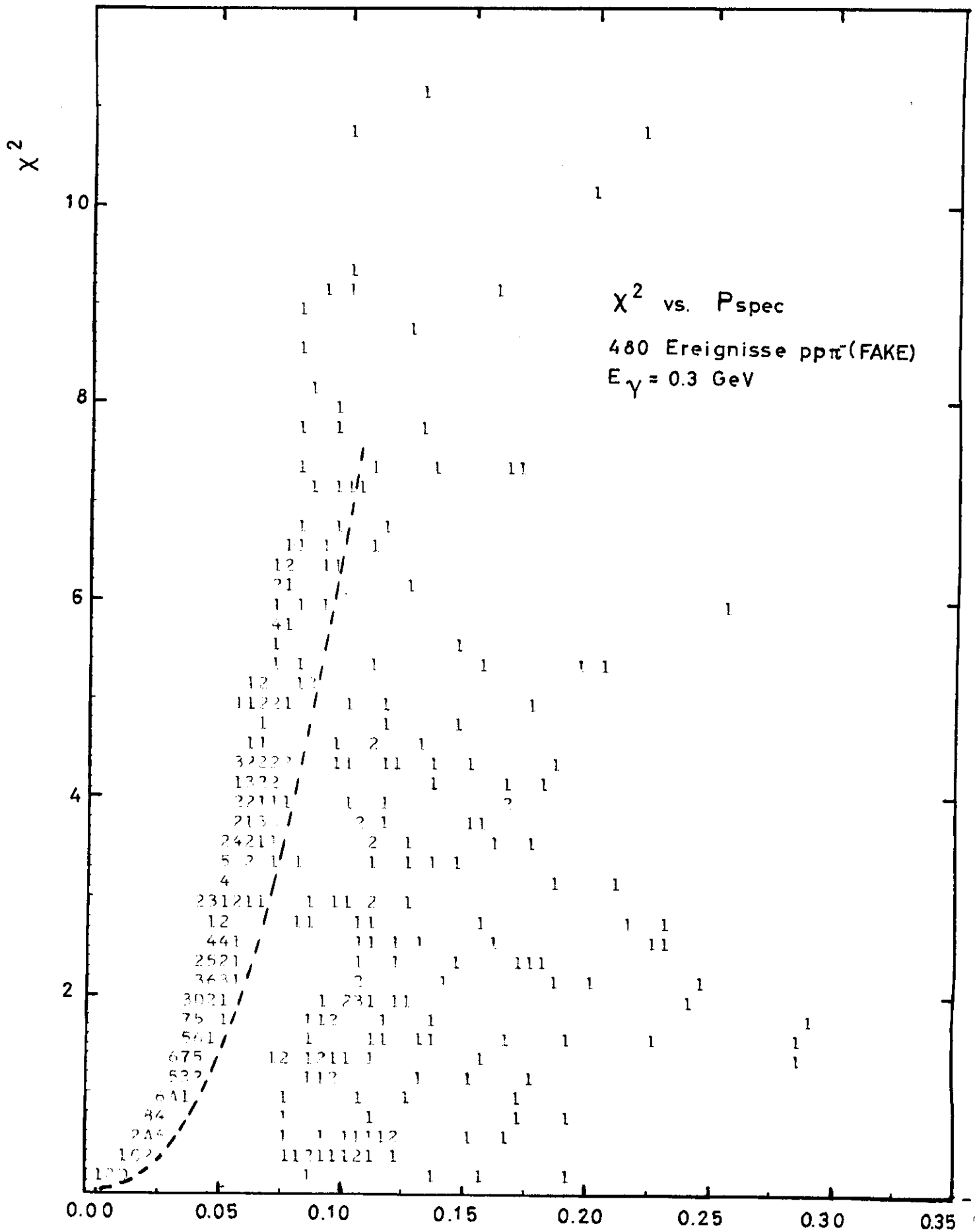
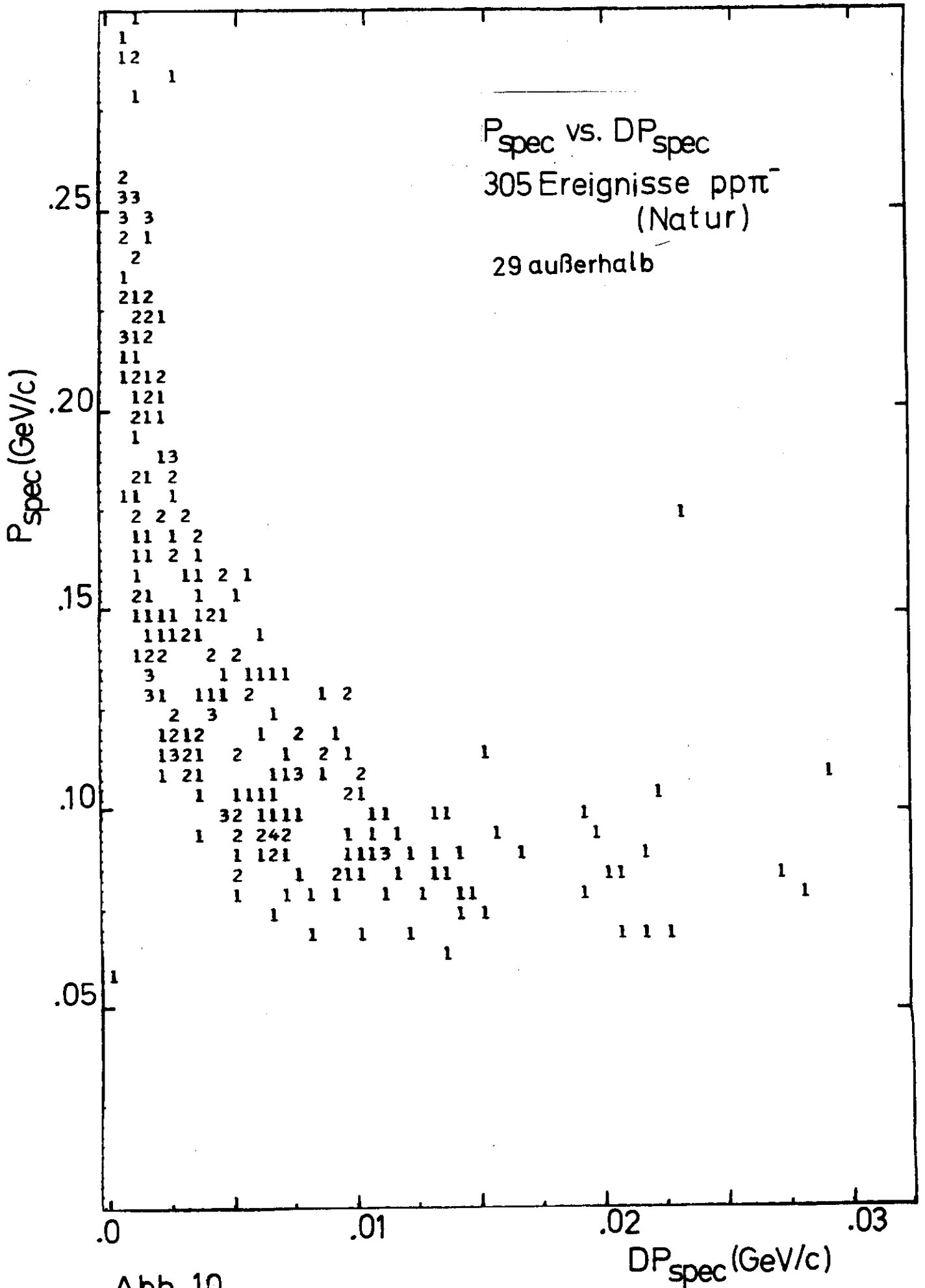


Abb. 9b

$P_{\text{spec}}$  (GeV/c)



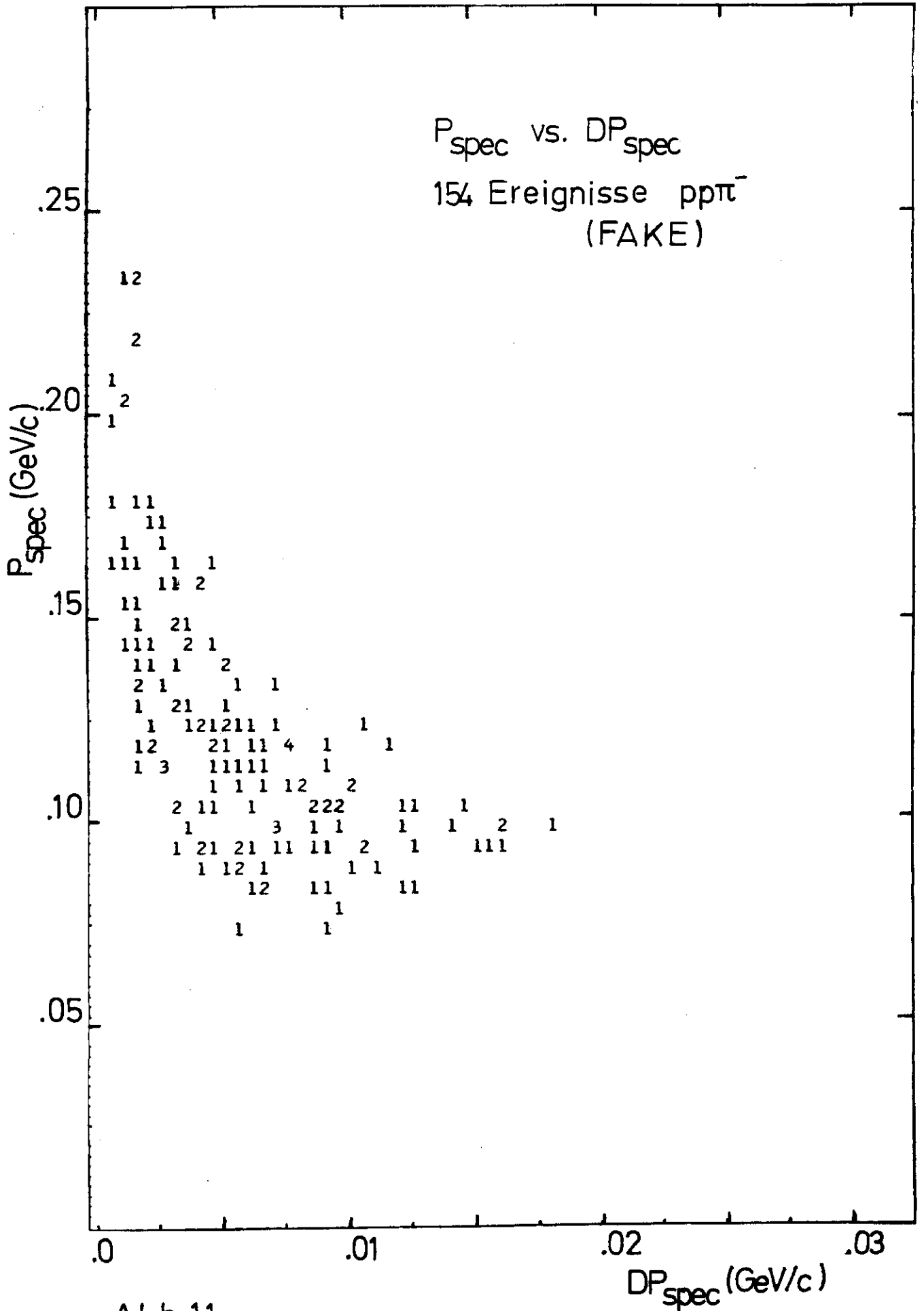


Abb.11

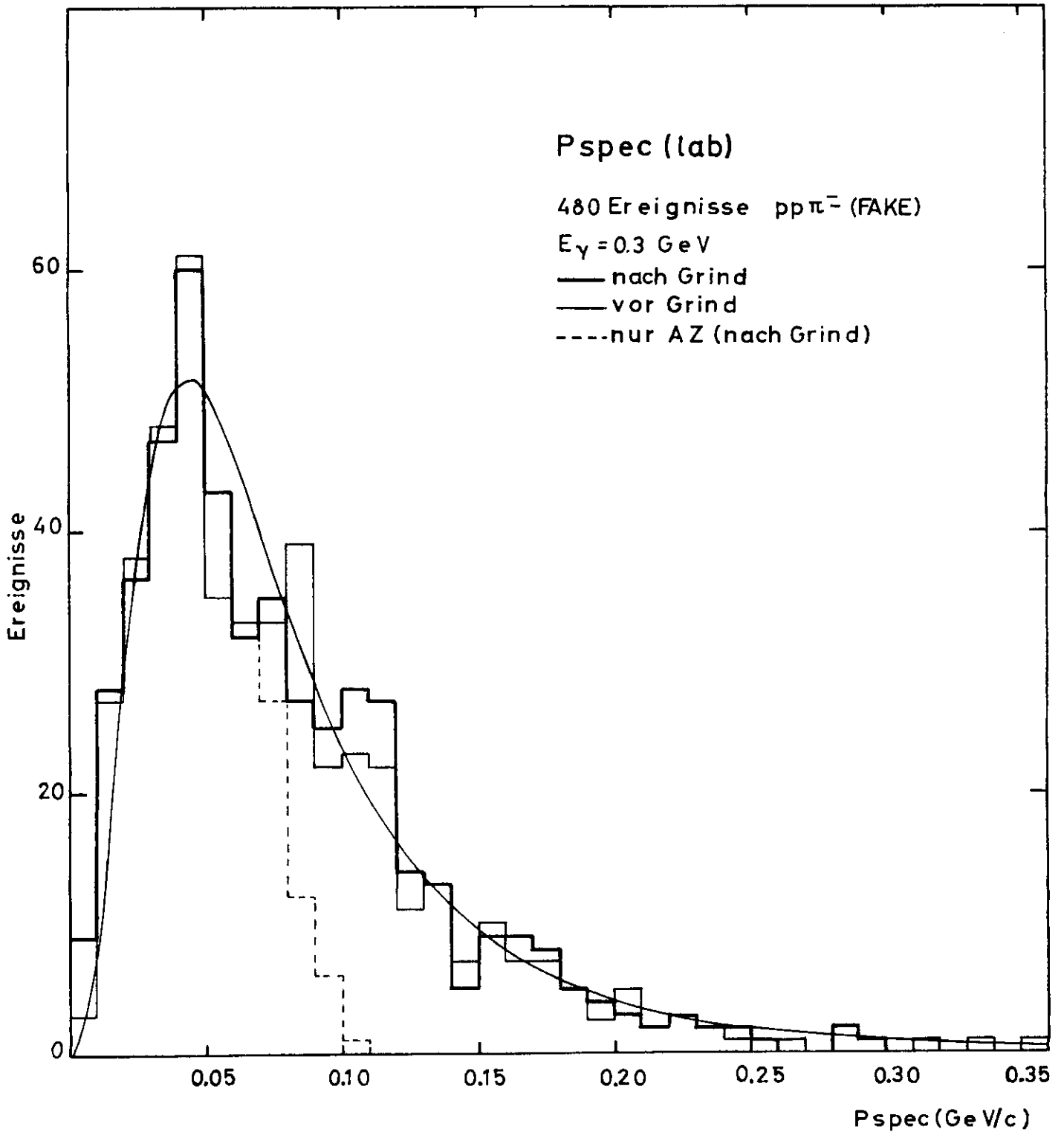


Abb. 12



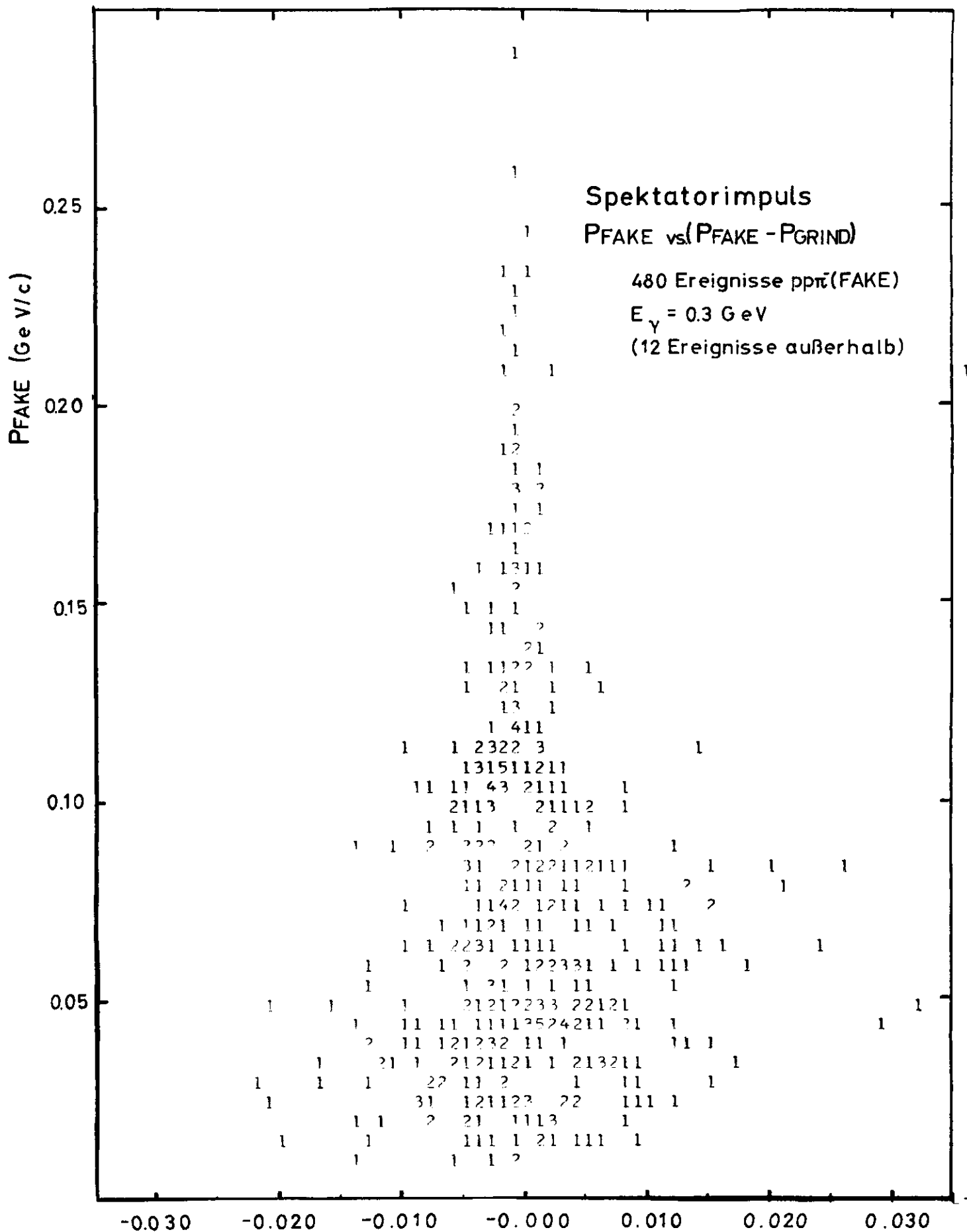


Abb.13

PFAKE - PGRIND (GeV/c)

# Simulierte $p\pi^-$ -Hypothese

FAKE (aus  $p\pi^-\pi^0$ )

Experiment

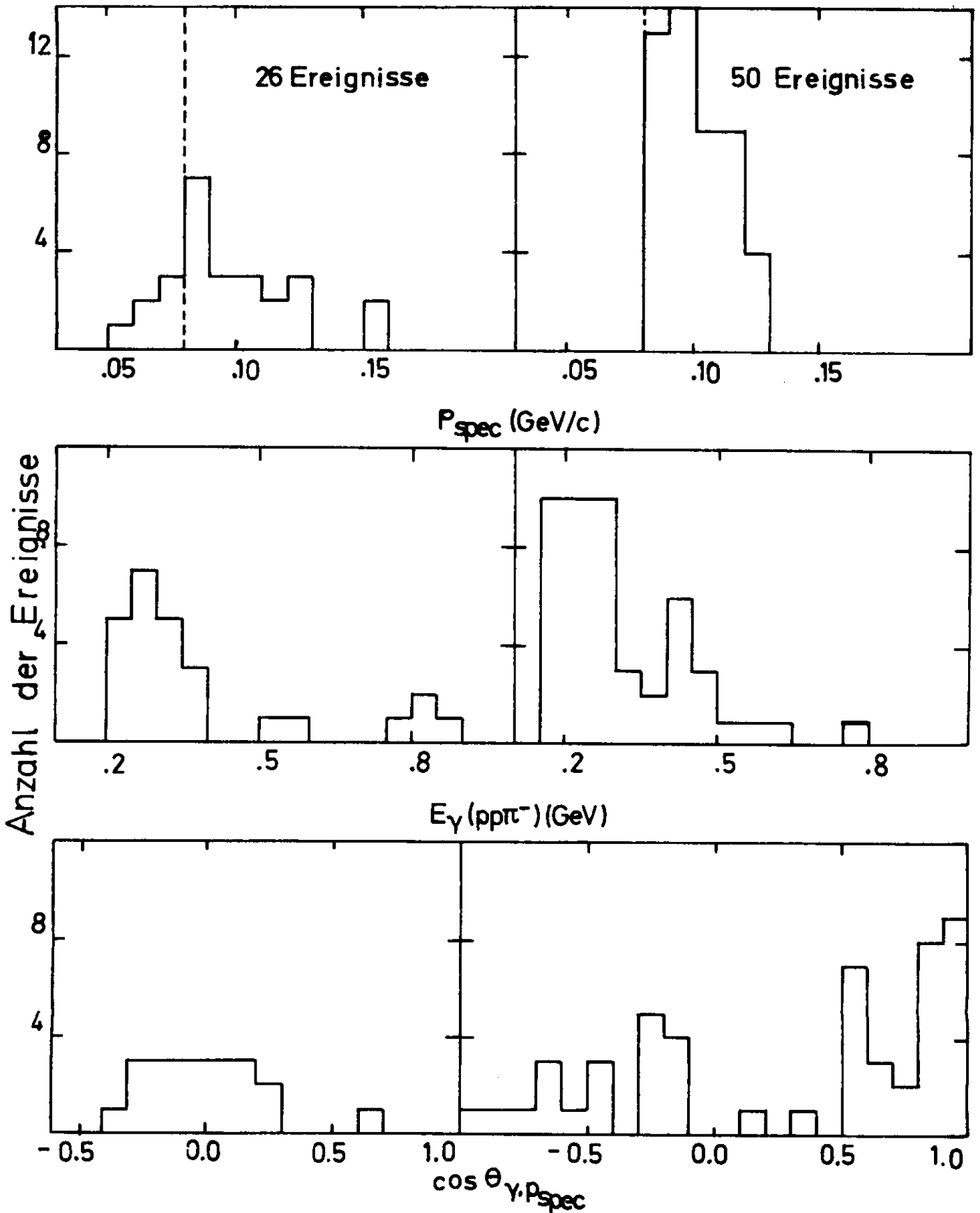


Abb. 14

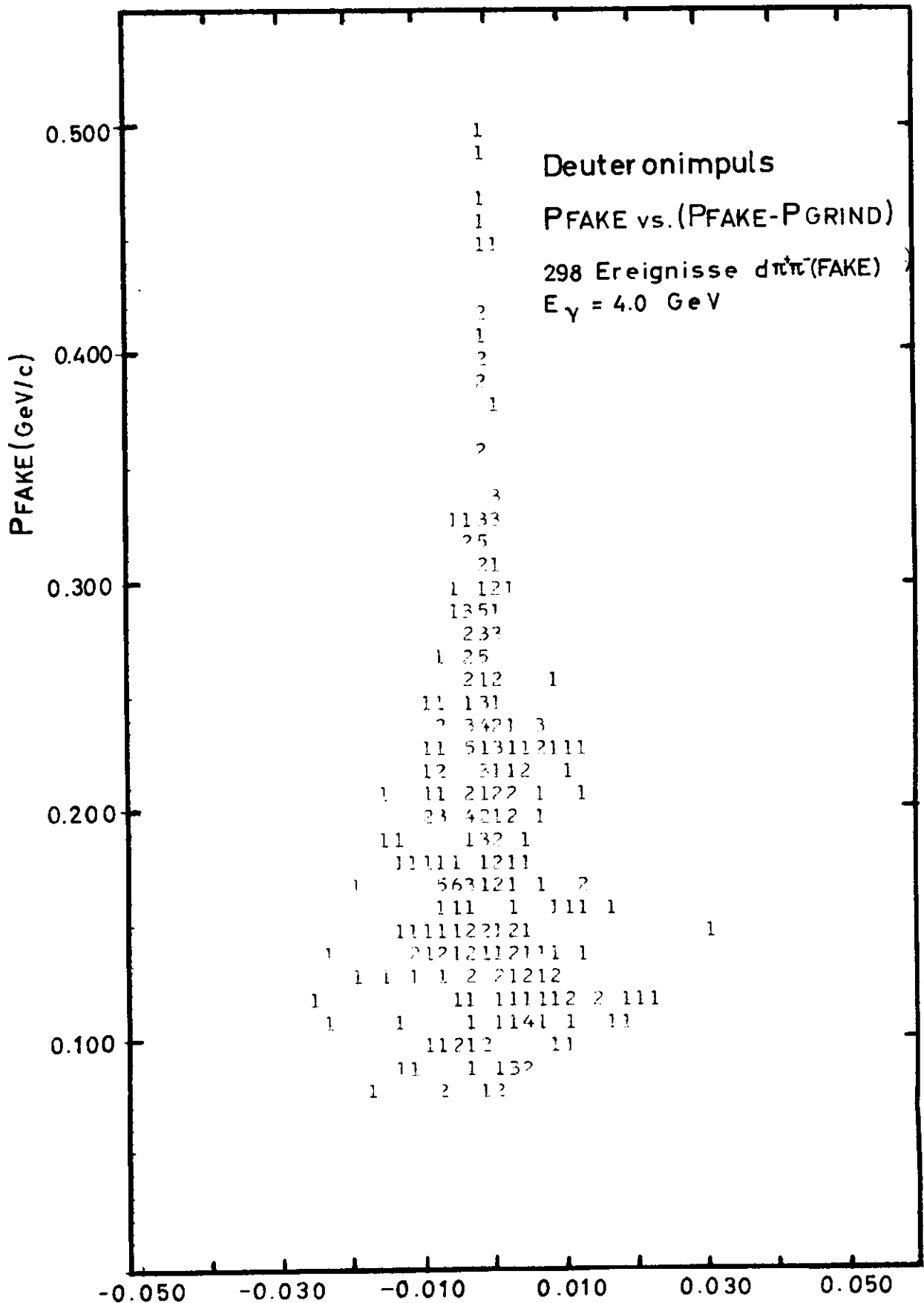


Abb. 15

PFAKE - PGRIND (GeV/c)

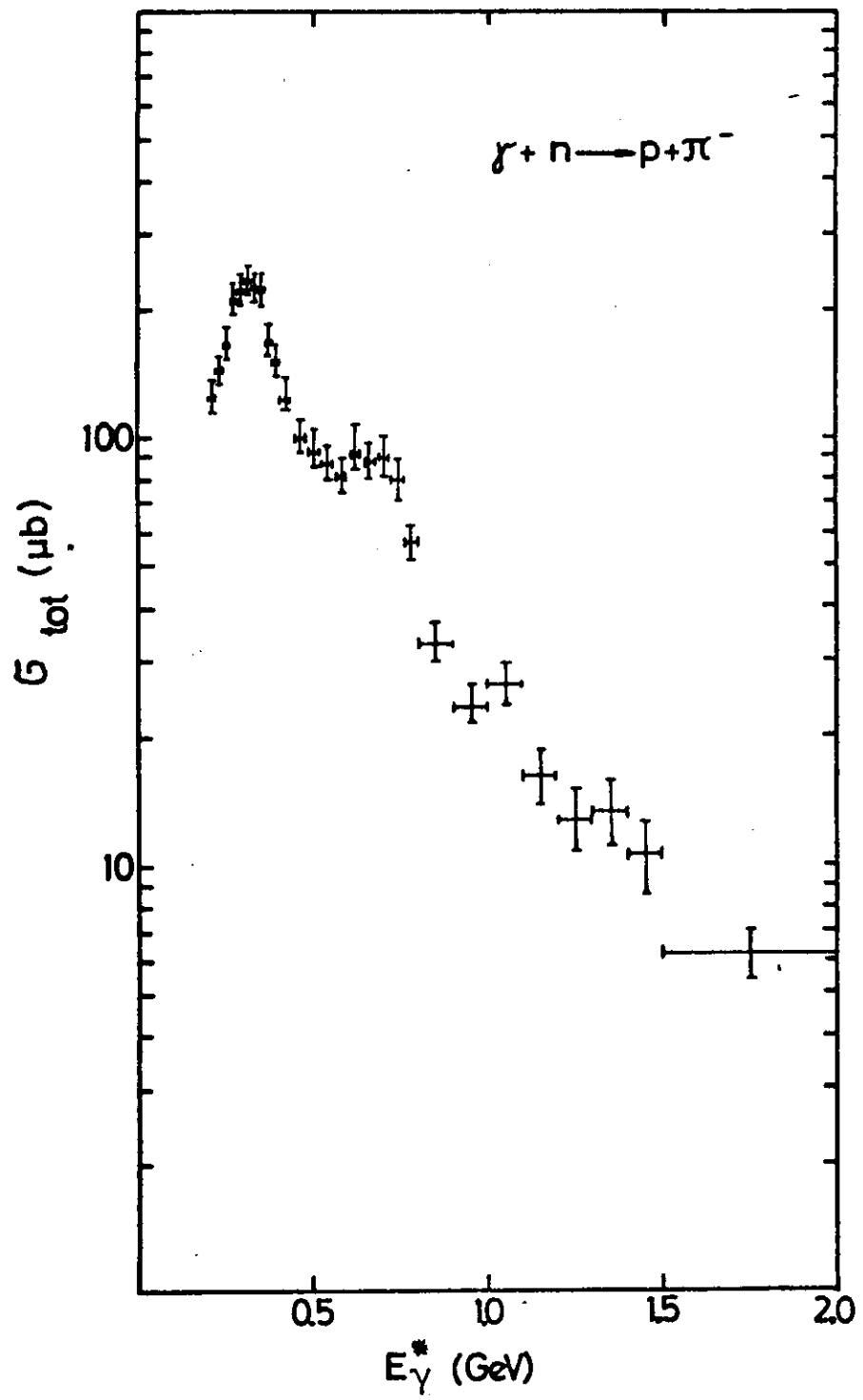


Abb.16

Den Mitarbeitern der Blasenkommergruppe bei DESY, insbesondere Herrn Dr. H. Spitzer, danke ich für die vielen Anregungen und Diskussionen bei der Klärung strittiger Fragen.

Bei Herrn Prof. E. Lohrmann und Herrn Prof. M.W. Toucher bedanke ich mich für die Ermöglichung dieser Arbeit und die Anleitung dazu.

Herrn H.J. Höppner und Herrn Dr. E. Raubold danke ich für die Hinweise bei der Bearbeitung des Programms FARE.  
Das Rechenzentrum bei DESY gewährte mir für die Ausführung der Monte-Carlo-Rechnungen Rechenzeit auf der IBM 360/75.

Frl. Hell und Frl. Bonz danke ich für die Hilfe beim Schreiben der Arbeit und beim Zeichnen der Abbildungen.