A2
10 MAI 1983
CERN BIBLIOTHÈQUE
PITHA 82-18
9

PITHA 82/18

November 1982

Untersuchungen an schwach erzeugten neutralen Mesonen

Helmut de Witt

III. Physikalisches Institut der RWTH Aachen
Aachen, Germany

CERN LIBRARIES, GENEVA

CM-P00050214

PHYSIKALISCHE INSTITUTE
RWTH AACHEN
Sommerfeldstr.
51 AACHEN, FR GERMANY

Thesis-1982-de Witt

Untersuchungen

an

schwach erzeugten neutralen Mesonen

Von der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der Naturwissenschaften genehmigte Dissertation.

vorgelegt von

Diplom-Physiker Helmut de Witt

aus Bückeburg

Referent: Professor Dr. H. Faissner

Korreferent: Professor Dr. A. Böhm

Tag der mündlichen Prüfung: 16. Juli 1982

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Zusammenfassung	1
1. Einleitung	3
2. Theoretische Grundlagen	5
2.1 Ein Modell der elektroschwachen Wechselwirkung	
2.2 Modelle der Neutrino-Nukleon-Wechselwirkung	11
2.3 Nukleare Korrekturen	18
3. Experimenteller Aufbau des Aachen-Padua - Experiments	20
3.1 Konzeption eines Neutrino-Funkenkammer-Experiments am CERN-Proton-Synchrotron (PS)	
3.2 Der Breitband-Neutrino-Strahl am CERN-PS	21
3.3 Die NUE-Funkenkammer der Aachen-Padua - Kollaboration	23
3.4 Nachweis von Teilchen im Detektor	25
4. Die Auswertung	27
4.1 Durchsicht der Filme: Struktur-Kriterien	
4.2 Auswahl der Ereignisse:	29
I) Ein-Schauer-Ereignisse	
II) Zwei-Schauer-Ereignisse	31
4.3 Energiebestimmung für Elektronen	33
4.4 Energiebestimmung für Photonen	34
4.5 Meßgenauigkeit in Energie und Winkel für Elektronen und Photonen	36
4.6 Messung und Rekonstruktion der Ereignisse	39
5. Zwei-Schauer-Ereignisse	41
5.1 Nachweiswahrscheinlichkeit für neutrale Pionen	
5.2 Nachweiswahrscheinlichkeit für Protonen und Myonen	44
5.3 Kinematische Verteilungen	46

Seite

6. Interpretation der Zwei-Schauer-Ereignisse 49

6.1 Beobachtung von neutralen Pionen bei kleinen Winkeln

6.2 Bestimmung der Isospinstruktur des neutralen schwachen Stromes 51

7. Ein-Schauer-Ereignisse und das Axion-Problem 54

7.1 Das Standard-Axion-Modell 55

7.2 Energie- und Winkelverhalten einzelner elektromagnetischer Schauer 62

7.3 Der Pion-Zerfall in zwei Photonen als Untergrundreaktion 64

7.4 Die Streuung von Neutrinos bzw. Antineutrinos an Elektronen als Untergrundreaktion 65

7.5 Diskussion weiterer Untergrundreaktionen 66

7.6 Signifikanz der Beobachtung einzelner Schauer bei kleinen Winkeln 68

7.7 Schaueranalyse 69

7.8 Eigenschaften der Zerfälle Axion-ähnlicher Teilchen 72

Anhang A: Axionspektren 75

Danksagung 78

Literaturverzeichnis 79

Legenden der Abbildungen 85

Abbildungen 90

Zusammenfassung

In der optischen Vielplatten-Aluminiumfunkenkammer der Aachen-Padua-Kollaboration wurden durch Neutrinos exklusiv erzeugte, neutrale Pionen untersucht. Diese Kammer war im Breitband-Neutrino- bzw. Antineutrinostrahl am CERN Proton-Synchrotron exponiert. In 340 000 Aufnahmen wurden ungefähr 700 Zwei-Schauer-Ereignisse gefunden und aufgrund ihrer rekonstruierten Masse als Zerfallsprodukte neutraler Pionen identifiziert. In einer Teilmenge von 52 000 Bildern wurden 70 π^o-Ereignisse mit einem zusätzlichen Proton beobachtet, die sich im wesentlichen durch Resonanzproduktion beschreiben lassen und die eine flache Winkelverteilung zeigen. Die einzeln erzeugten Pionen dagegen haben einen Überschuß in Vorwärtsrichtung. Dieser Überschuß ist durch kohärente π^o-Produktion mittels neutraler Ströme am Aluminium-Kern mit einem totalen Wirkungsquerschnitt von $\sigma = (42.8 \pm 13.5) \times 10^{-40}$ cm^2/Al-Kern zu erklären. Mit diesem Prozeß wird die Isospinstruktur des schwachen neutralen Stromes direkt festgelegt. Die entsprechenden Werte der Kopplungskonstanten des Isovektoranteils β und des Isoskalaranteils δ des Axialvektorstromes sind $\beta = 1.2 \pm 0.2$ und $\delta < 0.7$ mit einem Konfidenzniveau von 90%. Damit ist der Axialvektor des schwachen, neutralen Stromes ein Isovektor. Dieses Ergebnis ist eine direkte Bestätigung der Theorie von Glashow, Salam und Weinberg.

In demselben Experiment wurde die elastische Streuung von Myonneutrinos bzw. -antineutrinos an Elektronen beobachtet. Diese Analyse basierte auf dem gesamten Filmmaterial von 1.7 Millionen Aufnahmen. Im Rahmen dieser Untersuchung wurde ein Überschuß an einzelnen elektromagnetischen Schauern in Vorwärtsrichtung festgestellt. Die beobachteten Schauer sind nicht mit der Kinematik der Myonneutrino- bzw. -antineutrino-Elektron-Streuung vereinbar.

Auch ein allein nachgewiesenes Photon aus dem π^0-Zerfall kann den Überschuß nicht beschreiben. Eine Analyse der Schauer legt die Interpretation nahe, daß sich ein leichtes, neutrales Teilchen im Strahl befindet und in zwei Photonen zerfällt. Dabei überlagern sich die beiden Schauer teilweise und sind im Rahmen der Meßgenauigkeit kollinear. Das kann auf das hypothetische Axion mit einer Masse $m_{\gamma\gamma} \simeq 250$ keV und einer Lebensdauer $\tau_{\gamma\gamma} \simeq 6$ msec hinweisen.

1. Einleitung

Eine der ersten Aufgaben des Aachen-Padua-(AC-PD)Experimentes war die Untersuchung neutraler Pionen[1], die exklusiv über neutrale und geladene Ströme durch Neutrinos produziert werden. Neutrale schwache Ströme waren eine wesentliche Forderung der Theorie von Glashow[2], Salam[3] und Weinberg[4], die eine gemeinsame Beschreibung der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung lieferten.

In Kapitel 2 wird eine kurze Beschreibung dieser Theorie gegeben und einige Pion-Produktions-Modelle werden vorgestellt. Im folgenden Kapitel wird der experimentelle Aufbau des Experimentes und des Neutrinostrahls beschrieben und der Nachweis verschiedener Teilchen im Detektor besprochen. Kapitel 4 beschäftigt sich mit der Durchsicht des Filmmaterials und der Auswahl der Ereignisse. Die Bestimmung der Energie für Elektronen und Photonen und die Genauigkeit der Energie- und Winkelmessung werden diskutiert.

Die Beschäftigung mit neutralen Pionen ist sowohl für die Struktur des schwachen neutralen Stromes[5], als auch für das Verständnis der Resonanz-Produktion[6] von großer Bedeutung. Dazu werden in Kapitel 5 die Nachweiswahrscheinlichkeiten der π^0-Ereignisse und deren kinematische Verteilungen behandelt. In Kapitel 6 wird eine physikalische Interpretation der π^0-Ereignisse gegeben und die Isospinstruktur des neutralen schwachen Stromes abgeleitet.

Allein auftretende Photonen aus dem π^0-Zerfall können Ein-Schauer-Effekte wie die Streuung von Myon-(Anti)Neutrinos an Elektronen[7] simulieren (Abb. 1). In Kapitel 7 werden einzelne elektromagnetische Schauer untersucht und durch mögliche Reaktionen erklärt. Resultierend daraus wird versucht, erste experimentelle Hinweise auf die Existenz eines neuartigen Teilchens, des

Axions, zu geben. Weinberg[8] und Wilczek[9] haben dieses leichte Boson vorhergesagt. Sie beziehen sich dabei auf Symmetriebetrachtungen der Quantenchromodynamik, die Peccei und Quinn[10] angestellt haben. Das Axion zerfällt wie das neutrale Pion in zwei Photonen, ist aber ungefähr 600-mal leichter als dieses, so daß beide Zerfallsquanten kollinear in Flugrichtung des Mutterteilchens konvertieren.

2. Theoretische Grundlagen

2.1 Ein Modell der elektro-schwachen Wechselwirkung

Die vier Grund-Wechselwirkungen, die elektromagnetische, die starke, die schwache und die Gravitations-Wechselwirkung, werden durch Feldtheorien beschrieben. Eine davon ist das "Standard"-Modell von Glashow[2], Salam[3], Ward[3] und Weinberg[4], das alle Phänomene der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung erstaunlich gut erklärt.

Die Feldtheorie für die Beschreibung der elektromagnetischen Wechselwirkung allein ist die Quantenelektrodynamik[11]. Die Wechselwirkungs-Dichte ist ein Produkt zweier Vierervektoren:

$$\mathcal{L}_{em} = e\, J_\mu^{em}\, A_\mu \quad . \tag{1}$$

Dabei ist e die Kopplungskonstante, J_μ^{em} der elektromagnetische Strom und A_μ das Feld des Photons. Der Index μ läuft über alle drei Raumkomponenten und über die Zeitkomponente. Der elektromagnetische Strom setzt sich aus einem Leptonenanteil l_μ^{em} und einem Hadronenteil h_μ^{em} zusammen.

Die Stärke der Quantenelektrodynamik ist ihre Renormierbarkeit, was bedeutet, daß alle elektromagnetischen Prozesse in beliebiger Ordnung der Kopplungskonstanten e berechenbar sind. Entscheidend dafür ist die Invarianz der Wechselwirkungs-Dichte $\mathcal{L}_{em}$ unter einer lokalen Eichtransformation, wobei die Existenz des Photonfeldes A_μ und die Masselosigkeit des Photons vorausgesetzt werden.

Analog zur elektromagnetischen Wechselwirkung macht man nach Fermi folgenden Ansatz für die Wechselwirkungs-Dichte der schwachen Wechselwirkung:

$$\mathcal{L}_{V,A} = \frac{G}{\sqrt{2}}\, l_\mu\, h_\mu \quad . \tag{2}$$

Dabei ist $G = 10^{-5}/M_p^2$ die Kopplungskonstante der schwachen Wechselwirkung, wobei M_p die Masse des Protons ist. Diese Theorie sagt voraus, daß der totale Wirkungsquerschnitt von Neutrinos an Elektronen (oder Quarks) linear mit der Energie ansteigt. Für sehr große Energien ($E > 300$ GeV) wächst dieser über alle Grenzen, was bedeutet, daß bei Streuprozessen mehr Teilchen gestreut als eingeschossen werden (Verletzung der Unitaritätsgrenze). Aber auch schon bei endlicher Energie zeigt sich, daß nur die erste Näherung endlich ist, alle höheren Näherungen divergieren. Man nennt dieses Verhalten die Nicht-Renormierbarkeit.

In Analogie zur Quantenelektrodynamik sollte die Theorie der schwachen Wechselwirkung renormierbar gemacht werden. Yang und Mills[12] haben dazu ein Modell vorgeschlagen, in dem sie die Fermionen in Multipletts einordnen und ihnen eine neue Quantenzahl, den schwachen Isospin I_W, geben. Existiert ein Isovektorfeld $\vec{W}$, das für die Eichinvarianz der Wechselwirkungs-Dichte notwendig ist, so kann ein Isotriplett masseloser Vektorbosonen $\vec{W}$ an ein Fermionenmultiplett koppeln. Die Schwierigkeit dieses Modells ist die Masselosigkeit der Bosonen, was bedeuten würde, daß die schwache Wechselwirkung unendlich reichweitig wäre. Dieses widerspricht aber den experimentellen Erfahrungen total. Die Lösung des Problems lieferten Higgs und Kibble[13]. Sie entwarfen einen Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung, der besagt, daß durch Wechselwirkung mit skalaren Bosonenfeldern (= Higgsfelder) einige dieser ursprünglich masselosen Felder Masse bekommen. Anschließend konnte 't Hooft[14] zeigen, daß bei diesem Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung die Renormierbarkeit erhalten bleibt. Damit war es gelungen, eine Eichtheorie der schwachen Wechselwirkung aufzustellen.

Glashow[2], Salam[3] und Weinberg[4] haben ein Modell zur gemeinsamen Beschreibung der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung geschaffen. Demnach setzen sich die Elementarteilchen aus vier fundamentalen Teilchensorten zusammen:

a) Spin 1/2 Leptonen
b) Spin 1/2 Quarks
c) Spin 1 Bosonen ($\vec{W}$, B) (3)
d) skalare Bosonen ϕ

Glashow[15] konnte 1959 zeigen, daß die Spin 1/2 Leptonen und die Spin 1 Bosonen ausreichen, die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung zu beschreiben. Dazu werden zunächst alle Teilchen unabhängig von ihrer Natur als masselos angenommen. Die Vektorbosonen und die Fermionen erhalten erst durch die Wechselwirkungen mit dem skalaren Feld ϕ, dem Higgs-Feld, eine Masse, ohne die Renormierbarkeit der Theorie zu zerstören. Diese wichtige Ergänzung leisteten Salam und Ward[3] und Weinberg[4]. In der Abbildung 2 ist das Schema der vier Teilchenarten gemäß Gl. (3) dargestellt. Die Vektorbosonen wechselwirken mit den Leptonen, den Quarks und den skalaren Bosonen, und die skalaren Bosonen wechselwirken mit allen drei Teilchenarten und auch mit sich selbst.

Gemäß Yang und Mills[12] wird den Leptonen und Hadronen die neue Quantenzahl, der schwache Isospin I_W, zugeordnet. Die schwache Hyperladung Y_W ist über die Beziehung

$$Q = I_3 + Y_W \tag{4}$$

definiert. Diese Verknüpfung entspricht der Eichgruppe SU(2) (Isospin) - multipliziert mit U(1) (Hyperladung). Den vier Generatoren der Symmetriegruppe SU(2) × U(1) von Salam und Weinberg entsprechen genau die vier Eichfelder $\vec{W}$ und B, wobei die Vektorbosonen in ein Isotriplett ($\vec{W}$) und ein Isosingulett (B) eingeteilt werden.

Die schwache Wechselwirkung besteht nun in niedrigster Ordnung aus der Kopplung des Isotripletts $\vec{W}_\mu$ und des Isosinguletts B_μ an die Komponenten des schwachen Fermionenstromes J_μ:

$$\mathcal{L} = g\,(\vec{J}_\mu \vec{W}_\mu) + g'\,(J^y_\mu B_\mu) \quad . \tag{5}$$

Mit der Beziehung (4) wird J^y_μ in $(J^{em}_\mu - J^3_\mu)$ übergeführt. J^{em}_μ ist der elektromagnetische Strom. Durch den Higgs-Kibble-Mechanismus[13] bekommen drei der vier Vektorfelder eine endliche Masse:

$$W^\pm_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}}\,(W^1_\mu \pm i\,W^2_\mu) \qquad \text{und}$$
$$Z_\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}}\,(g\,W^3_\mu - g'B_\mu) \quad . \tag{6}$$

Das masselose Feld läßt sich wie folgt schreiben:

$$A_\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}}\,(g'W^3_\mu + g\,B_\mu) \quad . \tag{7}$$

Definiert man einen Winkel Θ, den einzigen freien Parameter dieser Theorie, den ursprünglich von Glashow eingeführten Weinbergwinkel zu:

$$g'/g = \tan\Theta_W \quad , \tag{8}$$

so erhält man die Lagrangedichte der schwachen Wechselwirkung:

$$\mathcal{L} = \frac{g}{2\sqrt{2}}\,(2\,\vec{J}_\mu W^-_\mu + 2\,J^-_\mu W^+_\mu)$$
$$+ \frac{g}{\cos\Theta_W}\,(J^3_\mu - \sin^2\Theta_W\,J^{em}_\mu)\,Z_\mu \tag{9}$$
$$+ g\,\sin\Theta_W\,J^{em}_\mu\,A_\mu \quad .$$

Der erste Term beschreibt die schwache Wechselwirkung durch den <u>geladenen</u> Strom $W^\pm$, der dritte die elektromagnetische Wechselwirkung durch den neutralen Strom des Photonfeldes γ. Der

zweite neue Term gibt die Form der schwachen Wechselwirkung durch neutrale Ströme an. Die Kopplung kommt durch den Austausch eines massiven neutralen Vektorbosons Z_μ zustande. Dabei wird die Ladung der beteiligten Fermionen offenbar nicht geändert.

Im Salam-Weinberg-Modell werden die Leptonen in Multipletts des schwachen Isospins I_W eingeordnet. Dabei gruppieren sich die Leptonen in linkshändige Dubletts und rechtshändige Singuletts:

$$L^e = \frac{1 + \gamma_5}{2} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \qquad (10)$$

$$L^\mu = \frac{1 + \gamma_5}{2} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \quad ;$$

$$R^e = \frac{1 - \gamma_5}{2} (e), \quad R^\mu = \frac{1 - \gamma_5}{2} (\mu) \quad . \qquad (11)$$

Die linkshändigen Dubletts tragen per definitionem den schwachen Isospin $I_W = 1/2$ und die schwache Hyperladung $Y_W = -1/2$ und die rechtshändigen Singuletts $I_W = 0$ und $Y_W = -1$. Damit liegt der Leptonenteil des schwachen Isospin-Stromes fest.

Mit Hilfe eines Quark-Bildes wurde die Theorie auf die schwache Wechselwirkung von Hadronen erweitert. Die Struktur des Hadronenstromes h_μ ist gekennzeichnet durch eine die Seltsamkeit (= Strangeness) erhaltende und eine die Seltsamkeit verletzende Komponente. Die Beobachtung, daß es keine neutralen Ströme gibt, die die Seltsamkeit ändern, erforderte eine Vergrößerung der Anzahl der Quarks. Glashow, Iliopoulos und Maiani[16] führten ein viertes Quark mit einer neuen Quantenzahl Charm ein. Somit ist die zugrundeliegende Symmetriegruppe der Hadronen SU(4).

In Analogie zu den Leptonen werden die Quarks in linkshändige Dubletts und rechtshändige Singuletts eingeteilt:

$$L^{q_1} = \frac{1 + \gamma_5}{2} \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$$
$$L^{q_2} = \frac{1 + \gamma_5}{2} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad ; \tag{12}$$

$$R^q = \frac{1 - \gamma_5}{2} (q) \quad \text{mit } q = u,d,c \text{ und } s \; . \tag{13}$$

Hier ist in Gl. (12) $I_W = 1/2$ und $Y_W = 1/6$ und in Gl. (13) $I_W = 0$ und $Y_W = 2/3$ bzw. $- 1/3$. Mit dieser Vorschrift liegt auch der Hadronenanteil des schwachen Isospinstromes fest.

Das Standard-Modell von Salam und Weinberg, das die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung vereint, konnte bisher gut experimentell bestätigt werden[17]. Eine umfassendere Theorie, die auch die starke und vielleicht auch die Gravitations-Wechselwirkung beinhalten würde, steht noch aus. Doch gibt es Ansätze der Vereinheitlichung, die eine vereinigende Gruppe der Art SU(5) favorisiert[18]. Ein noch radikaleres Umdenken fordert die Super-Symmetrie[19], die Fermionen und Bosonen in einer besonderen Weise in Analogie zueinander setzt.

2.2 Modelle der Neutrino-Nukleon-Wechselwirkung

a) Resonante Ein-Pion-Erzeugung

Die Wechselwirkungsdichte $\mathcal{L}$ für die Neutrino-Nukleon-Streuung besteht aus einem leptonischen und hadronischen Teil:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}^{lep.} + \mathcal{L}^{hadr.} \quad , \tag{14}$$

wobei der hadronische Anteil wiederum aus einer geladenen (CC) und neutralen (NC) Stromkomponente aufgebaut ist:

$$\mathcal{L}^{hadr.} = \mathcal{L}^{CC} + \mathcal{L}^{NC} \quad . \tag{15}$$

$\mathcal{L}^{CC}$ und $\mathcal{L}^{NC}$ haben nach dem Aufbau von Nukleonen durch Quarks folgende Form:

$$\mathcal{L}^{CC} = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\mu}\, \gamma_\alpha(1+\gamma_5)\nu \left[\cos\Theta_c\, \bar{u}\, \gamma_\alpha(1+\gamma_5)\, d + O(s,c)\right] , \tag{16}$$

$$\mathcal{L}^{NC} = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\nu}\, \gamma_\alpha(1+\gamma_5)\nu \left[\bar{u}\, \gamma_\alpha\{u_L(1+\gamma_5) + u_R(1-\gamma_5)\}u + \right. \tag{17}$$

$$\left. + \bar{d}\, \gamma_\alpha\{d_L(1+\gamma_5) + d_R(1-\gamma_5)\}d + O(s,c)\right] .$$

Θ_c ist der Cabibbo-Winkel ($\Theta_c \simeq 15^0$). Die chiralen Kopplungskonstanten u_L, u_R, d_L und d_R hängen im Glashow-Salam-Weinberg-Modell nur vom Mischungswinkel $\sin^2\Theta_W$ ab[20]:

$$u_L = \frac{1}{2} - \frac{2}{3}\sin^2\Theta_W \quad , \quad u_R = -\frac{2}{3}\sin^2\Theta_W$$

$$d_L = -\frac{1}{2} + \frac{1}{3}\sin^2\Theta_W, \quad d_R = \frac{1}{3}\sin^2\Theta_W \quad . \tag{18}$$

Die Lagrange-Dichte des neutralen Stroms $\mathcal{L}^{NC}$ kann auch in Terme mit definiertem Lorentz- und Isospintransformationsverhalten zerlegt werden[20]:

$$\mathcal{L}^{NC} = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\nu}\, \gamma_\alpha(1+\gamma_5)\nu \left[\frac{1}{2}\{\bar{u}\,\gamma_\alpha(\alpha+\beta\gamma_5)u - \bar{d}\,\gamma_\alpha(\alpha+\beta\,\gamma_5)d\}\right.$$
$$+ \frac{1}{2}\{\bar{u}\,\gamma_\alpha(\gamma+\delta\gamma_5)u + \bar{d}\gamma_\alpha(\gamma+\delta\gamma_5)d\} \quad (19)$$
$$\left. + O(s,c)\right] \quad .$$

Die Werte für die Konstanten α,β,γ und δ legen jeweils die Stärke des Isovektor-Vektor-, Isovektor-Axialvektor-, Isoskalar-Vektor- und Isoskalar-Axialvektor-Anteiles fest. Diese Konstanten hängen mit den chiralen Konstanten aus Gl. (17) folgendermaßen zusammen:

$$u_L = \frac{1}{4}(\alpha+\beta+\gamma+\delta), \qquad u_R = \frac{1}{4}(\alpha-\beta+\gamma-\delta)$$
$$d_L = \frac{1}{4}(-\alpha-\beta+\gamma+\delta), \qquad d_R = \frac{1}{4}(-\alpha+\beta+\gamma-\delta)\ . \quad (20)$$

Im Glashow-Salam-Weinberg-Modell sind sie:

$$\alpha = 1 - 2\sin^2\theta_W, \qquad \beta = 1$$
$$\gamma = -\frac{2}{3}\sin^2\theta_W, \qquad \delta = 0\ . \quad (21)$$

Die Messung dieser Kopplungskonstanten entscheidet über die Gültigkeit oder die Nicht-Gültigkeit des Standard-Modells.

Für die Berechnung dieser Konstanten wurden 2 exklusive Kanäle aus der Neutrino-Nukleon-Wechselwirkung mit einem neutralen Pion im Endzustand analysiert:

$$\text{NC:} \begin{cases} \nu n \to \nu n \pi^o \\ \nu p \to \nu p \pi^o \end{cases} \quad (22)$$

Ein Modell hat sich bei der Beschreibung dieser experimentellen Ein-Pion-Daten besonders gut bewährt. Es ist das relativistische Quark-Modell von Feynman, Kislinger und Ravndal[21], das auf einem vierdimensionalen harmonischen Oszillator-Potential basiert. Es behandelt die Pion-Produktion durch einzelne Resonanzen bis zu Schwerpunktsenergien $W < 1.4$ GeV. Rein und Sehgal[6] haben dieses Modell auf alle bekannten Pesonanzen erweitert und auf alle Pionproduktionsprozesse in geladenen und neutralen Strömen angewendet.

b) Periphere Ein-Pion-Erzeugung

Außer der resonanten Produktion von Pionen gibt es periphere Prozesse, die folgende Eigenschaften aufweisen:

1) Es findet ein Austausch eines Vektorteilchens (π^-) zwischen dem neutralen Strom und dem Nukleon statt.

2) Der Impulsübertrag vom Strom auf das Nukleon ist klein. Daraus folgt, daß die Produktion des Pions nahe der Vorwärtsrichtung relativ zum einfallenden Neutrino stattfindet ($q^2 < m_\pi{}^2$).

3) Der Austausch von Quantenzahlen zwischen Strom und Nukleon ist möglich.

Da der neutrale Strom auch Axialvektor-Anteile hat, gibt es auch einen möglichen Austausch über ein Axialvektorteilchen (ρ). Alle diese Prozesse können mit Hilfe des Vektor-Meson-Dominanz-Modells berechnet werden.

c) Kohärente Ein-Pion-Erzeugung

Die kohärente Ein-Pion-Erzeugung durch Neutrinos findet am ganzen Atomkern statt:

$$\nu_\mu + Ze \rightarrow \nu_\mu + Ze + \pi^o \qquad (23)$$

Ähnlich wie die kohärente π^o-Produktion durch Photonen[22] haben Nachtmann[23] und Lackner[5] einen Produktionsmechanismus für einzelne neutrale Pionen in Vorwärtsrichtung vorgeschlagen. Abb. 3 zeigt das Diagramm eines solchen Prozesses. Es wird ein beim neutralen Strom auftretendes neutrales Boson Z^o am Kern gestreut und ein neutrales Pion abgestrahlt, wobei auf den Kern keine Quantenzahlen $\neq 0$ übertragen werden, so daß sich die Beiträge aller Nukleonen im Kern kohärent addieren können. Dieser Übertrag geschieht nur vom Strom auf das neutrale Pion. Zwischen dem Pion und dem Kern wird ein virtuelles Pomeron übertragen, das durch die Quantenzahlen des Vakuums charakterisiert ist.

Die Eigenschaften dieses Prozesses sind folgende:

1) Die Streuung findet nur am ganzen Kern statt, und zwar so, daß der Kern unberührt im Grundzustand bleibt.

2) Bei der Aussendung des neutralen Bosons Z^o wird nur ein geringer Impuls auf den Kern übertragen ($|\underline{q}| \lesssim 1/R_{A\ell} = 53$ MeV). Das Boson wandelt sich in ein neutrales Pion um, so daß der Emissionswinkel des Pions zum einlaufenden Neutrino klein ist.

3) In Vorwärtsrichtung spielt nur die Divergenz des neutralen Stromes eine Rolle[24]. Der Vektoranteil des Stromes verschwindet wegen der CVC-Hypothese.

Aus diesen Eigenschaften folgt, daß nur der Vektor(V)- und der Axialvektor(A)-Anteil des Hadronenstromes zum Tragen kommt. Alle anderen Komponenten wie Skalar(S)-, Pseudoskalar(P)- und Tensor(T)-Anteile verschwinden bei kleinen Emissionswinkeln des Pions. Das heißt, daß bei diesem Prozeß die Helizität nicht geändert werden kann. Da das Pion aber ein 0^--Teilchen ist,

kann es die Helizität vom neutralen Strom nicht übernehmen. Nur Helizitätszustände h = 0 des neutralen Stromes können an das Pion koppeln.

Der Prozeß zeichnet sich kinematisch hauptsächlich durch den kleinen Emissionswinkel des Pions relativ zum einlaufenden Neutrino aus. Zusätzlich sollte die kohärente Erzeugung hohe Pion-Energien favorisieren, da der Kern sehr wenig oder keinen Impuls aufnimmt und die Energie sich auf das auslaufende Neutrino und das emittierte Pion verteilt.

Die kohärente Produktion von Pionen im neutralen Strom erlaubt es, die Isospinstruktur des neutralen schwachen Stromes direkt zu bestimmen, wenn man die folgenden drei Annahmen macht:

1) der schwache neutrale Strom enthält nur Vektor(V)- und Axialvektor(A)-Anteile;
2) der schwache neutrale Strom ist in demselben Isotriplett enthalten wie der schwache geladene Strom;
3) im neutralen Strom gibt es keinen isotensoriellen Beitrag. -

Mit diesen Annahmen erhält man die Lagrange-Dichte des schwachen Stromes, deren Kopplungskonstanten $\alpha,\beta,\gamma,\delta$ aus Gl. (21) modellunabhängig bestimmt werden können:

$$\mathcal{L}^{NC} = G/\sqrt{2}\left[\bar{\nu}\gamma_\alpha(1+\gamma_5)\nu\right] J_\alpha^{NC} \quad , \tag{24}$$

wobei J_α^{NC} folgende Form hat:

$$J_\alpha^{NC} = \alpha\, V_\alpha^{I=1} + \beta\, A_\alpha^{I=1} + \gamma\, V_\alpha^{I=0} + \delta\, A_\alpha^{I=0} + h.c. \tag{25}$$

Der Hadronenstrom hat also einen Isovektor-(I=1) und einen Isoskalar-(I=0)Beitrag mit jeweils einem Vektor(V)- und Axialvektor(A)-Anteil. Im Salam-Weinberg-Modell sind die Kopplungskonstanten nach Gl. (21) festgelegt. Die Bestimmung der Isospinstruktur des schwachen neutralen Stromes mit Hilfe der kohärenten

Produktion hängt von zwei Hypothesen ab, der Hypothese des erhaltenen Vektorstromes (CVC) und der Hypothese des teilweise erhaltenen Axialvektorstromes (PCAC).

Die Idee des erhaltenen Vektorstromes ist die, daß in Analogie zur elektromagnetischen Wechselwirkung die schwache Ladung immer erhalten ist; d.h., daß die Kopplungskonstanten des Isovektor- und Isoskalar-Anteils für alle Teilchen gleich sind. Der Isovektor-Beitrag der elektromagnetischen Wechselwirkung und die Isovektor- und Isoskalar-Teile des schwachen Stromes bilden zusammen ein Isotriplett. Der Isospinvektor ist aber in der elektromagnetischen Wechselwirkung erhalten, so daß auch die beiden Komponenten des schwachen Stromes erhalten sind und die Bedingung gilt, daß

$$\partial_\alpha V^\alpha = 0 \qquad (26)$$

ist. Der Hadronenstrom J_α^{NC} (Gl. 25) steht jetzt in vereinfachter Form da:

$$J_\alpha^{NC} = \beta\, A_\alpha^{I=1} + \delta\, A_\alpha^{I=0} \quad . \qquad (27)$$

β kann jetzt durch die Messung der kohärenten Produktion eines isovektoriellen Teilchens, also des neutralen Pions ($I = 1$), bestimmt werden. δ ergibt sich aus der Messung eines isoskalaren Teilchens, des Etas (η, $I=0$).

Die Idee des beinahe erhaltenen Axialvektorstromes folgt der von CVC, womit der hadronische Axialvektorstrom A^α approximativ erhalten ist

$$\partial_\alpha A^\alpha \simeq 0 \quad , \qquad (28)$$

wenn man berücksichtigt, daß der schwache Vektorstrom und der schwache Axialvektorstrom Teile desselben Isovektorstromes sind. Die Divergenz des Axialstromes verschwindet aber nicht vollständig,

sondern ist im Limes $m_\pi \to 0$ durch das pseudoskalare Pionfeld Φ_π gegeben, weil der Axialvektorteil des hadronischen Stromes für den schwachen Zerfall des pseudoskalaren Pions ein Produkt aus Pionmasse m_π^2, Zerfallskonstante des Pions f_π und dem Pionfeld ist:

$$\langle 0 | \partial_\alpha A^\alpha | \pi \rangle = m_\pi^2 f_\pi \Phi_\pi \qquad (29)$$

Mit dieser PCAC-Hypothese und einem Vektoranteil wird der Wirkungsquerschnitt für die kohärente Erzeugung von neutralen Pionen und Etas durch Neutrinos am Aluminiumkern berechnet.

Rein und Sehgal[25] haben die Rechnungen von Lackner[5] erweitert und finden einen totalen Wirkungsquerschnitt für die kohärente Produktion von neutralen Pionen von:

$$\sigma_{\pi^o}^{theo} \text{ (kohärent)} = 31 \times \beta^2 \times 10^{-40} \text{ cm}^2/\text{Al-Kern} , \qquad (30)$$

für die kohärente Produktion von Etas von:

$$\sigma_{\eta}^{theo} \text{ (kohärent)} = 1.0 \times \delta^2 \times 10^{-40} \text{ cm}^2/\text{Al-Kern} . \qquad (31)$$

Bei den Berechnungen der Wirkungsquerschnitte werden die Kopplungskonstanten β^2 und δ^2 als freie Parameter behandelt. Beide Wirkungsquerschnitte werden aufgrund der starken Modellabhängigkeit der Rechnungen mit einem Unsicherheitsfaktor 2 angegeben.
Der Wirkungsquerschnitt für die π^o-Produktion ist ungefähr 20-mal größer als der für die η-Produktion, was hauptsächlich vom unterschiedlichen Phasenraum zwischen π^o und η stammt.

2.3 Nukleare Korrekturen

In der Regel finden Neutrino-Reaktionen an einzelnen Nukleonen statt. Dabei befinden sich die produzierten Hadronen in dichter Kernmaterie, wobei sie mit dieser wechselwirken und den Endzustand einer betrachteten Reaktion modifizieren können.

Wesentliche nukleare Effekte sind:

1) das Pion-Nukleon-(πN)System kann den Kern ohne Wechselwirkung verlassen und ändert somit den beobachteten Endzustand nicht.

2) bei nuklearen Wechselwirkungen des πN-Systems mit dem Kern kann der ursprüngliche Endzustand erhalten bleiben.

3) Ladungsaustausch im Kern kann einen Endzustand verändern.

4) Teilchen können bei Kern-Wechselwirkungen zusätzlich entstehen oder im Kern absorbiert werden, so daß der Endzustand verfälscht wird.

Es wurde eine detaillierte Analyse dieser Effekte mit Hilfe einer nuklearen Kaskaden-Simulation mit experimentellen Eingabedaten am Gargamelle-Experiment von Pohl[26] vorgenommen. Analytische Rechnungen von Adler [27] wurden mit der Modellvorhersage verglichen. Die gefundenen Ergebnisse konnten auf das vorliegende Experiment übertragen werden, da die Pion-Spektren in beiden Experimenten ähnlich sind.

Das Modell berücksichtigt je nach der Dichte der Kernmaterie unterschiedliche Effekte an gebundenen und freien Nukleonen. Dabei sind die Bindungsenergie der Nukleonen, ihre Fermi-Bewegung und das Pauli-Prinzip wesentlich. Diese Annahmen sind nur dann

gültig, wenn der Impulsübertrag bei einer Reaktion größer ist als die Bindungsenergie. Bei sehr großen Impulsen wird die Struktur der Reaktionspartner aufgelöst. Zusätzlich wird im Modell gefordert, daß die mittlere freie Wegstrecke eines Hadrons im Kern größer ist als der intranukleare Abstand. Alle oben genannten Bedingungen sind beim Al-Kern erfüllt: Protonen werden erst ab einem Impuls von 400 MeV nachgewiesen, während hochenergetische Protonen (> 2 GeV) nicht vorkommen. Das Modell liefert nur eine Aussage über Häufigkeiten von einzelnen Prozessen, aber nicht über differentielle Verteilungen.

Die Kern-Materie wird durch ein Fermi-Gas-Modell beschrieben[28]. Das Modell hängt im wesentlichen von drei Parametern ab: 1) dem Kernradius R, 2) der Potentialtiefe V und 3) der Fermi-Energie E_F. V und E_F haben nur einen vernachlässigbaren Einfluß auf das Modell, während R mit Hilfe experimenteller Daten bestimmt wird. Frühere Untersuchungen [1] an neutralen Pionen in neutralen und geladenen Strömen durch Neutrinos und Antineutrinos können damit auf nukleare Effekte korrigiert werden.

3. Experimenteller Aufbau des Aachen-Padua-Experiments

3.1 Konzeption eines Neutrino-Funkenkammer-Experiments am CERN-Proton-Synchrotron (PS)

Im Mittelpunkt des Experimentes standen die Streuung von Myonneutrinos bzw. Myonantineutrinos an Elektronen:

$$\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^- \qquad (32)$$
$$\bar{\nu}_\mu e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^- .$$

Ihre Bedeutung besteht darin, daß sie rein leptonische, schwache Prozesse sind, die in erster Ordnung nur über neutrale Ströme (NC) ablaufen können, wenn die Leptonenzahl streng erhalten ist. Das Ziel war die Messung des totalen Wirkungsquerschnittes dieser beiden Reaktionen.

Da die Reaktionen von Neutrinos an Nukleonen bei einer mittleren Neutrinoenergie von E_ν = 2 GeV einen kleinen Wirkungsquerschnitt von $\sigma \sim 10^{-38}$ cm^2 haben, ist es wichtig, eine große Targetmasse zu haben, um eine signifikante Ereignisrate zu erreichen.
Man verwendet das Target gleichzeitig auch als Detektor, um keine Neutrino-Ereignisse zu verlieren und den apparativen Aufbau des Experimentes einfach und billig zu gestalten.

Alle Forderungen sind beim optischen AC-PD-Funkenkammer-Experiment erfüllt[29]: die effektive Targetmasse beträgt 20 to Aluminium, und es wurden 1.7 Millionen Neutrino- und Antineutrino-Bilder aufgenommen.

Das Experiment wurde im Jahre 1973 im III. Physikalischen Institut A der RWTH Aachen in Anlehnung an ein Pionier-Funkenkammerexperiment aus dem Jahre 1963 konzipiert[30]. Im Juli 1974 wurden die ersten Bilder aufgenommen. Die Namensgebung 'NUE' für das Experiment wurde von dem physikalischen Prozeß abgeleitet, der der Anlaß des Experiments war: NeUtrino-Elektron-Streuung.

3.2 Der Breitband-Neutrinostrahl am CERN-PS

Die Neutrinos bzw. Antineutrinos entstehen aus dem Zweikörperzerfall von Pionen und Kaonen, die beim Aufprall hochenergetischer Protonen (26 GeV) auf ein externes Target erzeugt werden. Zu diesem Zweck werden die Protonen im Linearbeschleuniger auf 50 MeV vorbeschleunigt. Die Intensität des Strahles wird in einem Zwischenspeicher um einen Faktor 5 auf 10^{12} Protonen/Puls erhöht. Im Synchrotron selbst wird der Strahl auf 26 GeV Energie erhöht. Anschließend werden die Protonen mittels Ablenkmagneten aus dem Synchrotron herausgelenkt und auf das Target geschossen. Dieses muß so beschaffen sein, daß es dem Protonenstrahl viel Materie zum Wechselwirken entgegensetzt. Die Reaktionsprodukte dürfen aber nicht vom Target wieder absorbiert werden. Daher hat man am CERN als Target einen 90 cm langen Berylliumstab mit einem Durchmesser von 0.7 cm verwendet. Die Mesonen zerfallen im Zerfallstunnel (Abb. 4) wie folgt:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \qquad K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \qquad (33)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \qquad K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$$

Die positiven Mesonen liefern also die Neutrinos und die negativen die Antineutrinos. Um mit einem reinen Neutrino- bzw. Antineutrinostrahl arbeiten zu können, ist es notwendig, die Teilchen einer Ladung zu fokussieren und alle anderen geladenen Teilchen abzulenken. Außerdem müssen ungeladene Teilchen zusätzlich absorbiert werden. Direkt hinter dem Target schließt sich das magnetische Horn[31] an. Das Horn besteht aus einem doppelwandigen Metalltrichter. Die Wände durchfließt ein Stromstoß von 340 kA, so daß zwischen den Leitern ein Magnetfeld entsteht. Ist die Polarität des Horns festgelegt, so werden die Mesonen jeweils nach ihrem Ladungsvorzeichen zur Symmetrieachse fokussiert oder defokussiert.
Auf diese Weise kann man einen reinen Neutrino- bzw. Antineutrinostrahl bei < 1.0% Beimischung des jeweiligen Antiteilchens erreichen.

Außerdem erhöht die Fokussierung durch das Horn den Neutrinofluß im Detektor um einen Faktor 7 bis 8.[32)]
16 m nach dem Horn steht ein Reflektor, der die Fokussierung um einen weiteren Faktor 2 bis 3 verbessert[33)].
Es schließt sich dann ein 70 m langer Zerfallskanal an. An dessen Ende steht ein Neutrinofilter aus Eisen und Beton von 20 m Länge, der die verbliebenen Myonen und Hadronen wie z.B. Protonen, Neutronen, Pionen und Kaonen absorbiert. Die Entfernung zwischen dem Horn und der Funkenkammer beträgt 114,5 m. Abbildung 4 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines Neutrinostrahles und Abbildung 5 zeigt speziell die Anordnung der Experimente am CERN-PS Neutrinostrahl.
Das schwierigste Problem war die Absorption hochenergetischer Myonen, die von defokussierten Teilchen kamen. Zu Beginn der Bildaufnahme sah man auf einem Bild im Mittel 25 Myonen. Mit Hilfe eines 22 m dicken Eisenfilters und 500 to Beton im Neutrinostrahl und einer 0.8 m dicken Stahlwand direkt vor der AC-PD - Funkenkammer konnte die Anzahl von Myonen auf weniger als ein pro Bild reduziert werden.

Abbildung 6 zeigt die Energiespektren des Myonneutrinos und des Myonantineutrinostrahls[34)]. Das Haupt- und das Nebenmaximum der Verteilung entsteht durch den Zerfall von Myonen bzw. von Kaonen. Die mittlere Neutrinoenergie liegt bei 2.1 GeV. Der Fluß hat sein Maximum bei einer Neutrinoenergie von ungefähr 1.5 GeV. Die Unsicherheit des Spektrums unterhalb von 0.5 GeV ν-Energie ist schlechter als 30% [34)], während sie für Energien oberhalb von 1 GeV 12% beträgt[34)].

Die Beimischung anderer Neutrinosorten beträgt im Neutrinostrahl 0.15% für $\bar{\nu}_\mu$, 0.37% für ν_e und 0.02% für $\bar{\nu}_e$, im Antineutrinostrahl 0.29% für ν_μ, 0.05% für ν_e und 0.26% für $\bar{\nu}_e$.

Der mittlere Protonenfluß liegt bei 5.5×10^{12} Teilchen/Puls. Das entspricht einem Neutrinofluß im Detektor von 1.5×10^{10} Neutrinos/($m^2 \times$ Puls) (0.7×10^{10} Antineutrinos/($m^2 \times$ Puls)).

3.3 Die NUE-Funkenkammer der Aachen-Padua-Kollaboration

Das Experiment verwendete 141 optische Aluminium-Doppelfunkenkammern. Diese dienten gleichzeitig als Target und Detektor im Weitband-Neutrinostrahl. Abbildung 7 und 8 zeigen den Aufbau des Apparates. Die 141 Segmente waren freihängend an einem Eisenträger befestigt. Die Gesamtlänge der 141 Kammern beträgt 7.5 m. Zwischen die letzten 12 Moduln sind zwölf 4 cm dicke Eisenplatten von gleichem Querschnitt wie die Al-Platten gehängt. Diese Sandwich-Anordnung dient zur speziellen Identifizierung der Myonen (IMI), wobei dort die Wechselwirkungslänge eines Teilchens um einen Faktor 3 kleiner ist als im anderen Teil der Funkenkammer. Der ganze Apparat hat eine Masse von 50 to Aluminium und Eisen. Das effektive Volumen beträgt 16.3 to Aluminium. Jede einzelne Kammer hat eine Oberfläche von $2 \times 2\ m^2$. Sie besteht aus zwei 0.5 cm dicken Außenwänden und einer 1 cm dicken Innenwand. Die beiden Funkenstrecken sind je 1 cm breit. 2 Funkenstrecken bilden eine Kammer. Die für die Konzeption relevante Reihenfolge ist die, daß auf 1 cm Aluminium ein Spalt folgt und wieder 1 cm Aluminium. Die Kammern sind jeweils an einer der vier Ecken aufgehängt und auf zwei Seiten mit Plexiglas abgedeckt, so daß man von zwei Seiten über die Spiegel in die Kammer sehen kann.

Die Funkenkammer wird bei jedem Puls des Beschleunigers getriggert. Die mittlere Platte ist aus Sicherheitsgründen mit der Hochspannung verbunden. Die Kapazität einer Kammer von 7nF und eine kurze Anstiegszeit des Pulses von < 100 nsec ermöglicht einen Nachweis von mehreren Funken in einem Spalt, welcher für die Vierteilchennachweiswahrscheinlichkeit wichtig ist.[35)]

Als Schalter werden kleine Funkenstrecken verwendet. Um den Schaltvorgang auszulösen, werden wiederum Funkenstrecken benutzt. Der Strom, der der Anstiegszeit von 80 nsec entspricht, beträgt $\sim$ 700 kA. Um Restladungen zu vermeiden, ist ein elektrisches Feld von 20 V angelegt, das die verbleibenden Ladungen nach der Feuerung abzieht. 5 µsec vor dem Eintreffen der Neutrinos auf dem Detektor wird es wieder abgeschaltet.[36)]

Die Kammern werden von einem Neon-Helium-Gemisch im Verhältnis 70 zu 30 durchspült. Der Gasfluß beträgt 1 Liter pro Minute und Kammer. Da das Gas sehr teuer ist, wird es regeneriert: es ist in einen Kreislauf eingebaut, in dem sich ein Reiniger befindet. Das Gas wird durch eine Leiste in die Kammer eingeführt und aus der ihr diagonal gegenüberliegenden Leiste wieder herausgeführt. Der Fluß wird jeweils durch ein Nadel-Ventil reguliert. An den Eintritts- und Austrittsgasleisten sind Ober- und Unterdruckventile angeschlossen, die hier den Druck kontrollieren. Es wurde ein Überdruck von 1.5 mm Wassersäule pro Kammer zugelassen, der durch ein Schrägrohrmanometer überprüft wurde. Das Reinigungssystem ermöglicht es, die Gedächtniszeit der Kammer auf größer als 30 µsec zu halten. Aus Gründen der Erkennbarkeit von Mehrteilchen-Ereignissen hat man alle 141 Kammern mit zwei Ansichten unter einem Stereowinkel von 90^{o} fotografiert. Das wurde dadurch ermöglicht, daß zwei große Spiegel mit einer Oberfläche von je $2 \times 8\ m^2$ so montiert wurden, daß sie jeweils einen Einblick durch die Plexiglasfenster in die Kammern geben.
Die Spiegel bestehen aus einer aluminiumbeschichteten Mylar-Folie. Der optische Weg von der Kamera zur Kammermitte beträgt $\sim$ 21.7 m. Die Verkleinerung von Gegenstand- zu Bildgröße von 1/70 mit einer Bildgröße von $70 \times 117\ mm^2$ liefert einen Wert für die Brennweite von 30 mm. Die Blende wurde so eingestellt, daß sich bei einer einzelnen Teilchenspur eine leichte Überbelichtung für einzelne Funken ergibt, aber bei einer Schauerentwicklung schwache Funken nicht verloren gehen. Als Film wurde ein 70 mm Agfa AVIPHOT PAN 33 mit 33 Din verwendet. Den Filmtransport ermöglicht eine bei CERN entwickelte mechanische Vorrichtung. Auf jedem Bild wird am oberen Rand eine numerische Anzeige (die Data-Box) eingeblendet, die Informationen über Filmnummer, Bildnummer, Filmart, das meint Neutrino- (1) oder Antineutrinostrahl (2), Datum und Uhrzeit der Aufnahme, Anzahl der Protonen und Intensität des Neutrinostrahls enthält.

3.4 Nachweis von Teilchen im Detektor

Der NUE-Detektor wurde speziell für den Nachweis von Elektronen konzipiert und eignet sich besonders gut für die Identifizierung von Leptonen und Photonen.

Elektronen werden durch eine typische elektromagnetische Kaskade sichtbar, die durch Bremsstrahlung und Paarproduktion erzeugt wird. Die Strahlungslänge beträgt 22 cm. Das ermöglicht es, elektromagnetische Schauer im Energiebereich von 100 MeV bis zu einigen GeV vollständig in der Kammer sichtbar zu machen. Da die Schauerlänge nur etwa mit dem Logarithmus der Energie zunimmt und 28 Strahlungslängen im Aluminiumteil zur Verfügung stehen, können sich alle Schauer, wenn sie die Kammer nicht verlassen, voll entwickeln. Eine gute Energie- und Winkelbestimmung ist deshalb möglich.

Photonen verhalten sich wie Elektronen im Apparat, nur daß sie im Anfangszustand zwei Teilchen haben, nämlich 1 Elektron und 1 Positron. Da der statistische Prozeß der Schauerentwicklung bei Elektronen und Photonen derselbe ist, ist besonders bei hohen Energien Unterscheidbarkeit zwischen einzelnen Elektronen und einzelnen Photonen nicht möglich. Als Kriterium für die Erkennbarkeit eines elektromagnetischen Schauers wurde in mindestens 20% der Spalte mehr als 1 Funke verlangt.

Myonen verlieren ihre Energie beim Durchgang durch Materie durch Ionisation und Anregung. Das Teilchen charakterisiert sich dadurch, daß es eine lange Spur aufweist, die keine sichtbaren nuklearen Wechselwirkungen zeigt. Auch kommt das Myon in den meisten Fällen im Detektor nicht zur Ruhe, sondern verläßt den Apparat. 16 nukleare Wechselwirkungslängen des ganzen Apparates garantieren eine sehr gute Unterscheidbarkeit von Myonen und geladenen Hadronen, wie Pionen und Protonen.

Die effektive Wechselwirkungslänge wurde mit Hilfe von Daten aus dem Eichexperiment zu 27 cm Aluminium bestimmt[37].

Geladene Hadronen (Protonen, Pionen) charakterisieren sich meistens durch nukleare Wechselwirkung oder im Fall des Pions durch einen Zerfall. Diese Teilchen werden also durch Knicke oder Wechselwirkungen identifiziert.
Kurze im Apparat endende Spuren ohne Knick oder Wechselwirkung werden meistens von Protonen erzeugt. Sie unterscheiden sich von Myonen durch ihre Länge, die im Mittel kleiner ist als 30 cm Aluminium. Geladene Pionen zeigen häufig Wechselwirkungen, von denen Spuren und/oder Schauer ausgehen. Für die Untersuchung von elastischen[38] und quasi-elastischen Reaktionen[39] wurde eine spezielle Analyse der Kalibrationsdaten von Protonen und Pionen durchgeführt.[40]

Neutrale Pionen haben eine kurze Lebensdauer ($\tau \sim 0.8 \times 10^{-16}$ sec) und zerfallen in zwei Photonen. Sie werden durch Neutrino-Nukleon-Streuung in neutralen und geladenen Stromreaktionen erzeugt. Konvertieren beide Photonen im Apparat, so ist der Test, ob es sich um den Zerfall eines neutralen Pions in zwei Gammaquanten handelt, die Berechnung der invarianten Masse des Systems. Der Detektor ist 25 Konversionslängen tief. Trotzdem verliert man in ungefähr 30% der Fälle eines der beiden Photonen dadurch, daß es außerhalb der Kammer konvertiert.[41] Zusätzlich kann die Energie eines Gammaquants nicht ausreichen, einen nachweisbaren Schauer zu entwickeln. Im Falle des neutralen Stroms ist dann nur ein Photon sichtbar, das als Elektron mißinterpretiert werden kann.

4. Die Auswertung

4.1 Durchsicht der Filme: Struktur-Kriterien

Die Datenaufnahme begann im Juli 1974. In eineinhalb Jahren mit Unterbrechungen bis Dezember 1975 wurden 1.7 Millionen Bilder aufgenommen. Das entspricht einer Menge von 165 Neutrino- und 185 Antineutrinofilmen bei 5000 Bildern pro Film. Die Anzahl der Neutrinoereignisse beträgt im Mittel eines auf drei Bildern (ein Antineutrinoereignis auf neun Bildern). Das ergibt 280.000 neutrinoinduzierte und 100.000 antineutrinoinduzierte Ereignisse. Diese hohe Anzahl von Ereignissen wurde bisher von keinem optischen Experiment erzielt.
Die Auswertung der Ereignisse erfolgte je zur Hälfte im

III. Phys. Inst. A der RWTH Aachen
und im
Istituto di Fisica Galileo Galilei
an der Universität zu Padua , Italien.

Es wurden mehrfache ($\geq$ 3) Durchmusterungen des Filmmaterials vorgenommen, um die Interpretationsgenauigkeit von Ereignissen und die Vollständigkeit der Ereignismengen zu erhöhen. Somit konnte die Wahrscheinlichkeit einer richtigen Klassifikation von Ereignissen auf nahezu 1 gebracht werden.

Elektronen, Photonen, Pionen, Myonen, Protonen wurden durch topologische Strukturen klassifiziert. Da kein Magnetfeld angelegt wurde, konnte das Vorzeichen der Teilchenladung nicht bestimmt werden.

Man unterscheidet drei Klassen von Strukturen, die aufgrund von Erfahrungen früherer Experimente[30,42] und des folgenden wie folgt definiert sind:

1. Ein Schauer (S) ist eine Struktur mit mindestens 7 Funken, wobei im Mittel in 5 Spalten mindestens ein Doppelfunke erscheinen muß.

2. Eine Spur (T) ist eine Gerade mit mehr als 10 Funken und weniger als 1 Doppelfunken pro 5 Spalten innerhalb der Breite der Funken.

3. Als Rückstoß (R) wird eine kurze Spur mit 2 bis 9 Funken bezeichnet.

Besondere Adjektive erhalten die Klassen von Strukturen dann, wenn sie die Kammer verlassen (L), in den Myon-Identifikator (IMI) hineinlaufen (E) oder ihn durchlaufen (M), und wenn sie in Strahlrichtung gesehen rückwärts laufen (B). Für Spuren werden zusätzlich die Adjektive K und I zugelassen, wenn das Teilchen gestreut wird und die Spur einen Knick (K) zeigt oder wenn das Teilchen wechselwirkt (I). Elektronen und Photonen werden der Strukturklasse der Schauer zugeordnet. Myonen charakterisieren sich durch lange, keine Richtungsänderung zeigende Spuren und Protonen geben kurze Rückstoßspuren.

Abbildung 9 zeigt einen typischen elektromagnetischen Schauer, der alle oben diskutierten Kriterien erfüllt. Gezeigt ist nur eine Projektion. Der Schauer (Abb. 9) hat eine Energie von ungefähr 0.75 GeV. Er ist hochenergetisch: das zeigt sich im besonderen im Anfangsteil des Schauers, wo die ersten 10 Funken im Mittel auf einer Geraden liegen und die Auffächerung erst viel später beginnt. Am oberen Bildrand erscheint noch eine kleine Anhäufung von Funken, die von einem Bremsquant herrührt. Bei Schauerenergien um 1 GeV macht das Verdoppelungskriterium keine Schwierigkeiten. Bei niedrigen Energien aber ist es schwierig, eine Rückstoßspur von einem Schauer zu unterscheiden, also den hadronischen von dem elektromagnetischen Charakter eines Teilchens zu trennen. Es können unter Umständen dadurch Lücken in Schauern und Spuren entstehen, daß einzelne Kammern ausfallen oder daß durch benachbarte, nicht zum Ereignis gehörige Spuren die Funken verdünnt werden oder gar vollständig fehlen.

4.2 Die Auswahl der Ereignisse

Einzelne elektromagnetische Schauer können durch Elektronen oder Photonen ausgelöst sein. Zwei elektromagnetische Schauer mit einem gemeinsamen Ursprung sind im wesentlichen Zerfallsprodukte neutraler Pionen. Diese Klasse von Ereignissen kann auch aus einzelnen Photonen bestehen und in die erste Klasse fallen. Deshalb müssen die Ereignismengen zuerst getrennt gesammelt und dann analysiert werden, ob es mögliche gemeinsame Schnittmengen gibt.

I) Ein-Schauer-Ereignisse

Die Suche beschränkte sich auf die Ereignismenge, die für die Neutrino-Elektron-Streuung ausgesucht wurde: ein elektromagnetischer Schauer, der auf keinen sichtbaren Vertex zeigt. Zusätzlich dürfen keine anderen Strukturen im Umkreis von 30 cm auf dem Tisch zu sehen sein, um mögliche Zusammenhänge mit einem gesuchten Schauer zu vermeiden.
Wegen der Ununterscheidbarkeit von niederenergetischen Schauern und kurzen Rückstoßspuren wird eine Mindestfunkenzahl von 15 für den Schauer verlangt. Das entspricht einer Gammaenergie von 200 MeV. Wegen der festgelegten Kinematik der Neutrino-Elektron-Streuung konnte man sich auf Emissionswinkel für die Schauer $\Theta_e < 5^o$ beschränken.

Aus Erkennbarkeitsgründen ist in der x- und y-Richtung je 10 cm im Raum von beiden Kammerbegrenzungen zum Zentrum hin weggeschnitten worden. Die erste Platte des Detektors ist nur 40 cm von der Hallenwand entfernt, und vor der Halle steht eine 80 cm dicke Eisenwand. In diesen Materieblöcken können Neutrinoereignisse entstehen und ihre Sekundärprodukte im Detektor erscheinen lassen. Abbildung 10 zeigt deutlich eine Anhäufung in den ersten 100 cm der z-Koordinaten-Verteilung. Aus diesem Grund werden 40 cm Aluminium ($\hat{=}$ 100 cm) in der z-Richtung weggeschnitten. Um solche π^o-Zerfälle auszuschließen, bei denen ein Schauer im Aluminiumteil sichtbar ist, der andere aber im Eisenteil des Apparates konvertiert

und somit als Schauer nicht zu erkennen ist, werden die letzten drei Konversionslängen des Aluminiumteils und der Eisenteil nicht berücksichtigt. Die Schnitte in der x-, y- und z-Richtung entsprechen einem Nachweisvolumen von 16,3 to Aluminium.

Zusammenfassend seien hier alle Selektionskriterien aufgeführt:

1) Verlangt wird ein elektromagnetischer Schauer, der auf keinen sichtbaren Vertex zeigt und keine begleitende Strukturen hat.

2) Der Schauer soll innerhalb eines Detektorvolumens von $180 \times 180 \times 186$ cm^3 Aluminium erscheinen.

3) Der Winkel zu den Referenzmarken soll kleiner als 5^o sein.

4) Der Schauer soll eine Mindestfunkenzahl von 15 haben.

Mit diesem Auswahlverfahren sind auf 1.65 Millionen Neutrino- und Antineutrinobildern 91 (49) Kandidaten gefunden worden. Einer dieser Kandidaten ist in Abb. 9 zu sehen. Ihm ist nicht anzusehen, ob es sich um ein Elektron, ein Photon oder zwei überlappende Photonen handelt. Nur auf statistischer Basis kann zwischen solchen Ereignissen unterschieden werden. Abbildung 11 zeigt die x-,y-Verteilung im Apparat. Die Ereignisse sind über die Querschnittsfläche des Apparates gleichverteilt. Die Verteilung in der z-Richtung (Abb. 11) ist im beschnittenen Bereich nahezu gleichverteilt, was auf neutrinoinduzierte Ereignisse schließen läßt.

II) Zwei-Schauer-Ereignisse

Die neutralen Pionen entstehen durch inelastische Wechselwirkung von Neutrinos bzw. Antineutrinos mit Nukleonen (Neutronen oder Protonen):

$$\left(\overline{\nu}_{\mu}\right) + \begin{pmatrix} n \\ p \end{pmatrix} \rightarrow \left(\overline{\nu}_{\mu}\right) + \begin{pmatrix} n \\ p \end{pmatrix} + \pi^{o} \qquad (34)$$

und

$$\left(\overline{\nu}_{\mu}\right) + \begin{pmatrix} n \\ p \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \mu^{-} \\ + \\ \mu \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix} + \pi^{o} \; . \qquad (35)$$

Wenn das Neutrino seine Ladung vom Anfangs- zum Endzustand nicht ändert, spricht man von einer neutralen Strom- (NC) Reaktion (Gl. 34). Im anderen Fall (Gl. 35) wandelt sich das Neutrino in ein Myon um, und man hat eine geladene Stromreaktion (CC). Diese Reaktionen wurden speziell im NUE-Detektor untersucht[1].

Als spezielles Auswahlkriterium wurde für Gl. (34) verlangt, daß kein sichtbarer Vertex vorhanden war und nur zwei Schauer, die einen gemeinsamen Ursprung haben, im Apparat erscheinen. In 340.000 Neutrinobildern, die 48% aller Neutrinofilmen entsprechen, sind 700 Pionzerfälle gemäß der Reaktion $\pi^{o} \rightarrow \gamma + \gamma$ gefunden worden. Die Mindestfunkenzahl für je einen Schauer betrug 7. Abbildung 12 zeigt ein solches Ereignis. In beiden Ansichten scheinen die beiden Schauer auf einen gemeinsamen Vertex zu zeigen und erfüllen so die obigen Bedingungen. Für die NC-Reaktion (Gl. (34)) wurde zusätzlich zu den beiden Schauern ein sichtbares Proton mit einer maximalen Spurlänge von 30 cm Al verlangt. Das Proton darf keine Richtungsänderung

aufweisen. In 52 000 Neutrinobildern sind 70 NC-Ereignisse gefunden worden. Für die Reaktion (34) wurde nur genau ein Proton, d.h. eine Spur, verlangt, um nukleare Effekte klein zu halten und um Pionen, die stärker wechselwirken als Protonen, in der Menge der Ereignisse zu minimalisieren.

4.3 Energiebestimmung für Elektronen

Da in dieser Arbeit in erster Linie Elektronen und Photonen von Wichtigkeit sind, sei die Bestimmung kinematischer Größen und deren Genauigkeit für diese Teilchen genauer beschrieben: Die totale Funkenanzahl N ist proportional zur totalen Spurlänge, bzw. zur totalen Multiplizität der Teilchen. Diese Spurlänge wiederum ist proportional zur Energie des den Schauer auslösenden Teilchens. Die Energie wird durch das Zählen der Funken ermittelt. Verluste von Funken können dadurch auftreten, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit der Kammer für ein Teilchen abnimmt, wenn gleichzeitig mehrere Funken eng nebeneinander im gleichen Spalt auftreten[43]. Außerdem können zwei oder mehrere parallel laufende Teilchen nur eine gemeinsame Spur ausbilden, und es können zwei Teilchenspuren in einer Projektion übereinanderliegen, so daß auch hier nur eine Spur zu sehen ist.

Um den Zusammenhang zwischen Gesamtfunkenzahl N und Energie E eines Elektrons zu bestimmen, wurde eine Eichmessung in einem monochromatischen Elektronenstrahl variabler Energie durchgeführt. Folgende Energieparametrisierung ist gefunden worden:[44,46]

$$\left\{E_e\right\}_{MeV} = 6.18\ N + 0.025\ N^2 \qquad (36)$$

Abb. 13 zeigt die Parametrisierung für Elektronen aus dem Teststrahl.

4.4 Energiebestimmung für Photonen

Weil im Testexperiment keine monochromatischen Photonen zur Verfügung standen, mußte die Energiekalibrierung auf einem anderen Weg vorgenommen werden: Wie bei Elektronen wird auch hier die Energie durch Zählen der Funken bestimmt. Dazu sind 1537 neutrale Pionen mit zwei gesehenen Photonen vermessen worden. Da die Schauerachse jedes einzelnen Photons normalerweise nicht senkrecht zu den Platten verläuft, wird die Anzahl der Funken mit $1/\cos\Theta$ bewichtet.

Die Zuordnung von Energie zu einem Funken wurde wie folgt abgeschätzt:

$$c = m_{\pi^0}/2 \sqrt{N_1 N_2}\ (\sin\Theta_{12}/2) \quad . \qquad (37)$$

Die Größe c ist eine Messung von $(E_1/N_1)^{1/2}$ und $(E_2/N_2)^{1/2}$. Weil c als ein geometrisches Mittel von E_1/N_1 und E_2/N_2 gemessen wird, ist sein Wert nur dann richtig, wenn c nicht von der Energie abhängt. c variiert aber mit der Energie, und für weitere Berechnungen hat man folgende Parametrisierung gefunden:[45)]

$$\{E_\gamma\}_{GeV} = 0.013\ N\ /\ (1+0.0033\ N) \qquad \text{für } N \leq 75 \text{ Funken}$$

$$\{E_\gamma\}_{GeV} = 0.0085\ N\ /\ (1-0.0028\ N) \qquad \text{für } 75 < N \leq 142 \text{ Funken} \qquad (38)$$

$$\{E_\gamma\}_{GeV} = 0.01205\ N\ /\ (1-0.00102\ N) \qquad \text{für } N > 142 \text{ Funken}$$

Zum Vergleich zur Elektronkalibrierung ist die Parametrisierung in Abb. 13 eingezeichnet. Der Unterschied zwischen Elektron und Photon zeigt sich dadurch, daß im niederen Energiebereich bei gleicher Energie das Photon, das in zwei Elektronen

konvertiert, weniger Funken hat als das Elektron. Bei höheren Energien steigt die Kurve für Photonen wieder an und bei höchsten Energien (E > 2 GeV) ergibt sich eine Annäherung beider Parametrisierungen, da die statistischen Prozesse dort ununterscheidbar sind.

4.5 Meßgenauigkeit in Energie und Winkel für Elektronen und Photonen

Fast alle analysierten elektromagnetischen Schauer haben kleine Winkel zur Neutrinorichtung ($\theta_s \leq 5^o$) und kleine Energien ($E_s \simeq 500$ MeV). Diese Tatsache macht es erforderlich, die Präzision, eine Energie und einen Winkel zu messen, möglichst genau zu kennen. Der Konversionsabstand ist bei großen Energien konstant in Bezug auf die Energie. Bei kleinen Energien nimmt er aber mit $1/\sqrt{N}$ ($E < 2$ GeV) ab, und deshalb ist der relative Fehler der Energiemessung für Elektronen ungefähr proportional zu $1/\sqrt{E_e}$. Aus der Kalibrierung für dieses Experiment ergibt sich aber ein energieunabhängiger relativer Fehler von:[46)]

$$\Delta E_e/E_e = 22\% \qquad (39)$$

für ein Energieintervall von 200 MeV zu 2000 MeV.

Eine entsprechende Abschätzung für Gammaquanten zu finden, ist wesentlich schwieriger, da der relative Fehler aus der invarianten Masse des Pionzerfalls bestimmt wird und die Masse wiederum von der Energie und dem Winkel abhängt. Bei 1500 vermessenen neutralen Pionen findet man eine Unsicherheit in der Massenbestimmung von $\sim 32\%$ [45)].

Der Beitrag der Energiemeßgenauigkeit zu der Unsicherheit von 32% in der Masse ist zu 20% berechnet worden.[45)] Dieses läßt darauf schließen, daß der relative Energiefehler für Photonen größer ist als der für Elektronen. Er liegt in der Größenordnung von

$$\Delta E_\gamma/E_\gamma \simeq 30\% \; . \qquad (40)$$

Die Winkelmessung eines elektromagnetischen Schauers erfolgt im wesentlichen durch die Richtung der Schauerentwicklung in der ersten Strahlungslänge. Die Meßgenauigkeit ist durch die

mittlere Funkenbreite, die Vielfachstreuung und die Strahldivergenz begrenzt. Da die Strahlunsicherheit ungefähr ± 15 mrad im Raum beträgt, ist es nicht sehr sinnvoll, besser als dieser Wert messen zu wollen. Die Meßfehler sind in beiden Projektionen gaußisch verteilt.

Mit einer effektiven Strahlungslänge von 22 cm hat man eine Winkelauflösung in einer Projektion für Elektronen von

$$\Delta\Theta_e^{proj} = 11.7 \text{ mrad} / \sqrt{\{E_e\}_{GeV}} \qquad (41)$$

für $0.2 < E_e < 2$ GeV gemessen.[46] Mit dem Stereowinkel von 90^o verschlechtert sich die Meßgenauigkeit im Raum um einen Faktor $\sqrt{2}$, so daß man bei 1 GeV eine Unsicherheit im Winkel von $\sim$ 17 mrad hat. Die Bestimmung der Winkelungenauigkeit bei Photonen ist durch zwei Messungen begrenzt (Abb. 14). Zum einen ist $\Delta\Theta_\gamma$ größer als $\Delta\Theta_e$, weil im Falle des Photons zwei Teilchen im Anfangszustand sind, deren Winkelfehler sich quadratisch addieren, da die Schauerentwicklung beider Teilchen unabhängig voneinander ist. Dann lautet die Abschätzung für die beiden Elektronen des Gammaquants $\Delta\Theta_{e^-} = 11.7 \text{ mrad}/\sqrt{E_1}$ und $\Delta\Theta_{e^+} = 11.7 \text{ mrad}/\sqrt{E_2}$.

Beide Fehler werden quadratisch addiert:

$$\Delta\Theta_\gamma^{proj} = 23.4 \text{ mrad} / \sqrt{E_\gamma} \quad . \qquad (42)$$

Das bedeutet, daß

$$\Delta\Theta_\gamma^{proj} = 2 \times \Delta\Theta_e^{proj} \quad \text{ist.} \qquad (43)$$

Der Faktor 2 kommt durch die Addition zweier Fehler und durch zwei Teilchen (e^+e^-) als Primärteilchen zustande.

Die obere Grenze für die Meßgenauigkeit wird durch die Messung der seitlichen Auffächerung jeden einzelnen Schauers festgelegt. Bei 12.000 Gammaquanten wurde diese Messung vorgenommen und Abb. 14 zeigt deren Verteilung in $\Delta\Theta_{proj.}$ in Abhängigkeit

von der Funkenzahl. Aus dem Vergleich aller drei Auflösungskurven kann man schließen, daß die abgeschätzte Meßgenauigkeit für Photonen von $\Delta\theta_\gamma^{proj} = 23.4 \text{ mrad}/\sqrt{E_\gamma}$ einen sinnvollen Kompromiß zwischen den beiden extremen Möglichkeiten darstellt.

4.6 Messung und Rekonstruktion der Ereignisse

Da die Geometrie des Experimentes sehr einfach ist, kann man schon am Tisch mit Hilfe von einfachen Rechnungen, z.B. die Energie eines Schauers, den Winkel einer Struktur im Raum und sogar die invariante Masse eines Teilchens (z.B. π^0) ermitteln.

Bei einer genauen Vermessung eines Ereignisses wird der Winkel jeder Struktur zur Neutrinorichtung, die Länge jeder Struktur auf dem Tisch und der Konversionspunkt eines Gammas und die Anzahl der Funken eines Schauers bestimmt.
Alle diese Größen genügen, das Ereignis später vollständig im Raum rekonstruieren zu können.
Mit einer Auflösung der Meßtische von 1/10 mm und der Unsicherheit, das Fadenkreuz genau zu positionieren, ergibt sich eine Meßgenauigkeit auf dem Tisch von $\sim$ 1/4 mm. Der Umrechnungsfaktor von Tisch- in Raumkoordinaten beträgt 6.5.
Eine Meßvorschrift gibt an, wie die Ereignisse gemessen werden sollen. Mit Hilfe von zwei Drehgebern und dünnen Drähten wird der Abstand des Fadenkreuzes zu zwei festen Punkten digitalisiert. Durch einen Knopfdruck werden dem Rechner PDP 11/50 über ein CAMAC-Interface die elliptischen Koordinaten eines zu messenden Funkens übermittelt. Dann rechnet dieser die Koordinaten in kartesische um. Vor jeder Messung werden die Referenz-Marken auf dem Bild gemessen, um das Koordinatensystem festzulegen.
Der Ursprung des Koordinatensystems sitzt auf der rechten Spitze der ersten Kammer (in Strahlrichtung gesehen). Die z-Achse zeigt in Richtung des Neutrinostrahls. Die x-Achse läuft unter 45^0 parallel zur Kammer nach unten, die y-Achse unter 45^0 parallel zur Kammer nach oben. Abbildung 8 verdeutlicht die Lage des Koordinatensystems zum Detektor.

Mit Hilfe eines Rekonstruktionsprogrammes werden die Tischkoordinaten in den Raum transformiert. Da kein Magnetfeld verwendet wurde, müssen nur auf dem Tisch gemessene Geraden in

den Raum umgerechnet werden. Das macht die Vertexbestimmung im Raum leichter als z.B. bei einer Rekonstruktion von Blasenkammerbildern mit einem angelegten Magnetfeld. Schwieriger wird die Vertexbestimmung, wenn nur Schauer vorhanden sind. Hier ist die Richtung mit einem großen Fehler behaftet. Im Programm werden die Koordinaten im Raum und die Fehler dazu ausgerechnet; weiterhin der Polarwinkel Θ und der Azimutwinkel ϕ der Struktur und deren Fehler, die durchsetzte Schichtdicke in Aluminium und Eisen und die Energie einer Spur, wenn es ein Myon, Pion oder Proton ist.

5. Zwei-Schauer-Ereignisse

Zwei elektromagnetische Schauer sind zwei voneinander topologisch getrennte Strukturen mit mindestens je 7 Funken, die einen gemeinsamen Ursprung haben. Die Funkenanzahl ist ein Maß für die Energie des von dem Schauer representierten Teilchens. Die Summe beider Energien ist die Energie des neutralen Pions, wenn man annimmt, daß die Zwei-Schauer-Ereignisse aus dem Zerfall des neutralen Pions stammen, das zu 98.9% in zwei Photonen zerfällt:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad . \tag{44}$$

5.1 Nachweiswahrscheinlichkeit für neutrale Pionen

Obwohl das Pion eine sehr kurze Lebensdauer hat, und der NUE-Detektor 25 Konversionslängen tief ist, ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für zwei Gammaquanten wegen der endlichen lateralen Ausdehnung des Apparates ungleich 1. Sie hängt von der Energie oder dem Winkel des Pions ab.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit wurde mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation bestimmt.[41] Hierzu wurden in der Kammer gesehene und vermessene Zwei-Schauer-Ereignisse aus dem Pionzerfall kinematisch rekonstruiert. Diese Daten dienten als Eingabe in die Monte-Carlo-Rechnung. Abbildung 15 zeigt das Flußdiagramm dieser Rechnung. Bei der Simulation wurden folgende Annahmen gemacht:

1) Die x-, y- und z-Koordinaten eines Reaktionspunktes sind in der Kammer gleichverteilt.
2) Der Azimuthalwinkel ϕ des Pions ist von 0 bis 2π ebenfalls gleichverteilt.

3) Die Konversionslänge jedes Gammas verhält sich wie exp $(-d/\lambda)$. Die Meßgenauigkeiten in der Gammaenergie und den projizierten Winkeln sind zu 30% bzw. 1.3^{o} bei 1 GeV bestimmt worden.

Mit den Annahmen wurde ermittelt, wie oft beide Photonen in Abhängigkeit von der Energie und dem Winkel des Pions nachgewiesen werden. Die Abbildungen 16 und 17 zeigen diese Akzeptanzrechnungen. Die Akzeptanz für zwei Gammaquanten fällt für verschiedene Winkel mit abnehmender Energie stark ab (Abb. 16). Dies ist darauf zurückzuführen, daß das eine oder das andere der beiden Photonen so wenig Energie trägt, daß es als elektromagnetischer Schauer nicht identifiziert werden konnte. In Abbildung 17 fällt auf, daß besonders für hohe Energien die Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit des Winkels Θ_{π^o} relativ konstant ist, daß aber bei großen Winkeln die Akzeptanz gegen Null geht.

Die Güte der Übereinstimmung zwischen Experiment und Monte-Carlo-Rechnung wird durch Vergleiche der Verteilungen kinematischer Größen wie Energie, Winkel und Raumkoordinaten von Zwei-Schauer-Ereignissen getestet. Eine zentrale Rolle dabei spielt die Massenverteilung $M_{\gamma\gamma}$ (Abb. 18). Die Übereinstimmung zwischen Experiment und Rechnung ist gut, wenn man bedenkt, daß nur solche Ereignisse eingehen, die keinen sichtbaren Vertex haben und daher die Messung sowohl in der Energie als auch im Winkel verfälscht werden könnte. Deswegen ist eine Korrektur für die Energie vorgenommen worden, die die experimentelle Verteilung auf den richtigen Mittelwert der Vorhersage schiebt. Ereignisse, die um den Mittelwert herum fehlen, scheinen bei kleinen und großen $m_{\gamma\gamma}$-Werten zu liegen, was auf ungenaue Messung speziell des Winkels schließen läßt. Außerdem hat die Verteilung einen konstanten Sockel, der von nicht korrelierten Photonen stammen kann. Alle anderen experimentellen Verteilungen wie die Energie- (Abb. 19), die Zwischenwinkel $(\Theta_{\gamma\gamma})$- (Abb. 21) und die x-, y-, z-Koordinatenverteilung (Abb. 22 und Abb. 23) stimmen gut mit der simulierten Vorhersage überein. Nur die Winkelverteilung

in 1 - $\cos\Theta_{\pi^0}$ aufgetragen (Abb. 20) zeigt bei kleinen Emissionswinkeln des Pions einen kleinen Überschuß, der nicht mit der Vorhersage erklärt werden kann. Es muß untersucht werden, ob dieser Überschuß physikalisch zu beschreiben ist.

Aus Zwei-Schauer-Ereignissen können dann Ein-Schauer-Ereignisse entstehen, wenn einer der beiden Schauer entweder so wenig Funken hat, daß er als solcher nicht identifiziert werden kann oder sich nicht im Apparat, sondern außerhalb des Apparates entwickelt. Einschauerereignisse müssen auf diese Weise mit der Monte-Carlo-Rechnung reproduziert werden können: Abbildung 24 zeigt zwei Energieverteilungen. Im ersten Fall (Abb. 24a) sind die Schauer mit der Eichung für Gammaquanten kalibriert worden, im anderen Fall (Abb. 24b) mit der Eichung für Elektronen, wobei das Photonenspektrum härter ist als das für Elektronen. Die experimentellen und simulierten Verteilungen stimmen gut miteinander überein. Abb. 25 zeigt die Winkelverteilung einzelner Photonen. Der Überschuß bei kleinen Winkeln ist unter anderem durch Ereignisse der Neutrino-Elektron-Streuung zu erklären. Innerhalb statistischer Schwankungen der experimentellen Daten zeigt die Azimuthwinkel-Verteilung ϕ in Experiment und Monte-Carlo-Rechnung eine Gleichverteilung (Abb. 26), wie man es erwartet.
Die x-, y- und z-Koordinatenverteilungen (Abb. 27 und Abb. 28) sind sowohl in den experimentellen Daten als auch in der Simulation gleichverteilt, was man vom Strahlprofil auch erwarten würde, wenn man die Ränder außer acht läßt. Außerdem stimmen sie innerhalb der statistischen Schwankungen gut überein.

Die Untersuchung hat gezeigt, daß sich der AC-PD-Detektor nicht nur für einzelne elektromagnetische Schauer, sondern auch für Zwei-Schauer-Ereignisse aus dem Pionzerfall gut eignet.

5.2 Nachweiswahrscheinlichkeit für Protonen und Myonen

Bei der Produktion von neutralen Pionen durch neutrale (NC) und geladene (CC) Ströme treten zusätzlich Protonen und Myonen im Endzustand auf. Zur Erkennung dieser Teilchen gibt es Auswahlkriterien, die u.a. auch von der Geometrie der Funkenkammer abhängen.

Kerneffekte, die die Akzeptanz von Nukleonen beeinträchtigen können, spielen eine Rolle. Im komplexen Aluminium-Kern können die Nukleonen wechselwirken oder absorbiert werden. Die Wechselwirkungen von Protonen im Kern sind für neutrale und geladene Stromreaktionen annähernd gleich, da für hadronische neutrale Stromreaktionen die Beimischung von V + A zu V - A klein ist, so daß sich der neutrale Strom von der reinen V - A - Wechselwirkung des geladenen Stromes kaum unterscheidet. Bei einer Verhältnisbildung von NC- und CC-Reaktionen kürzt sich die Wechselwirkung weitgehend heraus.

Pionen machen im Kern elastische Streuung, Ladungsaustausch, oder sie können im Kern absorbiert werden. Eine Analyse mit Protonen- und Pionenstrahlen ergab, daß 65% [40] aller Pionen zwischen 400 MeV und 600 MeV Impuls einen sichtbaren Knickwinkel von $> 5^0$ zeigen, während nur 17% [40] aller Protonen mit einem mittleren Impuls von 800 MeV das gleiche tun. Das bedeutet, daß mit Hilfe der topologischen Strukturerkennung der Pionuntergrund sehr klein gehalten werden kann.

Weitere Probleme ergeben sich durch Myon-Pion- und Myon-Proton-Ambiguitäten. Die Myon-Pion-Zweideutigkeit ist klein, da lange reichweitige Pionen mit einer Wahrscheinlichkeit von > 70% eine sichtbare Wechselwirkung zeigen. Auch die Wahrscheinlichkeit, daß ein kurzes Myon ein Proton vortäuschen kann, ist klein. Für quasielastische Ereignisse wurde sie zu 0.23% [39] bestimmt.

Mit einer Protonreichweite von < 30 cm Al, die einem Impuls von < 870 MeV entspricht, hat man die Proton-Myon-Unterscheidbarkeit vernachlässigbar klein gemacht. Mit einem Schnitt auf die Wechselwirkungslänge des Myons von mindestens 90 cm Al (≙ 530 MeV Impuls) sind alle Ambiguitäten ausgeschlossen.

Mit Hilfe topologischer Kriterien und geeigneter Schnitte auf die Reichweiten bzw. Wechselwirkungslängen der Spuren werden Zweideutigkeiten bei der Identifizierung von Teilchen weitgehend ausgeschlossen.

5.3 Kinematische Verteilungen

Nachdem gezeigt wurde, daß neutrale Pionen im AC-PD-Detektor gut nachzuweisen sind und Protonen, geladene Pionen und Myonen zu unterscheiden sind, werden im folgenden die einzelnen Verteilungen kinematisch rekonstruierter Größen, wie die Masse, der Winkel und die Energie des auslaufenden Pions, diskutiert.

Die Messung der projizierten Winkel jedes Gammaquants und das Zählen der Funken beider Schauer legt die Kinematik des Zerfalls fest, wenn man die Energie und den Winkel des einfallenden Neutrinos kennt. In Abbildung 29 ist die Kinematik des Zwei-Körper-Zerfalls im Schwerpunkt- und Laborsystem skizziert. Wegen der Isotropie des π^0-Zerfalls im Schwerpunktsystem erhält man eine Impulskugel mit dem Radius

$$\underline{p_1^*} = (m^2 - (m_1+m_2)^2)/2m \quad , \qquad (45)$$

wobei m die Masse des Pions, m_1 und m_2 die Massen der Zerfallsprodukte sind. Diese wird mit dem Lorentzfaktor $\gamma = E_0/m$ (E_0 = Pionenergie) in das Laborsystem in Flugrichtung des Pions zu einem Rotationsellipsoid dilatiert. Für den speziellen Fall masseloser Zerfallsprodukte sind die Laborimpulse der Photonen von einem der beiden Brennpunkte der Ellipse aufzutragen. Man erkennt die geometrische Bevorzugung der symmetrischen Zerfälle. Die gesamte Kinematik ist durch die Kenntnis eines Winkels der beiden Photonen im Schwerpunktsystem, aller drei am Prozeß beteiligten Massen und dem Anfangsimpuls des Pions im Laborsystem vollständig bestimmt. Die invariante Masse $M_{\gamma\gamma}$ ergibt sich aus den beiden Photon-Energien E_1, E_2 und dem Zwischenwinkel $\Theta_{\gamma\gamma}$ zu

$$M_{\gamma\gamma}^2 = 2E_1E_2\,(1 - \cos\Theta_{\gamma\gamma}) \quad , \qquad (46)$$

was sich für kleine Öffnungswinkel ($\Theta_{\gamma\gamma} < 15^o$) auf

$$M_{\gamma\gamma} = \Theta_{\gamma\gamma}\sqrt{E_1E_2} \qquad (47)$$

vereinfacht.

Abbildung 18 zeigt die Massenverteilung der π^o-Ereignisse ohne einen sichtbaren Vertex gemäß Gl. (46). Ihr Mittelwert ist $<M_{\gamma\gamma}> = 142 \pm 43$ MeV. Dieser Wert stimmt im Rahmen der Fehler mit der Sollmasse von 135 MeV überein. Vergleicht man diese Verteilung mit denen der Massenverteilungen (Abb. 30), wo das π^o zusätzlich mit einem Proton begleitet ist, so gibt es keinen systematischen Unterschied. Im weiteren sind nur Ereignisse akzeptiert worden, die folgender Bedingung genügen: $80 < M_{\gamma\gamma} < 250$ MeV. Dieser Massenschnitt scheidet unkorrelierte Zwei-Schauer-Ereignisse weitgehend aus.

Auch ein Vergleich der Energieverteilungen liefert zwischen unbegleiteten und begleiteten Pionereignissen keine Diskrepanz. Abbildung 19 zeigt die Energieverteilung der unbegleiteten Pionen. Die mittlere Pionenergie beträgt 0.86 ± 0.16 GeV, während das Maximum bei 0.7 GeV liegt. Bei einem symmetrischen Zerfall trägt ein Gammaquant im Mittel mit 500 MeV Energie, die einer Funkenzahl von 44 entspricht, zur Pionenergie bei. Die Abbildung 31 zeigt die Pionenergie-Verteilung $E_{\pi o}$ für Pionen mit einem begleiteten Proton. Hier liegt der Mittelwert bei $<E_{\pi o}> \simeq 0.88 \pm 0.17$ GeV.

An den Winkelverteilungen $\Theta^2_{\pi o}$ lassen sich dagegen mehrere Verschiedenheiten feststellen: Die Verteilung der unbegleiteten Pionen (Abb. 20) zeigt eine Spitze bei kleinen Winkeln, während sie bei der NC-Reaktion mit einem zusätzlichen Proton (Abb. 32) nur gering ausgebildet ist. Offensichtlich werden die einzelnen Ein-Pion-Produktionen durch verschiedene physikalische Prozesse hervorgerufen. Im vorderen Teil der Verteilung kommen die unterschiedlichen Mechanismen zum Tragen, während bei großen Winkeln alle drei Verteilungen nahezu gleich aussehen. Also lassen die Winkelverteilungen vermuten, daß bei näherem Vergleich bekannte von neuartigen Produktionsprozessen separiert werden können.

Die Korrelation der Energie- und Winkelverteilung (Abb. 33) zeigt, daß sich bei kleinen Winkeln große Energien häufen; d.h. es kann ein Prozeß stattfinden, bei dem vorwiegend bei kleinen Emissionswinkeln große Energien bevorzugt werden.

6. Interpretation der Zwei-Schauer-Ereignisse

6.1 Beobachtung von neutralen Pionen bei kleinen Winkeln

Die Winkelverteilung für Pionen ohne ein sichtbares begleitendes Nukleon und diejenige mit einem sichtbaren Nukleon (= Proton) zeigen ein unterschiedliches Verhalten: während die Verteilung der von einem Proton begleiteten Pionen gegen die Richtung des einfallenden Neutrinos hin nur mäßig ansteigt (Abb. 34), so sind die isolierten Pionen deutlich in Vorwärtsrichtung gehäuft (Abb. 35). Diese Unterschiede können in folgender Weise interpretiert werden:

I. Die Pionen mit einem sichtbaren Proton sind nach der Reaktion $\nu_\mu p \rightarrow \nu_\mu p\pi^o$ (Gl. (34)) entstanden, welche an den einzelnen Protonen im Al-Kern, also inkohärent, abläuft. Diese Reaktion ist durch Resonanzproduktion dominiert und liefert eine relativ flache Winkelverteilung, weil bei den vorliegenden Neutrinoenergien die erzeugten Baryonresonanzen im Mittel nur einen geringen Rückstoßimpuls erhalten und praktisch isotrop im Ruhesystem der Resonanz zerfallen.

II. Die isolierten Pionen ohne sichtbares Proton können ebenfalls inkohärent nach der Reaktion $\nu_\mu n \rightarrow \nu_\mu n\pi^o$ (Gl. (34)) erzeugt werden, wobei das auslaufende Neutron als ungeladenes Teilchen in der Funkenkammer nicht registriert wird. Darüber hinaus gibt es die Reaktion der kohärenten π^o-Produktion am Al-Kern gemäß Gl. (23): $\nu_\mu A\ell \rightarrow \nu_\mu A\ell\pi^o$, wobei der Rückstoß-Kern selbst intakt bleibt und darum ebenfalls im Detektor nicht gesehen werden kann. Diese Reaktion ist vor allem dadurch charakterisiert, daß durch die kollimierende Eigenschaft des Kerns die kleinen Winkel zur Neutrinorichtung bevorzugt werden[5,25].

Daß die in Abb. 34 gezeigte Ereignismenge in der Tat durch die inkohärente π^o-Produktion am Proton erklärt werden kann, beweist die eingezeichnete theoretische Kurve, die gut mit dem experimentellen Histogramm übereinstimmt. Sie repräsentiert die absolute theoretische Vorhersage, denn sie basiert auf dem theoretischen Wirkungsquerschnitt

am Nukleon N[6] von $\sigma = (8.6 \pm 1.3) \times 10^{-40}$ cm^2/N. Der Neutrinofluß und die mit Hilfe der Theorie ermittelte Nachweiswahrscheinlichkeit für inkohärent produzierte Pionen von 8% und für das begleitende Proton von 85% sind dabei berücksichtigt worden. Zeichnet man nun in Abb. 35 die theoretische Erwartung für den inkohärenten Prozeß ein, so zeigt sich ein signifikanter Überschuß, der umso ausgeprägter ist, je kleiner der Winkel zur Strahlachse ist. Dieser Überschuß wird der kohärenten Reaktion zugeschrieben.

Die mit Hilfe theoretischer Modellrechnungen[25] ermittelte Nachweiswahrscheinlichkeit für kohärent erzeugte Pionen von 27% erlaubt es, aus der Überschußmenge in Abb. 35 den absoluten Wirkungsquerschnitt für die kohärente π^o-Erzeugung am Al-Kern zu bestimmen. Es ergibt sich ein Wert von

$$\sigma_{\pi^o}^{exp} \text{ (kohärent)} = (42.8 \pm 13.5) \times 10^{-40} \text{ cm}^2/\text{Al-Kern} \; . \quad (48)$$

Die zu diesem Schluß führenden Angaben sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt.

Tabelle zur kohärenten π^o-Produktion durch Neutrinos

Totaler ν-Fluß in $10^{11}/cm^2$	6.15 ± 0.43
Nachweis-Volumen	$8.0\ m^3$ Al
Auffindwahrscheinlichkeit ε_o (%)	100 ± 10
2γ-Nachweiswahrscheinlichkeit $\varepsilon_{\gamma\gamma}$ (%)	
für den resonanten Prozeß	7.8 ± 0.9
für den kohärenten Prozeß	27.3 ± 3.0
Nachweiswahrscheinlichkeit für ein Rückstoß-Proton ε_p (%)	85 ± 8
π^o-Ereignisse, $0.08 \leq m_{\gamma\gamma} \leq 0.25$ GeV	676 ± 26
(π^o+1p)-Ereignisse, $0.08 \leq m_{\gamma\gamma} \leq 0.25$ GeV	71 ± 8
Theorie: σ(resonant) in $10^{-40}\ cm^2$	8.6 ± 1.3
entsprechende Anzahl von π^o's	331 ± 63
Exzess über Resonanzproduktion	345 ± 109
σ(kohärent) in $10^{-40}\ cm^2$/Al-Kern	42.8 ± 13.5

6.2 Bestimmung der Isospinstruktur des neutralen schwachen Stromes

Die kohärente π^0-Erzeugung ist eine neutrale Strom-Reaktion und damit sensitiv auf die Struktur des schwachen neutralen Stromes. Da praktisch nur der Axialvektoranteil in den theoretischen Wirkungsquerschnitt eingeht, liefert der Vergleich des experimentell bestimmten kohärenten Wirkungsquerschnittes mit der theoretischen Vorhersage von[25)]

$$\sigma_\pi^{theo}(\text{kohärent}) = 31 \times \beta^2 \times 10^{-40}\ \text{cm}^2/\text{Al-Kern} \qquad (49)$$

eine Aussage über die Isovektor-Axialvektor-Kopplungskonstante β. Das Verhältnis von experimentellem zu theoretischem Wirkungsquerschnitt liefert einen Wert für β von

$$\beta = 1.18 \pm 0.19 \quad . \qquad (50)$$

Die berechnete Größe β ist innerhalb der Fehler in sehr guter Übereinstimmung mit dem Wert $\beta = 1$ aus dem Glashow-Salam-Weinberg-Modell.

Analog kann die isoskalare Konstante δ aus der Produktion der (isoskalaren) η-Mesonen bestimmt werden. Die beobachtete η-Ereignismenge läßt sich aus der invarianten Massenverteilung $M_{\gamma\gamma}$ (Abb. 37) ablesen. Man beschränkt sich dabei nur auf den Zerfall des Etas in zwei Photonen, der ein Verzweigungsverhältnis von 38% besitzt. Mit einer aus der experimentellen Massenauflösung bestimmten mittleren Breite von $\sim$ 100 MeV ($E_\eta \underline{\sim}$ 1.0 GeV, $\Theta_\eta \underline{\sim}$ 0.1 rad) und einem konstanten Untergrund von 0.92 Ereignissen pro Intervall aus unkorrelierten Photonen erhält man $(10 \pm 3.2) - (9.2 \pm 3.0) = 0.8 \pm 4.4$ η-Ereignisse für Energien $E_{\gamma\gamma} \underline{\geq}$ 2 GeV. Daraus ergibt sich bei Abzug von inkohärent (resonant) erzeugten η-Mesonen eine obere Grenze von

$$N_\eta < 7 \qquad (51)$$

Ereignissen (bei 90% C.L.). Mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit von $\varepsilon \underline{\sim}$ 6% ($E_{\gamma\gamma} > 2$ GeV) errechnet man eine obere Grenze für den

totalen Wirkungsquerschnitt für kohärent erzeugte Etas im AC-PD-Experiment von:

$$\sigma^{exp}_{\eta^o} \text{ (kohärent)} < 4.1 \times 10^{-40} \text{ cm}^2/\text{Al-Kern} \quad . \qquad (52)$$

Aus dem Vergleich dieser Grenze mit der Ereigniszahl der kohärent erzeugten Pionen erhält man eine Grenze für die isoskalare Kopplungskonstante δ. Dabei muß das Verhältnis im Phasenraum von $\rho_\eta/\rho_\pi = 0.27/1$, das $(\eta \to 2\gamma)$-Verzweigungsverhältnis von 0.38 und $\sigma(\eta N)/\sigma(\pi N) = 1/2$ berücksichtigt werden. Danach wird eine Grenze von

$$\delta < 0.75 \qquad (53)$$

mit $\beta^2 = 1$ und 90% C.L. berechnet.

Zusammenfassend kann man sagen: Zum ersten Mal ist es gelungen, kohärent durch Neutrinos erzeugte neutrale Pionen im neutralen schwachen Strom an einem komplexen Kern zu beobachten. Die Abwesenheit von η-Mesonen liefert eine Grenze für die isoskalare Konstante δ. Die gute Übereinstimmung der absoluten Wirkungsquerschnitte mit $\beta \lesssim 1$ führt zu einer direkten Bestätigung des Standardmodells.

7. Ein-Schauer-Ereignisse und das Axion-Problem

Ein elektromagnetischer Schauer ist eine einzelne Struktur mit mindestens 15 Funken, die zu keiner sichtbaren anderen Struktur gehört. Die Funkenzahl ist ein Maß für die Energie, und ein elektromagnetischer Schauer kann wegen der Ununterscheidbarkeit von Elektronen und Photonen im AC-PD-Detektor, z.B. aus der Streuung von Myonneutrinos an Elektronen oder aus dem Zerfall des neutralen Pions, wenn ein Photon nicht erkannt wird, stammen.

1978 postulierten Weinberg[8] und Wilczek[9] ein neues Teilchen, das Axion, das wie das π^0 in zwei Photonen zerfällt. Dieses war die Motivation, im AC-PD-Apparat nach solchen Teilchen zu suchen. Wegen der vorhergesagten geringen Masse konvertieren die beiden Zerfallsquanten in der Kammer kollinear mit einem unmeßbar kleinen Winkel zwischen den beiden Photonen. Deshalb beschränkte man sich bei der Suche des Axions auf Ein-Schauer-Ereignisse.

7.1 Das Standard-Axion-Modell

Im Laufe der Entwicklung des Axion-Problems von 1978 bis jetzt sind mehrere theoretische Vorschläge für den Beweis der Existenz[47] oder auch Nichtexistenz[48] des Axions gemacht worden. Zur Einführung soll hier nur das sogenannte Standard-Axion-Modell vorgeführt werden[10]: Die Quantenchromodynamik ist zu einer möglichen Eichtheorie für die starke Wechselwirkung geworden. Die Wechselwirkungsdichte läßt sich in folgender Form schreiben[49]:

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4} F_a^{\mu\nu} F_{a\,\mu\nu} - \sum_{f=1}^{2N_F} \bar{q}_f \left(\gamma_\mu \frac{1}{i} D_\mu + m_f\right) q_f \quad . \tag{54}$$

Der erste Term beschreibt die Wechselwirkung der Gluonen mit sich selbst ("Term der Eichfelder"). Der erste Term unter der Summe, wo über die Anzahl der Quark-Generationen N_F summiert wird, vermittelt die Wechselwirkung der Quarks mit den Gluonen, während der letzte Ausdruck den Massenterm darstellt. Haben die Fermionen keine Masse ($m_f = 0$), so ist die gesamte Lagrange-Dichte unter einer chiralen Transformation

$$\psi \to e^{i\gamma_5 \alpha} \psi \tag{55}$$

invariant. Das bedeutet aber auch, daß die starke Wechselwirkung unter der Ladungs(C)-, Paritäts(P)- und Zeitumkehrtransformation (T) erhalten ist, da die starke Wechselwirkung gegenüber der Gruppe $SU_L(N_F) \times SU_R(N_F) \times U(1)^{chiral}$ invariant ist.

Ist jedoch der Massenterm ungleich Null, so wird die Symmetrie $SU_L(2) \times SU_R(2) \times U(1)^{chiral}$ manifest gebrochen. Die Goldstone[50] Teilchen, die der spontanen Brechung von $SU_L(2) \times SU_R(2)$ entsprechen, nämlich fiktive, masselose Pionen $\pi^{o\pm}$, werden massiv. Analog dazu erwartet man ein viertes Goldstone-Teilchen, das der spontanen Symmetrie-Brechung von $U(1)^{chiral}$ entspricht, dessen

Masse etwa von der gleichen Größenordnung wie die des Pions ist. Dieses vierte Teilchen konnte aber nicht gefunden werden, was zu dem U(1)-Problem geführt hat.
Dieses U(1)-Problem wurde durch die Entdeckung[51] der nicht-trivialen topologischen Struktur der Vakua der Quantenchromodynamik gelöst.[52] Wegen der Existenz der Instantonlösungen[53] entspricht das quantenmechanische Vakuum $|\theta>$ einer kohärenten Superposition von unendlichfach entarteten klassischen Vakua $|n>$ [54]:

$$|\theta> = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in\theta}|n> \qquad (56)$$

θ ist ein freier Parameter und beschreibt einen der möglichen Quanten-Vakuum-Erwartungswerte.

Die Instantonen haben zwar das alte U(1)-Problem gelöst, haben aber ein neues Problem zur Folge[10]. Überlagerungen des freien Parameters θ ergeben einen zusätzlichen Term $\mathcal{L}_\theta$ in der Wechselwirkungsdichte $\mathcal{L}_{QCD}$:

$$\mathcal{L}_\theta = \theta \frac{g^2}{32\pi^2} F_a^{\mu\nu} \tilde{F}_{a\mu\nu} \quad . \qquad (57)$$

Da $F_a^{\mu\nu} \tilde{F}_{a\mu\nu}$ ein Pseudoskalar ist, verletzt dieser Term die P- und T- und auch die CP-Invarianz, wenn nicht $\theta = 0$ (oder π) ist. Damit hat man sich Verletzungen von fundamentalen Symmetrien in der starken Wechselwirkung eingehandelt. Die Frage ist nun, wie man diese Verletzung aufheben kann; d.h., wie man θ "auf natürliche Weise" zum Verschwinden bringt.

Hierfür gibt es zwei Lösungen:

1) Mindestens ein Quark ist masselos. Diese Möglichkeit widerspricht den Standard-Stromalgebrarechnungen.[55] Der θ-Parameter wird dynamisch bestimmt, was die Existenz eines neuen Teilchens zur Folge hat. Mit der dynamischen Bestimmung von θ wird die

P- und T- und CP-Erhaltung automatisch gewährleistet. Die Wechselwirkungsdichte $\mathcal{L}_{QCD}$ ist dann chiral-symmetrisch. Da aber der chirale Strom $j^5_\mu = \bar{\psi}\gamma_\mu\gamma_5\psi$ eine Anomalie hat,[56] kommt wiederum zur Lagrange-Dichte ein zusätzlicher Term der Art:

$$\mathcal{L}_\alpha = -\alpha \frac{g^2}{32\pi^2} F_a{}^{\mu\nu} \tilde{F}_{a\mu\nu} \quad . \tag{58}$$

Dieser Term ist ähnlich wie der Ausdruck in (57), sodaß man beide zu einer effektiven Lagrange-Dichte $\mathcal{L}_{eff}$ zusammenfassen kann:

$$\mathcal{L}_{eff} = \mathcal{L}_\Theta + \mathcal{L}_\alpha \quad . \tag{59}$$

Da α in Gl. (58) frei wählbar ist, kann er so eingestellt werden, daß $\alpha = -\Theta$ ist und somit $\mathcal{L}_{eff}$ verschwindet.

2) Man führt eine globale chirale U(1)-Symmetrie für die starke und elektroschwache Wechselwirkung ein.

Diese zweite Lösung schlugen Peccei und Quinn[10] vor und postulierten folgendes Modell: Mindestens ein Quark muß massiv sein. Diese Masse erhält es durch die Yukawa-Kopplung der Quarks an Higgs-Felder. Bei einer chiralen Transformation kommt dann ein nicht realer Massenterm argdet M zu Θ hinzu:

$$\bar{\Theta} = \Theta + \arg\det M \quad . \tag{60}$$

Jetzt muß $\bar{\Theta}$ automatisch verschwinden, und bei $\bar{\Theta} = 0$ muß das Higgspotential $V(\phi)$ ein Minimum haben. Dieses wird so verwirklicht, daß die ganze Theorie gegenüber der chiralen U(1)-Symmetrie invariant ist.[57]

Man kann sich diesen Mechanismus etwa folgendermaßen vorstellen: Da die Higgsteilchen nur über die Quarks mit den Instantonen wechselwirken, wird die chirale U(1)-Symmetrie gebrochen, und der Erwartungswert von $\langle\phi\rangle$ bekommt die richtige Phase, sodaß $\overline{\Theta} = 0$ wird. Um aber die Phase in dieser Weise zu erhalten, sind zwei Higgsdubletts ϕ_1, ϕ_2 nötig. Sie erlauben eine chirale Transformation der 2/3- und -1/3-Quarks unabhängig voneinander. Wenn keine Instantoneffekte vorhanden wären, so wäre die chirale U(1)-Symmetrie spontan gebrochen, was ein masseloses Goldstone-Boson zur Folge hätte. Aber durch die zusätzliche Brechung des Vakuums erhält dieses neue Teilchen eine kleine Masse [8,9]. Dieses Boson, das auch Higglet oder Axion genannt wird, ist das pseudoskalare Goldstone-Boson der chiralen U(1)-Symmetrie, und seine Masse wird durch die Stärke der Brechung der chiralen U(1)-Symmetrie bestimmt.

Weinberg[8] und unabhängig Wilczek[9] haben betont, daß die Existenz dieses merkwürdigen Teilchens aus dem Ansatz von Peccei und Quinn zwingend folgt und seine Eigenschaften näher beschrieben: Der chirale Strom des neuen SU(2) x U(1) x $U(1)^{chiral}$-Modells hat nur einen einzigen Higgsbeitrag durch das Feld des Axions a^o:

$$j_\mu^5 = f\partial_\mu a^o + x \sum_i \overline{p}_i \frac{1}{2} \gamma_\mu\gamma_5 p_i + \frac{1}{x} \sum_i \overline{n}_i \frac{1}{2} \gamma_\mu\gamma_5 n_i + \frac{1}{x} \sum_i \overline{l}_i \frac{1}{2} \gamma_\mu\gamma_5 l_i \quad . \tag{61}$$

Hierbei sind p_i, n_i die Felder der Quarks und l_i die der Leptonen.

Da die Higgsteilchen nur indirekt über die Quarks mit den Instantonen wechselwirken, ist die Kopplungsstärke f des Axions an die Quarks halbschwach:

$$f = (\sqrt{2}\ G)^{-1/2} \sim 250\ \text{GeV} \quad . \tag{62}$$

Bardeen und Tye[58] und unabhängig von ihnen Kandaswamy, Salomonson und Schechter[59] haben mit Hilfe von Standard-Stromalgebra-Rechnungen die Masse des Axions abgeschätzt:

$$m_a = m_\pi \left(\frac{f_\pi}{f}\right) N \left(X + \frac{1}{X}\right) \frac{\sqrt{Z}}{1+Z} \quad . \tag{63}$$

X ist das Verhältnis der Vakuumerwartungswerte der beiden Higgsdubletts ϕ_1 und ϕ_2:

$$X = \frac{\langle 0|\phi_2|0\rangle}{\langle 0|\phi_1|0\rangle} \quad . \tag{64}$$

Z ist das Massenverhältnis von u- zu d-Quark ($Z = 0.56$) [55] und $f_\pi = 94$ MeV. Damit folgt, daß

$$m_a \approx 25\ N \left(X + \frac{1}{X}\right)\ \text{keV} \tag{65}$$

ist. Die Masse hängt also stark von der Anzahl der Quark-Dubletts N ab. Mit den Werten $N = 6$ [60] und $X = 1$ erhält man eine Abschätzung der Masse des Axions von $m_a \sim 300$ keV. Instanton-Beiträge können diese Abschätzung noch um einen Faktor 2 bis 3 verändern.[61] Mit Hilfe von (61) haben Bardeen und Tye[58] die Lebensdauer des Axions in zwei Photonen berechnet:

$$\tau_{a\gamma} = 0.4\ Z^{-1} \left(\frac{100\ \text{keV}}{m_a}\right)^5 \text{sec} \quad . \tag{66}$$

Aus Phasenraum-Argumenten würde man eine Abhängigkeit von $\tau \sim m^{-3}$ erwarten. Jedoch ist der Axion-Zerfall durch die Anzahl der Quarks weiter unterdrückt, und man erhält die obige Abhängigkeit zwischen τ und m.

Axion-Produktion kann durch Mischung zwischen neutralen Pionen und Etas vorkommen.[62] Wenn zwischen beiden Beiträgen keine Interferenzen auftreten, kann der Axion-Produktions-Wirkungsquerschnitt folgendermaßen geschrieben werden:

$$\sigma_a = \sigma_\pi \, \xi^2 \, (B_\pi^2 + B_\eta^2 \, \frac{\sigma_\eta}{\sigma_\pi}) \quad . \tag{67}$$

σ_π und σ_η sind die Produktionswirkungsquerschnitte (masseloser) neutraler Pionen bzw. Etas, $\xi = 1.9 \times 10^{-4}$. Die Mischungskoeffizienten B_π und B_η sind durch den Parameter X gegeben:[63]

$$\begin{aligned} B_\pi &= -0.16(X + X^{-1}) + 2X^{-1} \quad , \\ B_\eta &= \quad 2(X + X^{-1}) \quad . \end{aligned} \tag{68}$$

Je nach Wahl von X ($X \gtrless 1$) ändern sich die Beiträge von B_π und B_η stark. Ist X = 1, so dominiert die isoskalare Kopplung B_η^2. Ist z.B. X = 0.5, so ist auch hier $B_\eta^2 > B_\pi^2$. Bei Extremwerten von X($X \leq 0.1$, $X \geq 5$) überwiegt immer der isoskalare Beitrag B_η^2.

Eine andere mögliche Alternative der Kopplung von Axionen an Nukleonen haben Barroso und Mukhopadhyay[64] vorgeschlagen: die isoskalare B_η^2 und die isovektorielle B_π^2 Kopplung ist von der gleichen Stärke, was bedeuten würde, daß das Axion sich wie das Photon verhält, indem es nicht an Neutronen koppelt. Mit dieser Möglichkeit können die Experimente von Faissner et al.[65] und Zehnder[66] in Einklang gebracht werden, und es sind neue Vorschläge für die Suche nach Axionen gemacht worden[64].

Da nach allen theoretischen Überlegungen das Axion ein langlebiges und halb-schwach-koppelndes Teilchen ist, scheint sein experimenteller Nachweis schwierig zu sein. Kann die Existenz jedoch nachgewiesen werden, so trägt dieses Teilchen nicht nur zur Aufhebung der CP-Verletzung in der starken Wechselwirkung bei, sondern gibt auch erste experimentelle Hinweise auf die bisher hypothetischen Higgsteilchen.

7.2 Energie- und Winkelverhalten einzelner elektromagnetischer Schauer

Die Kinematik des Zerfalls eines leichten Teilchens ($m \approx 0.250$ MeV) in zwei masselose Gammaquanten ($E_{\gamma_1} \hat{=} E_{\gamma_2} \approx 300$ MeV) erzwingt einen sehr kleinen Winkel zwischen beiden Photonen ($\Theta_{\gamma\gamma} < 0.1$ Grad), sodaß beide Photonen kollinear zueinander sind. Außerdem konvertieren beide Photonen bei einer mittleren Energie für das Axion von ungefähr 2 GeV, die im wesentlichen vom Impuls der einfallenden Protonen auf das Target ($P_p = 26$ GeV) bestimmt wird, in Richtung des Teilchenstrahles. Aus diesen beiden Gründen konnte man sich bei der Suche nach einzelnen Schauern bis auf Winkel von 5^o im Raum beschränken. Es sind insgesamt 74 Ereignisse gefunden worden. Abbildung 38 zeigt ihre Energieverteilung für Neutrino- und Antineutrino-Bilder. Es fällt auf, daß 80% der Ereignisse eine Energie kleiner gleich 1 GeV haben, während nur 20% der Ereignisse zwischen 1 GeV und 2 GeV Energie liegen. Diese Konzentration bei kleinen Energien ist ein Hinweis dafür, daß der Zerfall eines neuartigen Teilchens, wenn er auftritt, bei vorwiegend kleineren Energien zu suchen ist.

Abbildung 39 zeigt die Winkelverteilung der 74 Ereignisse im Quadrat des Emissionswinkels Θ_e aufgetragen. Wegen der Winkel-Meßgenauigkeit für einzelne elektromagnetische Schauer von $\Delta\Theta \approx 30 \text{ mrad}/\sqrt{E_\gamma}$ und einer Strahldefinition von $\Delta\Theta^{\text{Strahl}} \approx \pm 15$ mrad wurde eine Intervallbreite in Θ_e^2 von 5 Grad^2 gewählt. Die Verteilung zeigt ein exponentiell abfallendes Verhalten zu großen Winkeln mit einer Spitze im ersten Intervall. Diese Spitze könnte, wie vermutet, durch Zerfälle des neuen Teilchens erklärt werden. Daß die 31 Ereignisse in der Spitze des ersten Intervalls von Θ_e^2 in keinem Bereich der Kammer bevorzugt auftreten, ist in Abbildung 40 der drei Raumkoordinaten zu sehen. Die wichtigsten kinematischen Größen aller 31 Ereignisse sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt. Angegeben sind die Anzahl der Funken, die Energie der Schauer kalibriert mit der Eichung für Gammaquanten, das Quadrat des Emissionswinkels und die drei Raumkoordinaten:

	Funkenanzahl	sichtbare Energie E_γ GeV	Emissionswinkel Θ_e^2 Grad^2	x-Koordinate cm	y-Koordinate cm	z-Koordinate cm Al
ν	67	0.95	0.7	111	26	144
	61	0.66	0.1	143	39	206
	95	1.10	1.2	26	188	77
	46	0.52	0.5	72	182	210
	17	0.21	0.2	176	39	50
	81	0.89	0.2	163	104	200
	46	0.52	3.0	123	97	151
	117	1.48	0.2	98	182	214
	17	0.26	2.9	169	143	45
	21	0.26	3.6	39	110	59
	115	1.44	2.1	84	130	49
	47	0.53	3.0	58	169	128
	56	0.61	3.8	188	156	110
	47	0.53	2.4	169	182	103
	87	0.98	4.5	65	65	171
	47	0.53	4.5	143	149	90
$\bar{\nu}$	30	0.44	2.2	58	169	164
	110	1.93	1.1	19	143	212
	90	1.42	0.5	182	20	132
	35	0.50	3.7	52	117	110
	24	0.29	2.6	78	45	111
	135	1.84	0.9	163	26	45
	105	1.26	0.7	98	156	217
	136	1.87	4.4	45	32	138
	63	0.88	0.8	20	13	127
	99	1.64	1.7	58	71	212
	31	0.45	0.6	85	117	179
	40	0.46	0.7	91	150	102
	22	0.27	3.3	123	162	49
	20	0.24	3.5	26	65	183
	119	1.52	0.5	156	130	176

7.3 Der Pion-Zerfall in zwei Photonen als Untergrundreaktion

Der Zerfall des neutralen Pions in zwei Photonen ist für die Analyse ein wichtiger Untergrund: oft ist nur ein Photon im Apparat sichtbar, und dieses kann die kinematischen Bedingungen, daß es z.B. in Strahlrichtung konvertiert, erfüllen. Für die Untersuchung wurden dieselben Zwei-Schauer-Ereignisse verwendet, wie für die Beobachtung von kohärent erzeugten Pionen (Kap. 5 und 6). Diese gemessenen und rekonstruierten Ereignisse dienten als Eingabe-Daten in eine Monte-Carlo-Rechnung[41], wobei gezählt wurde, wie oft eines der beiden Photonen aus Energie- oder Konversionsgründen verloren wurde. Das Ergebnis der Simulation liefert eine absolute Vorhersage in der Energie- (Abb. 38) und dem Winkel-Verhalten (Abb. 39) der einzelnen Schauer (gestrichelte Kurven). Aus der Kinematik des Zerfalls wird eine starke Abnahme zu großen Energien erwartet. Im Fall der Winkelverteilung erwartet man für kleine Winkel einen konstanten Beitrag, der aber durch kohärent erzeugte Pionen bei sehr kleinen Winkeln eine zusätzliche Beimischung hat, was die Verteilung auch zeigt (s. Abb. 39).

Die quantitative Analyse ergibt, daß man im ersten Winkelintervall (s. Abb. 39) 12.3 ± 2.3 Ereignisse erwartet. Der Fehler von 19% setzt sich aus systematischen und statistischen Fehlern zusammen, wobei der statistische Fehler nur mit weniger als 6% beiträgt.

7.4 Die Streuung von Neutrinos bzw. Antineutrinos an Elektronen als Untergrundreaktion

Ursprünglich war es das Ziel der π^0-Analyse, den Untergrund zur Streuung von Neutrinos bzw. Antineutrinos an Elektronen zu bestimmen [7,41]. Jetzt aber ist diese Neutrino-Elektron-Streuung selbst zur Untergrundstudie bei der Suche nach Zerfallsereignissen eines neuen Teilchens geworden. Die Anzahl dieser Untergrundereignisse kann mit Hilfe der Kenntnis der absoluten Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $\nu_\mu e \to \nu_\mu e$ und $\bar{\nu}_\mu e \to \bar{\nu}_\mu e$ berechnet werden, wobei der experimentell bestimmte Weltmittelwert für den offenen Parameter Θ_W zu $\sin^2\Theta_W = 0.25 \pm 0.06$ für rein leptonische Prozesse[67] angenommen wurde.

Der qualitative Verlauf der Energie- (Abb. 38) und Winkelverteilung (Abb. 39) zeigt das von der Kinematik der Neutrino-Elektron-Streuung erwartete Bild (gepunktete Kurven). Auch hier sind die Verteilungen absolut zu verstehen.

Die quantitative Rechnung gibt im ersten Intervall der Winkelverteilung (Abb. 39) 8.1 ± 1.2 Ereignisse. Ein systematischer Fehler ist im wesentlichen durch den Wert von $\sin^2\Theta_W$ bestimmt und zu 11% abgeschätzt worden.

Wie die Neutrino- (Antineutrino-) Elektron-Streuung als Untergrund zu einer möglichen Beobachtung des Zerfalls eines neuen Teilchens beiträgt, so trägt sie umgekehrt wieder als Untergrund zur Reaktion $\overset{(-)}{\nu}_\mu e \to \overset{(-)}{\nu}_\mu e$ bei. Vorläufige Tendenzen zeigen, daß der Wirkungsquerschnitt für die neutrinoinduzierte Reaktion um 10% erniedrigt wird, während er bei der Antineutrinoreaktion sogar um 40% bis 50% sinkt. Beide Wirkungsquerschnitte scheinen sich einander anzunähern, was wiederum zur Folge hat, daß der Wert für $\sin^2\Theta_W$ auch abnimmt und der ursprünglich gemessene Wert von $\sin^2\Theta_W = 0.35 \pm 0.08$ [7] kleiner wird.

7.5 Diskussion weiterer Untergrund-Reaktionen

In dem Myon-Neutrino- bzw. Myon-Antineutrino-Strahl befinden sich geringe Anteile an Elektronneutrinos bzw. Elektronantineutrinos. Infolgedessen können folgende quasielastische Reaktionen als Untergrund zu einem möglicherweise beobachteten neuen Effekt beitragen:

$$\nu_e + N \rightarrow e^- + P$$
$$\bar{\nu}_e + P \rightarrow e^+ + N \quad . \tag{69}$$

Diese Reaktionen wurden separat in einer detaillierten Analyse studiert[44]. Zusätzlich gibt es auch die Streuung von Elektronneutrinos an Elektronen, die sowohl über den geladenen (CC) als auch den neutralen Strom-Prozeß ablaufen kann[68]

$$\overset{(-)}{\nu}_e + e \rightarrow \overset{(-)}{\nu}_e + e \quad . \tag{70}$$

Die Kinematik dieses Prozesses ist mit der der Myonneutrino-Elektron-Streuung identisch. Streuungen der Gl. (69) tragen nur zu einem Anteil von 10^{-4} zu allen Neutrino-Wechselwirkungen bei. Zusätzlich wird die Untergrundrate dadurch geschwächt, daß die Beimischung von Elektronneutrinos und Elektronantineutrinos im Myonneutrino- (Myonantineutrino-) Strahl nur 1/250 (1/320) ist. Beide erwähnten Tatsachen reduzieren den elektronneutrino-induzierten Untergrund drastisch. Auf der anderen Seite ist der Wirkungsquerschnitt für die Reaktionen nach Gl. (69) ungefähr 2000 mal größer als für $\overset{(-)}{\nu}_\mu e \rightarrow \overset{(-)}{\nu}_\mu e$.
Da das angestoßene Teilchen schwer ist, werden die Elektronen im Endzustand unter großen Winkeln gestreut ($\Theta_e \geq 5^0$). Außerdem sind Elektronrückstöße unter kleinsten Winkeln ($\Theta \approx 0^0$) wegen des Pauliprinzips verboten, da das angestoßene Neutron oder Proton an den Aluminium-Kern gebunden ist. Wird das Elektron aber doch unter sehr kleinen Winkeln ermittelt, so trägt es fast

die gesamte Energie der einlaufenden Elektron-Neutrinos, die aus dem K-Zerfall kommen und den hochenergetischen Teil des Neutrinospektrums ausmachen. Alle diese Umstände tragen dazu bei, daß bei kleinen Winkeln ($\theta \leq 5^0$) und bei Energien $E_s < 2$ GeV der Untergrund nur 1/10 der beobachteten Menge ausmacht [7].

Für die Reaktion in Gl. (70) gelten dieselben Argumente bezüglich der Kontamination von Elektronneutrinos an Myonneutrinos und für den hochenergetischen Teil des Neutrinospektrums wie bei den Reaktionen Gl. (69). Zusammenfassend ist zu sagen, daß auch hier der Untergrund sehr klein ist und bei < 3% liegt.

Nach der Entdeckung der neutralen Ströme war es möglich, Wirkungsquerschnitte der folgenden Reaktion zu berechnen:[69]

$$\overset{(-)}{\nu}_\mu + \mathcal{N} \rightarrow \overset{(-)}{\nu}_\mu + \mathcal{N}' + \gamma \quad . \tag{71}$$

Es handelt sich um eine kohärente Produktion einzelner Photonen mittels Neutrino-Nukleon-Wechselwirkung (Abb. 41).

Rein und Sehgal[70] haben in einer detaillierten Rechnung diese kohärente Gammaproduktion nach Gl. (71) für Vektor- (V) und Axialvektoranteile (A) des neutralen Stromes bestimmt. Da das virtuelle Photon eine transversale und longitudinale Komponente besitzt, werden die Vektor- und Axialvektoranteile entsprechend separat behandelt. Bei einem kohärenten Prozeß wird fast alle Energie dem auslaufenden Neutrino und dem Photon übertragen, so daß man aus der Kinematik eine Relation zwischen Emissionswinkel des Gammas θ_γ und der Photonenergie E_γ herleiten kann:

$$\theta_\gamma \lesssim (E_\gamma R)^{-1} \quad . \tag{72}$$

R ist der Kernradius ($R_{Al} = 4.2$ f, 1 f = 10^{-13} cm). Für eine Energie von $E_\gamma \simeq 0.5$ GeV erwartet man einen Winkel $\theta_\gamma \lesssim 5^0$. Die Abbildung 42 zeigt aber, daß auch dieser Untergrund den Effekt im ersten Winkelintervall nicht erklären kann.

7.6 Signifikanz der Beobachtung einzelner Schauer bei kleinen Winkeln

Die Diskussion der Energie- und Winkelverteilung einzelner elektromagnetischer Schauer hat ergeben, daß die Energieverteilung (Abb. 38) im wesentlichen durch die beiden Untergrundreaktionen (durchgezogene Kurve) beschrieben wird. Nur in der Winkelverteilung (Abb. 39) bleiben bei Abzug der beiden Untergrundreaktionen (durchgezogene Kurve) Ereignisse im ersten Winkelintervall übrig, die nicht mit bekannten Prozessen erklärt werden können. Diese Ereignisse bedürfen keiner weiteren Korrektur, da erstens ihre Auffindwahrscheinlichkeit nahezu 1 ist und zweitens keine apparativen Effekte, wie z.B. Berücksichtigung herauslaufender Schauer oder zusätzlich begleitender Spuren, eine Rolle spielen.

Es ergibt sich ein Gesamtbild der Analyse folgender Art: man hat 31 Ein-Schauer-Ereignisse innerhalb eines Winkels $\Theta_e < 5$ Grad^2 gefunden und 20.4 Untergrundereignisse mit einem systematischen und statistischen Fehler von 2.6 ermittelt. Das ergibt einen Effekt von 31.0 - 20.4 = 10.6 Ereignissen, die mit 2.7 Standardabweichungen von Null verschieden sind, wenn man den Effekt auf eine statistische Fluktuation des Untergrundes testet. Daraus läßt sich eine Wahrscheinlichkeit, daß die 31 Kandidaten eine statistische Fluktuation des Untergrundes sind, von 6.7×10^{-3} berechnen.

Die Anzahl des Effektes ergibt sich aus der Berücksichtigung des statistischen Fehlers der 31 Ereignisse (= 5.6) und des systematischen Fehlers des Gesamtuntergrundes. Sie beträgt 10.6 ± 6.2 Ereignisse, die im Apparat als möglicher Zerfall eines leichten, neutralen Teilchens in zwei Photonen beobachtet werden.

7.7 Schaueranalyse

Bisher hat die Analyse einen schwach signifikanten Effekt von 10.6 ± 6.2 Ereignissen aus der Menge der Ein-Schauer-Ereignisse ergeben. Jetzt soll diskutiert werden, ob es Argumente gibt, z.B. struktureller Art, den Effekt als den Zerfall eines leichten, neutralen Teilchens in zwei Photonen, die in Vorwärtsrichtung laufen, zu interpretieren. Dazu stellt sich das Problem, ob es in der Menge der 31 Ein-Schauerereignisse Anzeichen dafür gibt, daß ein Teil dieser Ereignisse aus zwei hintereinanderliegenden Photonen zusammengesetzt ist.

Bei einem Zerfall eines sehr leichten Teilchens in zwei Photonen, die kollinear zueinander konvertieren, ist die Wahrscheinlichkeit, daß der zweite Schauer im ersten liegt, groß, wenn das erste Photon hochenergetisch ist. Dieses hängt natürlich vom effektiven Konversionsabstand des Apparates ab. In diesem Falle liegen beide Schauer ineinander und werden in der AC-PD-Kammer nur als einer erkannt. Ist jedoch der erste Schauer klein und konvertiert der zweite spät, so können zwei hintereinanderliegende Schauer gesehen werden. Zwischen dem Ende des ersten und dem Konversionspunkt des zweiten Schauers sollte eine Lücke Δ auftreten. Die Wahrscheinlichkeit, eine Lücke Δ, die größer ist als 0 cm AL, zu sehen, ist in Abb. 43 in Abhängigkeit der Funkenzahl des ersten Schauers für verschiedene Energien des Mutterteilchens E aufgetragen. Hier wurde nur die experimentell ermittelte Abhängigkeit von Energie zu Konversionsabstand und von Funkenzahl zu Länge des Schauers investiert.

Diese Wahrscheinlichkeit nimmt mit großer Funkenzahl (= hohe Energie) des ersten Schauers stark ab, liegt bei 20% bis 25% und ist kaum von der Energie des Primärteilchens abhängig. Verlangt man eine größere Lücke, (z.B. $\Delta \geq 3$ cm Al), so wird die Wahrscheinlichkeit noch kleiner.

In den Abbildungen 44 und 45 sind zwei mögliche Kandidaten für den Zerfall eines Teilchens in zwei Photonen zu sehen. Beide zeichnen sich dadurch aus, daß sie eine von Null verschiedene Lücke zwischen beiden Photonen haben. Außerdem zeigen jeweils beide Schauer ein photonähnliches Verhalten: die Schauerbildung beginnt mit zwei Spuren, was auf das e^+e^--Paar des konvertierten Gammaquantes hindeutet. Zusätzlich liegen beide zweite Schauer in beiden Ansichten auf der gleichen Flugrichtung des jeweils ersten Schauers. Das Energieverhältnis vom später zum früher konvertierten Photon ist bei beiden Kandidaten größer als 1. Das könnte darauf hinweisen, daß das später konvertierte Photon kein Bremsquant des ersten Photons, sondern ein zweites genuines Gammaquant aus einem Zerfall ist.

Man kann die Wahrscheinlichkeit vom Lückenverhalten elektromagnetischer Schauer mit dem Bremsstrahlspektrum von Teilchen bekannter Art, wie Elektronen und Photonen, untersuchen und mit dem theoretisch erwarteten Spektrum vergleichen. Dazu wurden Elektronen aus dem Kalibrierungs-Experiment, Photonen aus dem π^0-Zerfall im Detektor und Ein-Schauer-Ereignisse bei größeren Winkeln ($\Theta_e \gtrsim 2^0$) verwendet. Für alle Ereignisse wurde immer eine Lücke $\Delta \geq 3$ cm Aluminium verlangt. Abbildung 46 zeigt die gemessenen Bremsstrahlspektren für Elektronen und Photonen (a) und für einzelne Schauer in einem Winkelbereich von $\Theta_e \gtrsim 2^0$ (b). Alle Kurven sind der theoretischen Vorhersage ähnlich. Um ein über alle Teilchenenergien gemitteltes Spektrum nehmen zu können, trägt man das Verhältnis ε der Energie k des Bremsquantes über die Gesamtenergie E des Primärteilchens auf. Auf diese Weise ändert sich für verschiedene Energien nur die Höhe des Spektrums, aber nicht seine Form.

Betrachtet man zusätzlich beide Photonen aus dem π^0-Zerfall als einen elektromagnetischen Schauer, indem man beide Schauer zu einem zusammendreht, und verlangt für diesen auch eine Lücke $\Delta \geq 3$ cm Al, so zeigt das Bremsstrahlspektrum dieser Ereignisse

(s. Abb. 46b, "kollineare 2 Schauer") eine starke Abnahme bis $\varepsilon \cong 0.4$ und einen leichten Anstieg bis $\varepsilon \cong 1$. Der Anstieg kommt von der Lücke zustande, die zwei genuine Schauer aus dem π^o-Zerfall zeigen können. Allerdings ist die Statistik gering (60 Ereignisse), und die Meßpunkte weisen beträchtliche Fehler auf.

Ein anderer Test auf die Zwei-Schauer-Hypothese ist die Verteilung der Differenz der Konversionspunkte beider Schauer unter der Annahme, daß mindestens eine Lücke $\Delta \geq 3$ cm Al auftritt. Die Konversionspunkte L_c von elektromagnetischen Schauern verteilen sich nach einem Exponentialgesetz: $L_c = e^{-x/\lambda_c}$, wobei die Konversionslänge x in Einheiten des Konversionsabstands λ_c gemessen wird. Von 31 Ein-Schauer-Ereignissen haben 8 Ereignisse keine Lücke. Die restlichen 23 Ereignisse verhalten sich so, wie es die halblogarithmische Darstellung in Abbildung 46c) zeigt. Vergleicht man dazu das erwartete Verhalten (gestrichelte Gerade), so tritt ein sehr starker Verlust von Ereignissen bei kleinen Differenzabständen auf, der darauf hinweist, daß entweder diese Ereignisse nicht vorhanden sind, oder aufgrund des Lückenkriteriums Ereignisse mit einer kleinen Lücke verlorengehen.

Man hat gezeigt, daß sich Teilchen bekannter Art so im Detektor verhalten, wie man es nach der Theorie der Bremsstrahlung erwartet. Aber aufgrund der geringen Statistik der Ereignisse und der kleinen Wahrscheinlichkeit P, einen später konvertierenden Schauer als genuines Photon aus einem Zerfall zu interpretieren, ist es nicht möglich, zu beweisen, daß in der Menge der Ein-Schauer-Ereignisse Zwei-Schauer-Ereignisse sind, die aus einem Zerfall eines neutralen Teilchens in zwei Photonen stammen.

7.8 Eigenschaften der Zerfälle Axion-ähnlicher Teilchen

Es wurden 10.6 ± 6.2 Ein-Schauer-Ereignisse mit einem Emissionswinkel $\theta_e^2 \leq 5\ \text{Grad}^2$ gefunden. Wenn Axionen im Aufbau des Breitband-Neutrinostrahls am CERN PS (s. Abb. 5) produziert werden, so muß versucht werden, ein Axionspektrum zu ermitteln, das die Daten beschreibt. Da die Quelle der Axionen a priori nicht bekannt ist, wird es schwierig, das gesamte Spektrum aus mehreren Anteilen zusammenzusetzen. Für die Produktion von Axionen gibt es bisher zwei Vorstellungen: 1) Axionen werden wie neutrale Pionen mit einer relativen Stärke von $\sim 10^{-7}$ erzeugt oder 2) Axionen entstehen durch Quark-Antiquark-Wechselwirkungen bei hohen Energien, wobei ein Gluon und ein Axion abgestrahlt werden.[71] Beide Modelle werden im Anhang A vorgestellt. Abbildung 47 zeigt das gefundene Produktionsspektrum, das sich aus vier Anteilen zusammensetzt. Eine Bewichtung dieses Spektrums durch den Einstein-Lorentz-Faktor $\gamma = \frac{E}{m}$ mit γ^{-1} liefert das Zerfallsspektrum (Abb. 48). Die mittlere inverse Energie berechnet sich aus

$$\langle 1/E \rangle = \frac{1/E\ (dN/dE)dE}{(dN/dE)dE} = 0.41\ \text{GeV}^{-1} \quad . \qquad (73)$$

64.5% des Gesamtspektrums liegen im Energieintervall von 0.2 GeV bis 2.0 GeV.

Dieser energieabhängige Verlauf von erzeugten Axionen wird mit dem beobachteten Spektrum verglichen, wobei der obere Energieschnitt hierbei weggelassen wird, um die Gesamtheit der Spektren zu testen. Abbildung 49 zeigt diesen Vergleich. Man erkennt, daß die Erwartung die Beobachtung für Axionenergien $E_a > 1$ GeV unterschätzt. Besonders bei kleinen Energien sind die hadronischen Kaskaden stark unterschätzt, sodaß die Vorhersage nur bis auf einen Faktor 2 gut ist.

Die Spektrumsberechnung liefert eine totale auf den Apparat einfallende Anzahl von Axionen $N_{ao} = 4.97 \times 10^{10}$. Damit läßt sich nach folgender Gleichung ein Zusammenhang zwischen der beobachteten Rate $R_{\gamma\gamma}$ und N_{ao}, der Masse und der Lebensdauer herstellen:

$$R_{\gamma\gamma} = N_{ao}\ \varepsilon_{\gamma\gamma}\ L_{Zerfall}\ m_{\gamma\gamma}\ \Gamma_{\gamma\gamma}\ \langle 1/E\rangle/c \ . \qquad (74)$$

c ist die Lichtgeschwindigkeit und $L_{Zerfall} = 4.40$ m. Die Nachweiswahrscheinlichkeit von 2 Photonen ist $\varepsilon_{\gamma\gamma} = 100\%$. Aus Gl. (74) kann man eine Bestimmung der Unbekannten X liefern. Direkt hängen nur die Größen N_{ao} und $m_{\gamma\gamma}$ von X ab, während $\tau_{\gamma\gamma}$ indirekt über $m_{\gamma\gamma}$ mit X verbunden ist:

$$N_{ao} = \frac{d^2N}{dEd\Omega}\ dE\Delta\Omega\ N_p\ \left(\frac{\sigma_a}{\sigma_\pi}\right)$$

$$m_{\gamma\gamma} = 0.025\ N\ (X + X^{-1})\ \text{MeV} \qquad (75)$$

$$\tau_{\gamma\gamma} = 0.71 \times 10^{-5}\ m_{\gamma\gamma}{}^{-5}\ \text{sec},\ (m_{\gamma\gamma}\ \text{in MeV}) \ .$$

Die Anzahl N der Lepton-, Quark-Generationen wird mit 3 angenommen. σ_a/σ_π hängt gemäß Gl. (67) mit X in folgender Weise zusammen:

$$B_\pi{}^2 = \left[-0.16\ (X + X^{-1}) + 2X^{-1}\right]^2 \ ,$$

$$B_\eta{}^2 = 4\ (X + X^{-1})^2 \qquad \text{und} \qquad (76)$$

$$\sigma_\eta/\sigma_\pi = 0.25^{72)} \ .$$

Daraus ergibt sich ein Gesamtzusammenhang von $R_{\gamma\gamma}$ zu X:

$$R_{\gamma\gamma} = 6.21 \times 10^{-4}\ (X + X^{-1})^8 \ . \qquad (77)$$

Mit $R_{\gamma\gamma} = 12 \pm 6$ Ereignissen (ohne oberen Energieschnitt) erhält man zwei Werte für X:

$$X_1 = 3.10 \pm 0.20 \quad , \qquad (78)$$

$$X_2 = 0.30 \pm 0.02 \quad .$$

Beide Werte können von anderen Experimenten[65,66] nicht unmittelbar ausgeschlossen werden, was dazu führte, eine gleiche Stärke der isoskalaren und isovektoriellen Kopplung des Axions an Nukleonen anzunehmen[64]. Dann wäre aber ein Wert $X < 1$ favorisiert.

Mit diesen X-Werten kann man aus Gl. (75) direkt die Masse $m_{\gamma\gamma}$ und die Lebensdauer $\tau_{\gamma\gamma}$ bestimmen. Da $m_{\gamma\gamma} \sim (X + 1/X)$ ist, liefern beide X-Werte (Gl. 78) innerhalb der Fehler denselben Wert für die Masse:

$$m_{\gamma\gamma} = 257 \pm 30 \text{ keV} \quad . \qquad (79)$$

Damit erhält man nach Gl. (75) eine Lebensdauer von

$$\tau_{\gamma\gamma} = 6.3 \pm 3.1 \text{ msec} \quad . \qquad (80)$$

Beide Werte sind gut mit den Messungen am SIN[65] vergleichbar.

Die Unterschätzung des berechneten Axionspektrums ist in die angegebenen Fehler nicht eingegangen. Erwartet man z.B. 10×10^{10} Axionen, so erniedrigen sich die X- und Massenwerte, aber die Lebensdauer wird größer, was bedeuten würde, daß es noch schwieriger ist, das Teilchen nachzuweisen.

Anhang A

Axionspektren

Nach heutiger Kenntnis der Axion-Theorie gibt es mehrere Axion-Produktions-Mechanismen. Für Hochenergieexperimente, wie das AC-PD-Experiment, entstehen Axionen im wesentlichen durch Proton-Nukleon-Stöße. Für diese Art von Axion-Produktionen sollen hier zwei Modelle diskutiert werden:

1) Axion-Produktion nach Art der Erzeugung neutraler Pionen durch Proton-Nukleon-Wechselwirkung. Für diese Prozesse gibt es für das AC-PD-Experiment zwei Quellen, wo Axionen entstehen können: a) am primären Beryllium-Target 114.5 m vom Zentrum des Detektors entfernt und b) im inneren Eisenkern des Neutrino-Filters 59.5 m vom Apparat entfernt (siehe Abb. 5). Mit diesen beiden Quellen gibt es mindestens vier mögliche Reaktionen, bei denen Axionen entstehen können.

   a) Der primäre Protonenstrahl mit E_o = 26 GeV Energie erzeugt analog zu neutralen Pionen Axionen. Von allen auf das Target einfallenden Protonen tragen nur $\sim$ 35% [73] zur Produktion bei, während die restlichen 65% das Target durchlaufen, ohne eine Wechselwirkung zu machen.

   b) Diese 65% aller primären Protonen gelangen mit der vollen Primär-Energie auf die Eisenabschirmung des Neutrinofilters. Dort erzeugen sie in gleicher Weise wie unter a) Axionen.

   c) Bei Protonimpulsen von 26 GeV wechselwirken 20.6% elastisch. Diese Protonen mit einem mittleren Impuls von 8 GeV, die elastisch wechselgewirkt haben, verlassen das Target und erzeugen in der Eisenabschirmung wiederum Axionen.

d) Neutrale Pionen, die durch Proton-Nukleon-Wechselwirkung am Beryllium-Target erzeugt werden, zerfallen in Photonen, die wiederum in $\bar{e}e$-Paare konvertieren. Mit einer relativen Stärke von $2^{1/4}\sqrt{G_W}\, m_a/X = 2^{1/4}\sqrt{G_W}\, 0.075\,(1 + X^{-2})$ [58] können bei diesen elektromagnetischen Kaskaden-Prozessen auch Axionen abgestrahlt werden, die bevorzugt niedrige Energie haben. Mit einem Wert X = 1 beträgt diese Stärke 3×10^{-7}. Ist aber z.B. X = 0.5, so ist die elektromagnetische Kopplung dreifach so stark.

Um die einzelnen Spektren zu ermitteln, wurden einige Modelle verwendet. Für Axionproduktion durch Proton-Nukleon-Stöße wurden gemessene $\pi^{\pm}$-Spektren [74] durch ein thermodynamisches Modell [75] angepaßt. Die Mittelung aus den π^+- und π^--Spektren ergibt ein π^o-Spektrum, das wiederum durch eine Bewichtung ein a^o-Spektrum liefert. Diese Bewichtung hängt vom Wert X ab und läßt sich aus Gl. (67) ermitteln. Sie liegt zwischen 1×10^{-7} (für X = 1) und 7×10^{-7} (für X = 0.5). Der elektromagnetische Teil des Axionspektrums durch Bremsstrahlung wurde mit Hilfe von Elektronproduktion in Elektron-Photon-Schauern nach Butcher und Messel bestimmt [76].

Abbildung 50 zeigt alle vier Anteile des a^o-Spektrums. Die relativen Unterschiede kommen hauptsächlich durch den verschiedenen Raumwinkel der beiden Hauptquellen zustande. Der Raumwinkel für parasitäre Quellen an der Abschirmwand ist um einen Faktor 3.7 größer als der am Neutrino-Target. Das bedeutet, daß sich die Hauptquelle der Axionen in der Eisenabschirmung des Neutrinofilters am CERN-PS-Neutrinostrahl befindet. Also wurde, was die Axionsuche angeht, ein 'Beam-Dump'-Experiment gemacht: alle geladenen und neutralen Teilchen werden im Filter gestoppt, und nur die Neutrinos, Antineutrinos und die Axionen erreichen den Detektor!

Es fällt besonders auf, daß die Axionproduktion durch Abstrahlung besonders bei kleinen Axionenergien einen großen Beitrag zum Gesamtspektrum liefert. Addiert man alle vier Komponenten, so erhält man ein Produktionsspektrum, wie es Abbildung 47 zeigt.

2) Axion-Produktion durch Quark-Antiquark-Stöße bei hohen Energien

Kim und Stamm[71] haben diese Vorstellung der Axion-Erzeugung entwickelt. Hierbei werden Quark-Antiquark-Stöße betrachtet, wobei bei einem Stoß ein Axion und ein Gluon abgestrahlt werden. Die Wirkungsquerschnitte solcher Reaktionen hängen von X und der Kopplungskonstanten α_s der Quantenchromodynamik ab. Da es sich um einen bremsstrahl-ähnlichen Prozeß handelt, finden sie ein sehr weiches Spektrum (Abb. 51) mit einer mittleren inversen Energie $\langle 1/E \rangle \cong 3\ \text{GeV}^{-1}$. Eine Anwendung des Spektrums auf die Analyse der Ein-Schauer-Ereignisse in dem AC-PD-Experiment schränkt die Werte für X, für die Masse m_a und für die Lebensdauer τ_a in folgender Weise ein[71]:

$$3.2 \leq X \leq 4.2$$

$$264 \leq m_a \leq 333\ \text{keV}$$

$$1.74 \leq \tau_a \leq 5.57\ \text{msec}\ .$$

Ein Vergleich dieser Werte mit denen aus dem ersten Axionspektrum führt zu einer Diskussion bezüglich der generellen Unterschiede beider Axion-Produktionsmodelle: Modell 2) ist nur für das primäre Neutrino-Target gerechnet worden, während alle anderen Quellen, wie z.B. in der Eisenabschirmung, vernachlässigt worden sind. In Modell 2) wechselwirkt das Proton nur einmal und geht dann für mögliche weitere Produktionen verloren. Daraus ist zu schließen, daß das zweite vorgestellte Modell eine Unterschätzung von mindestens einer Größenordnung der produzierten Axionen liefert.

Danksagungen

Herrn Prof. Dr. H. Faissner danke ich für die Möglichkeit, in seinem Institut diese Arbeit anfertigen zu können. Mit Interesse hat er die Analyse verfolgt und mit nützlichen Anregungen gefördert. Für seine Ermunterungen und für die Durchsicht des Manuskriptes danke ich ihm sehr. Herrn Prof. Dr. A. Böhm danke ich für die Betreuung der Arbeit als Koreferent.

Die Zusammenarbeit mit Herrn Dr. Hans Reithler war erfreulich und fruchtbar. Er war immer mit nützlichen Hinweisen zur Stelle und zu langen Diskussionen bereit. Mein Freund Dr. Dieter Hoffmann hat mit Aufmerksamkeit den Fortgang der Arbeit verfolgt. Seine Unterstützung und die kritische Durchsicht des Manuskriptes waren mir eine große Hilfe. Auch allen anderen Mitarbeitern der Aachen-Padua-Kollaboration danke ich für ihre Unterstützung.

Für hilfreiche Gespräche über die theoretischen Grundlagen dieser Analyse danke ich Herrn Dr. B.R. Kim, Herrn Dr. D. Rein, Herrn Dr. L.M. Sehgal, Herrn Prof. Dr. R. Rodenberg und Herrn Privatdozent Dr. J. Jersak.

Die sorgfältige Arbeit der Bildauswertung war die Grundlage dieser Arbeit. Daher danke ich allen Beteiligten für ihre Tätigkeit sehr und möchte besonders das angenehme Arbeitsklima mit der Auswertegruppe hervorheben.

Die unermüdliche Sorge von C. Wilk und A. Brach um die Rechenanlage war sehr hilfreich für mich. Das verdient besonderen Dank. Herr Schulz hat mir mit dem sauberen Erstellen der Zeichnungen sehr geholfen, wofür ich ihm sehr danke. Ganz besonders danke ich Frau I. Gojdie für das Schreiben dieser Arbeit.

Zum Schluß möchte ich meinen Eltern danken, die mir mit ihrer Liebe und Fürsorge den Weg bis hin zum Studium ermöglicht haben.

Das Bundesministerium für Forschung und Technologie hat diese Arbeit finanziell unterstützt.

Literaturverzeichnis

1) H. Faissner, Proc. Internat. Neutrino Conf., Balaton 1975, ed. A. Frenkel, G. Marx, Vol. I, S. 116;
M. Baldo-Ceolin, ibidem, Vol. I, S. 166;
T. Hansl, Proc. Internat. Neutrino Conf., Aachen 1976, ed. H. Faissner, H. Reithler, P. Zerwas (Aachen 1977), S. 278;
H. Faissner et al., Phys. Lett. 68B (1977) 377

2) S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579

3) A. Salam, J.C. Ward, Phys. Letters 13 (1964) 168 und
A. Salam, in Elementary Particle Theory, Hrsg. N. Svartholm (Almquist und Wiksells, Stockholm 1968) S. 367

4) S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264
und Phys. Rev. Lett. 27 (1971) 1688,
Phys. Rev. D5 (1972) 1412, 1962

5) K.S. Lackner, Nucl. Phys. B153 (1979) 526

6) D. Rein und L.M. Sehgal, Annals of Phys. 133 (1981) 79

7) H. Faissner et al., Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 213

8) S. Weinberg, Phys. Rev. Letters 40 (1978) 223 und
Phys. Letters 82B (1979) 387

9) F. Wilczek, Phys. Rev. Letters 40 (1978) 279

10) R.D. Peccei und H.R. Quinn, Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 1440 und
Phys. Review D16 (1977) 1791,
R.D. Peccei, Proc. 1978 Int. Meeting on Frontiers of Physics, Singapore, ed. K.K. Phua, C.K. Chew, und Y.K. Kim (Singapore, 1978) Vol. II, S. 1109

11) R.P. Feynman, Quantenelektrodynamik (Mannheim 1969) und J.D. Bjorken und S.D. Drell, Relativistische Quantenmechanik (Mannheim 1966)

12) C.N. Yang und R.L. Mills, Phys. Rev. 96 (1954) 191

13) P. Higgs, Phys. Lett. 12 (1964) 132, und Phys. Rev. 145 (1966) 1156 und
T.W.B. Kibble, Phys. Rev. 155 (1967) 1554

14) G. 't Hooft, Nucl. Phys. B35 (1971) 167

15) S.L. Glashow, Nucl. Phys. 10 (1959) 107

16) S.L. Glashow, J. Iliopoulos und L. Maiani, Phys. Rev. D2 (1970) 1285

17) Übersichten über Vergleiche der Modellaussagen mit den experimentellen Daten geben z.B.:
H. Faissner, Interner Bericht PITHA 79-16 (1979)
J. Ellis, Proc. of Neutrino 79, Bergen 1979, Hrsg. A. Haatuft, C. Jarlskog, S. 451
J. Sakurai, Proc. Top. Conference on Neutrino Physics at Accelerators, Oxford 1978, Hrsg. A.G. Michette und P.B. Renton (Rutherford, Chilton, Didcot 1978) S. 338
L.M. Sehgal, Conf. Proc. "Neutrino-78", Purdue, Hrsg. E.C. Fowler, (West Lafayette) S. 253

18) H. Georgi und S.L. Glashow, Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 438; H. Fritzsch und P. Minkowski, Ann. Phys. 93 (1975) 222

19) J. Wess und B. Zumino, Nucl. Phys. B70 (1974) 39 und Phys. Lett. B66 (1977) 361

20) L.M. Sehgal, Proc. Purdue 1978, loc.cit. S. 253 und Interner Bericht PITHA 80/17, Aachen 1980

21) R.P. Feynman, M. Kislinger, F. Ravndal, Phys. Rev. D3 (1971) 2706

22) C. Belletini et al., Nuovo Cimento 66A (1970) 243;
A. Browman et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1400

23) O. Nachtmann, private Mitteilungen

24) S.L. Adler, Phys. Rev. 135 (1964) B963;
A. Pais und S. Treiman, Phys. Rev. D9 (1974) 1459

25) D. Rein, DPG-Tagung, Karlsruhe 1982, unveröffentlicht;
D. Rein und L.M. Sehgal, Nucl. Phys., zu veröffentlichen

26) M. Pohl, Dissertation RWTH Aachen (1980) PITHA 80/02

27) S.L. Adler, Phys. Rev. D9 (1974) 229 und Phys. Rev. D12 (1975) 2644

28) P. Marmier, E. Sheldon, Kernphysik II, Zürich 1964

29) Aachen und CERN, Letter of Intent, Search for Muon-Neutrino-Electron-Scattering in a Spark Chamber (1973)

30) J.K. Bienlein et al., Phys. Letters 13 (1964) 80. - s. auch H. Faissner et al., Nucl. Instr. and Methods 20 (1963) 213 und H. Faissner, Acta Physica Austriaca, Suppl. I (1964) 189

31) S. Van der Meer, CERN Bericht 61-7 (1961)

32) T. Eichten, Dissertation RWTH Aachen (1974)
und Interner Bericht PITHA-76 (1974)

33) J.C. Dusseux, B. Pattison und C. Ziebarth, CERN Bericht 72-11 (1972)
Die Möglichkeit der Fokussierung mit elliptischen Linsen diskutieren V. Dohm et al., Nucl. Instr. and Methods 124 (1975) 477

34) H. Wachsmuth, Symposium on Beam Intensity Measurement, DNPL/RI (1968) 69 und
CERN Neutrino Meeting, CERN Bericht 69-28 (1969) S. 33
D. Bloess et al., Nucl. Instr. and Methods 91 (1971) 605
J.B.M. Pattison und H. Wachsmuth, private Mitteilung

35) H. Faissner et al., Nucl. Instr. and Methods 20 (1963) 161 und K. Eggert, Diplomarbeit RWTH Aachen (1967), unveröffentlicht

36) G. Maaz, Diplomarbeit RWTH Aachen (1974), unveröffentlicht

37) D. Hoffmann, private Mitteilung

38) U. Samm, Diplomarbeit RWTH Aachen (1978), unveröffentlicht und Dissertation RWTH Aachen (1982) PITHA Intern 82/01

39) E. Frenzel, Diplomarbeit RWTH Aachen (1979), unveröffentlicht

40) F. Mertens, Staatsarbeit RWTH Aachen (1979), unveröffentlicht

41) H. de Witt, Diplomarbeit RWTH Aachen (1977), unveröffentlicht

42) H. Faissner, Proceedings of the Twelfth International Conference on High Energy Physics Dubna 1964 (Moskau 1966) 352

43) A. Böhm, Diplomarbeit Universität Erlangen (1966), unveröffentlicht,
A. Bauer, Diplomarbeit RWTH Aachen (1967), unveröffentlicht,
H. Köhmstedt, Diplomarbeit RWTH Aachen (1967), unveröffentlicht,
H. Steiner, Diplomarbeit RWTH Aachen (1967), unveröffentlicht

44) H. Tuchscherer, Diplomarbeit RWTH Aachen (1982), PITHA-Bericht, in Vorbereitung

45) H. Reithler, H. Tuchscherer, private Mitteilungen

46) D. Hoffmann, Dissertation RWTH Aachen (1980), PITHA 80/01 und private Mitteilungen

47) R. Peccei, Proc. 19th Int. Conf. High Energy Physics, Tokyo 1978, Hrsg. S. Homma, M. Kawagudu, H. Migazawa, S. 385 und Proc. of the 1981 Int. Conf. on Neutrino Phys., Maui, Hawaii 1981, Hrsg. R.J. Cence, E. Ma, A. Roberts, S. 149

48) D. Reiss, Interner Bericht, Univ. Washington 1982, 40048-82-PT7; S.M. Barr und X.C. Gao, Interner Bericht, Univ. Washington 1982, 40048-82-PT5

49) H. Fritzsch, M. Gell-Mann und H. Leutwyler, Phys. Lett. 47B (1973) 365 und
H.D. Politzer, Phys. Rep. 14C (1974) 129 und
A. De Rújula, H. Georgi und S.L. Glashow, Phys. Rev. D12 (1975) 147

50) J. Goldstone, Nuovo Cim. 19 (1961) 154;
J. Goldstone, A. Salam und S. Weinberg, Phys. Rev. 127 (1962) 965

51) A.A. Belavin, A.M. Polyakov, A.S. Schwartz und Y.S. Tyupkin, Phys. Lett. 59B (1975) 85

52) G. 't Hooft, Phys. Rev. Lett. 37 (1967) 8;
Phys. Rev. D14 (1976) 3432

53) S. Coleman, Proc. of the Erice Sommerschule 1977 und
C. Callan, R. Dashen und D. Gross, Phys. Rev. D17 (1978) 271

54) R. Jackiw und C. Rebbi, Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 172;
C. Callan, R. Dashen und D. Gross, Phys. Lett. 63B (1976) 334

55) S. Weinberg, Festschrift f. I. Rabi, New York 1977;
S.L. Glashow, S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 224;
R. Dashen, Phys. Rev. 183 (1969) 1245

56) S.L. Adler, Phys. Rev. 177 (1969) 2426;
J.S. Bell und R. Jackiw, Nuovo Cim. 60 (1969) 47;
W.A. Bardeen, Phys. Rev. 184 (1969) 1848

57) S. Weinberg, Phys. Rev. D8 (1973) 4482

58) W.A. Bardeen und S.H.H. Tye, Phys. Lett. 74B (1978) 229

59) J. Kandaswamy, P. Salomonson und J. Schechter,
Phys. Lett. 74B (1978) 377

60) R. Oehme und W. Zimmermann, Phys. Rev. D21 (1980) 471

61) V. Baluni, Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 1358

62) T.W. Donnelly et al., Phys. Rev. D18 (1978) 1607

63) W.A. Bardeen, S.-H.H. Tye und J. Vermaseren, Phys. Lett. 76B (1978) 580

64) A. Barroso und N.C. Mukhopadhyay, Phys. Lett. 106B (1981) 91

65) H. Faissner et al., Phys. Lett. 103B (1981) 234

66) A. Zehnder, Phys. Lett. 104B (1981) 494

67) H. Faissner, Interner Bericht PITHA-16 (1979) und
L.M. Sehgal, Interner Bericht PITHA-18 (1979);
K. Winter, Proc. of the 1979 Int. Symp. on Lepton and Photon Interactions, Batavia 1979, Hrsg. T.B.W. Kirk, H.D.I. Abarbanel, S. 258;
F.W. Büsser, Proc. of the 1981 Int. Conf. on Neutrino Physics, Maui, Hawaii 1981, Hrsg. R.J. Cence, E. Ma, A. Roberts, S. 328

68) F. Reines und H.S. Gurr, Phys. Rev. Letters 24 (1970) 1448;
H.S. Gurr, F. Reines, und H.W. Sobel, Phys. Rev. Letters 28 (1972) 1406;
F. Reines, H.S. Gurr, und H.W. Sobel, Phys. Rev. Letters 37 (1976) 315

69) E.A. Choban und V.M. Shekhter, Yad Fiz. 26 (1977) 1064, Sov. J. Nucl. Phys. 26 (1977) 563

70) D. Rein, L.M. Sehgal, Phys. Lett. 104B (1981) 394

71) B.R. Kim und Ch. Stamm, Phys. Lett. 105B (1981) 55

72) H. Becker et al., Nucl. Phys. B167 (1980) 292

73) H. Wachsmuth, private Mitteilung

74) J.V. Allaby et al., CERN-Bericht 70-12 (1970) und
T. Eichten et al., Nucl. Phys. B44 (1972) 333

75) H. Grote, R. Hagedorn und J. Ranft, Particle spectra, CERN 1970

76) J.C. Butcher, H. Messel, Nucl. Phys. 20 (1960) 15

Legenden der Abbildungen

Abb. 1: Feynman-Graph für die Prozesse $\overset{(-)}{\nu}_\mu e \rightarrow \overset{(-)}{\nu}_\mu e$ über den Austausch des intermediären Vektorbosons Z^o.

Abb. 2: Gemeinsame Kopplungen der vier Teilchenarten nach dem Salam-Weinberg-Modell.

Abb. 3: Feynman-Diagramm der kohärenten Ein-Pion-Produktion durch Austausch des intermediären Vektorbosons Z^o und der Kopplung des neutralen Stromes an den Al-Kern über ein Pomeron.

Abb. 4: Schematischer Aufbau eines Neutrinostrahls.

Abb. 5: Der Aufbau des Breitband-Neutrinostrahls am Protonsynchrotron des CERN mit der GARGAMELLE-Blasenkammer und der Aachen-Padua - Funkenkammer.

Abb. 6: Die Energiespektren des CERN-PS-Myonneutrino- und Myonantineutrinostrahls. Die Energie der primären Protonen beträgt 26 GeV.

Abb. 7: Schematische Ansicht der AC-PD-Funkenkammer.

Abb. 8: Schematische Darstellung des Koordinatensystems. Der Ursprung liegt in Strahlrichtung gesehen in der rechten Ecke der ersten Kammer. Der Azimuthwinkel ϕ wird in der x-y-Ebene gegen die x-Achse gemessen.

Abb. 9: Ein typischer elektromagnetischer Schauer, der sich in der Kammer in Vorwärtsrichtung entwickelt. Die Kreuze am rechten Bildrand geben die Lage des Apparates relativ zum Neutrinostrahl an.

Abb. 10: Z-Koordinaten-Verteilung von 1602 Ein-Schauer-Ereignissen.

Abb. 11: Räumliche Lage der 140 Ein-Schauer-Ereignisse in der z-Koordinate und der Korrelation der x- und y-Koordinaten (offene Kreise ≙ Ereignisse aus Neutrinobildern, ausgefüllte Punkte ≙ Ereignisse aus Antineutrinobildern).

Abb. 12: Zwei elektromagnetische Schauer aus dem π^o-Zerfall gemäß $\pi^o \rightarrow \gamma + \gamma$. Beide Schauer zeigen auf keinen sichtbaren Vertex. Die Reaktion kommt durch die Streuung eines Neutrinos an einem Nukleon zustande.

Abb. 13: Energie-Funkenzahl-Verhalten von Elektronen und Photonen im AC-PD-Detektor.

Abb. 14: Winkelauflösungsvermögen in Abhängigkeit der Funkenzahl für Elektronen, Photonen und für die Breite von Photonen-Schauern.

Abb. 15: Flußdiagramm der Monte-Carlo-Rechnung zur Analyse von π^o-Ereignissen.

Abb. 16: Nachweiswahrscheinlichkeit für 2 im NUE-Detektor gesehene Photonen in Abhängigkeit von der Pionenergie E_{π^o}.

Abb. 17: Nachweiswahrscheinlichkeit für 2 im NUE-Detektor gesehene Photonen in Abhängigkeit des Pion-Winkels Θ_{π^o}.

Abb. 18 bis 23: Vergleiche zwischen Experiment und Monte-Carlo-Rechnung kinematischer Verteilungen von π^o-Ereignissen.

Abb. 24 bis 28: Vergleiche zwischen Experiment und Monte-Carlo-Rechnung kinematischer Verteilungen von einzelnen Photonen.

Abb. 29: Schematische Vektordarstellung eines Zwei-Körper-Zerfalls im Schwerpunkt- und Laborsystem.

Abb. 30 bis 32: Kinematische Verteilungen von π^o-Ereignissen mit einem zusätzlichen Proton.

Abb. 33: Korrelationsansicht der Energie- und Winkel-Größen unbegleiteter neutraler Pionen.

Abb. 34: $(1-\cos\Theta_{\pi^0})$-Verteilung der mit einem Proton begleiteten Pionen im Vergleich zur absoluten theoretischen Vorhersage nach dem Resonanzmodell (durchgezogene Kurve).

Abb. 35: $(1-\cos\Theta_{\pi^0})$-Verteilung der unbegleiteten π^0-Ereignisse (durchgezogenes Histogramm). Dazu als gestricheltes Histogramm die π^0-Ereignisse mit einem zusätzlichen Proton, wobei beide Ereignismengen auf die Anzahl der auf das Target einfallenden Protonen normiert sind. Die durchgezogene Kurve stellt die absolute theoretische Vorhersage nach dem Resonanzmodell dar.

Abb. 36: Winkelverteilung des Überschusses an neutralen Pionen über der Resonanzproduktion (aus Abb. 35) nach Abzug dieses Untergrundes. Die durchgezogene Kurve ist die absolute theoretische Vorhersage für die kohärente π^0-Produktion.

Abb. 37: Verteilung der invarianten Masse von unbegleiteten Pionen. Die durchgezogene Kurve ist die Monte-Carlo-Erwartung.

Abb. 38: Energieverteilung einzelner elektromagnetischer Schauer innerhalb von $\Theta_e < 5^0$ für Neutrino- und Antineutrinobilder. Die Kurven geben die absoluten Vorhersagen der Untergründe getrennt und in der Summe an.

Abb. 39: Quadrat der Winkelverteilungen der einzelnen Schauer für Neutrino- und Antineutrinobilder. Kurven wie in Abb. 38.

Abb. 40: Räumliche Lage von 31 Ein-Schauer-Ereignissen in der z-Koordinate und der Korrelation in der x- und y-Koordinate.

Abb. 41: Feynmandiagramm der kohärenten Ein-Photon-Produktion durch Neutrinos über den Austausch des intermediären Vektorbosons Z^0.

Abb. 42: Winkelverteilung für einzelne elektromagnetische Schauer mit einer Vorhersage von kohärent erzeugten einzelnen Photonen.

Abb. 43: Wahrscheinlichkeit P, in einem elektromagnetischen Schauer eine Lücke $\Delta \geq 0$ zu sehen, in Abhängigkeit von der Funkenzahl des ersten Schauers vor der Lücke. Die Rechnung ist für verschiedene Energie-Werte des gesamten Schauers gemacht worden.

Abb. 44 und 45: Zwei elektromagnetische Schauer, die in zwei Teile aufbrechen. Sie werden als mögliche Zerfälle eines leichten, neutralen Teilchens in zwei Photonen, die hintereinander liegen, interpretiert.

Abb. 46: Bremsstrahlspektren: a) für Elektronen aus dem Testexperiment und für Photonen im Vergleich mit der theoretischen Vorhersage, b) für einzelne elektromagnetische Schauer mit $\Theta_e \lesssim 2^o$ aus dem Experiment und kollinearen Schauern aus dem π^o-Zerfall; c) halblogarithmische Darstellung der Differenz-Abstände der Konversionspunkte von zwei kollinearen Schauern mit einer Lücke $\Delta \geq 3$ cm Al im Vergleich zur Abstandsverteilung nach $L_c = e^{-x/\lambda c}$ (gestrichelte Gerade).

Abb. 47: Das über alle vier Anteile aufsummierte Axion-Produktionsspektrum am CERN PS.

Abb. 48: Das Zerfallsspektrum der Axionen am CERN PS für das Aachen-Padua-Experiment.

Abb. 49: Gamma-Energie-Verteilung einzelner elektromagnetischer Schauer mit einem Emissionswinkel $\Theta_e^2 < 5$ Grad^2. Die gestrichelte Kurve gibt den absoluten Gesamtuntergrund an. Die durchgezogene Kurve gibt den energieabhängigen Verlauf eines berechneten Axionspektrums an.

Abb. 50: Doppellogarithmische Darstellung von vier möglichen Axion-Quellen im CERN-PS Neutrinostrahl-Aufbau.

Abb. 51: Halblogarithmische Darstellung eines Axion-Spektrums im Neutrino-Target nach Kim und Stamm[71].

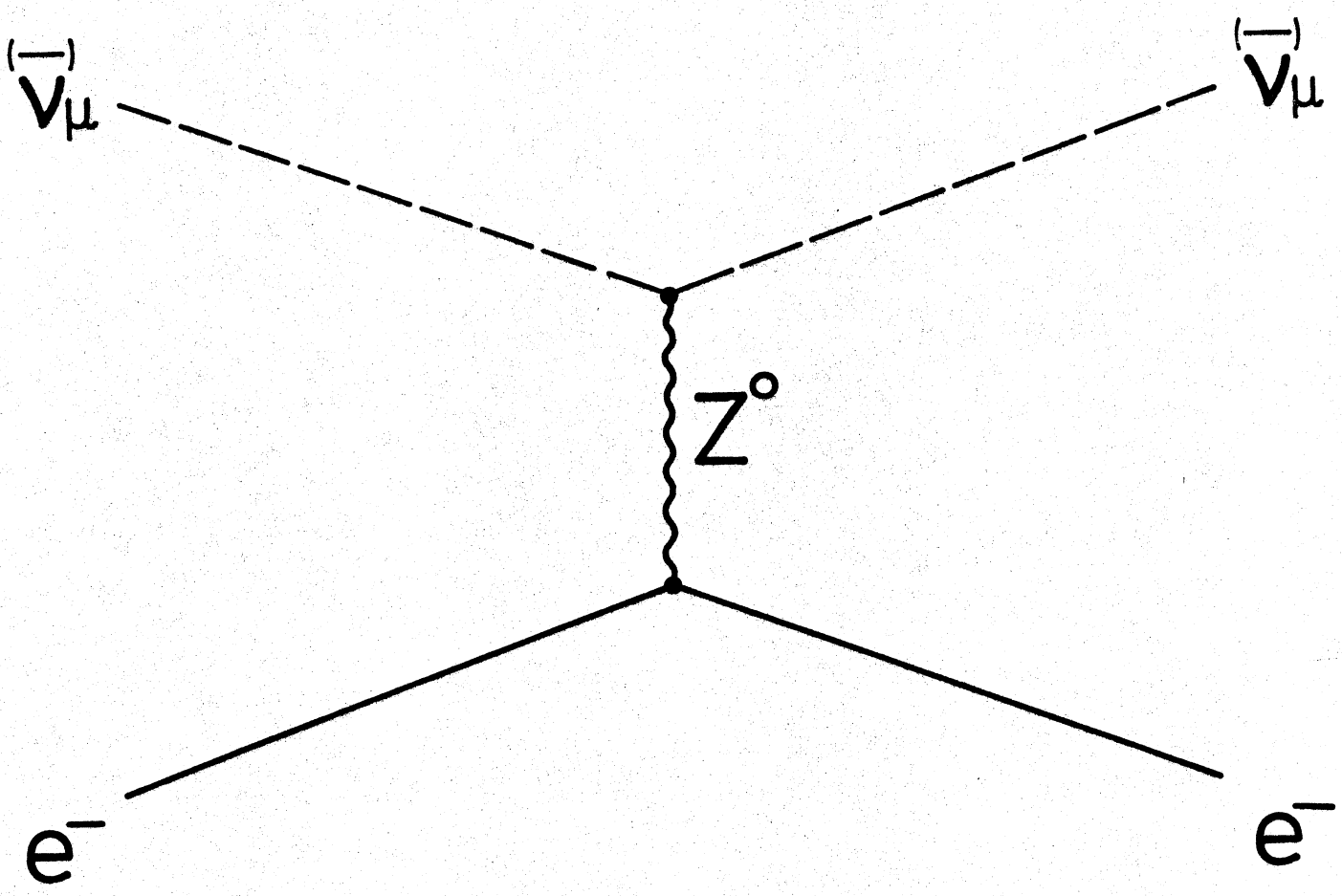


Abb. 1

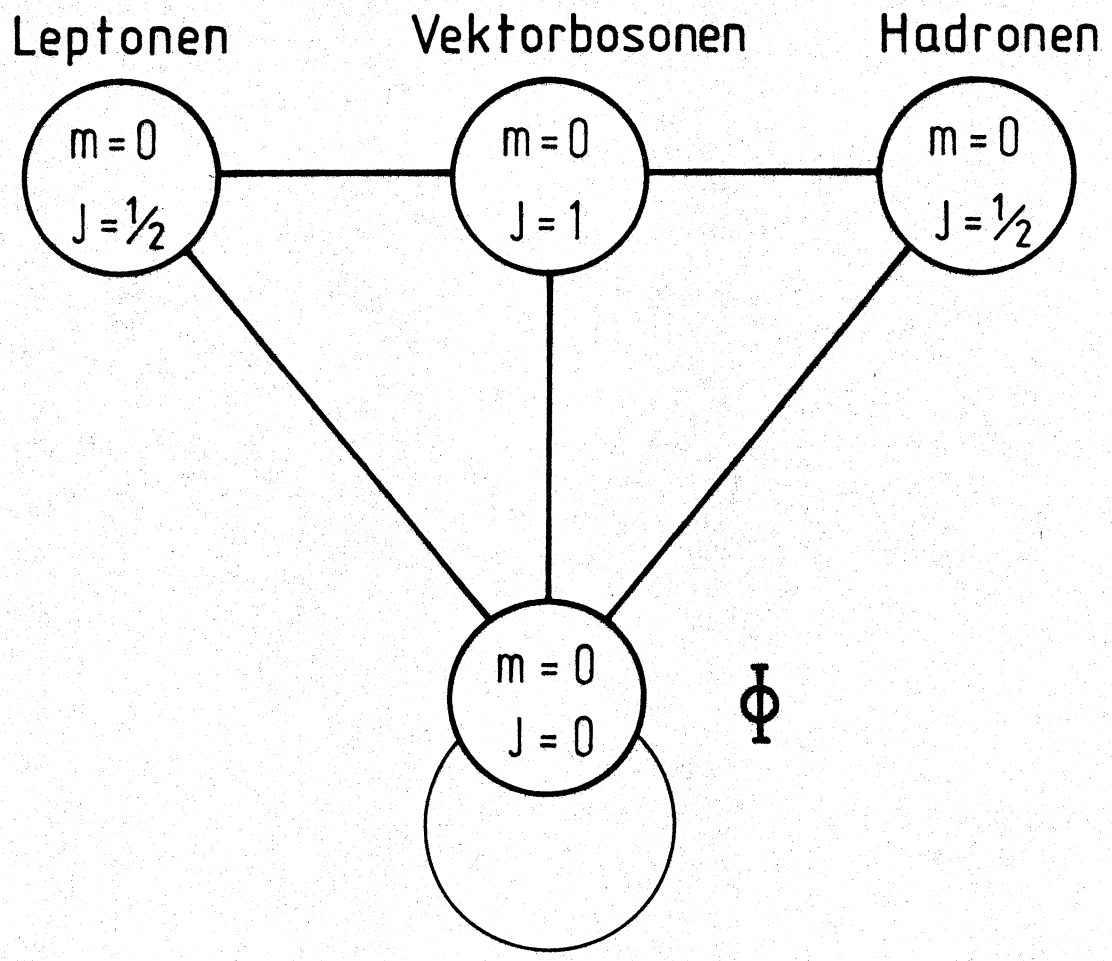


ABB. 2

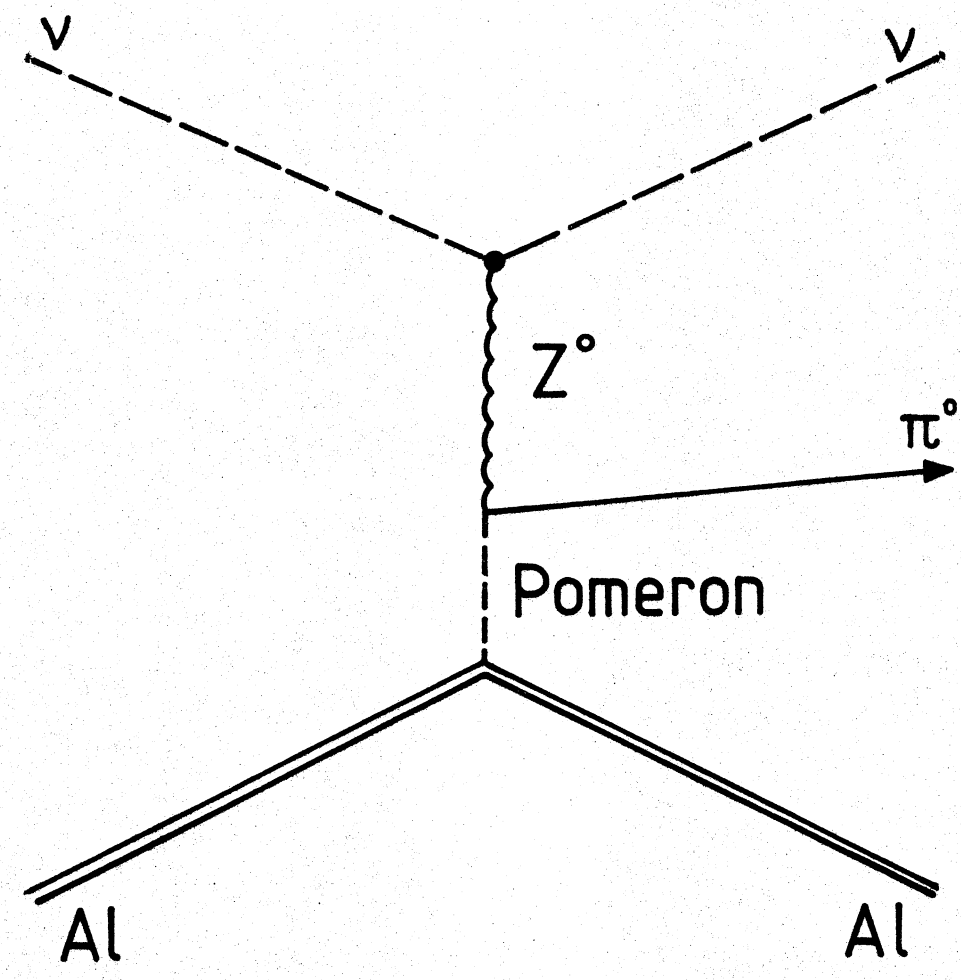


Abb. 3

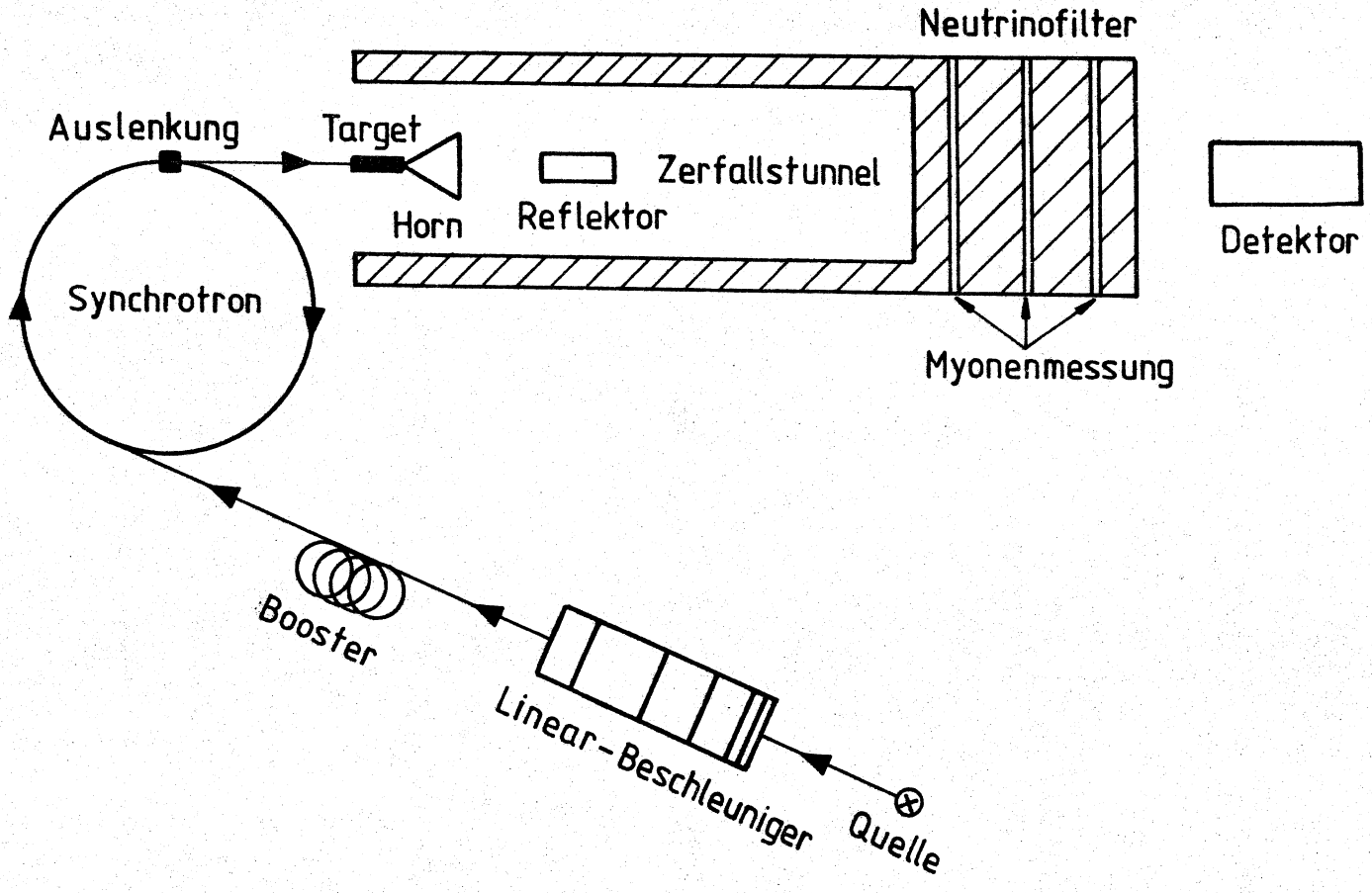

Neutrinofilter
Auslenkung
Target
Zerfallstunnel
Horn
Reflektor
Detektor
Synchrotron
Myonenmessung
Booster
Linear-Beschleuniger
Quelle

ABB. 4

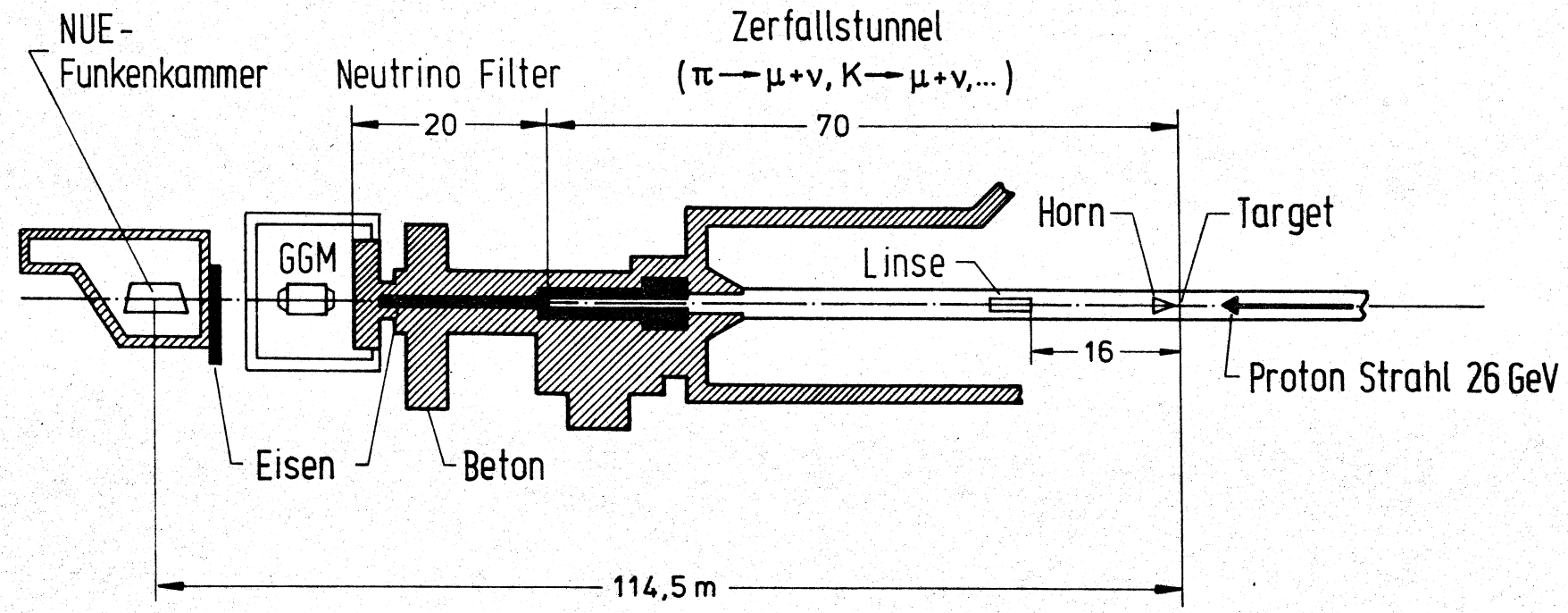
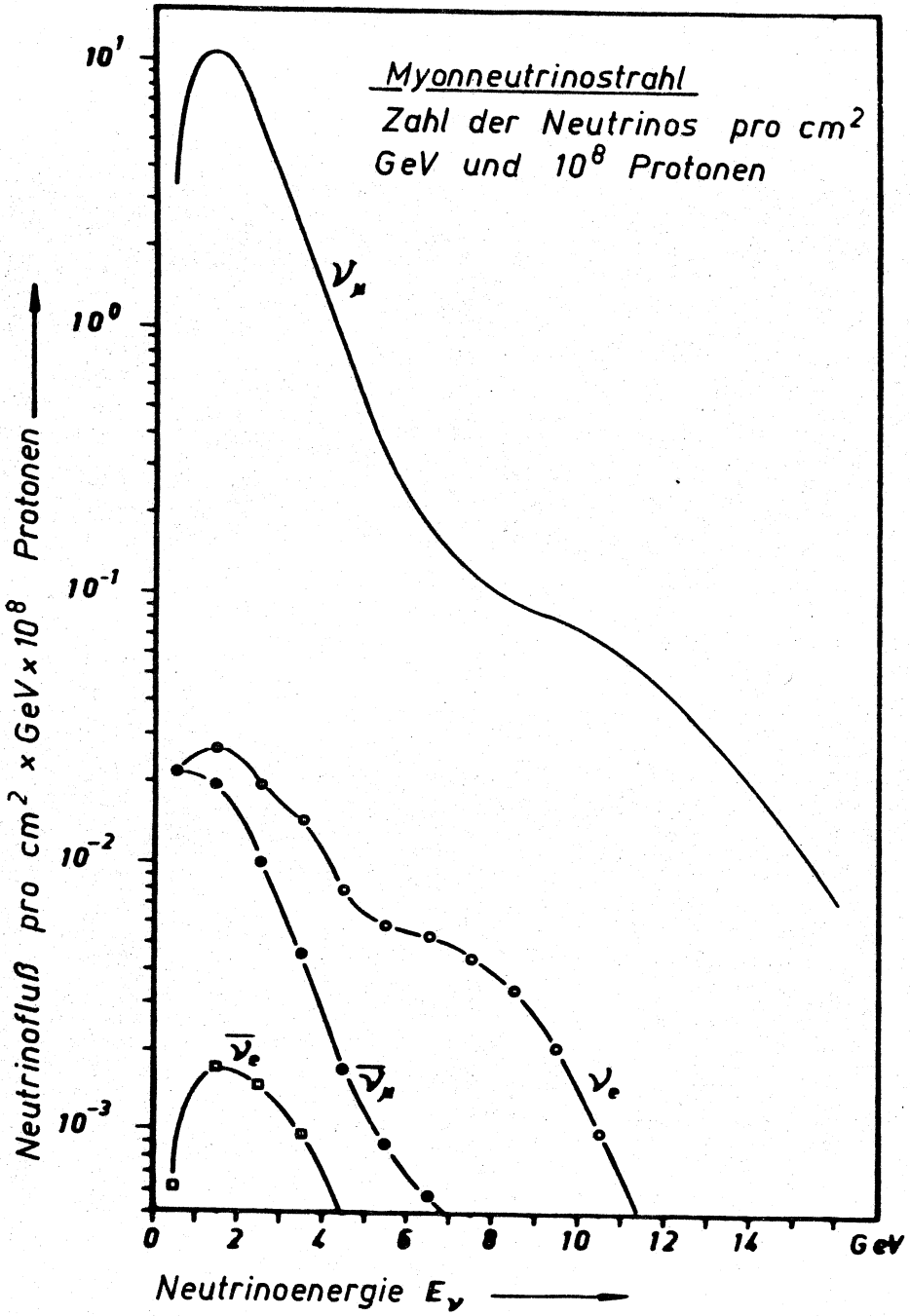

NUE-
Funkenkammer
Neutrino Filter
Zerfallstunnel
(π → μ+ν, K → μ+ν,...)
20
70
GGM
Horn
Target
Linse
16
Proton Strahl 26 GeV
Eisen
Beton
114,5 m

Abb. 5


Myonneutrinostrahl
Zahl der Neutrinos pro cm²
GeV und 10⁸ Protonen
Neutrinofluß pro cm² × GeV × 10⁸ Protonen
Neutrinoenergie Eν
GeV
νμ
ν̄μ
νe
ν̄e

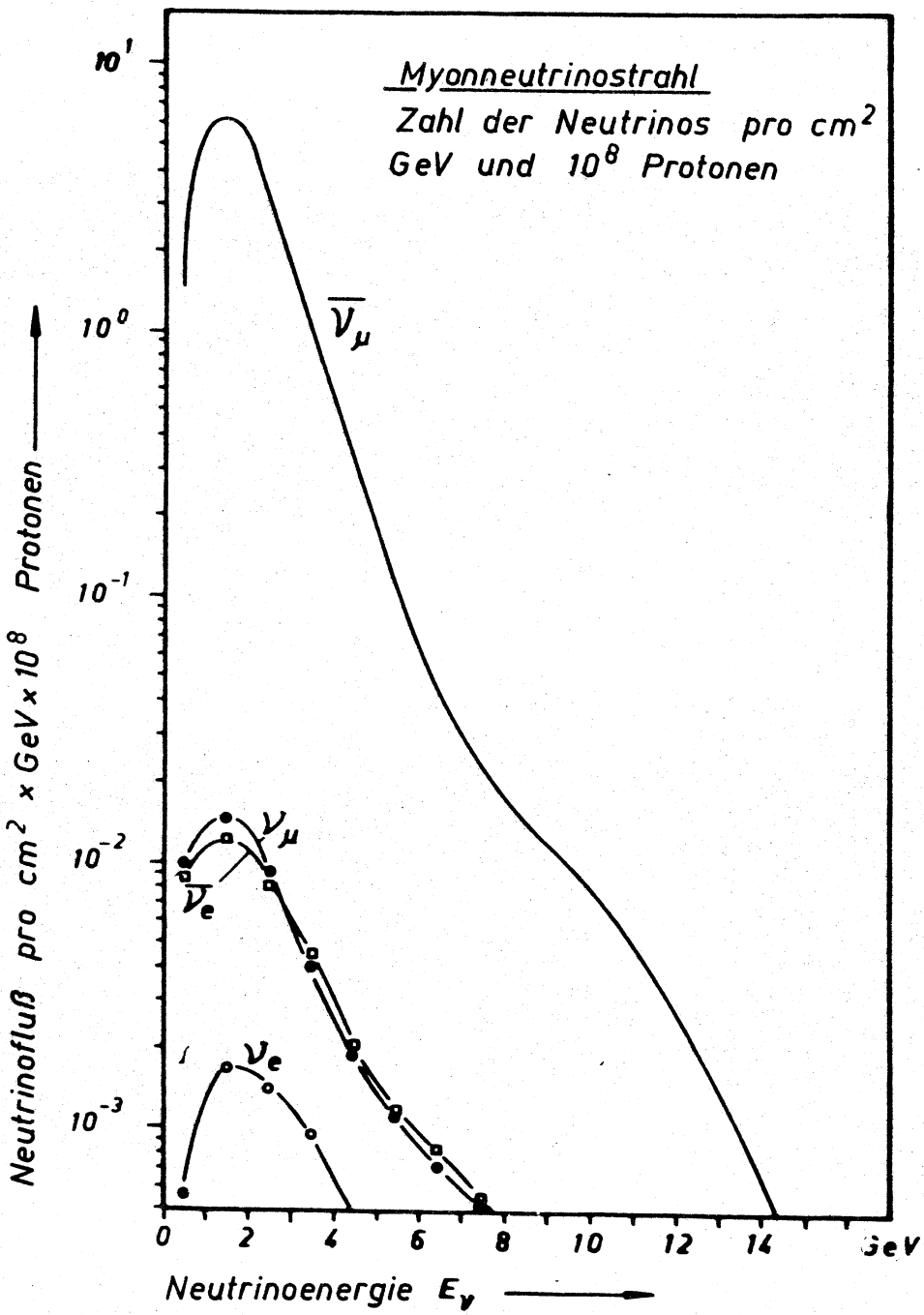
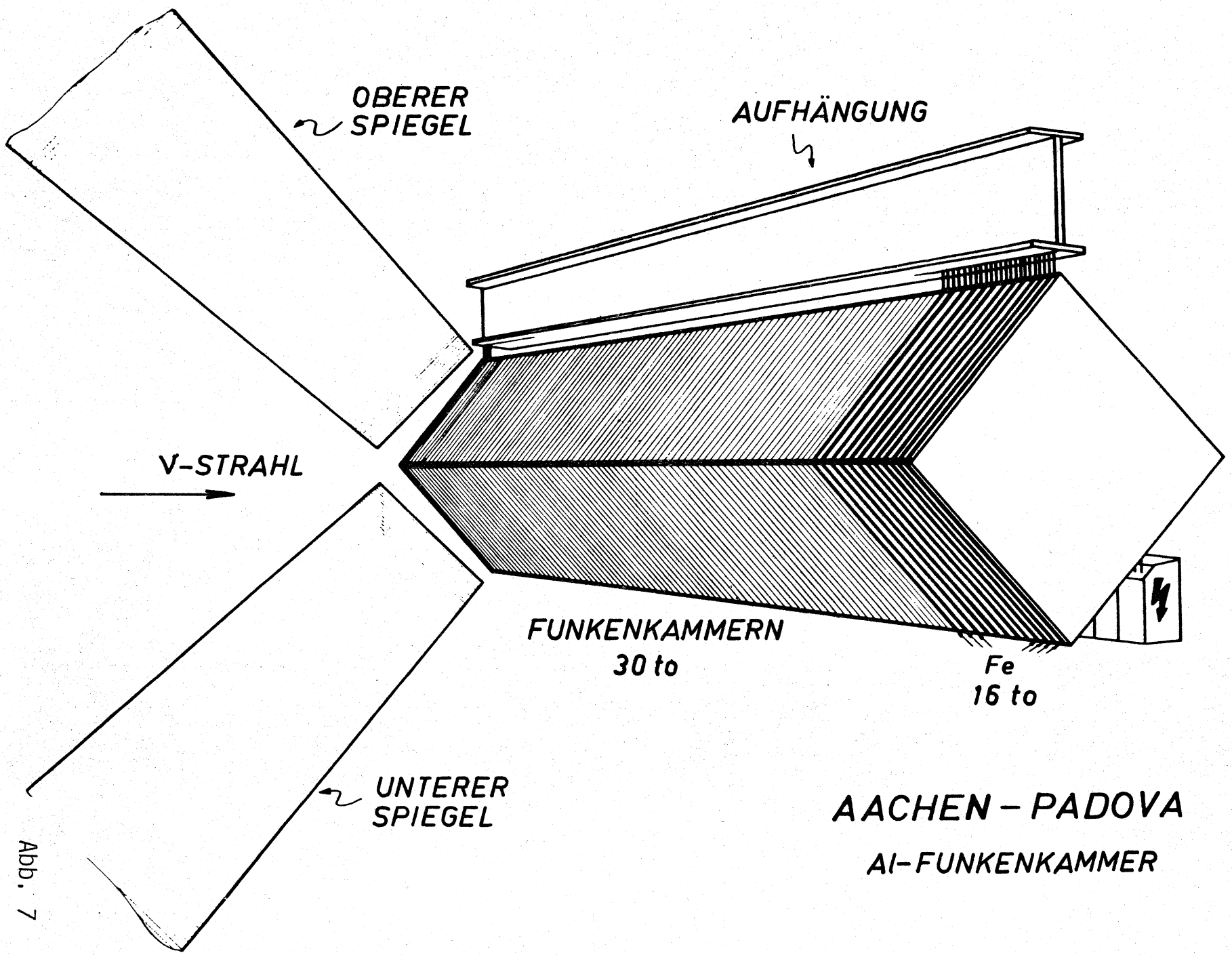

Myonneutrinostrahl
Zahl der Neutrinos pro cm²
GeV und 10⁸ Protonen
Neutrinofluß pro cm² × GeV × 10⁸ Protonen
Neutrinoenergie Eν
GeV
ν̄μ
νμ
ν̄e
νe

Abb. 6



AACHEN – PADOVA

Al-FUNKENKAMMER

Abb. 7

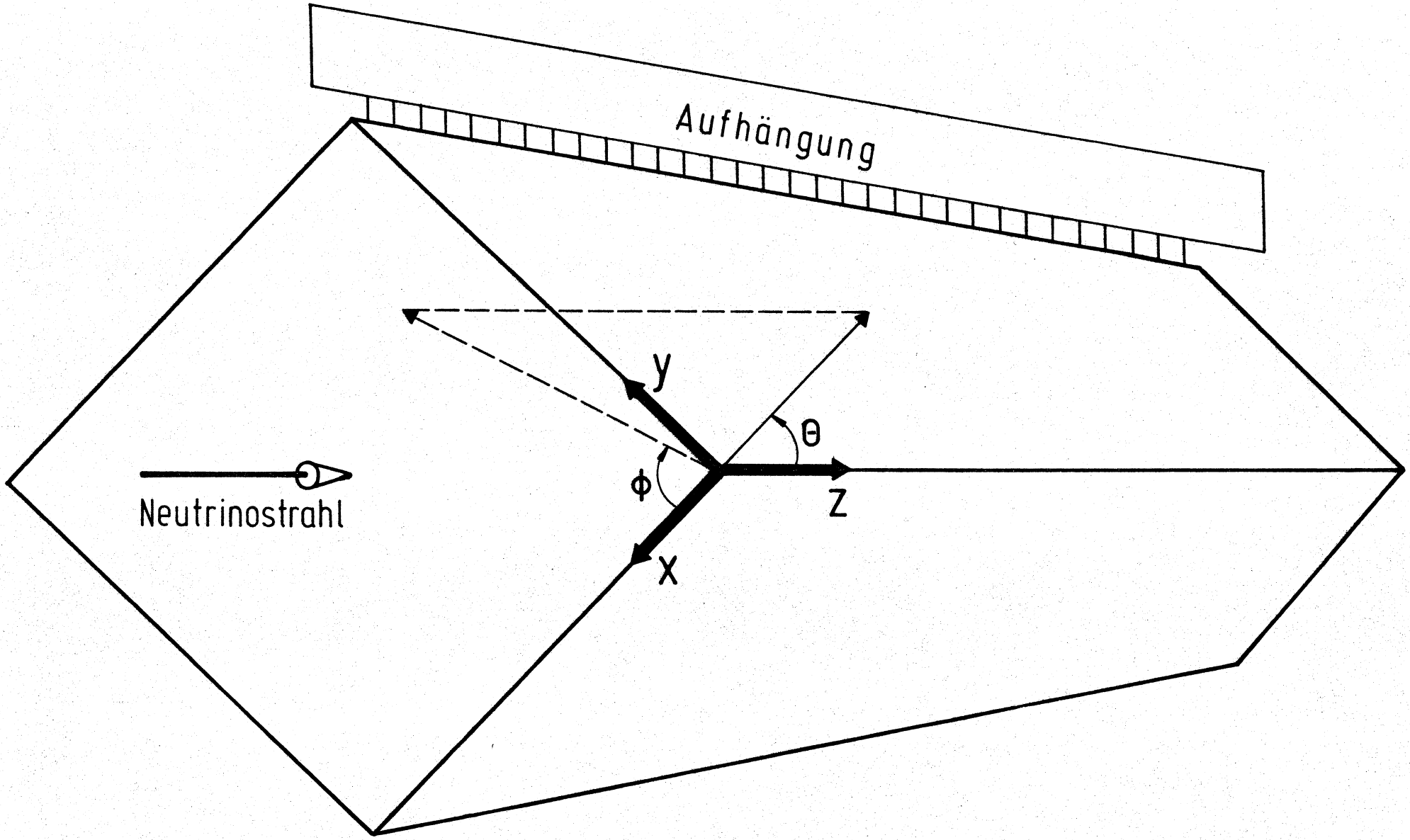


Abb. 8

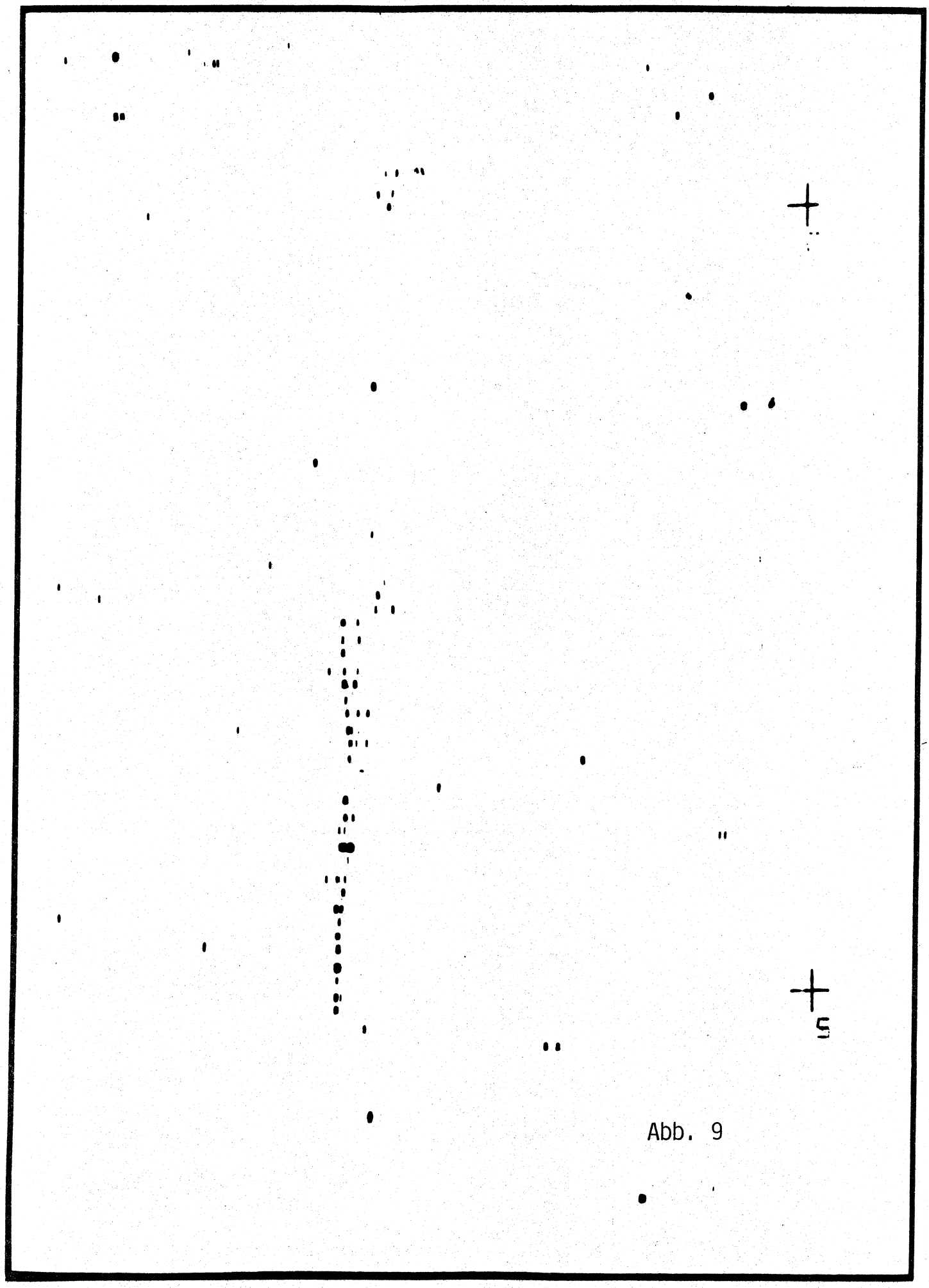


Abb. 9

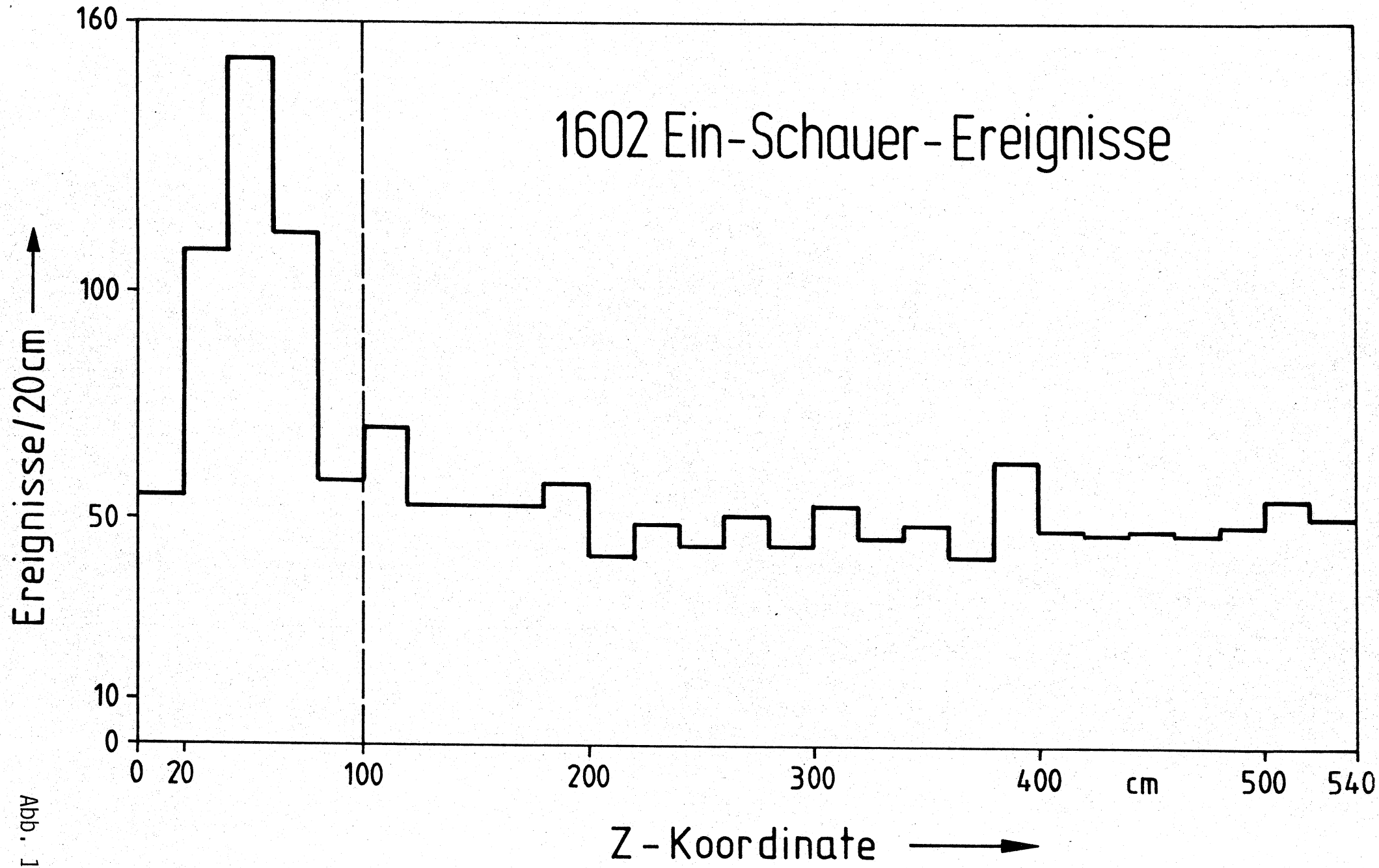
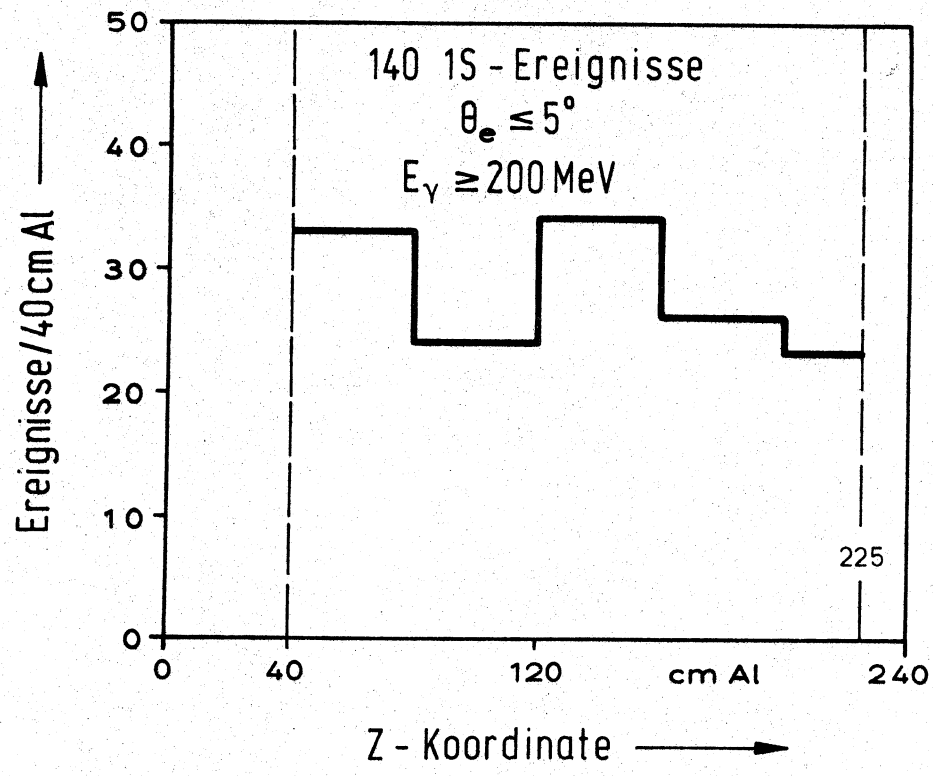

1602 Ein-Schauer-Ereignisse
Ereignisse/20cm
160
100
50
10
0
0
20
100
200
300
400
cm
500
540
Z-Koordinate

Abb. 10


140 1S - Ereignisse
$\theta_e \leq 5°$
$E_\gamma \geq 200$ MeV
Ereignisse/40cm Al
50
40
30
20
10
0
225
0
40
120
cm Al
240
Z - Koordinate

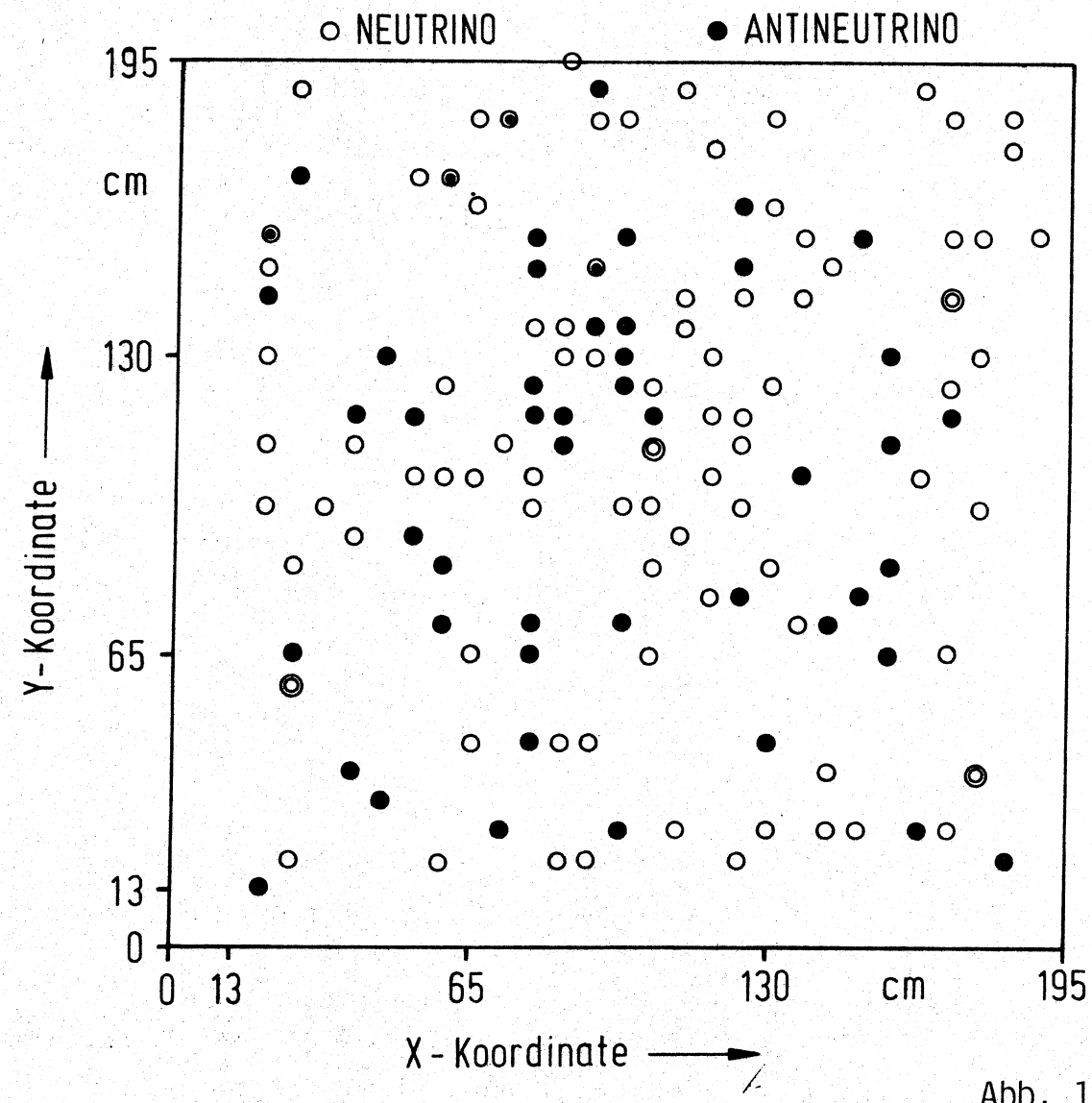

NEUTRINO
ANTINEUTRINO
195
cm
130
65
13
0
Y-Koordinate
0
13
65
130
cm
195
X - Koordinate

Abb. 11

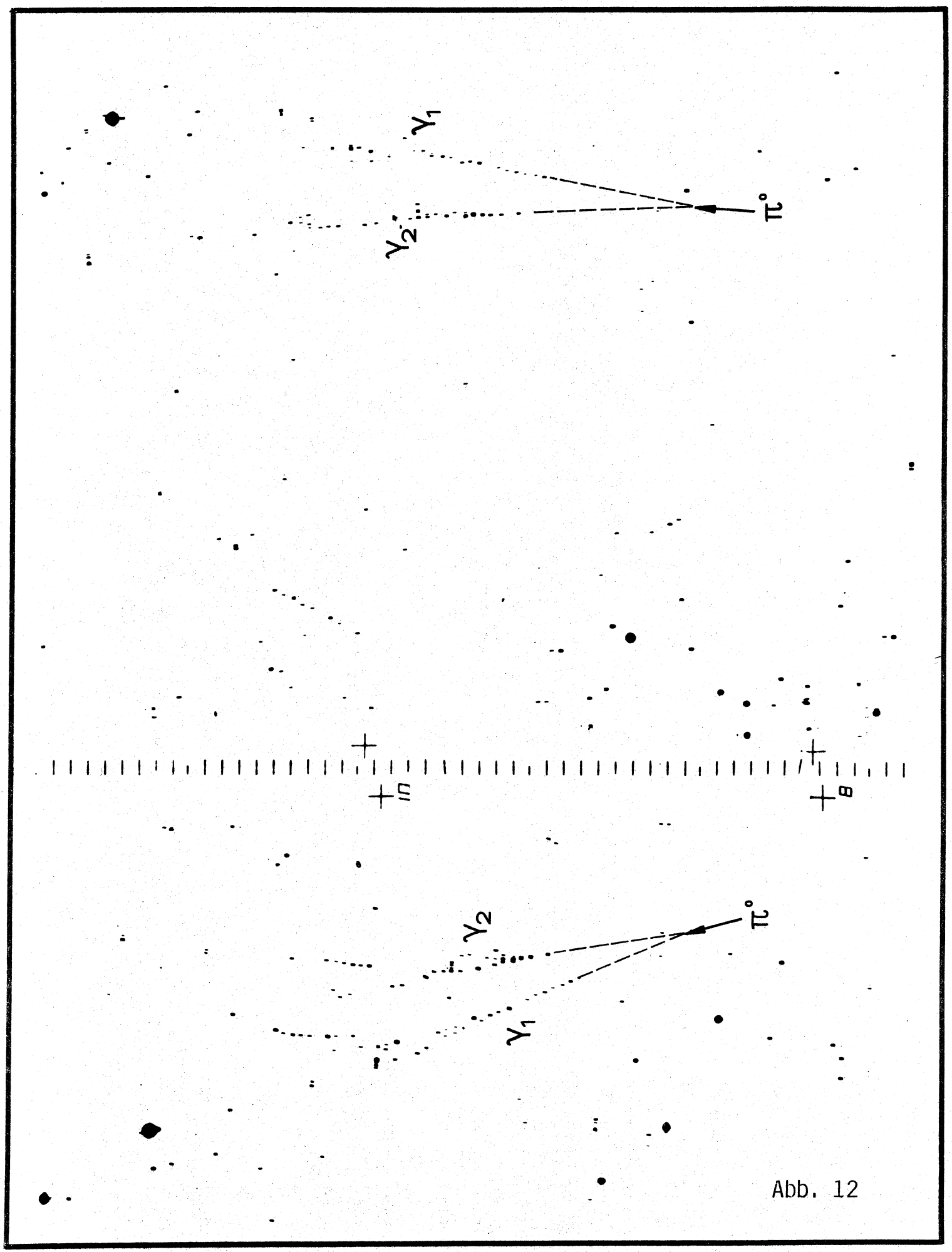


Abb. 12

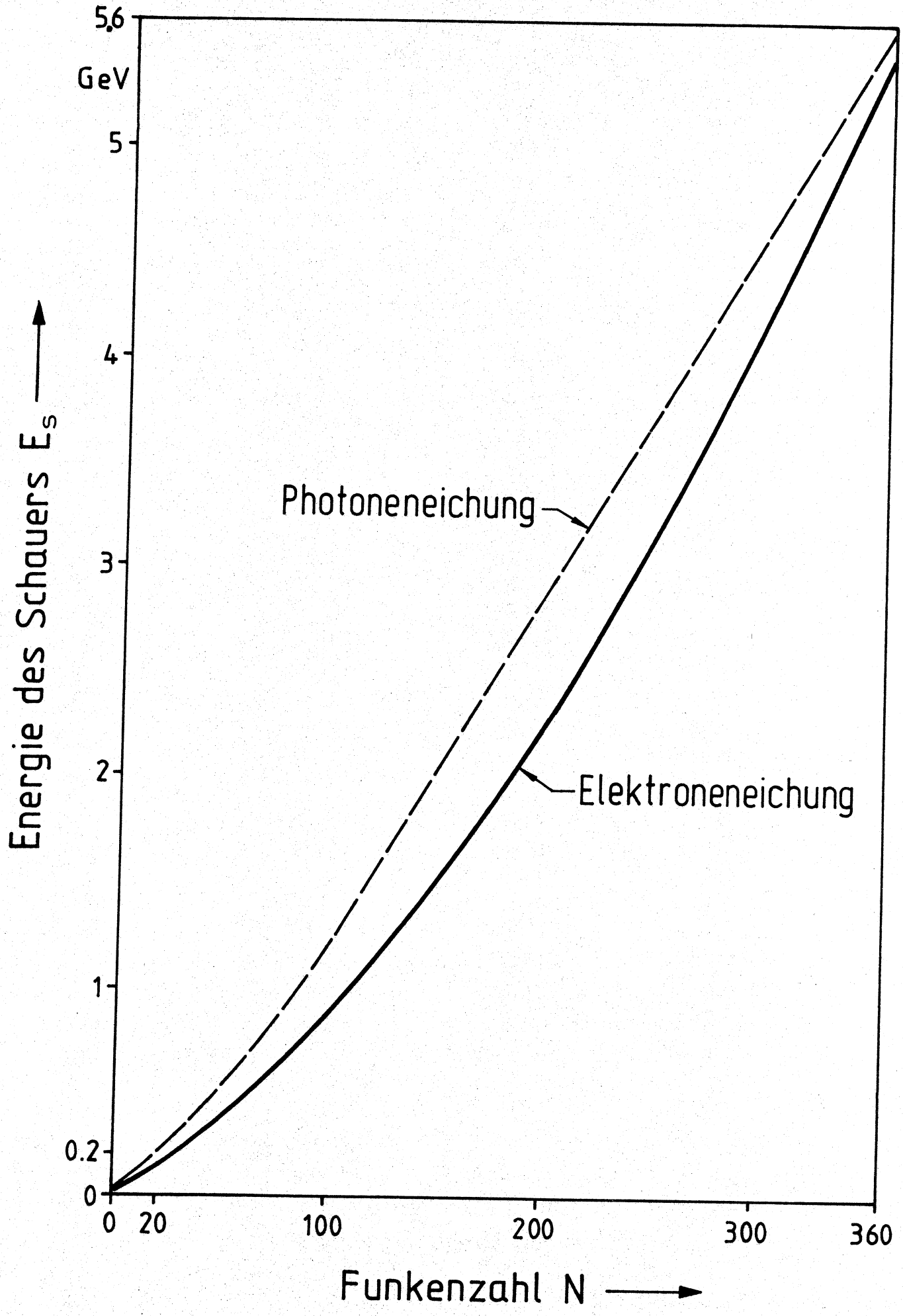

5.6
GeV
5
4
3
2
1
0.2
0
Energie des Schauers E_s
Photoneneichung
Elektroneneichung
0
20
100
200
300
360
Funkenzahl N

Abb. 13

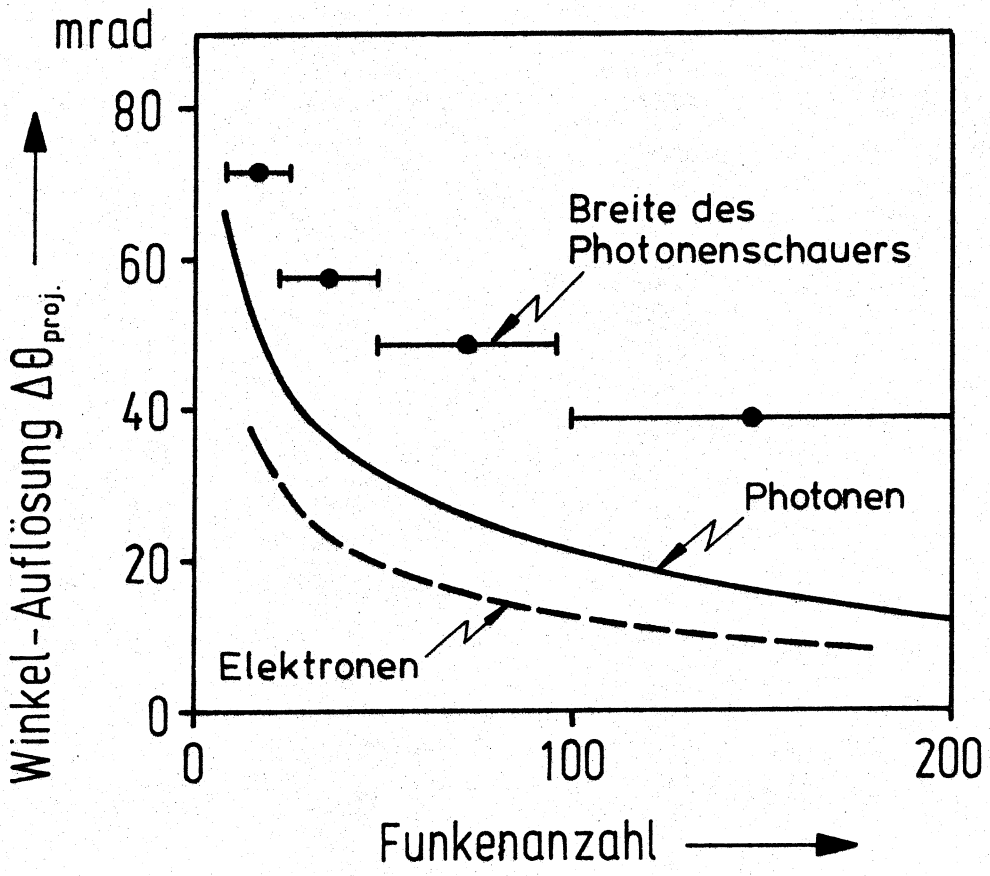

mrad
80
60
40
20
0
Winkel-Auflösung $\Delta\theta_{proj.}$
Breite des
Photonenschauers
Photonen
Elektronen
0
100
200
Funkenanzahl

Abb. 14

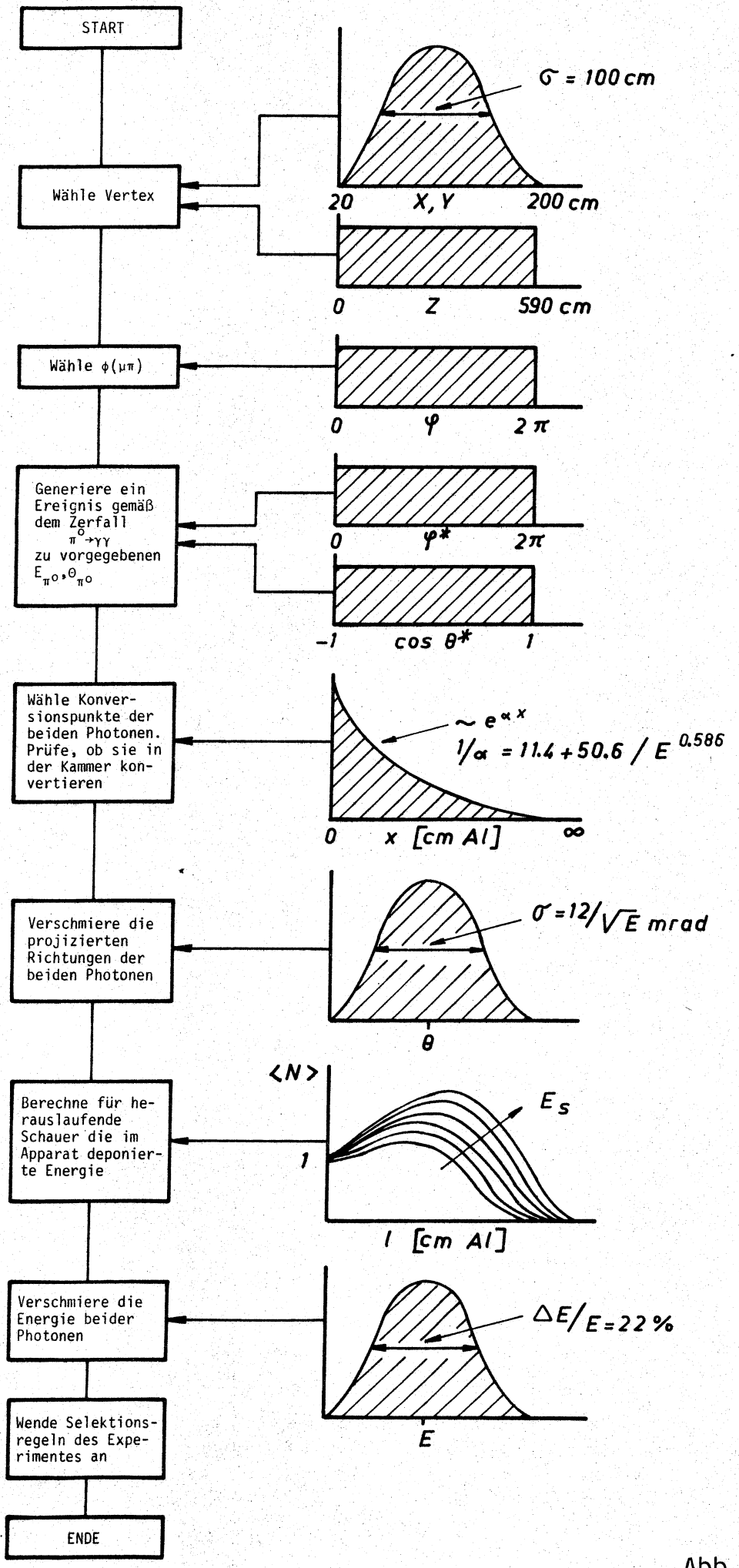

START
Wähle Vertex
σ = 100 cm
20
X, Y
200 cm
0
Z
590 cm
Wähle φ(μπ)
0
φ
2π
Generiere ein Ereignis gemäß dem Zerfall π° → γγ zu vorgegebenen E_π°, Θ_π°
0
φ*
2π
-1
cos θ*
1
Wähle Konversionspunkte der beiden Photonen. Prüfe, ob sie in der Kammer konvertieren
~ e^(α x)
1/α = 11.4 + 50.6 / E^0.586
0
x [cm Al]
∞
Verschmiere die projizierten Richtungen der beiden Photonen
σ = 12/√E mrad
θ
Berechne für herauslaufende Schauer die im Apparat deponierte Energie
<N>
E_s
1
l [cm Al]
Verschmiere die Energie beider Photonen
ΔE/E = 22 %
E
Wende Selektionsregeln des Experimentes an
ENDE

Abb. 15

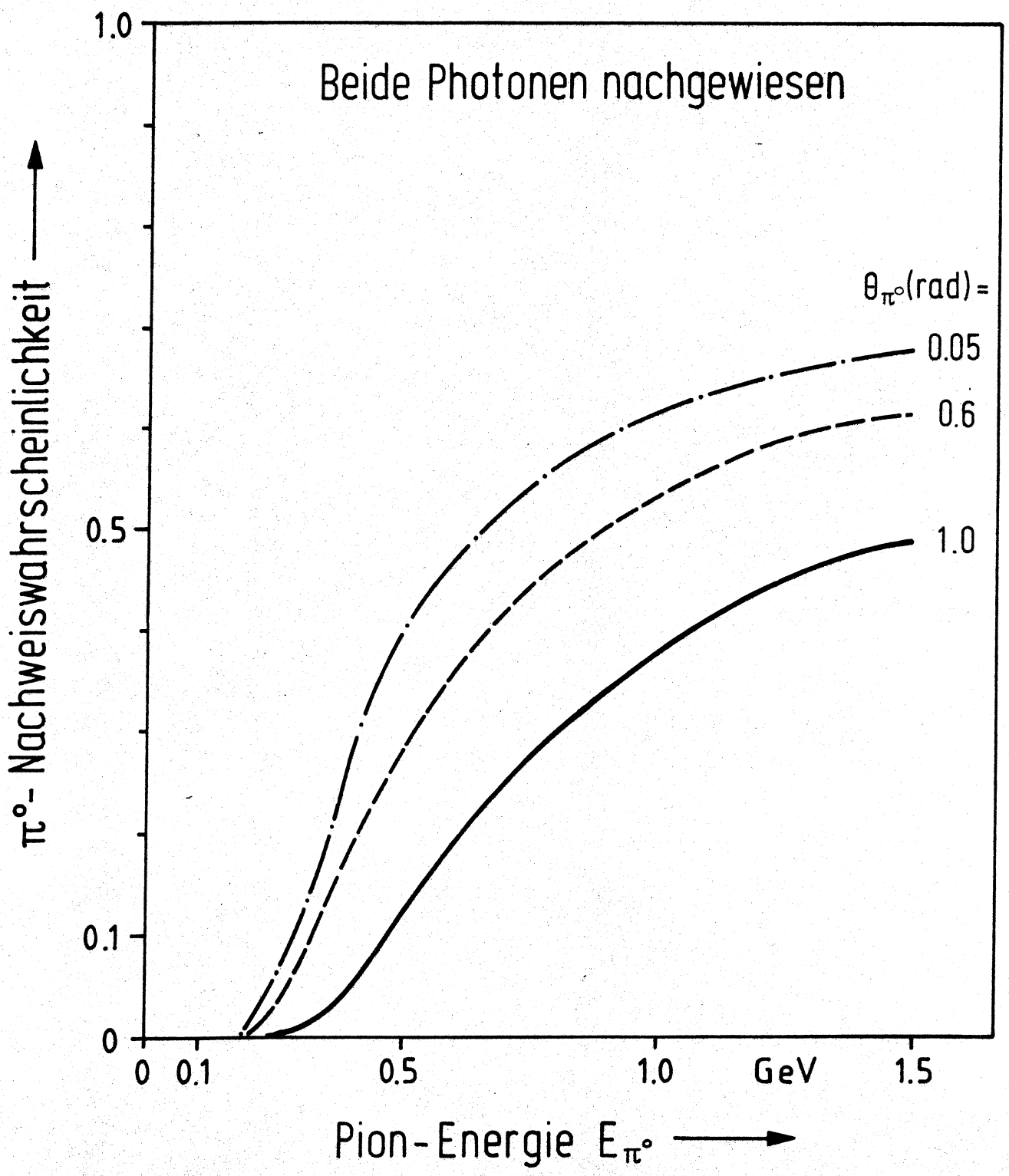

Beide Photonen nachgewiesen
π°- Nachweiswahrscheinlichkeit
Pion-Energie E_{π°
θ_{π°(rad) =
0.05
0.6
1.0
1.0
0.5
0.1
0
0
0.1
0.5
1.0
GeV
1.5

Abb. 16

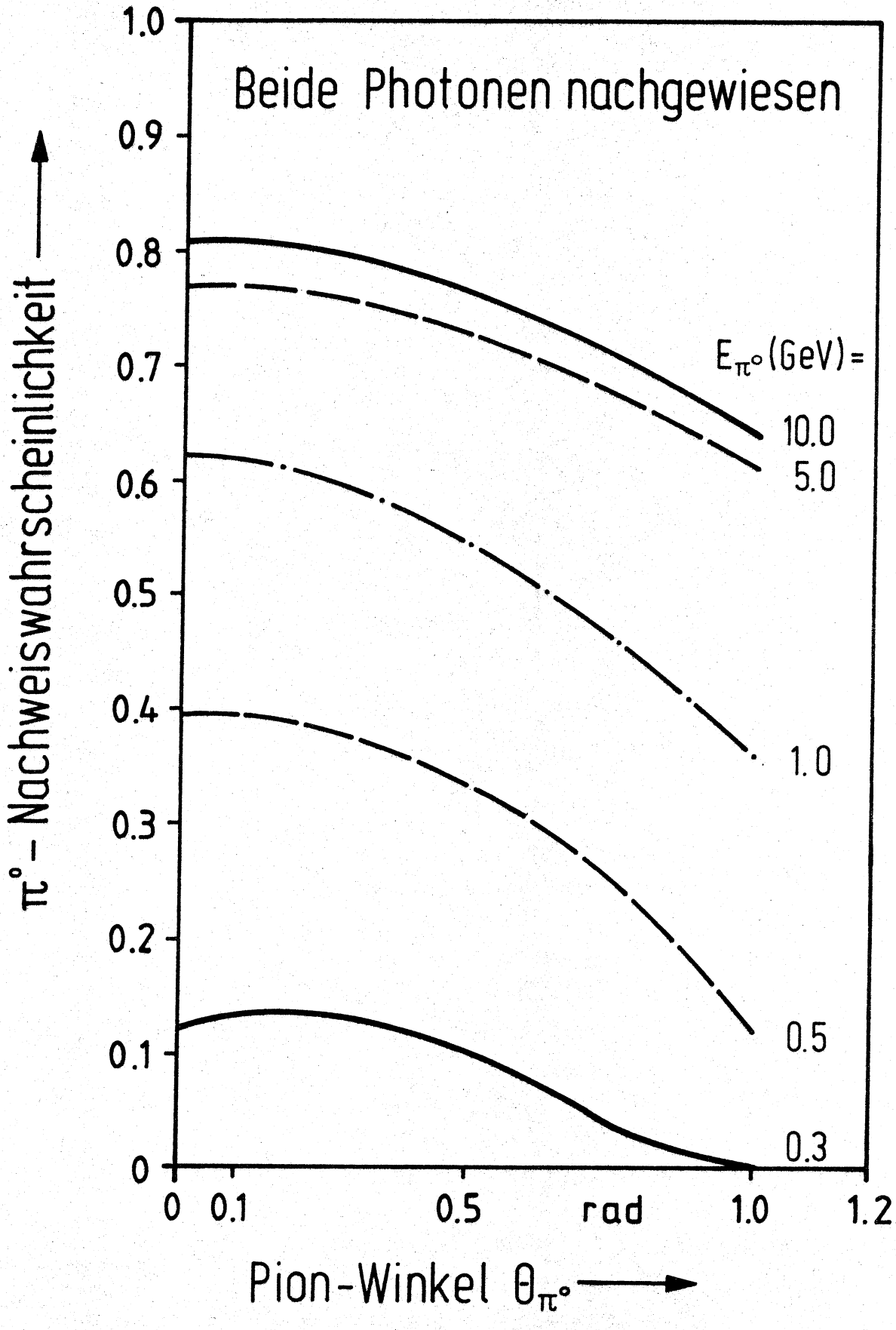

Beide Photonen nachgewiesen
π°-Nachweiswahrscheinlichkeit
Pion-Winkel θπ°
rad
Eπ°(GeV)=
10.0
5.0
1.0
0.5
0.3
0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
0.9
1.0
0
0.1
0.5
1.0
1.2

Abb. 17

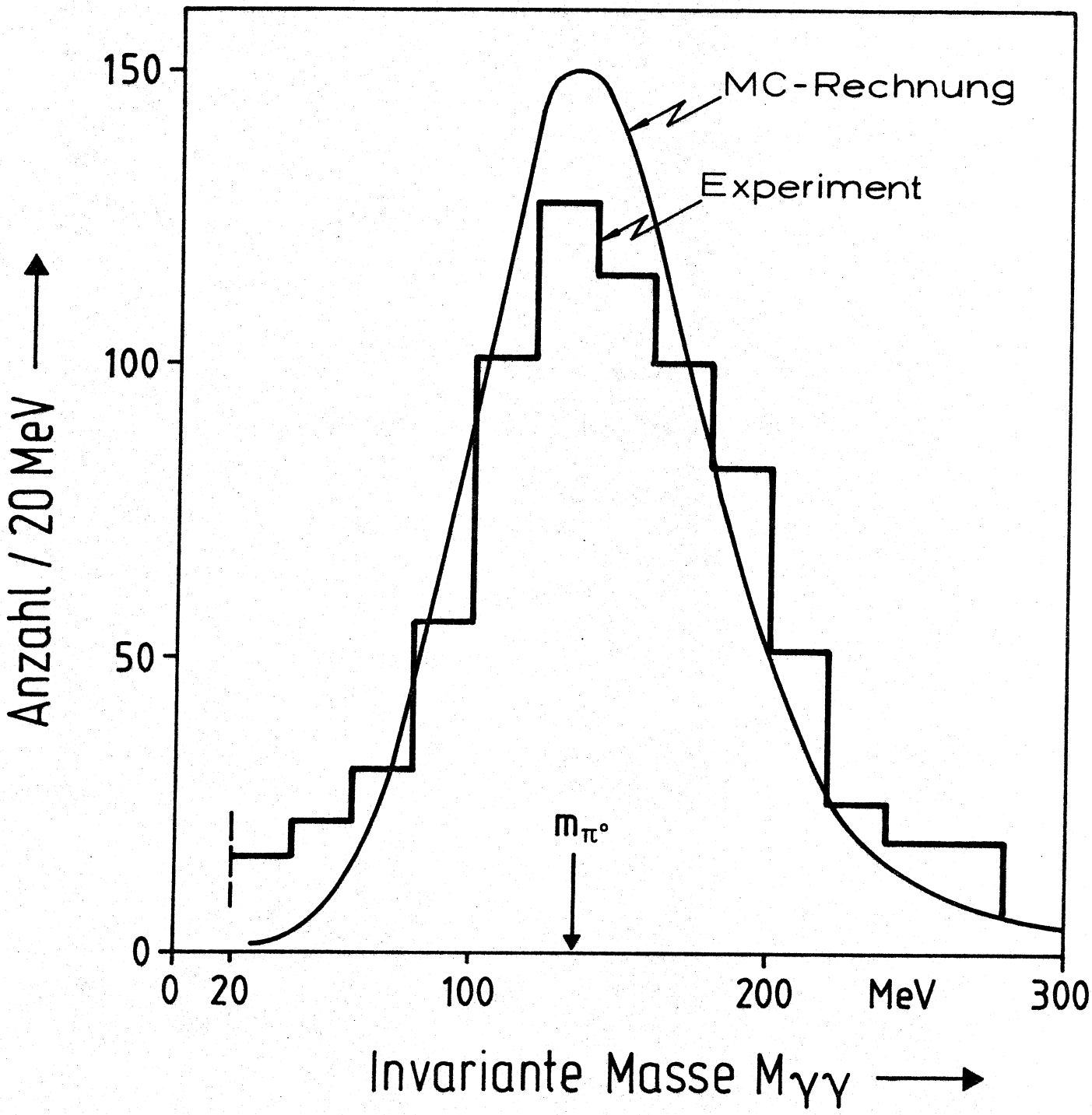

150
100
50
0
MC-Rechnung
Experiment
Anzahl / 20 MeV
m_{π^0}
0
20
100
200
MeV
300
Invariante Masse $M_{\gamma\gamma}$

Abb. 18

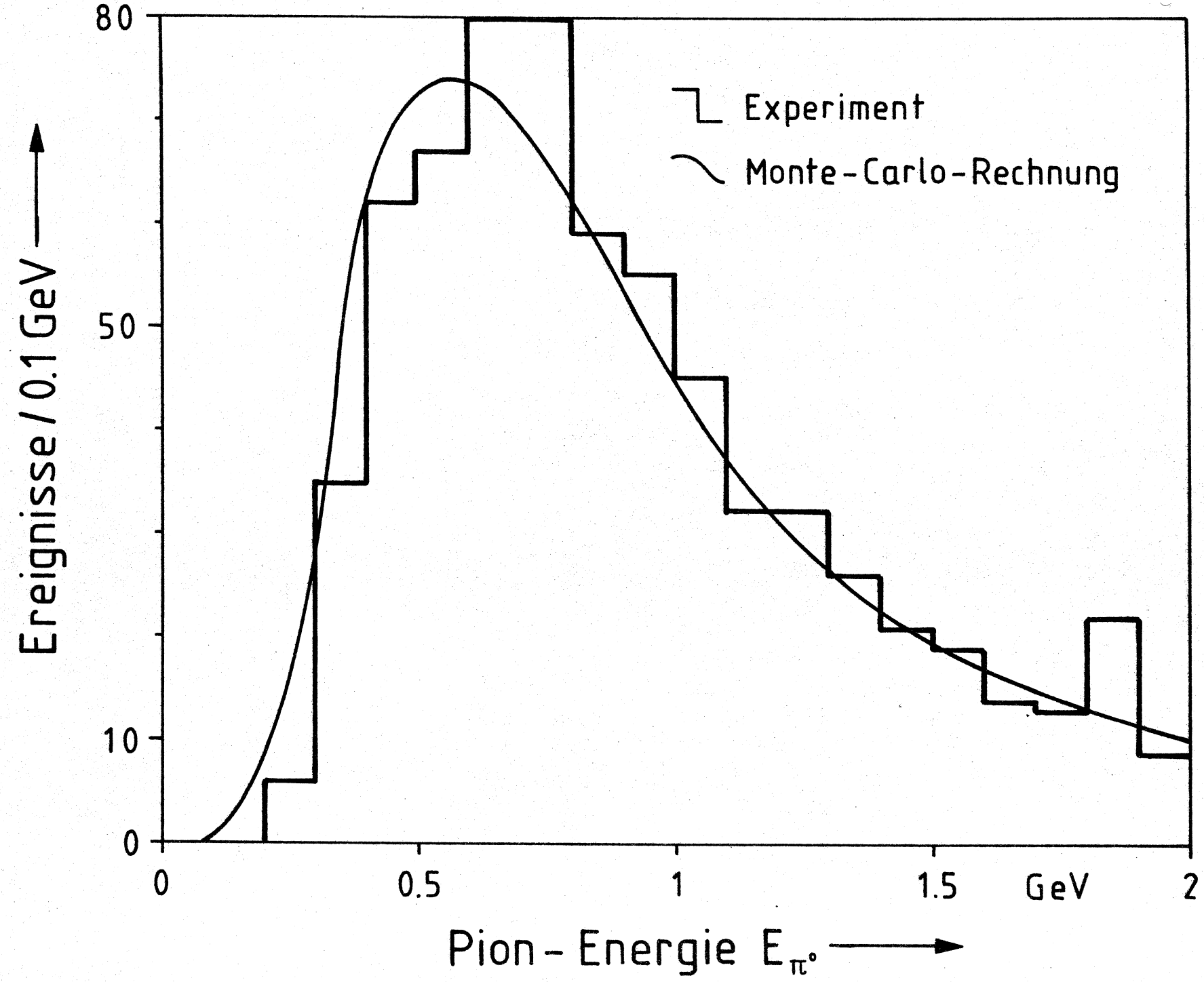

80
50
10
0
Ereignisse / 0.1 GeV
Experiment
Monte-Carlo-Rechnung
0
0.5
1
1.5
GeV
2
Pion - Energie E_{π^0}

Abb. 19

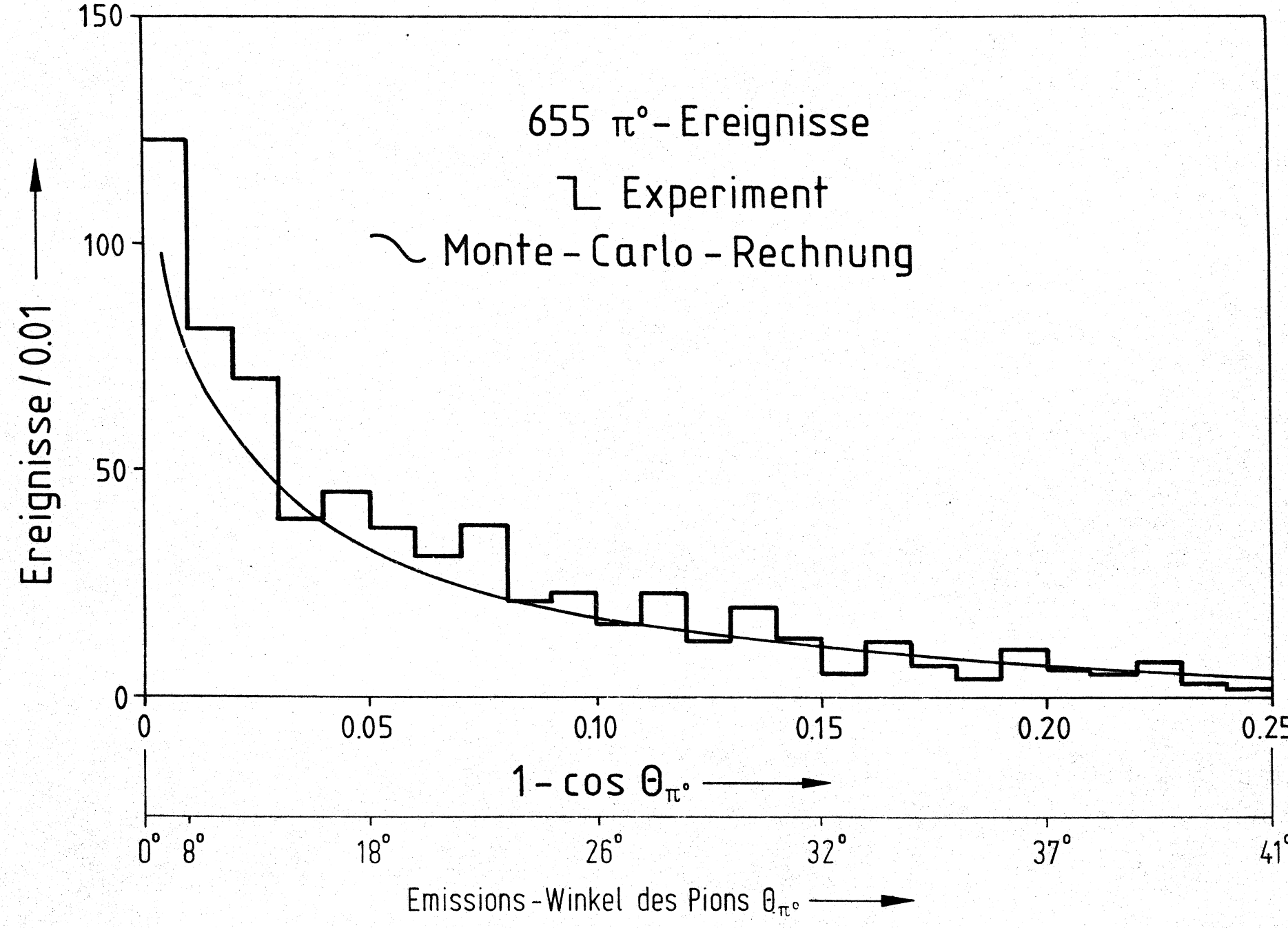

655 π°-Ereignisse
Experiment
Monte-Carlo-Rechnung
Ereignisse / 0.01
150
100
50
0
0
0.05
0.10
0.15
0.20
0.25
1 - cos Θπ°
0°
8°
18°
26°
32°
37°
41°
Emissions-Winkel des Pions Θπ°

Abb. 20

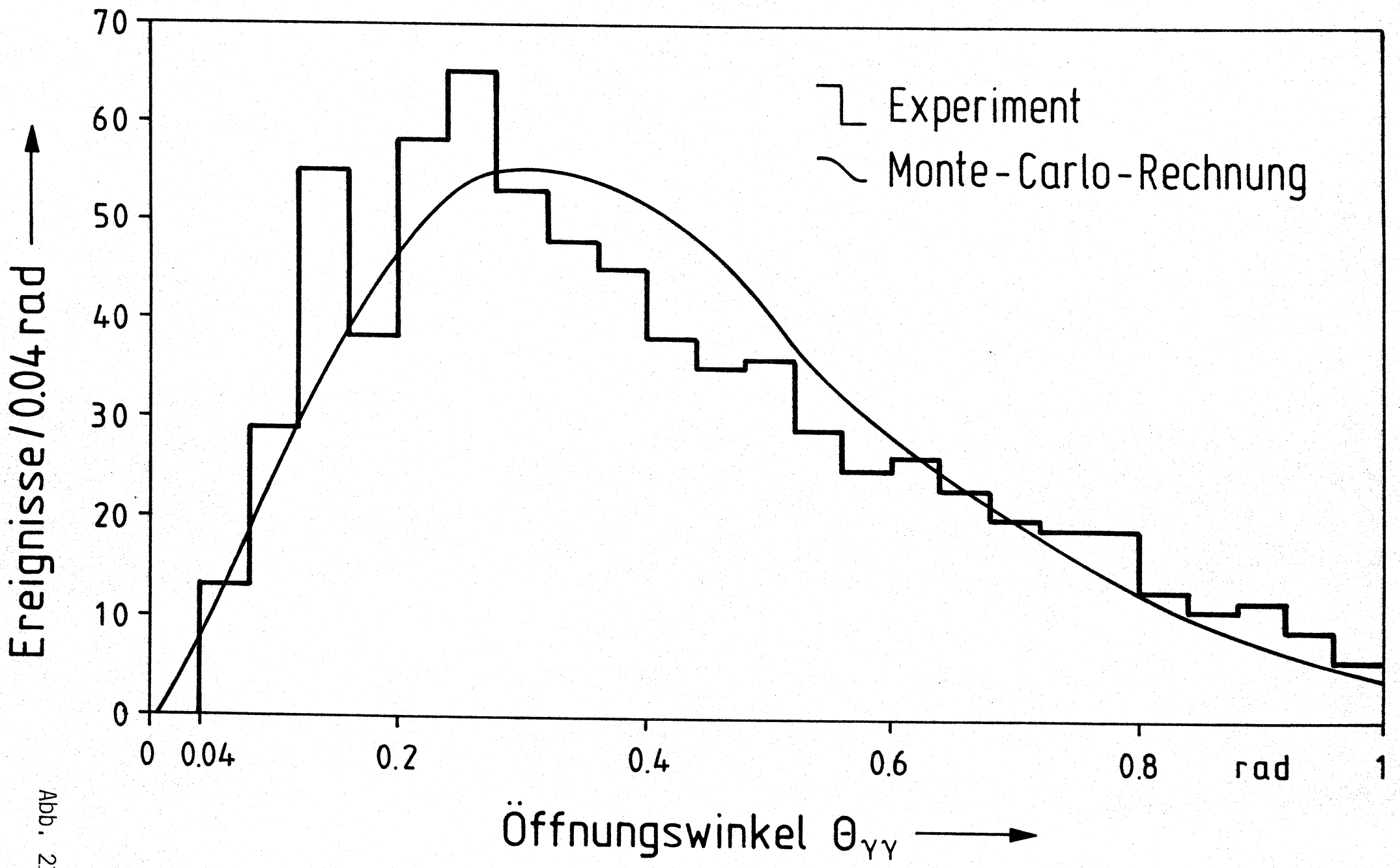
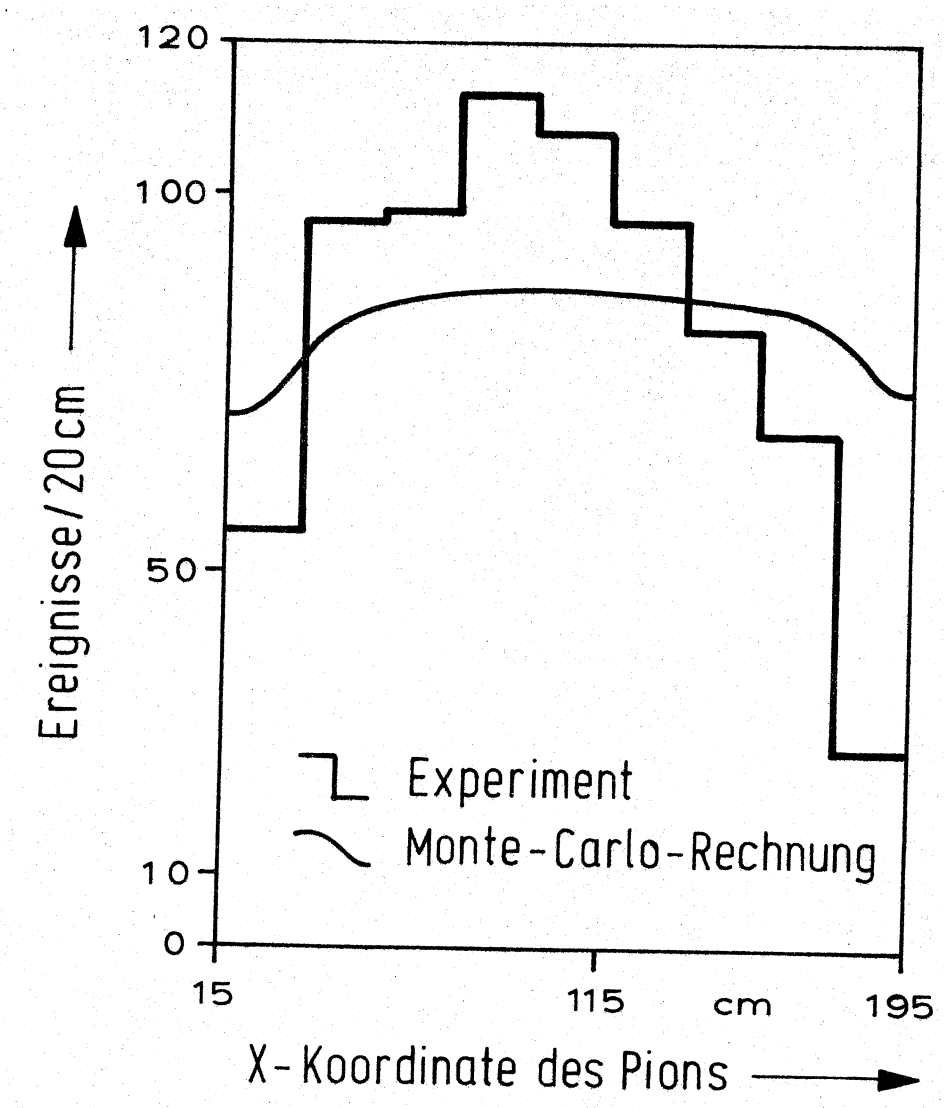

70
60
50
40
30
20
10
0
Ereignisse / 0.04 rad
Experiment
Monte-Carlo-Rechnung
0
0.04
0.2
0.4
0.6
0.8
rad
1
Öffnungswinkel $\Theta_{\gamma\gamma}$

Abb. 21


120
100
50
10
0
Ereignisse/20cm
Experiment
Monte-Carlo-Rechnung
15
115
cm
195
X-Koordinate des Pions

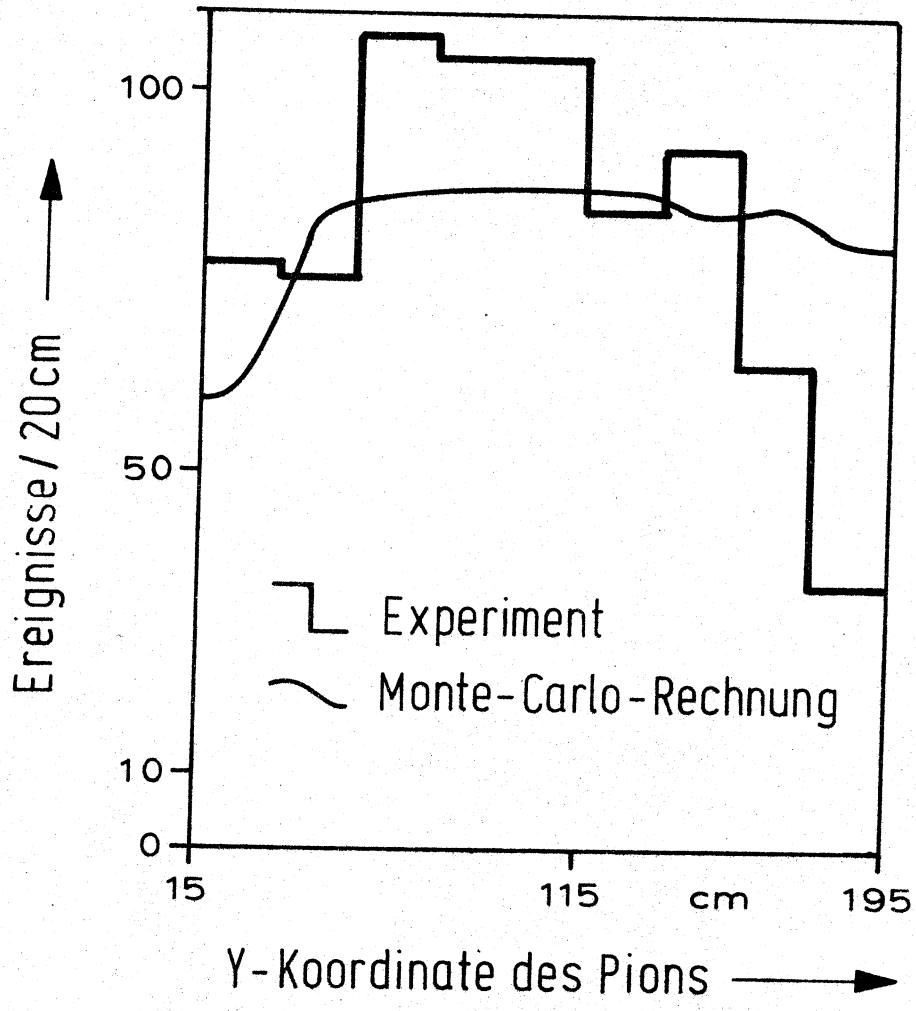

100
50
10
0
Ereignisse/20cm
Experiment
Monte-Carlo-Rechnung
15
115
cm
195
Y-Koordinate des Pions

Abb. 22

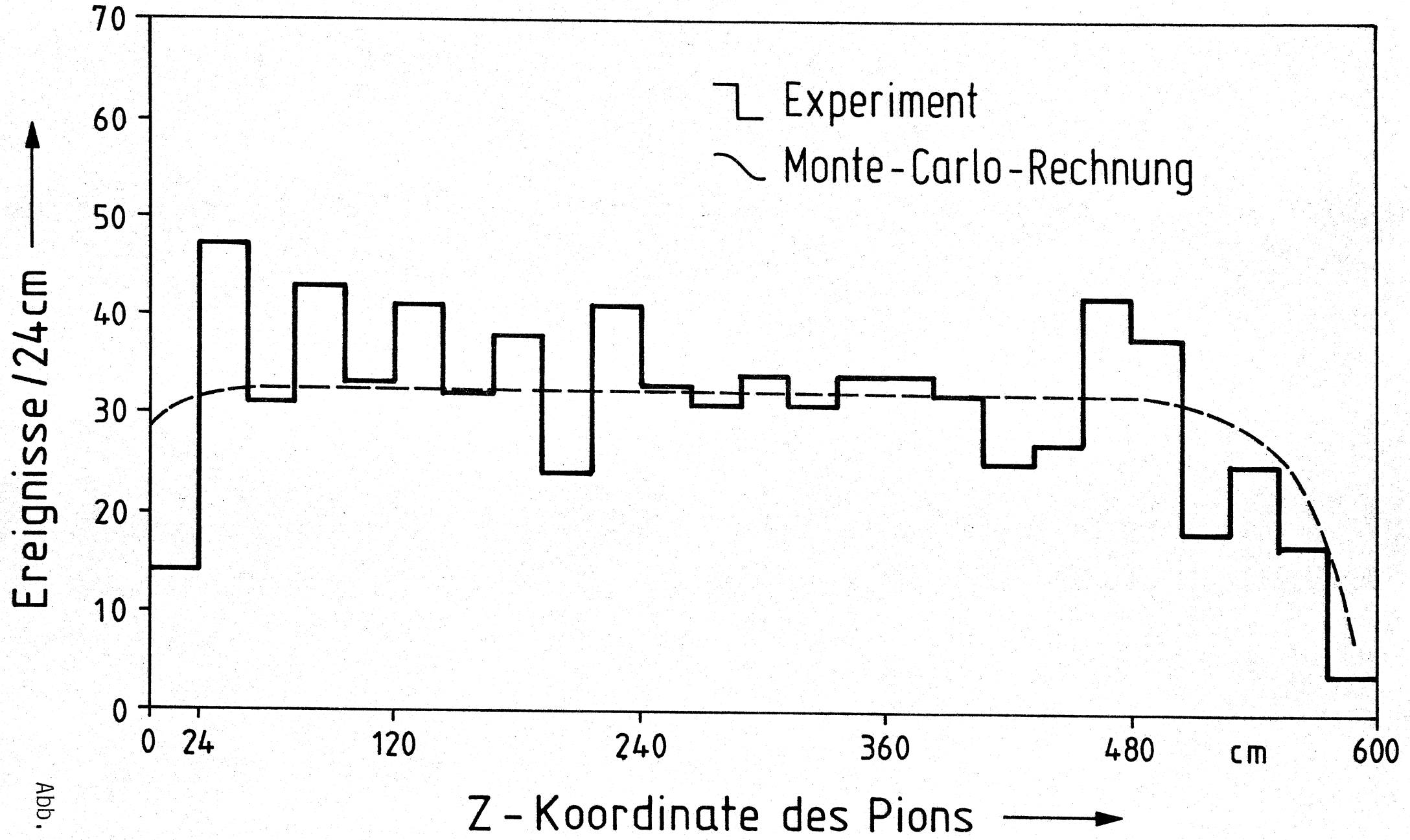

Experiment
Monte-Carlo-Rechnung
Ereignisse / 24 cm
70
60
50
40
30
20
10
0
0
24
120
240
360
480
cm
600
Z-Koordinate des Pions

Abb. 23

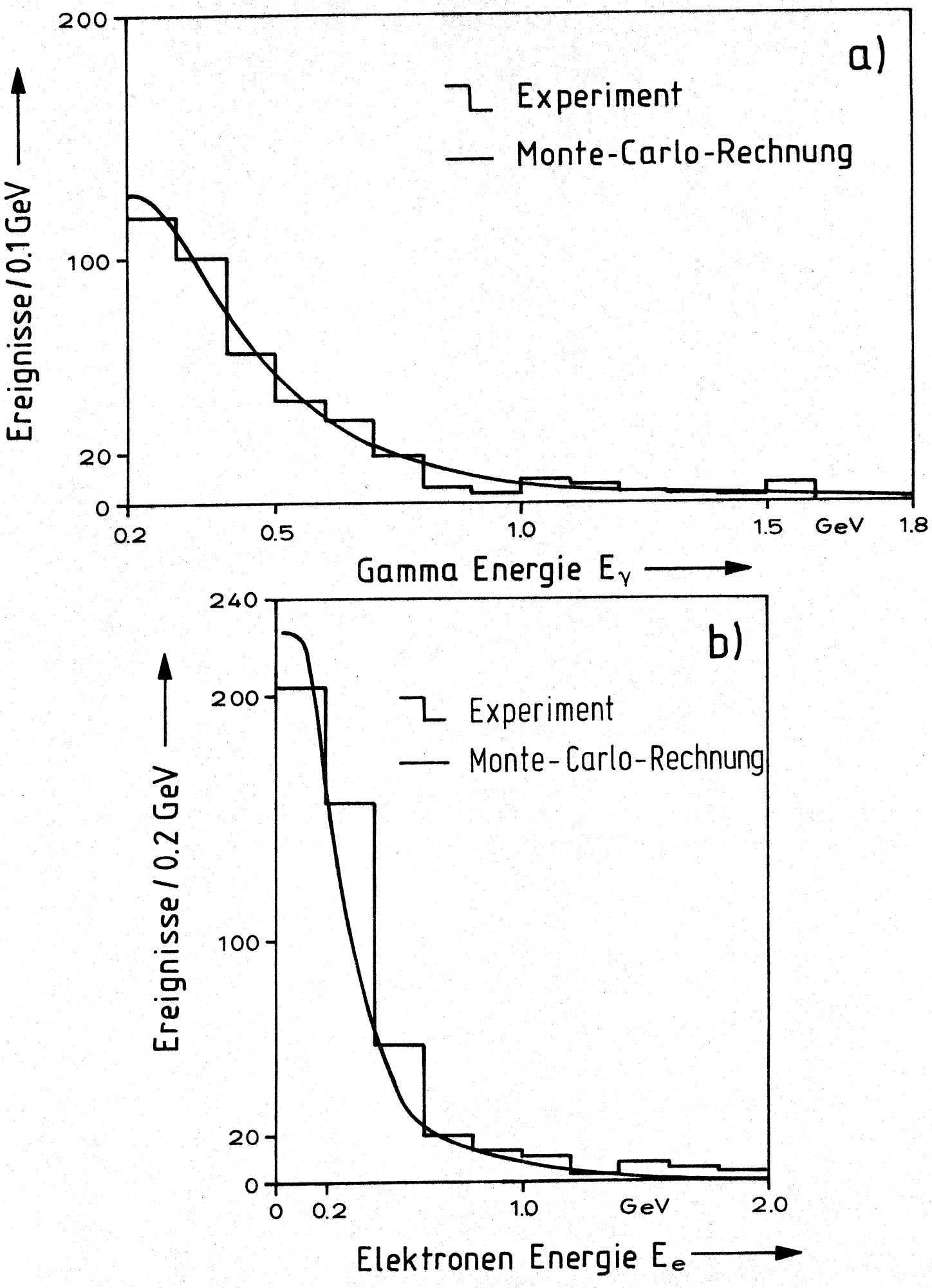

a)
Experiment
Monte-Carlo-Rechnung
Ereignisse / 0.1 GeV
200
100
20
0
0.2
0.5
1.0
1.5
GeV
1.8
Gamma Energie E_γ
b)
Experiment
Monte-Carlo-Rechnung
Ereignisse / 0.2 GeV
240
200
100
20
0
0
0.2
1.0
GeV
2.0
Elektronen Energie E_e

Abb. 24

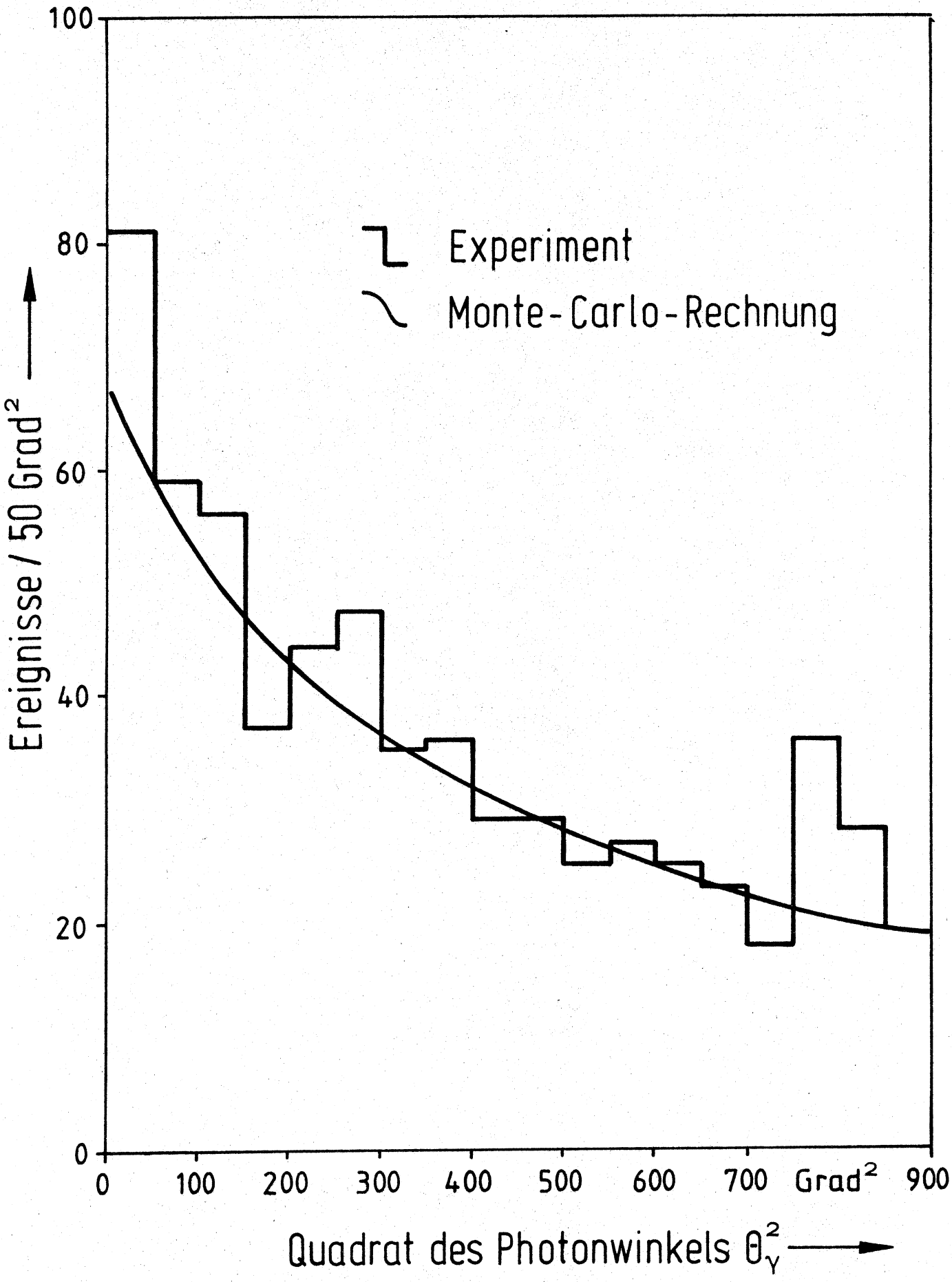

100
80
60
40
20
0
Experiment
Monte-Carlo-Rechnung
Ereignisse / 50 Grad²
0
100
200
300
400
500
600
700
Grad²
900
Quadrat des Photonwinkels θ_γ^2

Abb. 25

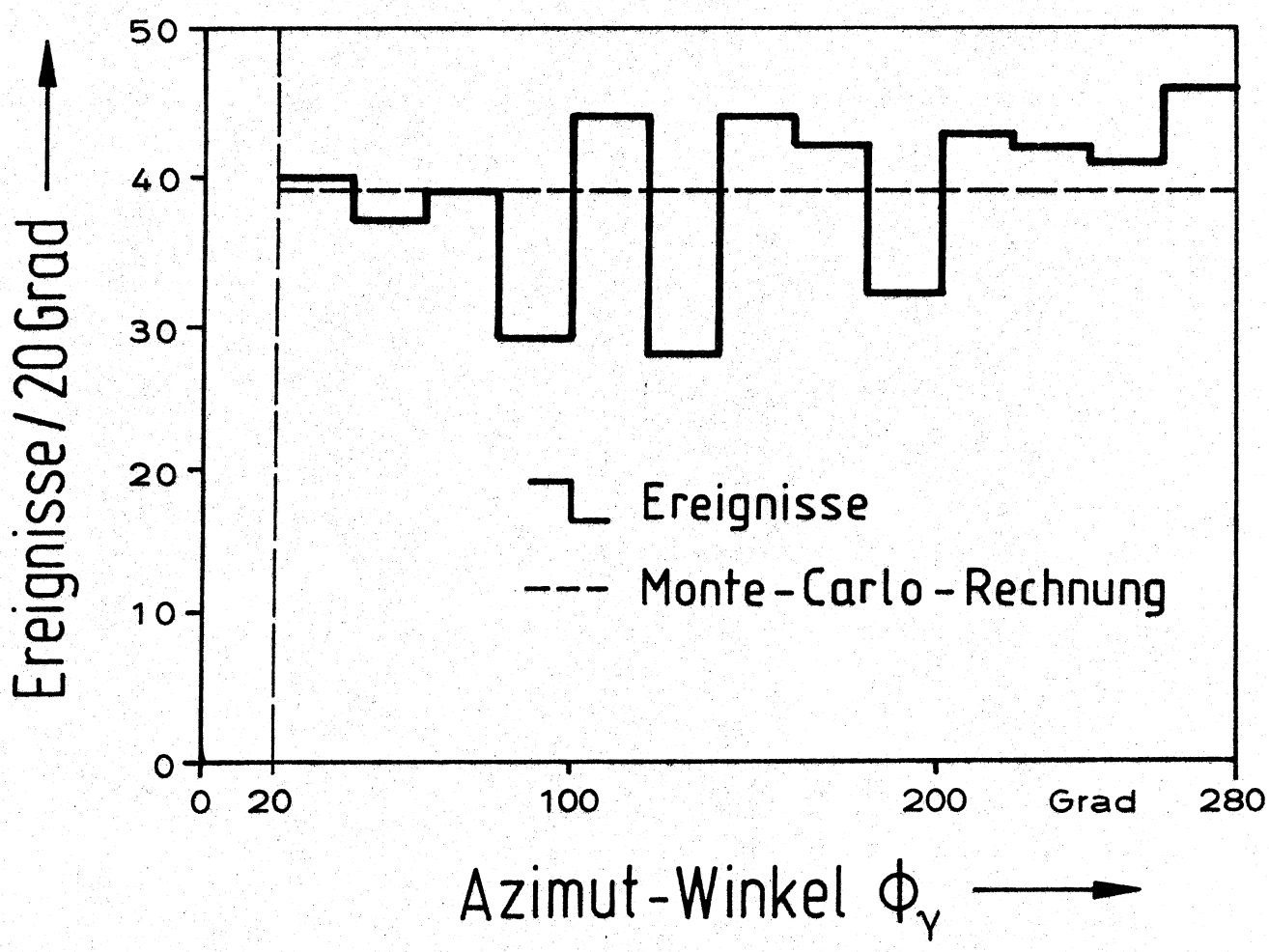

50
40
30
20
10
0
Ereignisse/20 Grad
Ereignisse
Monte-Carlo-Rechnung
0
20
100
200
Grad
280
Azimut-Winkel Φ_γ

Abb. 26

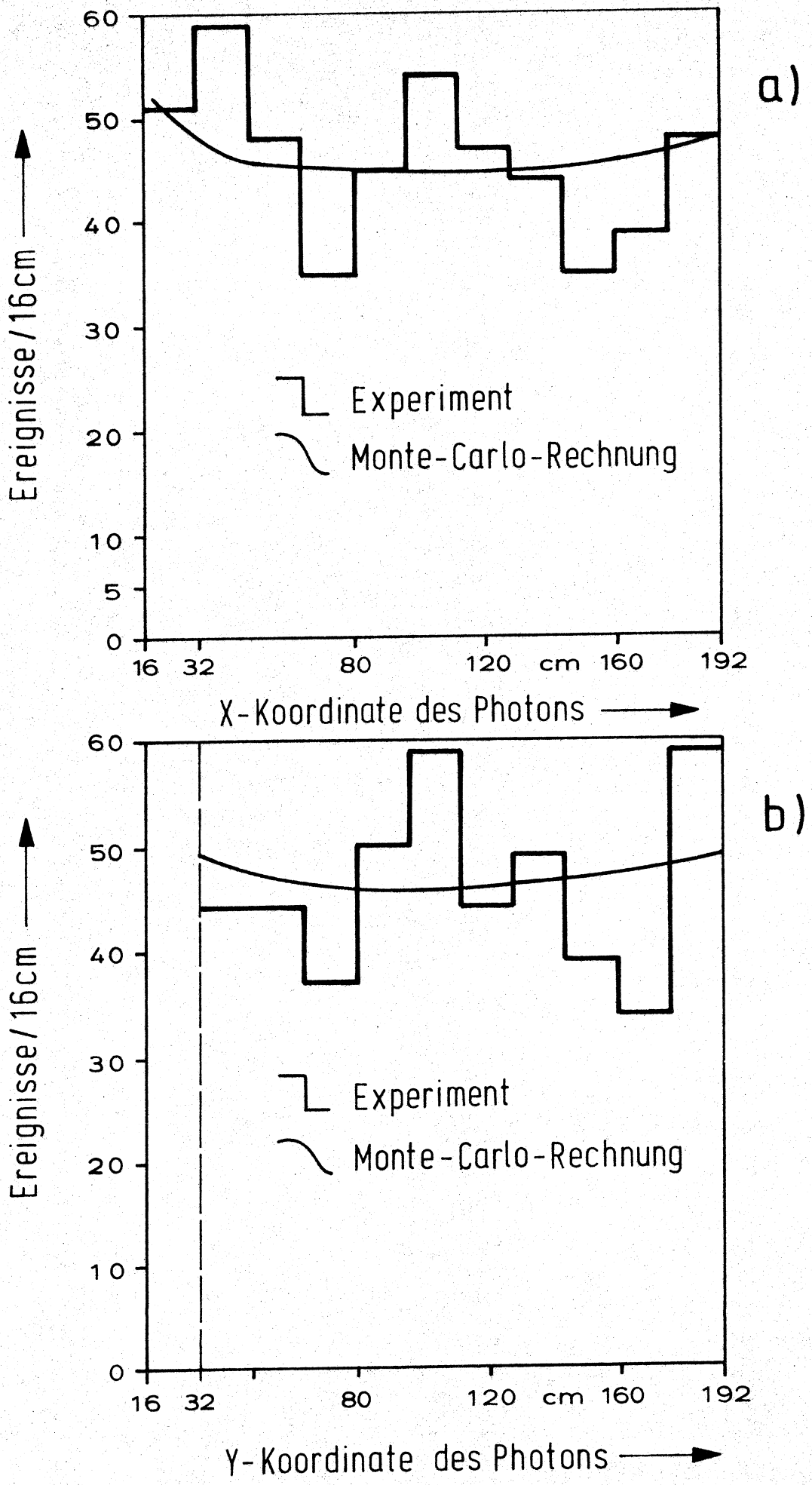

a)
Ereignisse/16cm
60
50
40
30
20
10
5
0
Experiment
Monte-Carlo-Rechnung
16
32
80
120
cm
160
192
X-Koordinate des Photons
b)
Ereignisse/16cm
60
50
40
30
20
10
0
Experiment
Monte-Carlo-Rechnung
16
32
80
120
cm
160
192
Y-Koordinate des Photons

Abb. 27

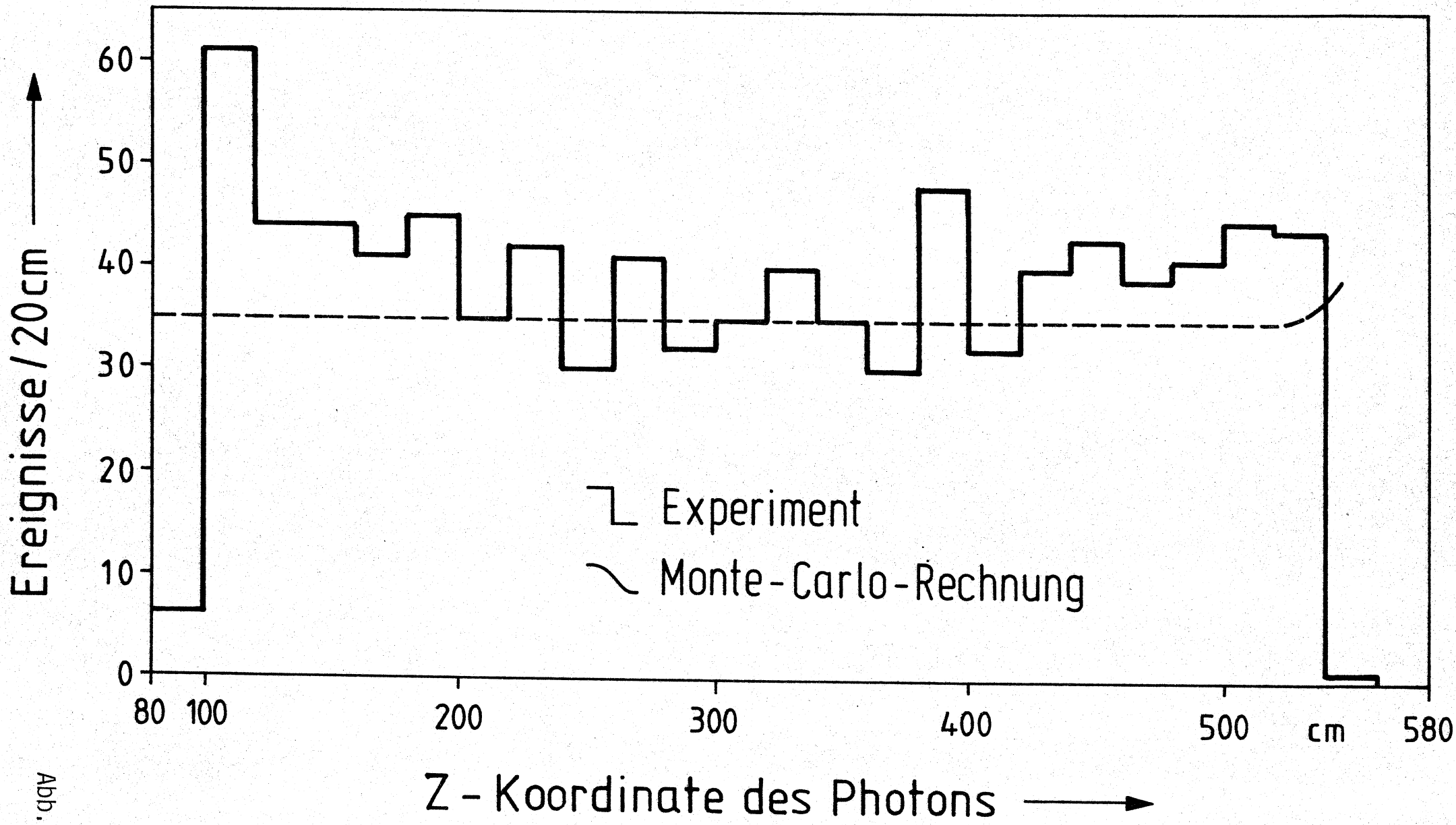
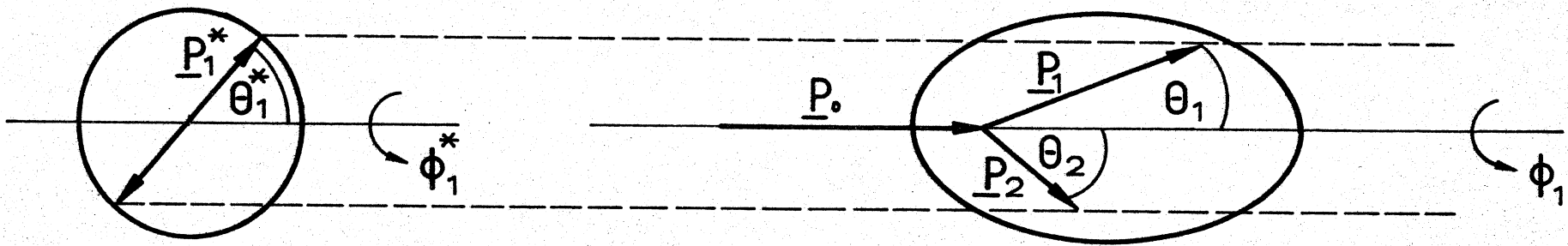

Ereignisse / 20cm
60
50
40
30
20
10
0
80
100
200
300
400
500
cm
580
Experiment
Monte-Carlo-Rechnung
Z - Koordinate des Photons

Abb. 28



SCHWERPUNKTSYSTEM

LABORSYSTEM

Abb. 29

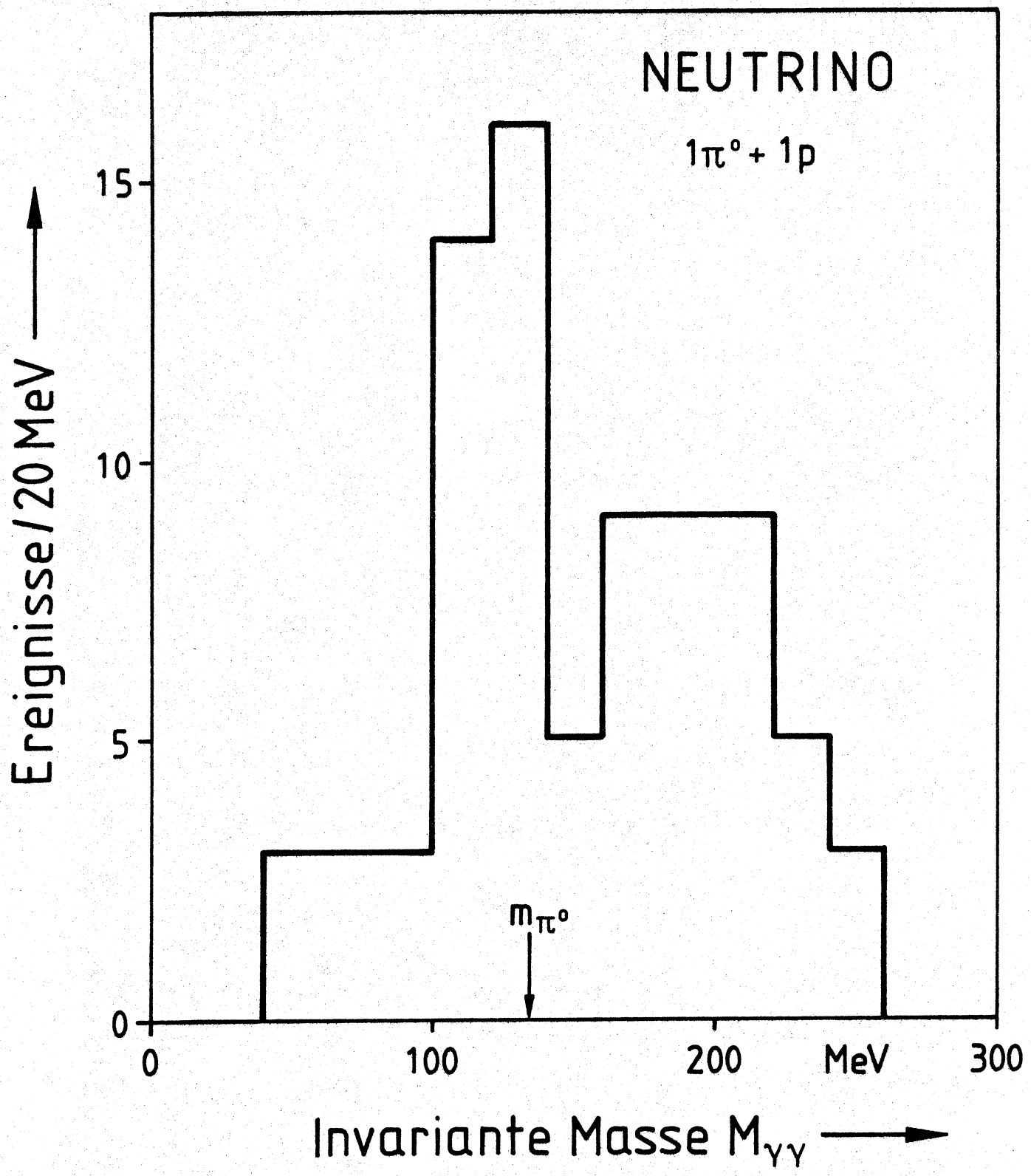

NEUTRINO
1π° + 1p
Ereignisse/20 MeV
15
10
5
0
0
100
200
MeV
300
m_{π^0}
Invariante Masse $M_{\gamma\gamma}$

Abb. 30

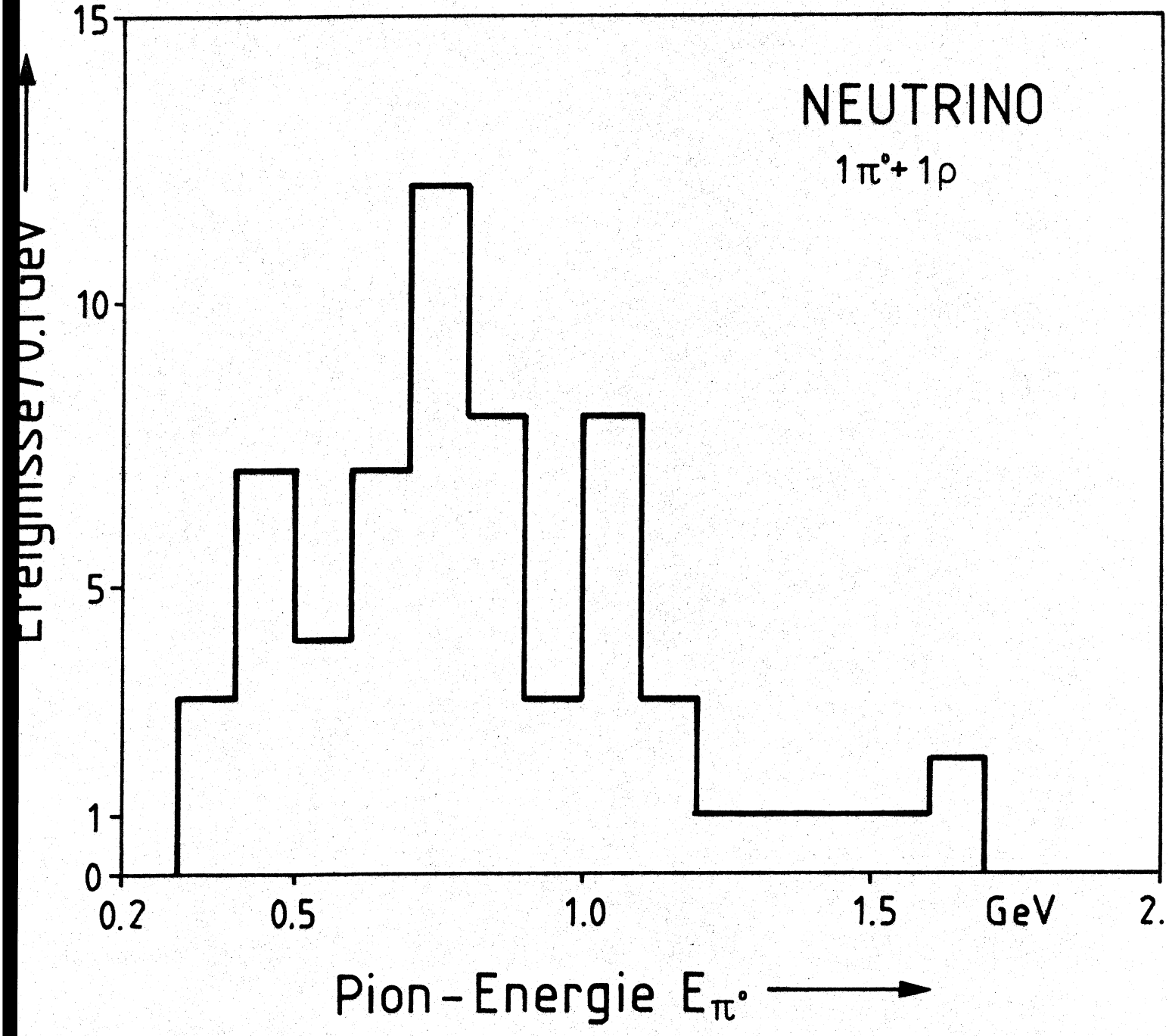

NEUTRINO
1π°+1ρ
15
10
5
1
0
0.2
0.5
1.0
1.5
GeV
2.
Ereignisse/0.1GeV
Pion-Energie Eπ°

Abb. 31

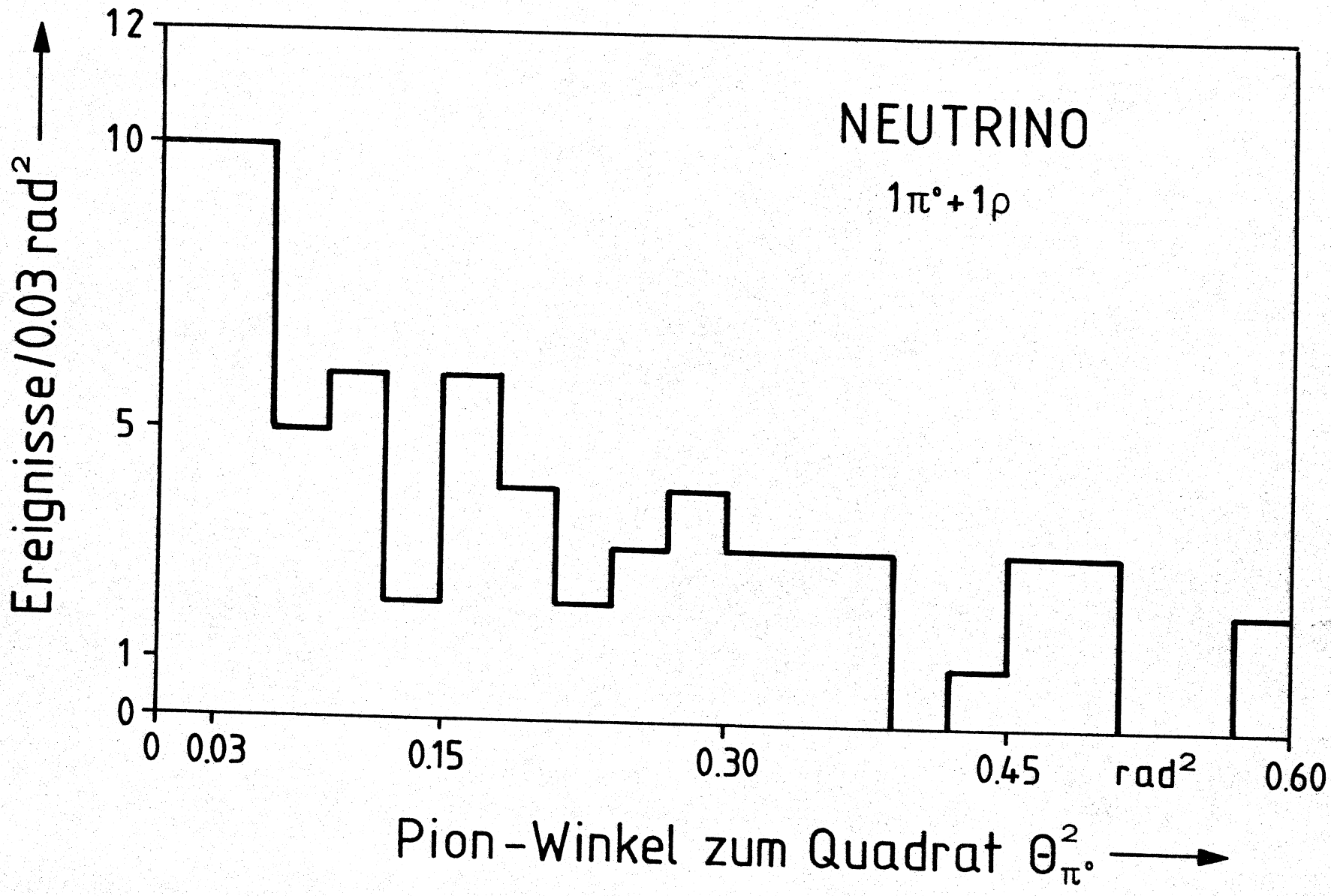

NEUTRINO
1π°+1ρ
Ereignisse/0.03 rad²
12
10
5
1
0
0
0.03
0.15
0.30
0.45
rad²
0.60
Pion-Winkel zum Quadrat Θ²π°

Abb. 32

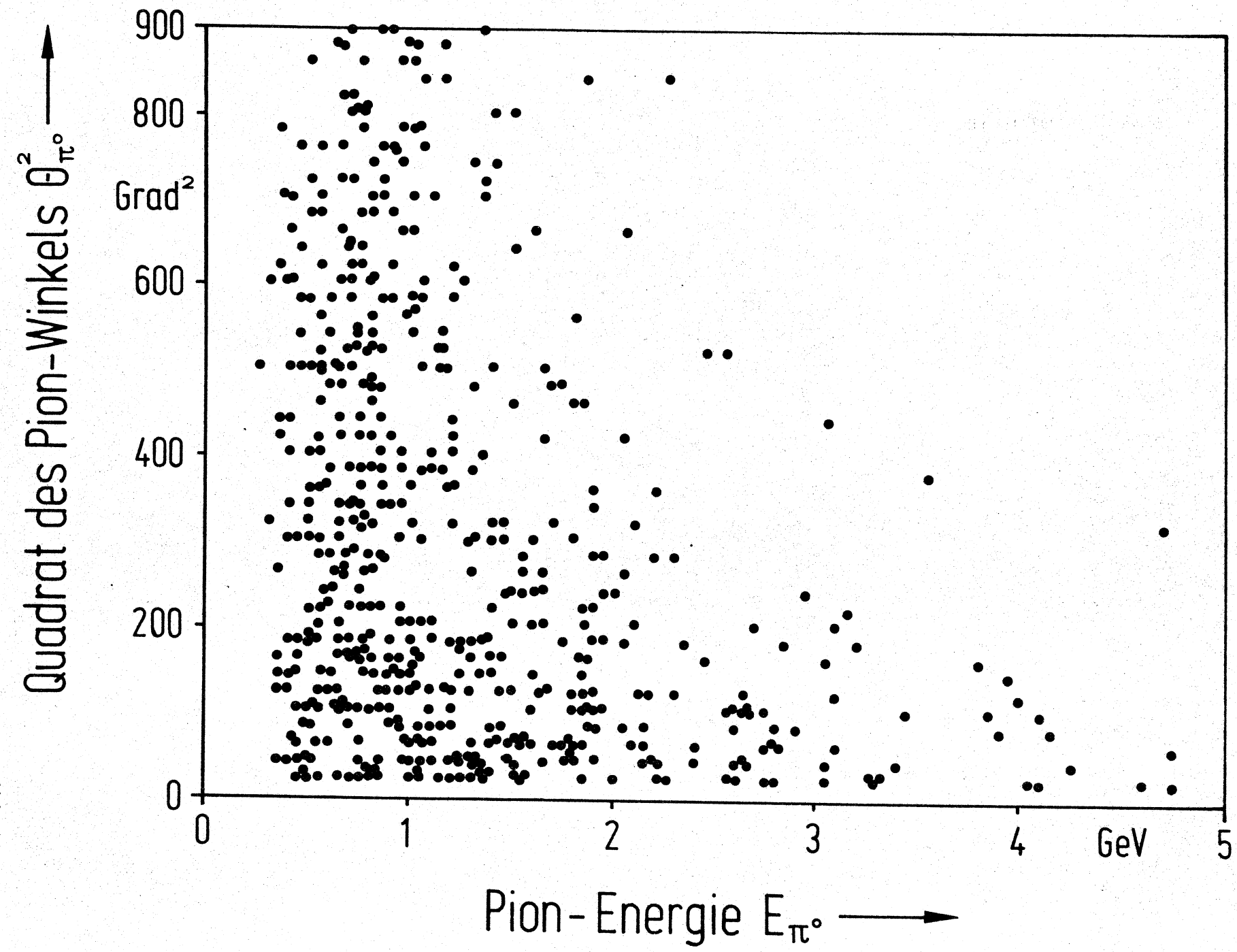

Quadrat des Pion-Winkels $\theta^2_{\pi^\circ}$
900
800
Grad^2
600
400
200
0
0
1
2
3
4
GeV
5
Pion-Energie E_{π°

Abb. 33

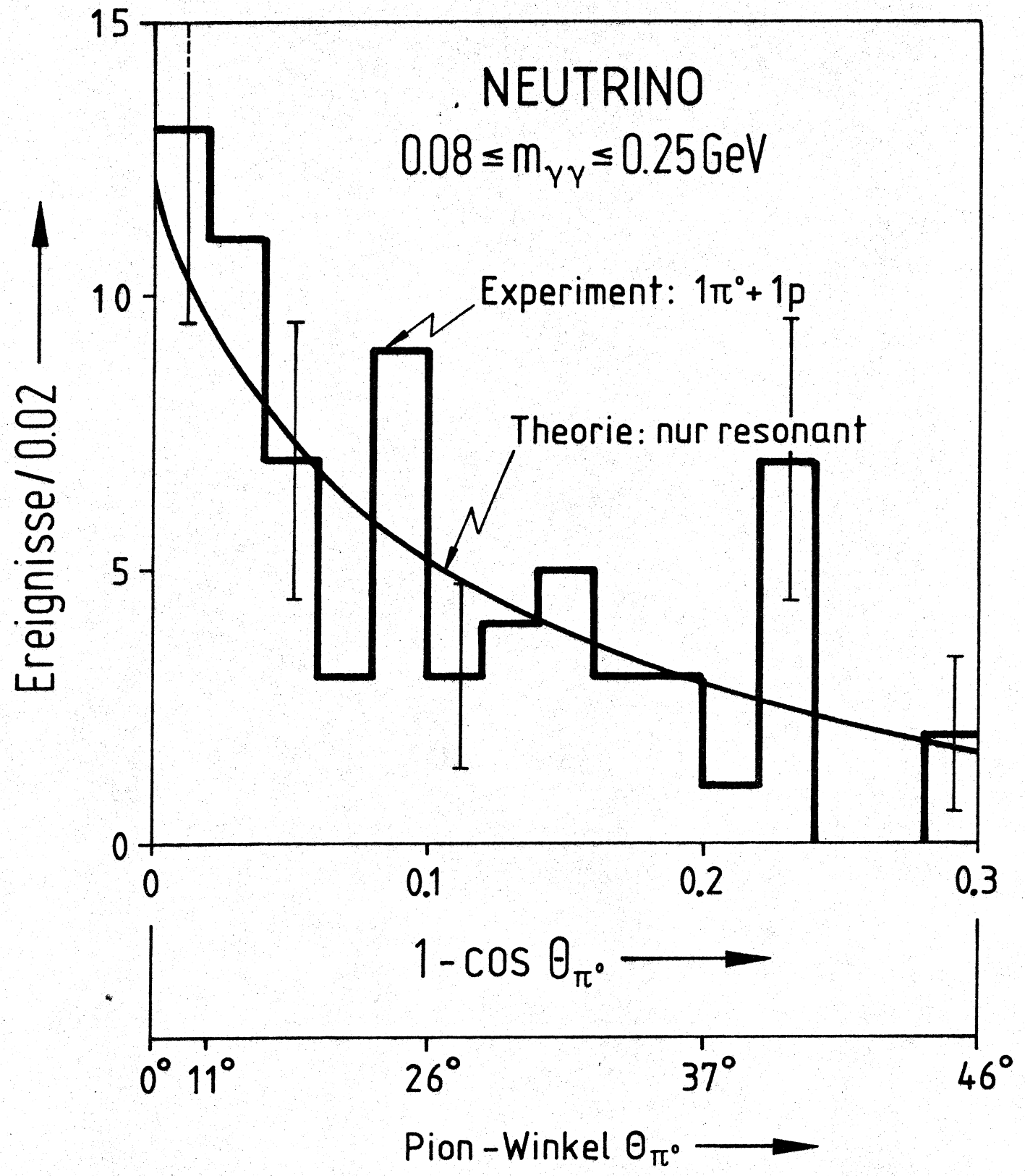

NEUTRINO
0.08 ≤ m_γγ ≤ 0.25 GeV
Experiment: 1π°+ 1p
Theorie: nur resonant
Ereignisse / 0.02
15
10
5
0
0
0.1
0.2
0.3
1 - cos Θ_π°
0° 11°
26°
37°
46°
Pion - Winkel Θ_π°

Abb. 34

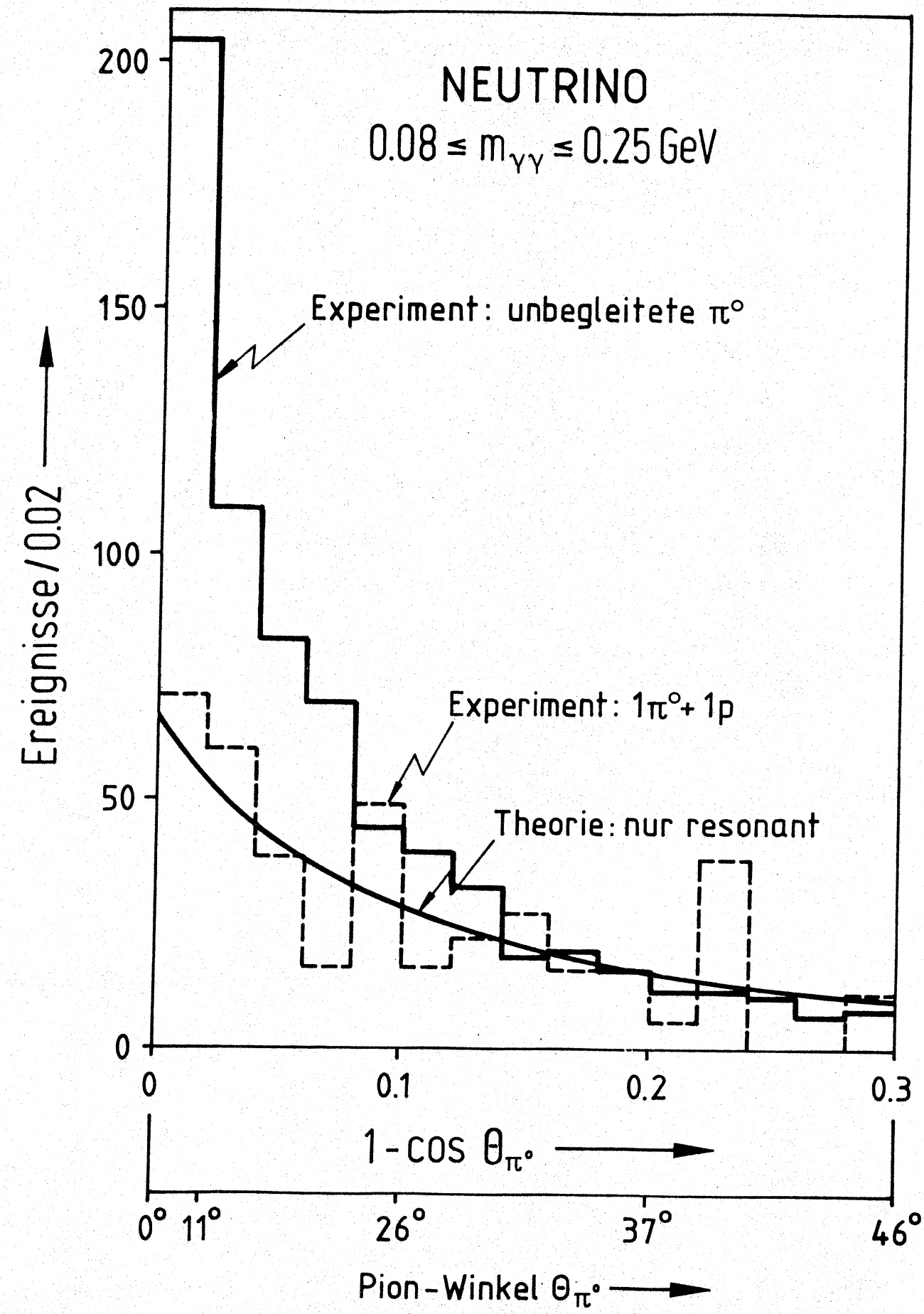

NEUTRINO
0.08 ≤ m$_{\gamma\gamma}$ ≤ 0.25 GeV
Experiment: unbegleitete π°
Experiment: 1π°+ 1p
Theorie: nur resonant
Ereignisse/0.02
200
150
100
50
0
0
0.1
0.2
0.3
1-cos θ$_{\pi^0}$
0° 11°
26°
37°
46°
Pion-Winkel θ$_{\pi^0}$

Abb. 35

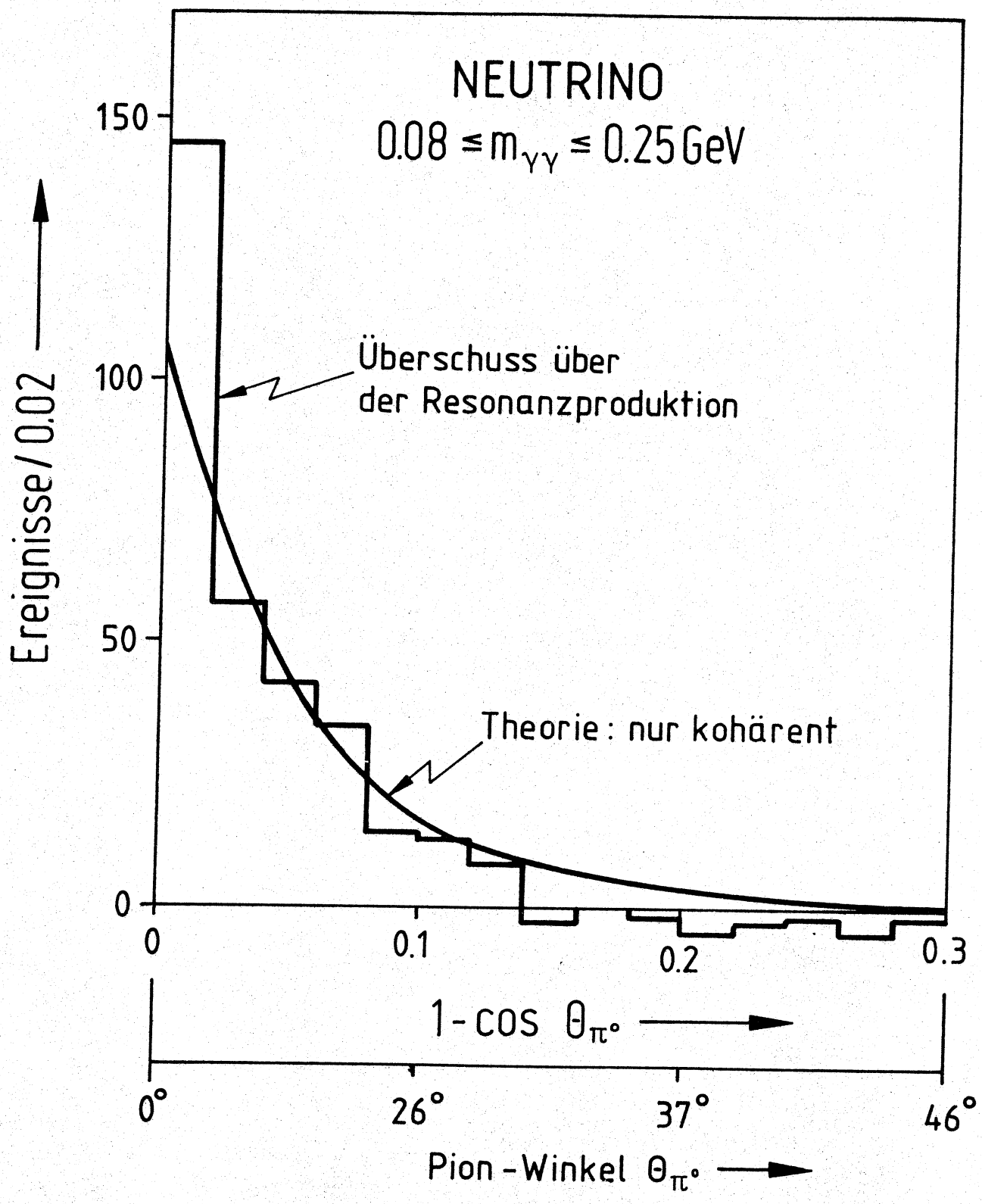

NEUTRINO
0.08 ≤ m$_{\gamma\gamma}$ ≤ 0.25 GeV
Ereignisse / 0.02
150
100
50
0
Überschuss über
der Resonanzproduktion
Theorie : nur kohärent
0
0.1
0.2
0.3
1 - cos θ$_{\pi^0}$
0°
26°
37°
46°
Pion - Winkel θ$_{\pi^0}$

Abb. 36

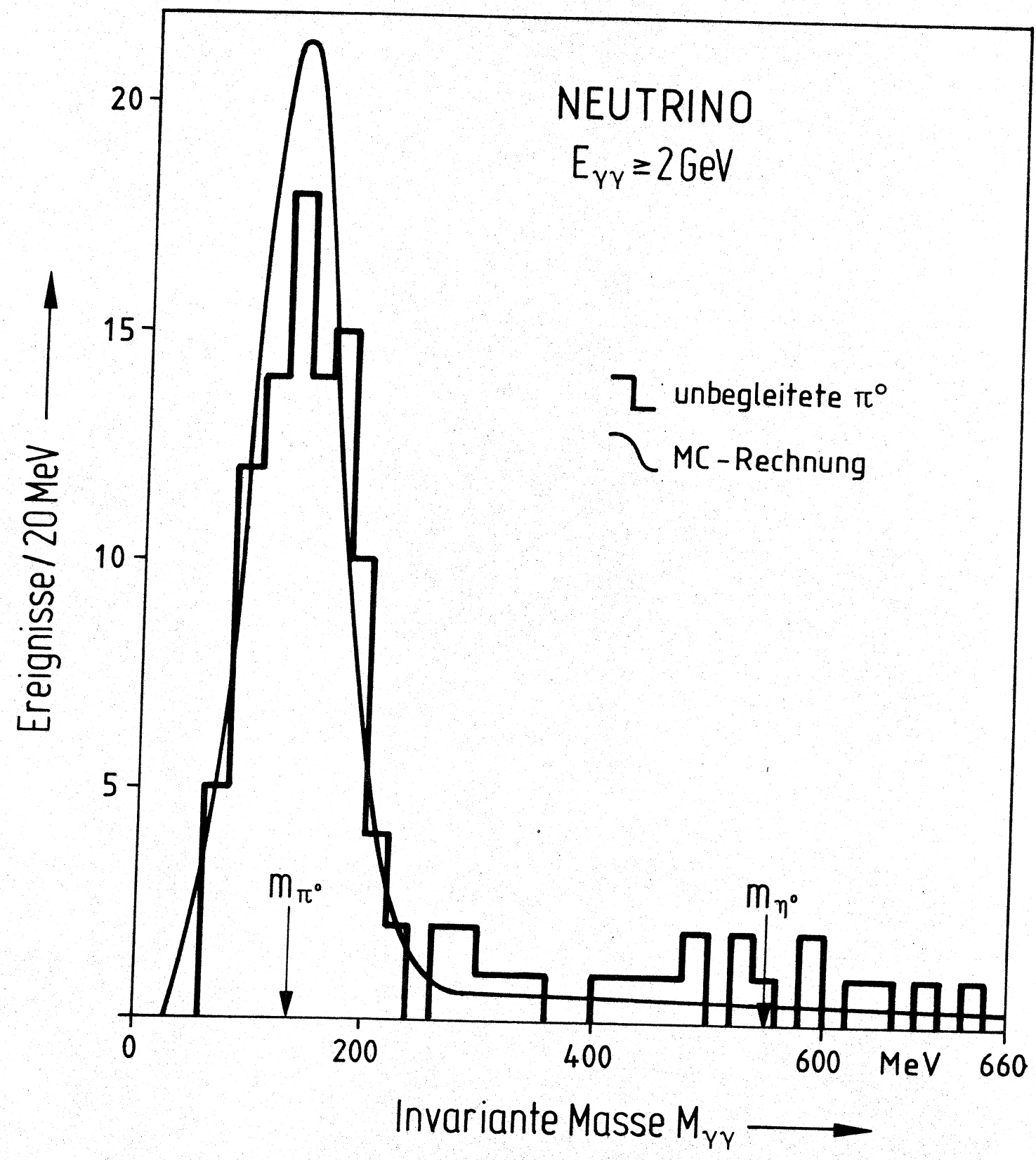

NEUTRINO
$E_{\gamma\gamma} \geq 2\,GeV$
unbegleitete π°
MC - Rechnung
Ereignisse / 20 MeV
20
15
10
5
0
200
400
600
MeV
660
m_{π°
m_{η°
Invariante Masse $M_{\gamma\gamma}$

Abb. 37

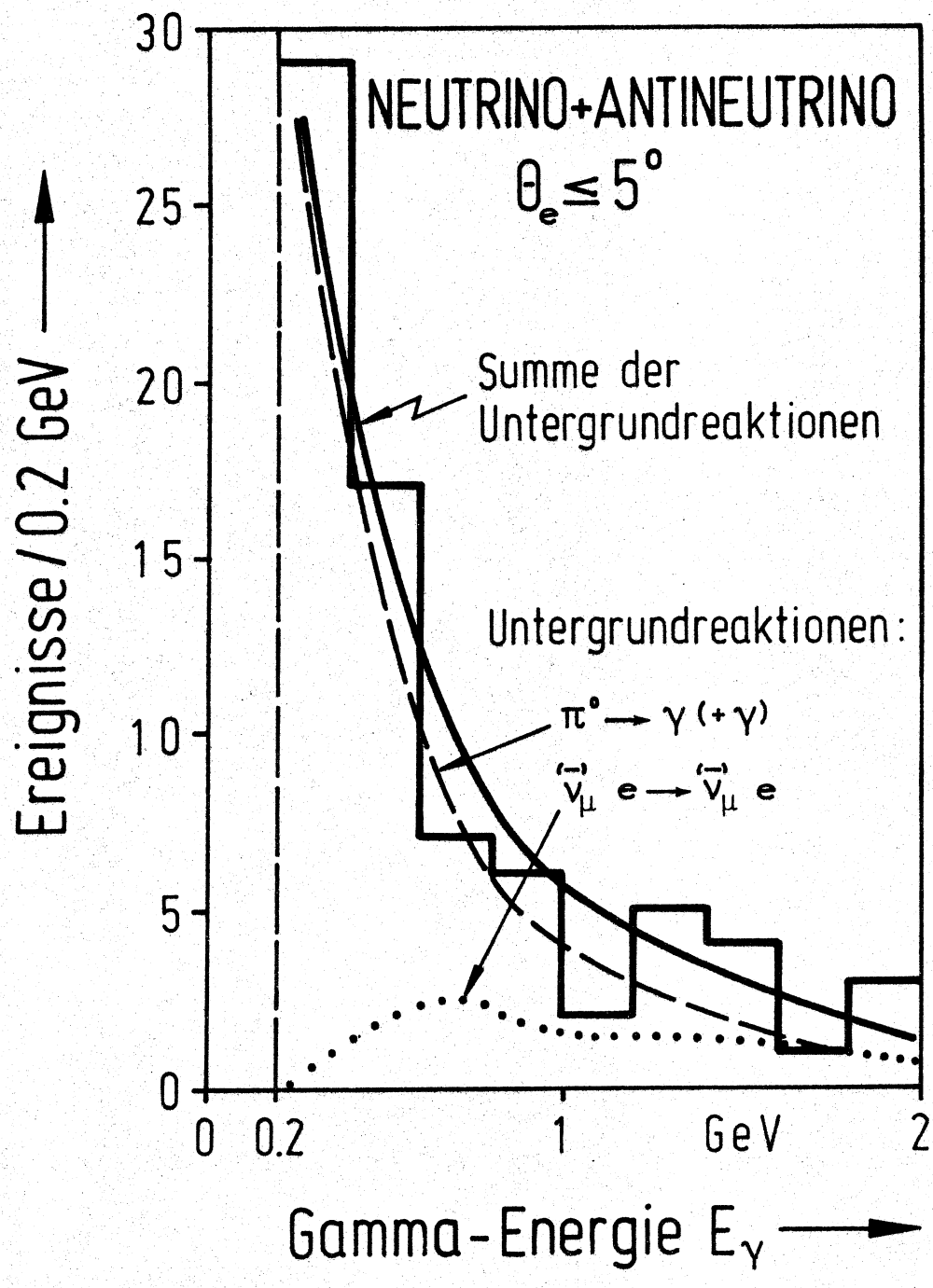

NEUTRINO+ANTINEUTRINO
$\theta_e \leq 5°$
Summe der
Untergrundreaktionen
Untergrundreaktionen:
$\pi^0 \rightarrow \gamma\,(+\gamma)$
$\overset{(-)}{\nu}_\mu\ e \rightarrow \overset{(-)}{\nu}_\mu\ e$
Ereignisse/0.2 GeV
Gamma-Energie E_γ
0
5
10
15
20
25
30
0
0.2
1
GeV
2

Abb. 38

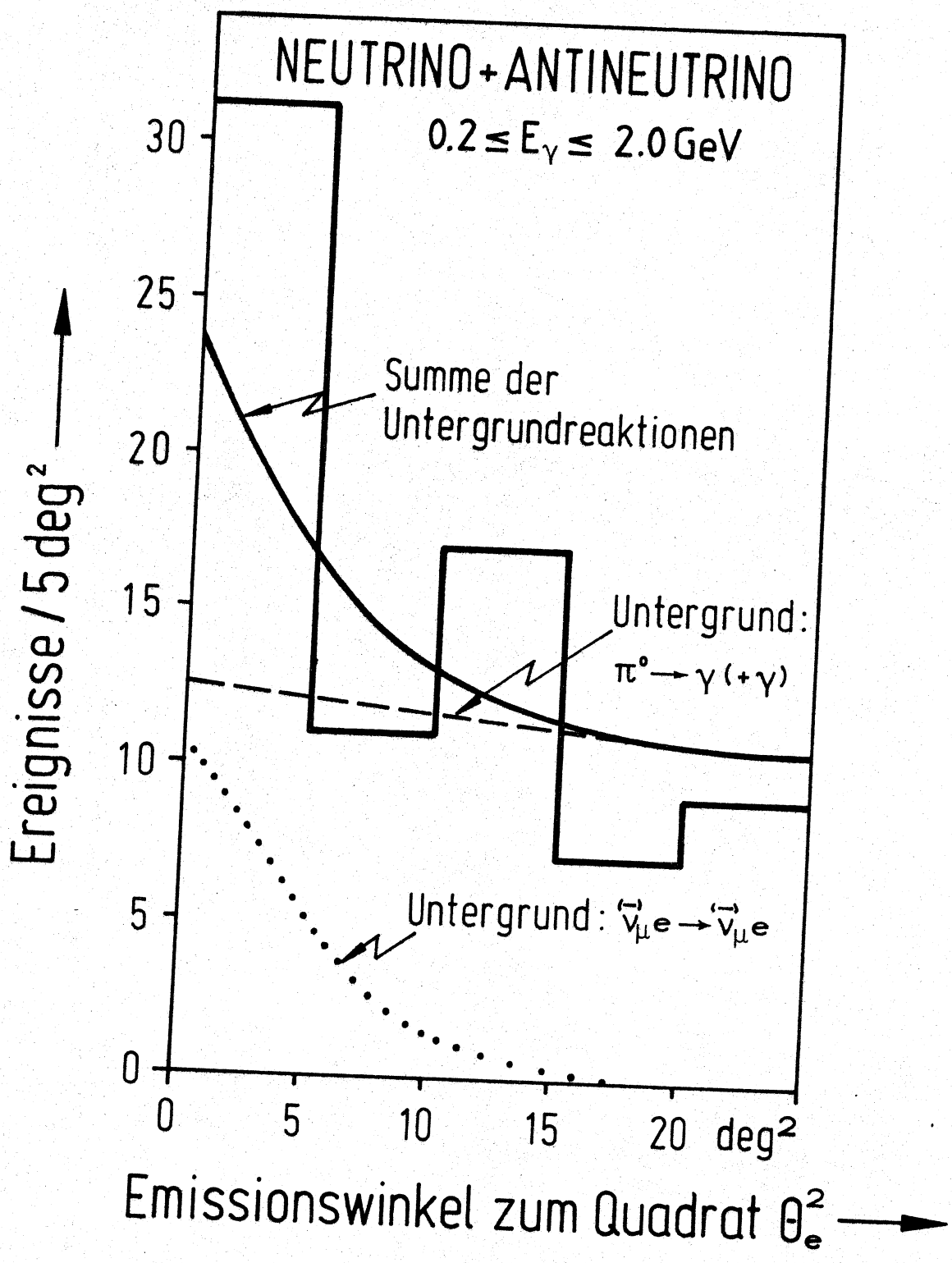
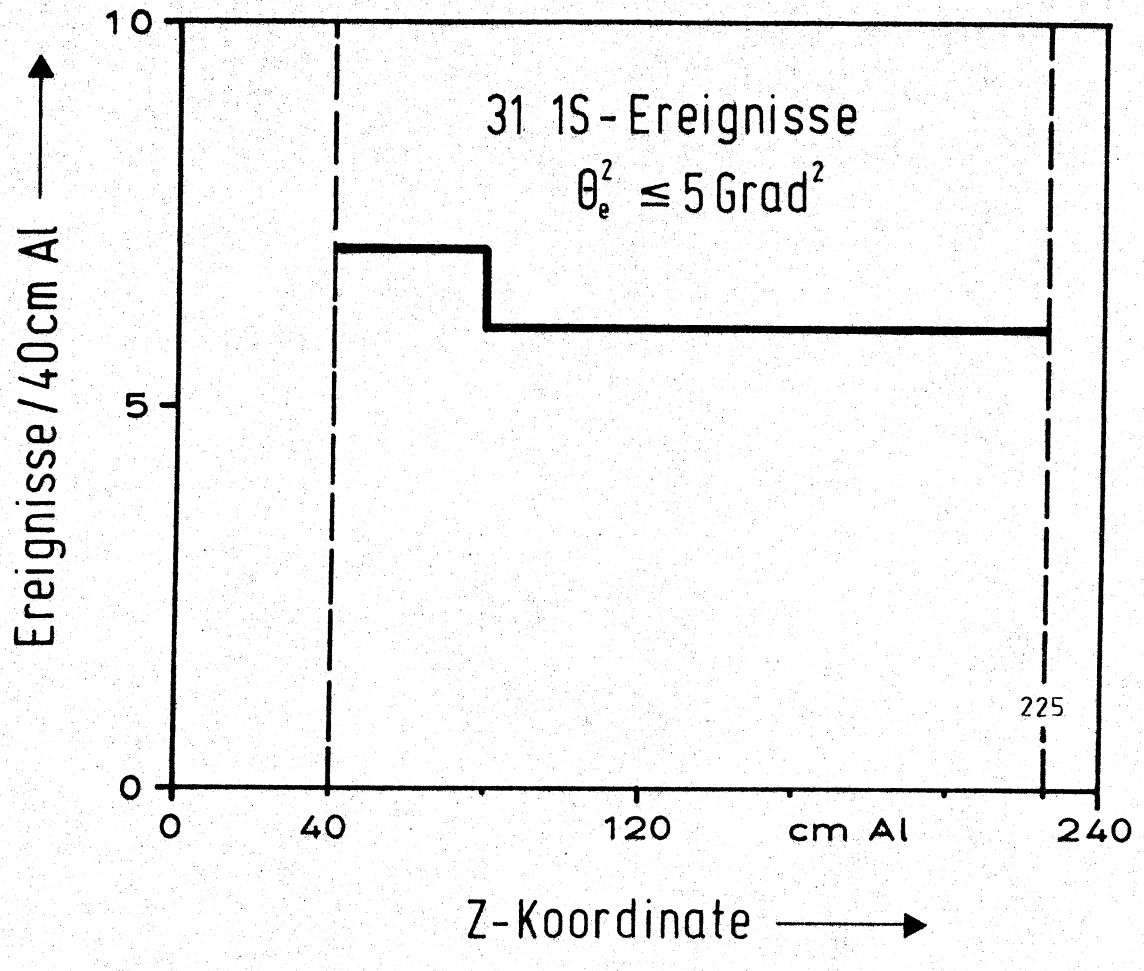

NEUTRINO+ANTINEUTRINO
0.2 ≤ Eγ ≤ 2.0 GeV
Summe der
Untergrundreaktionen
Untergrund:
π° → γ (+γ)
Untergrund: ν̄μe → ν̄μe
Ereignisse / 5 deg²
Emissionswinkel zum Quadrat θe²
0
5
10
15
20
25
30
0
5
10
15
20 deg²

Abb. 39


10
5
0
Ereignisse / 40cm Al
31 1S-Ereignisse
$\theta_e^2 \leq 5\,\mathrm{Grad}^2$
225
0
40
120
cm Al
240
Z-Koordinate

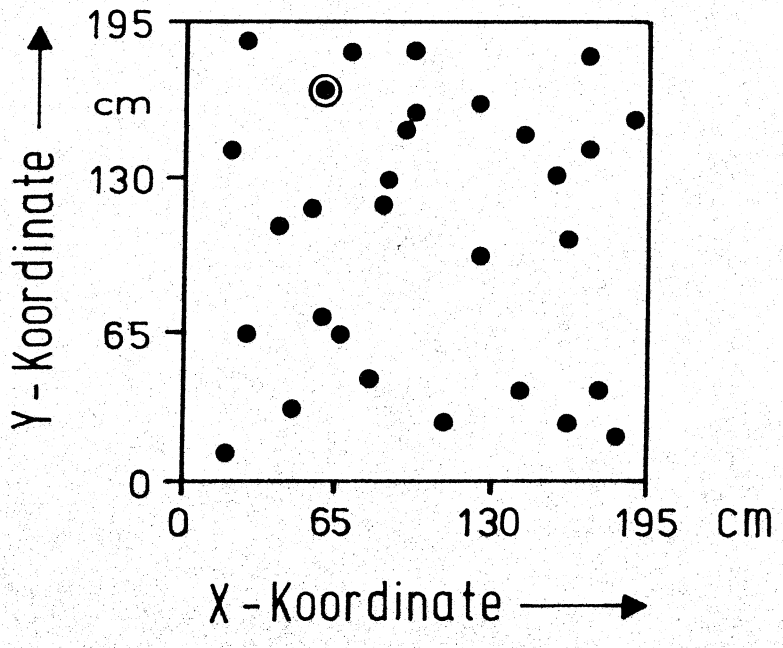

195
cm
130
65
0
Y-Koordinate
0
65
130
195
cm
X-Koordinate

Abb. 40

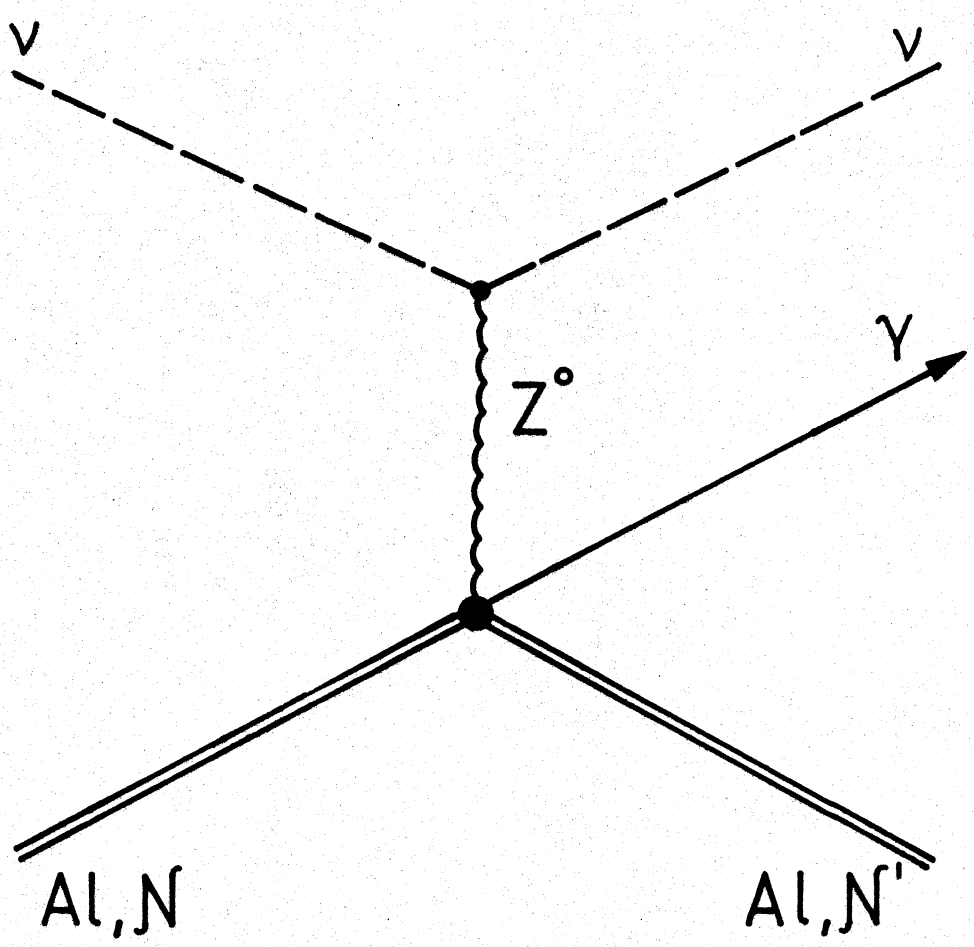


Abb. 41

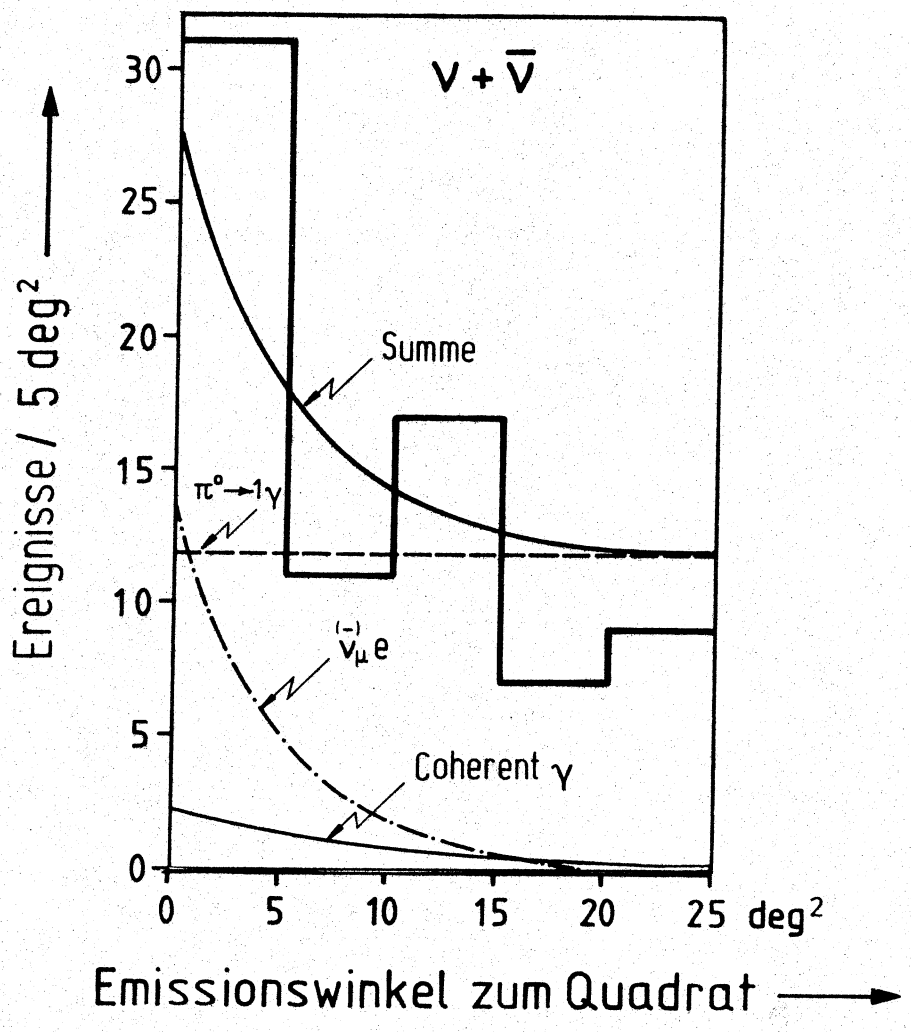

ν + ν̄
Summe
π°→1γ
(-)
νμ e
Coherent γ
Ereignisse / 5 deg²
Emissionswinkel zum Quadrat
0
5
10
15
20
25
30
deg²

Abb. 42

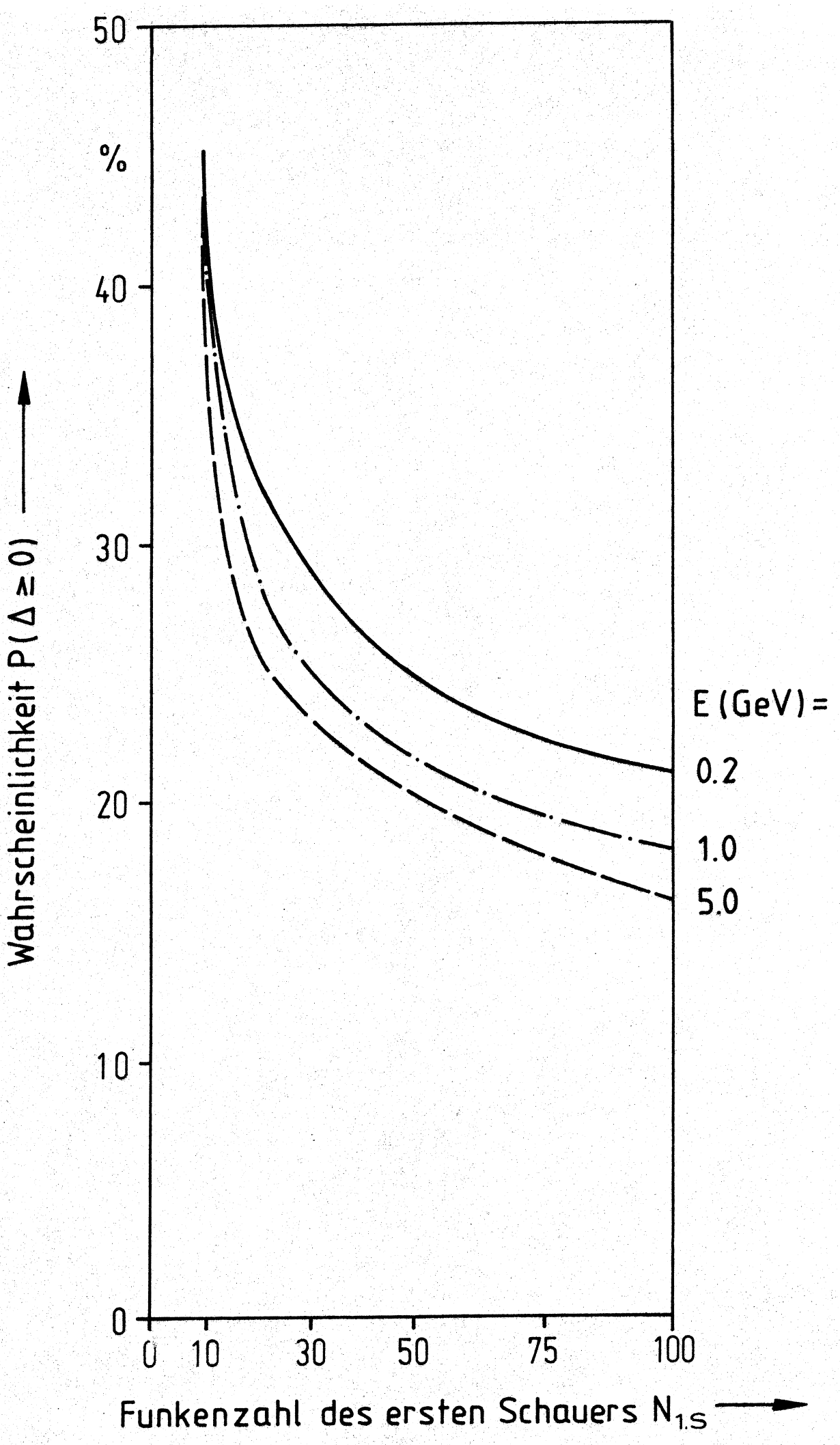

50
%
40
30
20
10
0
Wahrscheinlichkeit P(Δ ≥ 0)
E (GeV) =
0.2
1.0
5.0
0
10
30
50
75
100
Funkenzahl des ersten Schauers N1.S

Abb. 43

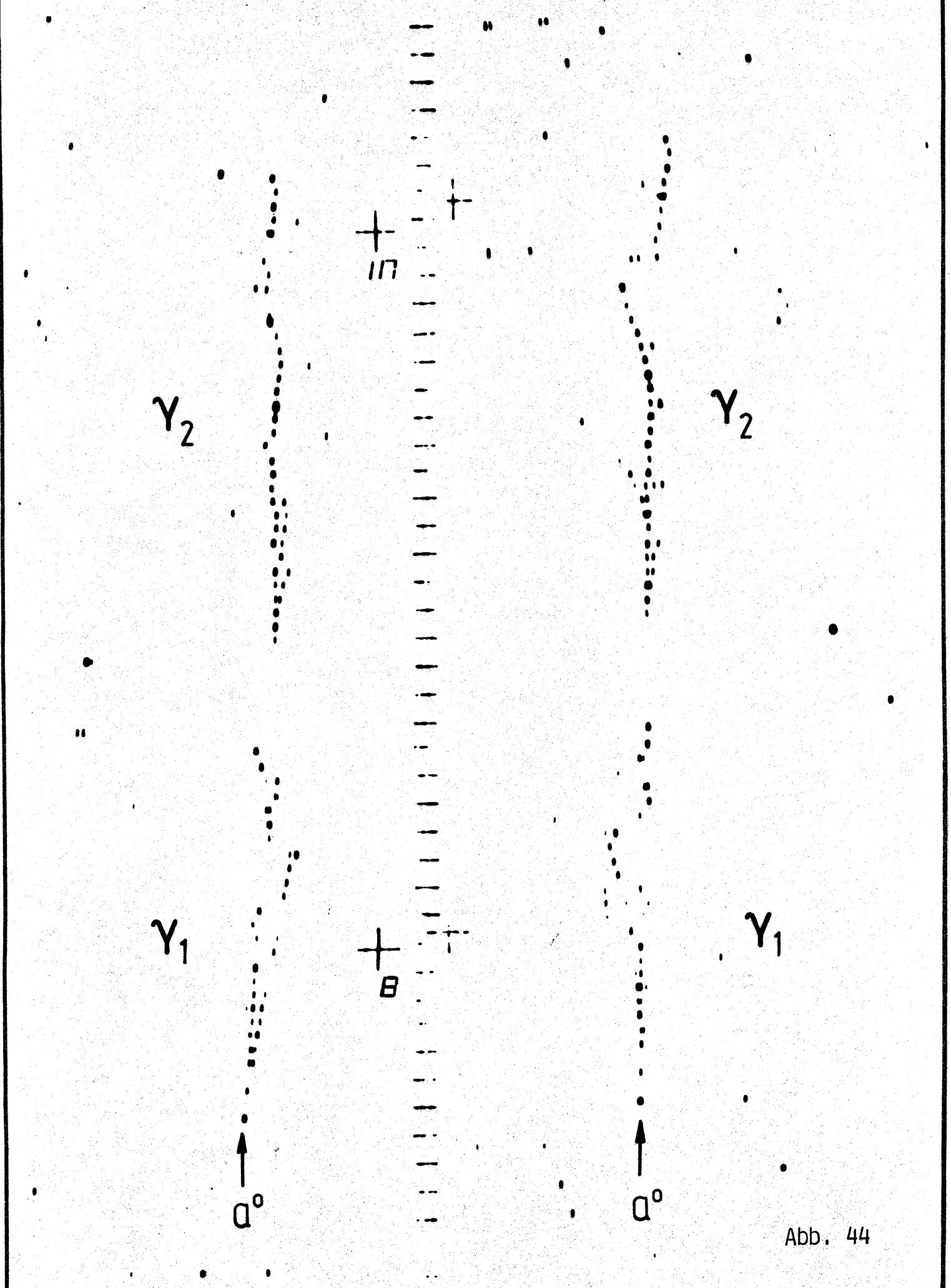


Abb. 44

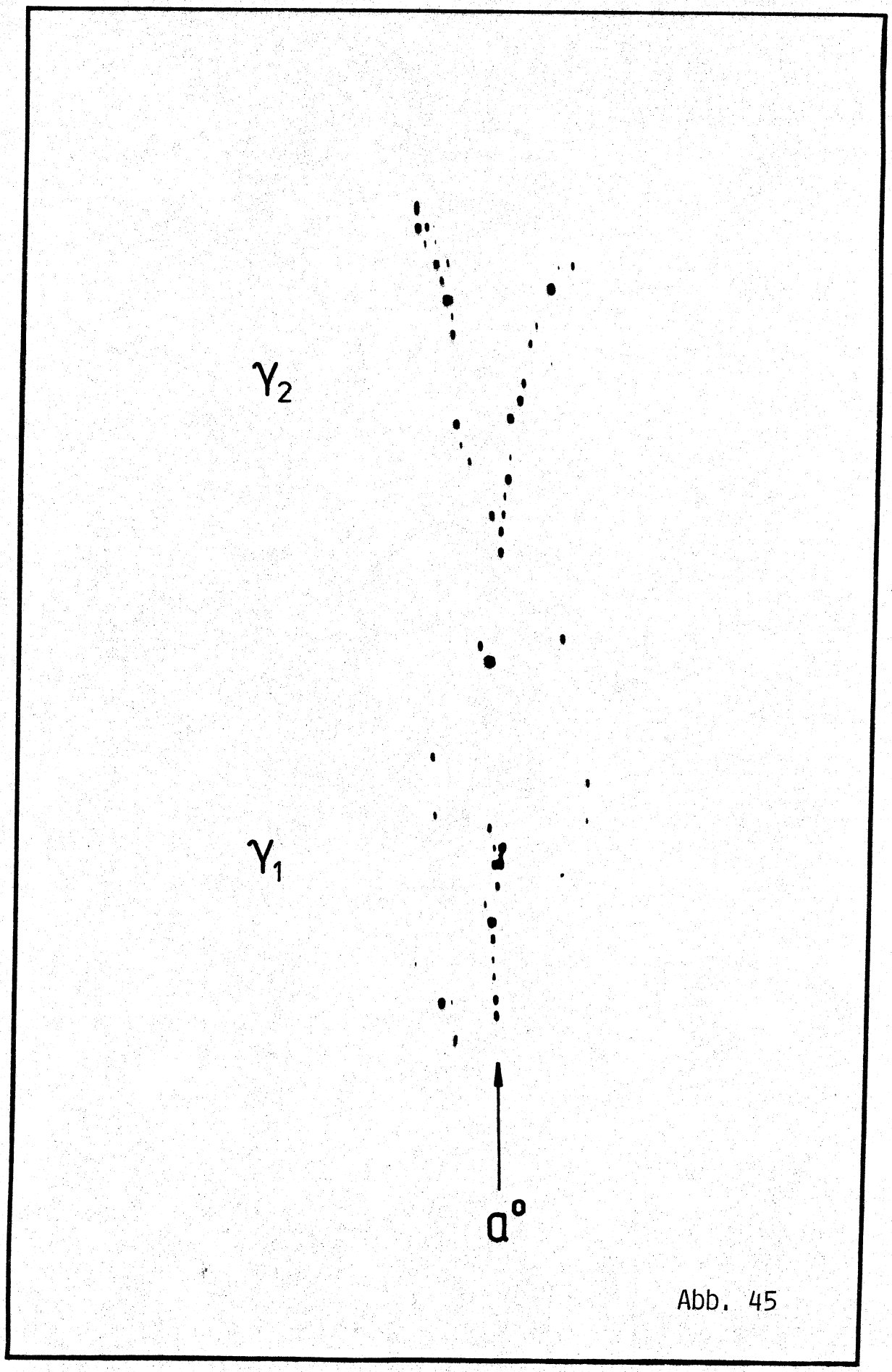


Abb. 45

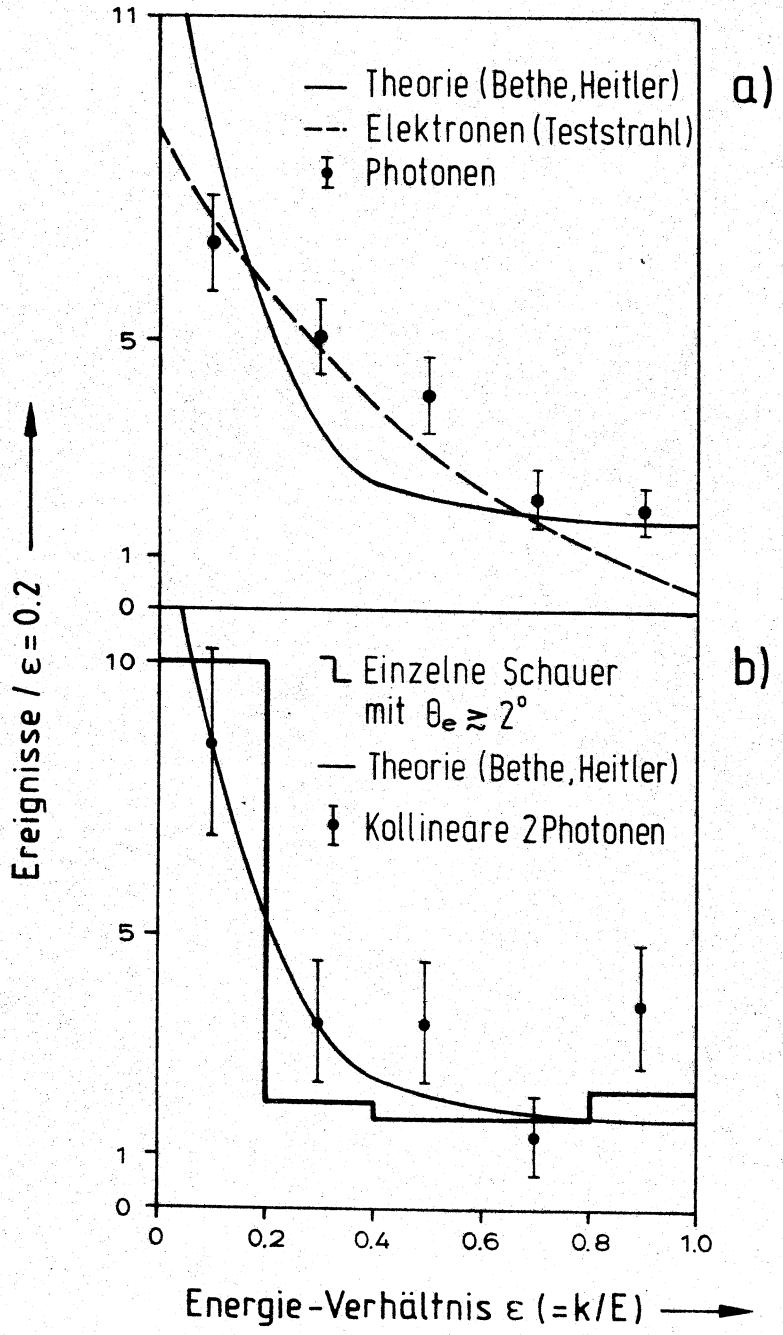
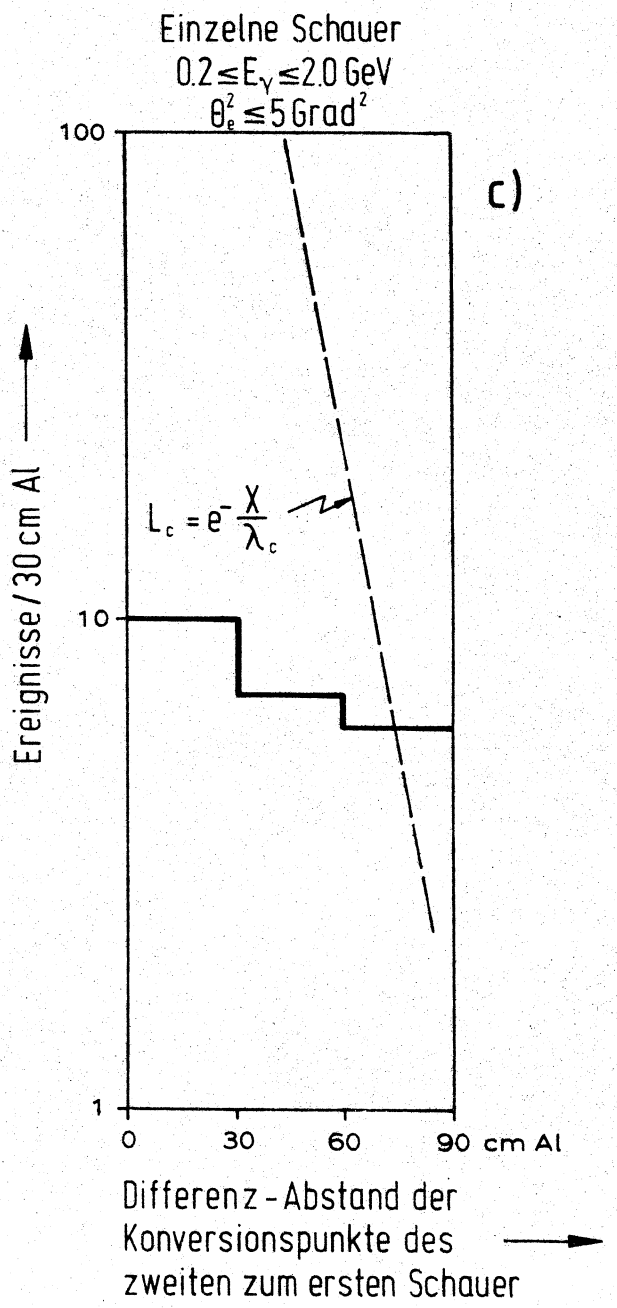

a)
Theorie (Bethe, Heitler)
Elektronen (Teststrahl)
Photonen
b)
Einzelne Schauer
mit $\theta_e \gtrsim 2°$
Theorie (Bethe, Heitler)
Kollineare 2 Photonen
Ereignisse / ε = 0.2
Energie-Verhältnis ε (= k/E)

Abb. 46


Einzelne Schauer
$0.2 \leq E_\gamma \leq 2.0$ GeV
$\theta_e^2 \leq 5$ Grad^2
c)
$L_c = e^{-\frac{X}{\lambda_c}}$
Ereignisse / 30 cm Al
cm Al
Differenz-Abstand der
Konversionspunkte des
zweiten zum ersten Schauer

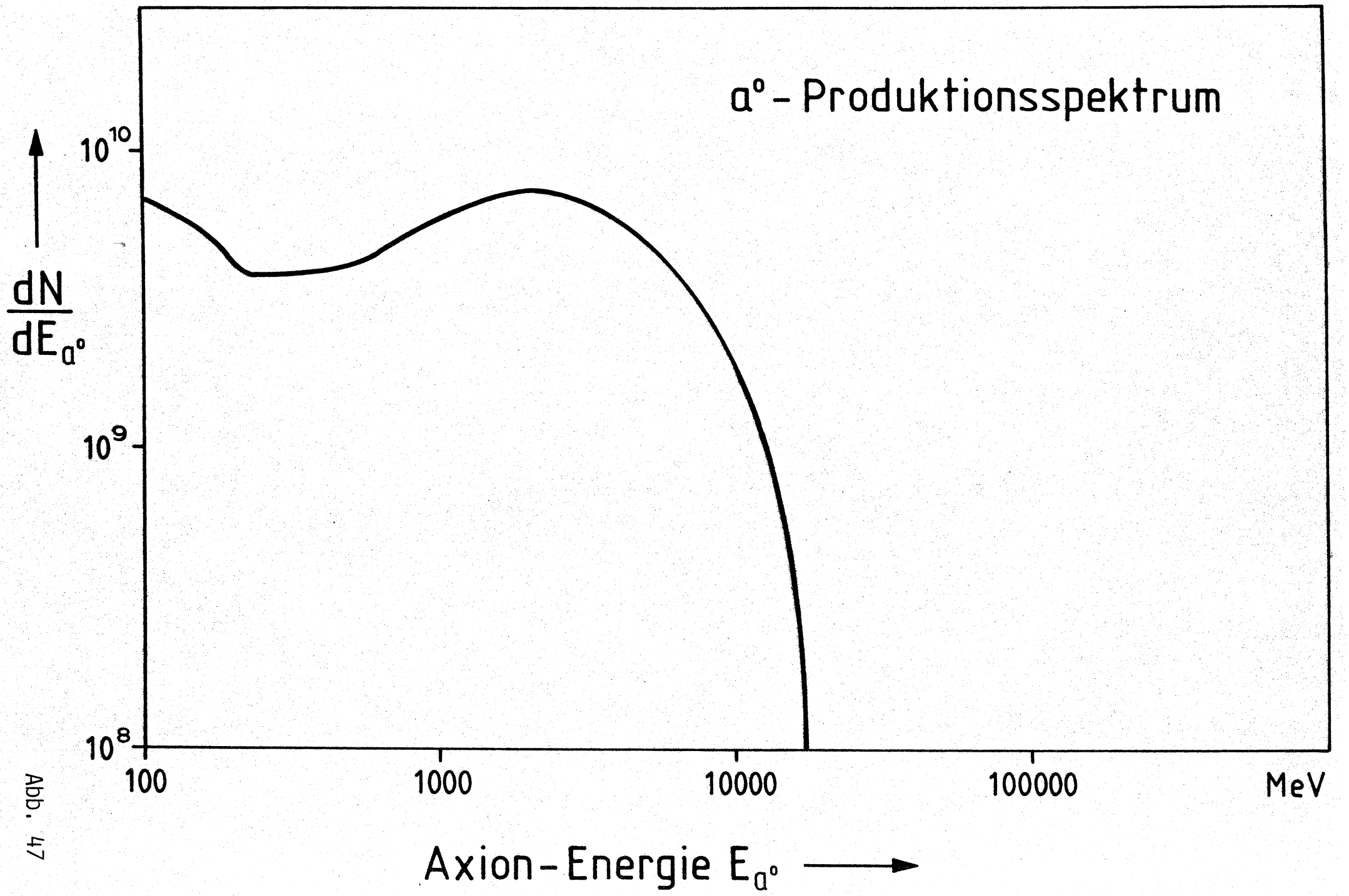

a°- Produktionsspektrum
dN/dE_a°
10^10
10^9
10^8
100
1000
10000
100000
MeV
Axion-Energie E_a°

Abb. 47

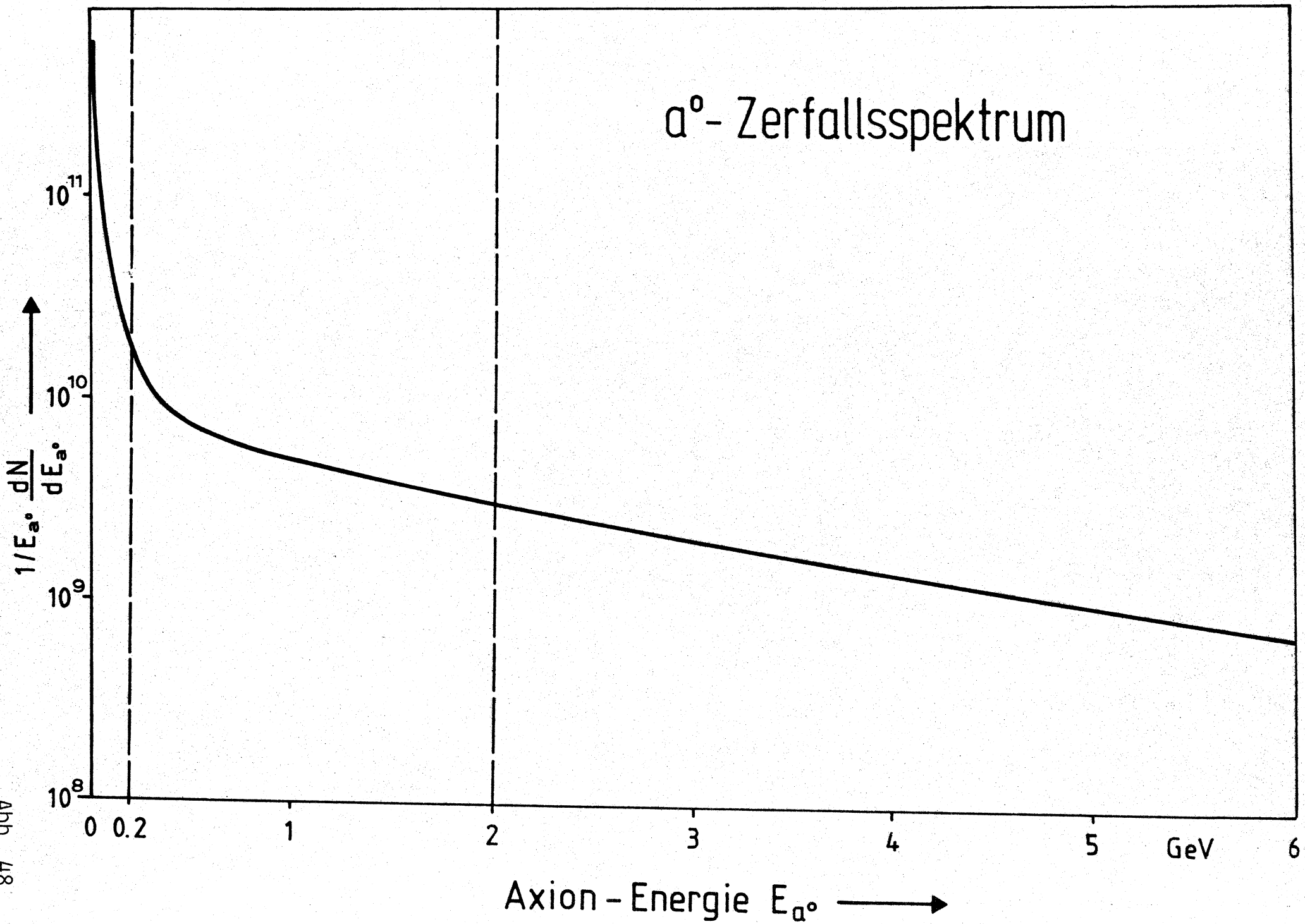

a°- Zerfallsspektrum
10^{11}
10^{10}
10^{9}
10^{8}
$1/E_{a^\circ} \frac{dN}{dE_{a^\circ}}$
0
0.2
1
2
3
4
5
GeV
6
Axion - Energie E_{a°

Abb. 48

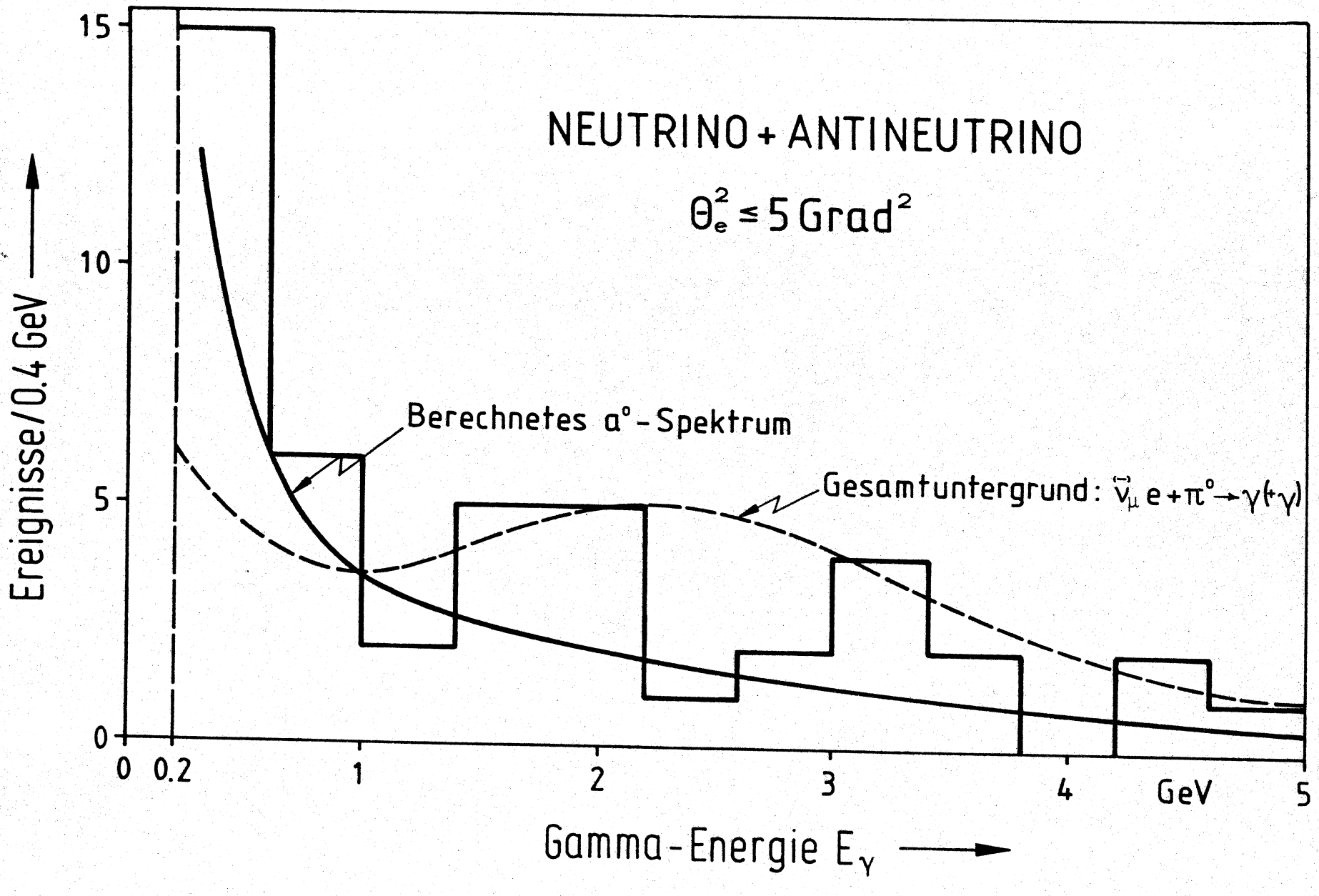

NEUTRINO + ANTINEUTRINO
$\theta_e^2 \leq 5\,\mathrm{Grad}^2$
Berechnetes a°-Spektrum
Gesamtuntergrund: $\bar{\nu}_\mu e + \pi^\circ \rightarrow \gamma(+\gamma)$
Ereignisse/0.4 GeV
Gamma-Energie E_γ
0
5
10
15
0
0.2
1
2
3
4
GeV
5

Abb. 49

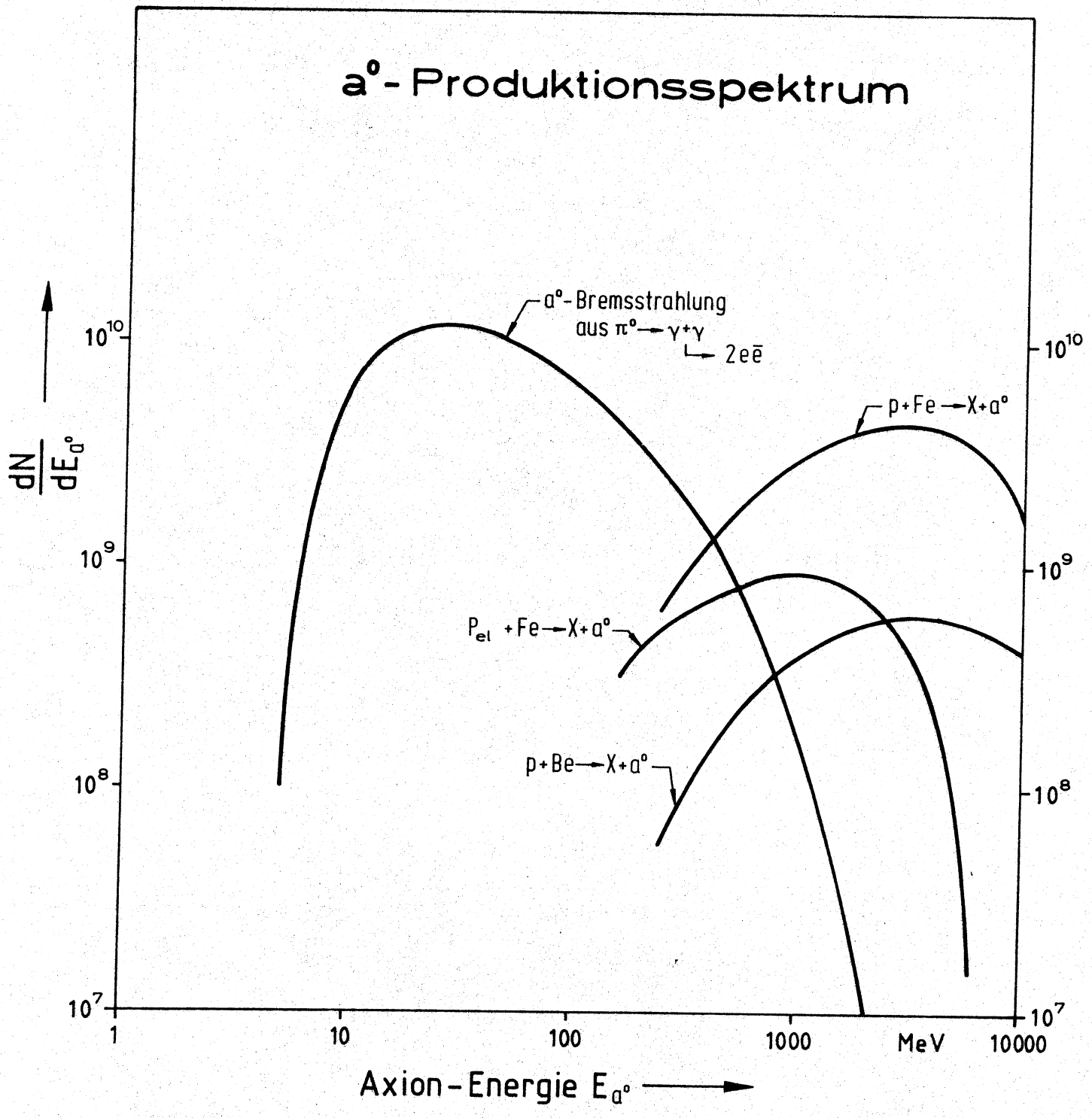

a°-Produktionsspektrum
a°-Bremsstrahlung
aus π°→γ+γ
└→ 2eē
p+Fe→X+a°
P_el +Fe→X+a°
p+Be→X+a°
dN/dE_a°
10^10
10^9
10^8
10^7
1
10
100
1000
MeV
10000
Axion-Energie E_a° ⟶

Abb. 50

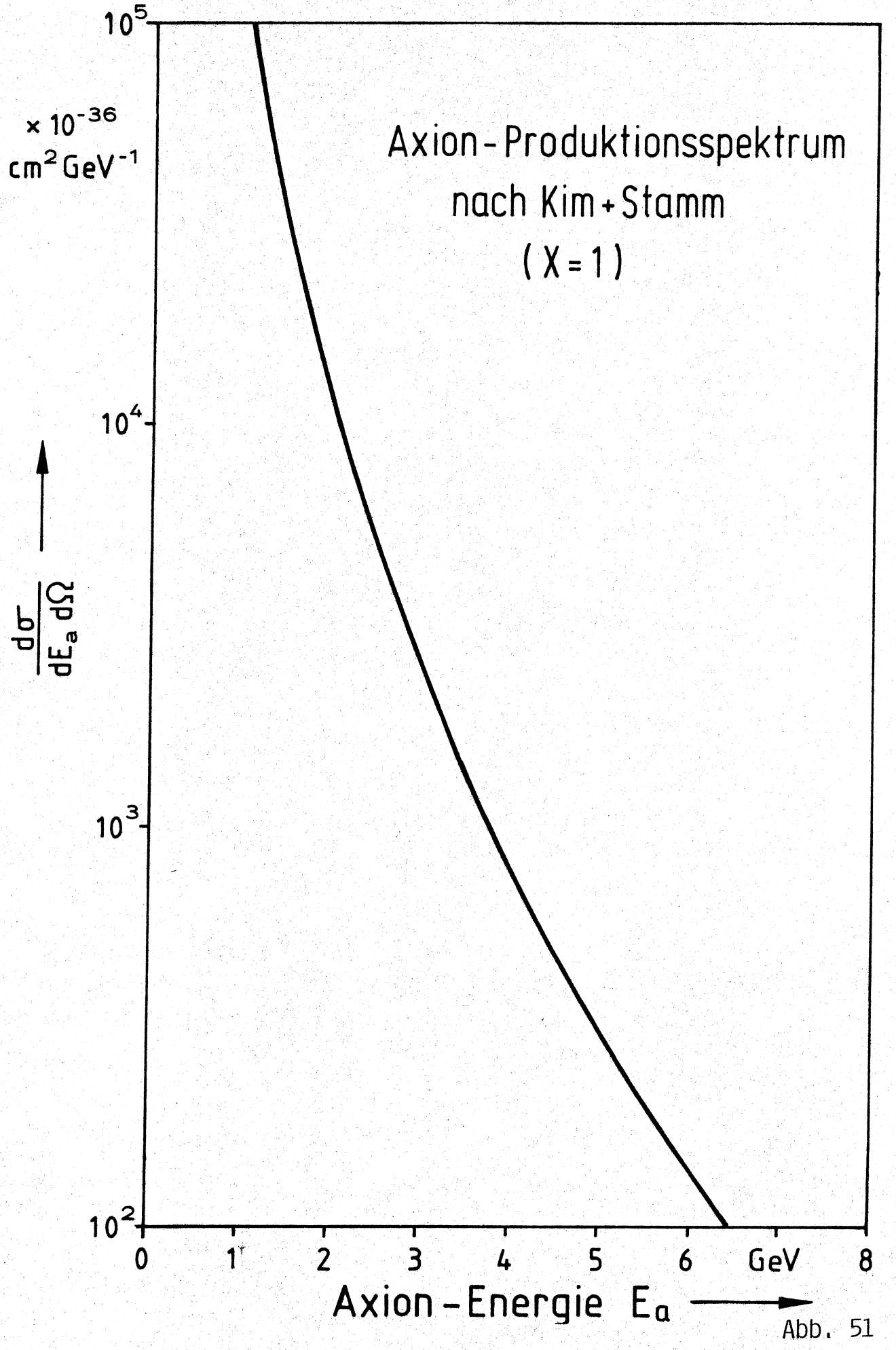

Axion-Produktionsspektrum
nach Kim+Stamm
(X=1)
10^5
$\times 10^{-36}$
$cm^2 GeV^{-1}$
10^4
10^3
10^2
$\frac{d\sigma}{dE_a\, d\Omega}$
0
1
2
3
4
5
6
GeV
8
Axion-Energie E_a

Abb. 51

Lebenslauf

Ich wurde am 12. März 1949 als Sohn des Ingenieurs Joachim de Witt und seiner Ehefrau Margarete, geb. Hartwig, in Bückeburg geboren. Ab 1956 besuchte ich die Volksschule in Osnabrück. 1960 wechselte ich auf das mathematisch-naturwissenschaftliche, neu- und altsprachliche Ratsgymnasium in Osnabrück, wo ich im Mai 1970 meine Reifeprüfung ablegte.

Im Wintersemester 1970/71 begann ich das Studium der Physik an der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen. Nach der Diplom-Vorprüfung begann ich zu Beginn des Jahres 1975 meine Diplomarbeit unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. H. Faissner am III. Physikalischen Institut A der RWTH Aachen mit dem Thema "Bestimmung des Untergrundes zur elastischen Streuung von Myonneutrinos an Elektronen".
Am 29. Juni 1977 beendete ich mein Studium mit der Diplom-Hauptprüfung.

Seit Juli 1977 bin ich wissenschaftlicher Angestellter des III. Physikalischen Institutes A von Herrn Prof. Dr. H. Faissner. Ich habe an der Durchführung und Analyse des Aachen-Padua - Funkenkammerexperiments im Neutrinostrahl des CERN-Protonsynchrotrons teilgenommen.