

Interner Bericht
DESY F35-74/1
September 1974

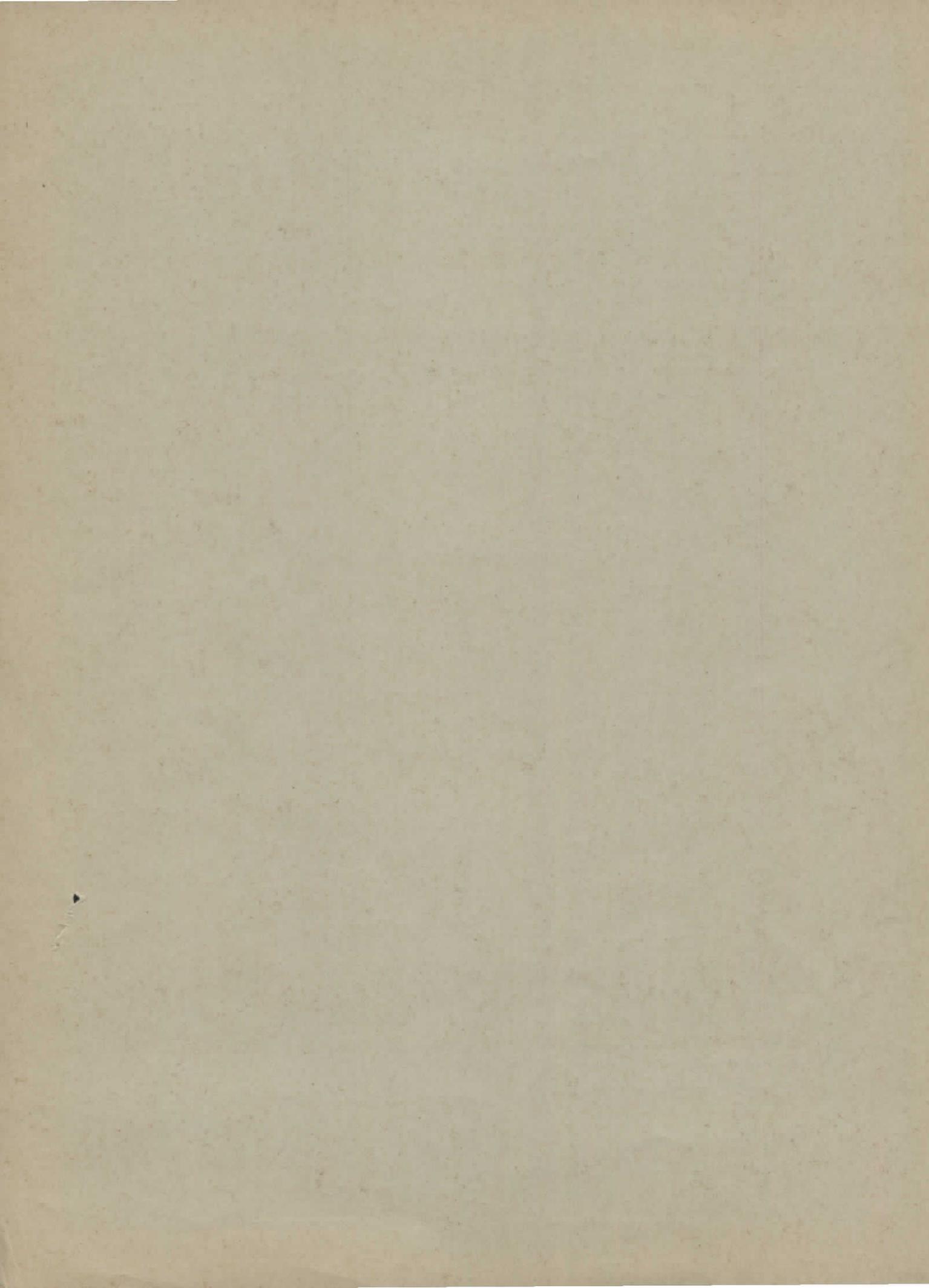
DESY-Bibliothek

29. OKT. 1974

Photoerzeugung von π^+ -Mesonen an einem polarisierten Target
bei Gammaenergien von 2.5, 3.4 und 5.0 GeV

von

B. Sonne



Photoerzeugung von π^+ -Mesonen an einem polarisierten Target
bei Gammaenergien von 2.5, 3.4 und 5.0 GeV

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Bernd Sonne
aus Enhorn

Genehmigt vom Fachbereich Physik der Universität Hamburg
auf Antrag von Prof.Dr. P.Schmüser,
Korreferent: Prof.Dr. H.Spitzer

Hamburg, den 12. Juli 1974

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen eines
Experiments, das von der Gruppe F 35 am Deutschen Elektronen-
Synchrotron DESY durchgeführt wurde.

Photoerzeugung von π^+ -Mesonen an einem polarisierten Target
bei Gammaenergien von 2.5, 3.4 und 5.0 GeV

Inhalt:

	Seite
1. Einleitung	1
2. Meßprinzip	3
2.1 Teilchennachweis bei der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$	3
2.2 Meßbereich	5
3. Anordnung des Experimentes	6
3.1 Der Gammastrahl	6
3.1.1 Energiedefinition	7
3.1.2 Intensitätsmessung	8
3.2 Das polarisierte Target	8
3.2.1 Prinzip der dynamischen Polarisation	9
3.2.2 Experimenteller Aufbau des polarisierten Targets	11
3.2.3 Strahlungszerstörung der Polarisation	17
3.3 Das Magnetspektrometer	18
3.3.1 Magnetsystem	18
3.3.2 Zählersystem	21
3.4 Der Neutronendetektor	21
3.4.1 Neutron-Zähler-Matrix	22
3.4.2 Eichung des Neutronzählers	23
3.5 Schnelle Elektronik	26
3.5.1 Spektrometer-Elektronik	26
3.5.2 Pion-Neutron-Koinzidenz	27
3.5.5 Zählratenkorrekturen	28
4. Datenaufnahme	30
4.1 Anschluss an eine PDP 8 I	30
4.2 Datenstruktur	32
4.3 Datenanalyse	32
5. Auswertung der Messungen	33
5.1 Flugzeitspektren	33
5.2 Kinematische Zuordnung der Spektren	35
5.3 Untergrundbeiträge	37
5.4 Korrekturen, systematische Fehler	41

	Seite
6. Ergebnisse	43
6.1 Targetasymmetrien	43
6.2 Wirkungsquerschnitte	47
7. Diskussion der Ergebnisse	48
7.1 Übersicht	48
7.2 Vergleich mit einem theoretischen Modell	53
8. Zusammenfassung	55
Anhang: 1. Dynamische Polarisierung	56
2. Messung des Polarisationsgrades	60
Abbildungsverzeichnis	64
Literaturverzeichnis	68
Danksagung	

1. Einleitung

Die Photoproduktion geladener π -Mesonen gehört zu den besonders interessanten Zweiteilchenreaktionen. Bei niedrigen Gammaenergien ist sie ausgedehnt untersucht worden, um die Eigenschaften der Pion-Nukleon-Resonanzen zu studieren.

Diese Experimente waren eine Ergänzung zu Messungen der Pion-Nukleon-Streuung.

Für höhere Energien stellt sich eine enge Verwandtschaft zwischen Photoreaktionen und rein hadronischen Reaktionen heraus, die in der Vektor-Dominanz-Hypothese ihren Ausdruck findet. Inelastische "Hadronreaktionen" wie $\gamma N \rightarrow \pi^\pm N$ sind insofern von grossem Interesse, weil sie eine Reihe experimenteller Möglichkeiten bieten, die Beschreibung der Reaktionen durch Teilchenaustausch im t-Kanal zu studieren. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ für die π^\pm -Photoproduktion zeigt ein sehr steiles Maximum in der Vorwärtsrichtung.⁺⁾ Es wird im allgemeinen durch einen Pion-Austausch in Zusammenhang mit anderen Termen, wie z.B. einem Nukleon-Pol in s-Kanal, erklärt. Tatsächlich zeigen auch andere "Pion-Austausch-Reaktionen" wie $np \rightarrow npe$ ein ähnlich ausgeprägtes Vorwärtsmaximum.

Bei den Photoproduktionsprozessen besteht weiter die Möglichkeit, durch Verwendung linear polarisierter γ -Quanten Aussagen über das Spin- und Paritätsverhalten eventueller t-Kanal-Austausch-Teilchen zu erhalten. Die durchgeführten Messungen zur Photonasymmetrie Σ stützen ebenfalls die Annahme eines Pion-Austausches bei kleinen Impulsüberträgen.

Aus dem Vergleich der π^+ - und π^- -Wirkungsquerschnitte im Impulsübertragungsbereich grösser als das Pionmassenquadrat kann man auf eine starke Interferenz zwischen isoskalaren und isovektoriellen Photonen schliessen. Im Vektor-Dominanz-Bild entspricht das einer ρ - ω -Interferenz, während im t-Kanal Austauscheteilchen verschiedener G-Parität (π - B, ρ - A_2) interferieren. Auch hier sind die Messungen mit polarisierten Photonen sehr nützlich, indem sie zeigen, dass die Interferenz vorwiegend auf einen Austausch mit den Quantenzahlen von ρ und A_2 zurückzuführen ist.

Über die Phasenbeziehungen der Teilchenamplituden, die für eine quantitative Aussage nötig sind, lassen sich mit den Messgrössen $d\sigma/dt$ und Σ

^{+) Ref.51,52)}

keine Angaben machen. In diese Grössen gehen nur die Absolutquadrate der paritätserhaltenen s-Kanal-Helizitätsamplituden ein. Sie entsprechen definierten Teilchenaustauschen im t-Kanal, z.B. $\Sigma = -1$ für reinen π -Austausch (s. Kap. 7).

Messungen der Asymmetrie T am polarisierten Target lassen sich demgegenüber viel schwerer modellunabhängig interpretieren, weil die Targetasymmetrie sehr kritisch von der relativen Stärke der Amplituden und deren Phasen abhängt. Für den Fall des Austausches eines einzelnen Teilchens ist T identisch Null, ebenso wenn nur Amplituden von austauschentarteten Teilchen an der Reaktion beteiligt sind.

Die bisherigen Messungen zu $T(\pi^+)$ für $k = 5$ und 16 GeV ¹⁾ zeigen, dass $T < 0$ ist, so dass mehrere Amplituden mit unterschiedlicher Phase zur Erklärung nötig sind. Weitere Messungen der Targetasymmetrie bei anderen Energien erscheinen sinnvoll, da man dadurch genauere Aussagen über Interferenzerscheinungen von Helizitätsamplituden erhalten kann. Das Vorzeichen von T sowie ihre Energie- und Winkelabhängigkeit liefern somit wichtige Testmöglichkeiten für spezielle Reggemodelle.

In dem vorliegenden Experiment ist die Targetasymmetrie der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ an senkrecht zur Streuebene polarisierten Protonen bestimmt worden. Diese Messungen fanden im Hochenergiebereich bei drei Gammaenergien $k = 2.5, 3.4$ und 5.0 GeV und in einem Impulsübertragungsband $0.1 \leq |t| \leq 1.25$ (GeV/c)² statt.

Besonders wichtig erscheint dieses Experiment im Hinblick auf die 3.4 GeV-Daten, da hier schon ausgedehnte Messungen zur Photonasymmetrie vorliegen, ^{3,4)}.

Nach der Erklärung des Meßprinzips (Kap. 2) wird ausführlich auf den experimentellen Aufbau (Kap. 3) eingegangen. Die Kap. 4) und 5) beschäftigen sich mit der Datennahme und der Auswertung, während in dem Kap. 6) die Ergebnisse aufgezeigt werden. Die Kap. 7) und 8) schliessen diese Arbeit mit einer Diskussion der Ergebnisse und einer Zusammenfassung ab.

2. Messprinzip

Für eine Zweikörperreaktion wie $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ ist es ausreichend, Winkel und Impuls eines Sekundärteilchens, z.B. des Pions, zu messen. Das geschieht hier in einem magnetischen Spektrometer. Im vorliegenden Fall wird zusätzlich das Rückstossnukleon nachgewiesen, indem die Flugzeit und -richtung des Neutrons gemessen werden.

Im Gegensatz zu einer Einarmmessung, in der nur ein Ausgangsteilchen nachgewiesen wird, liegt der wesentliche Vorteil einer Zweiarmmessung darin, dass die Koinzidenz beider Teilchen des Endzustandes eine saubere Abtrennung der Untergrundreaktionen (s.u.) ermöglicht.

Die Festlegung der Polarisationsrichtung \uparrow des Protons geschieht gemäss der Baseler Konvention:

Sei P der Polarisationsgrad, N = Zahl der Protonspins

$$P = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} \quad (1)$$

dann sind die Protonen positiv (negativ) polarisiert, je nachdem, ob die Mehrzahl ihrer Spins N_{\uparrow} (N_{\downarrow}) parallel (antiparallel) zum Normalenvektor $\vec{n} = (\vec{p}_{\gamma} \times \vec{p}_{\pi}) / |\vec{p}_{\gamma} \times \vec{p}_{\pi}|$ der Reaktionsebene (γ, π) gerichtet ist, Abb. 1).

Der π^+ -Photoproduktionswirkungsquerschnitt σ_0 an unpolarisierten Protonen setzt sich zusammen aus der Mittelung über die Wirkungsquerschnitte an polarisierten Protonen ($\sigma \hat{=} d\sigma/dt$):

$$\sigma_0 = \frac{1}{2} (\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}) \quad (2)$$

die Targetasymmetrie T ist definiert als

$$T = \frac{\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow}}{\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}} \quad (3)$$

Wie in Kap. 6.1 gezeigt wird, lässt sich die Targetasymmetrie bei Kenntnis der Polarisation auf eine Zählratenmessung zurückführen:

$$T = \frac{1}{|P|} \frac{Z_{\uparrow} - Z_{\downarrow}}{Z_{\uparrow} + Z_{\downarrow}} \quad (4)$$

2.1 Teilchennachweis bei der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$

Bei Benutzung eines kontinuierlichen Bremsspektrums werden die kinema-

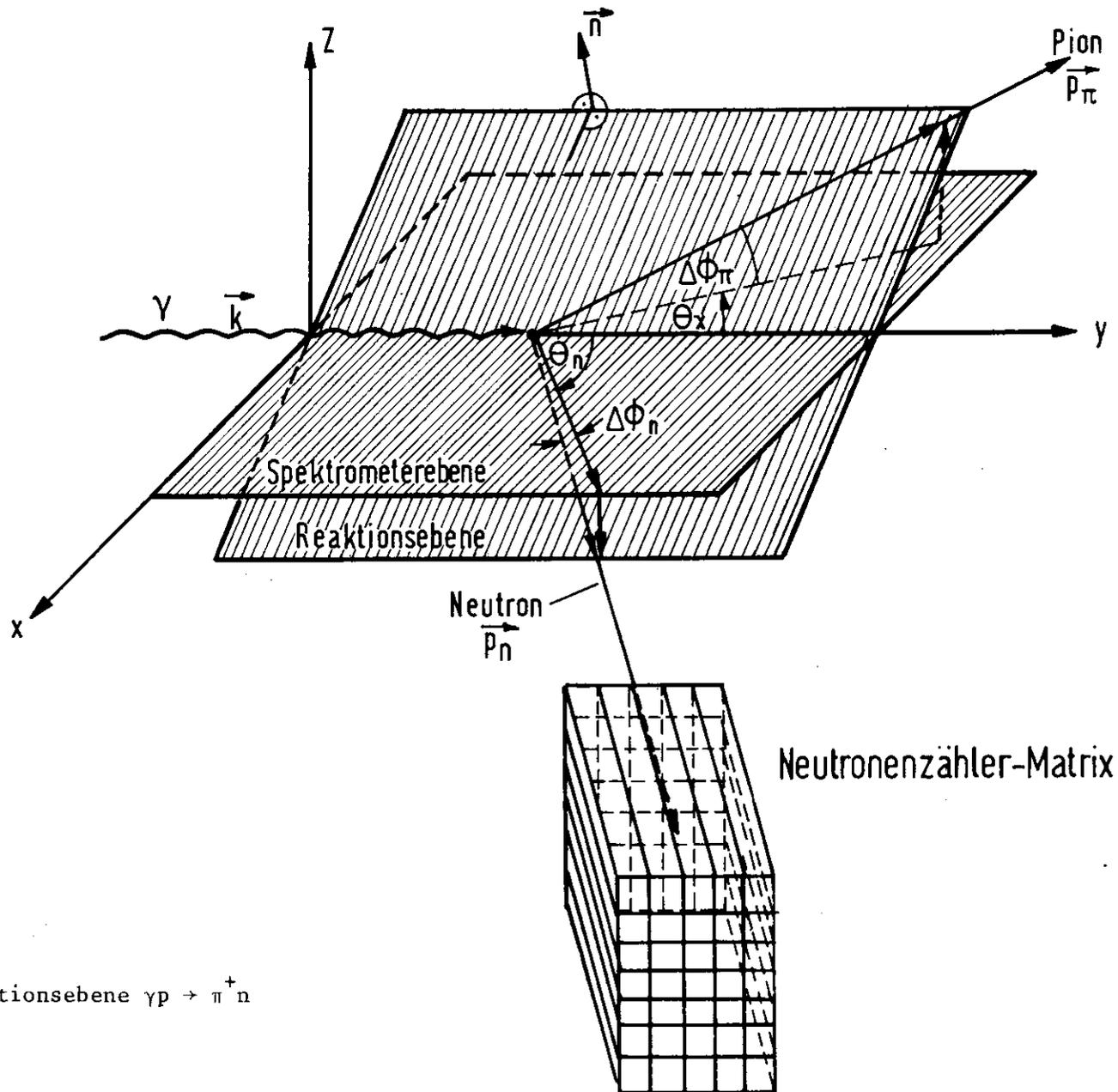


Abb. 1) Reaktionsebene $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$

tischen Daten dieser Reaktion durch Messung von Winkel und Impuls des Pions eindeutig bestimmt. Die Energie des primären γ -Quants lässt sich dann leicht berechnen:



aus Energie und Impulssatz ^{+))}

$$p_1 + p_2 = p_3 + p_4 \quad (6)$$

folgt

$$k = \frac{m_n^2 - m_\pi^2 - m_p^2 + 2m_p E_\pi}{2(m_p + |\vec{p}_\pi| \cos \theta_\pi - E_\pi)} \quad (7)$$

Der Impuls des Rückstossteilchens ist dann nach Betrag und Richtung festgelegt:

$$p_{nx} = -p_{\pi x}, \quad p_{ny} = k - p_{\pi y}, \quad p_{nz} = -p_{\pi z} \quad (8)$$

Der lorentzinvariante Viererimpulsübertrag ist gegeben durch

$$t = (p_1 - p_3)^2 = m_\pi^2 + 2k(|\vec{p}_\pi| \cos \theta_\pi - E_\pi) \quad (9)$$

Diese kinematischen Rechnungen gelten für reine Zweiteilchenreaktionen (Gl. 5). Mehrfachteilchenprozesse, deren einfachster



ist, müssen gesondert behandelt werden. Die Schwelle dieser Reaktion (Gl. 10) liegt im Vorwärtswinkelbereich für die Gammaenergie um etwa eine Pionmasse höher als wenn nur zwei Teilchen im Endzustand auftreten. Das ist gleichbedeutend damit, dass bei gleicher Gammaenergie der Impuls des geladenen Pions in (Gl. 10) um ≈ 140 MeV/c niedriger liegen muss.

Diesen Unterschied nutzt man zur Trennung beider Reaktionen aus: Obwohl das Energiespektrum des γ -Strahls kontinuierlich ist, lässt sich die π -Einfachproduktion (5) kinematisch von der Mehrfach- π -Erzeugung (Gl. 10)

^{+))} Die relativistischen Viererimpulse im Laborsystem sind:

$$\begin{aligned} p_1 &= (k, \vec{k}), \quad p_2 = (m_p, 0), \quad p_3 = (E_\pi, \vec{p}_\pi), \quad p_4 = (E_n, \vec{p}_n), \quad p^2 = E^2 - \vec{p}^2 = m^2, \\ \vec{p} &= (p_x, p_y, p_z), \quad \vec{k} = (0, k, 0), \quad \theta_\pi = \angle(\vec{k}, \vec{p}_\pi), \\ m_n^2 &= p_4^2 = (p_1 + p_2 - p_3)^2 \end{aligned}$$

abtrennen, wenn man sich auf γ -Energien K aus dem Intervall $K_{\max} - 140 \text{ MeV} \leq K \leq K_{\max}$ beschränkt. Dabei ist K_{\max} die Maximalenergie des Bremsstrahlungsspektrums (3.1) ("Bremskante"). Zur Festsetzung dieses Intervalls ist ein ausreichend auflösendes Spektrometer erforderlich (3.3), wobei sich die "Bremskante" etwa in der Mitte des Impulsbandes befindet. Da in diesem Experiment kein reines Wasserstofftarget verwendet wird, sondern zwecks Polarisation der Protonen ein Butanoltarget (C_4H_9OH) kommen zwei weitere Untergrundreaktionen hinzu: die Pionproduktion am Kohlenstoff und Sauerstoff:



Da das Verhältnis $C : O = 4 : 1$ beträgt und C_6^{12} und O_8^{16} ein vergleichbares Z besitzen, wird zur Vereinfachung die Reaktion am Sauerstoff wie eine, die am Kohlenstoff stattfindet, betrachtet.

Die π^+ -Produktion an den gebundenen Nukleonen des Kohlenstoffs erhöht die π^+ -Raten um einen Faktor 3-4 gegenüber denen an freien Protonen des Butanol. Während die Abtrennung der Mehrfachreaktionen (Gl. A0) auch nach dem "missing-mass"-Verfahren vorgenommen werden könnte, hilft bei einer Einarmmessung zur Eliminierung von (Gl. A1) nur eine ausführliche Untergrundmessung an den komplexen Kernen. Bei der in diesem Experiment vorliegenden Zweiarmmessung wird die Zählrate der π^+ -n-Koinzidenzen nicht wesentlich erhöht, da die Fermibewegung der im Kohlenstoffkern gebundenen Protonen zu einer breiten kinematischen Verteilung der Rückstossteilen führt. Die Untergrundreaktionen liefern nur einen kleinen Koinzidenzbeitrag von etwa 15% der π -n-Zählrate an freien Protonen.

2.2 Messbereich

Dieses Experiment wird bei drei verschiedenen Photonenergien vorgenommen: $K = 5.0, 3.4, 2.5 \text{ GeV}$. Es werden Messwerte für verschiedene Impulsüberträge aufgenommen, die zwischen $0.1 \leq |t| \leq 1.25 \text{ (GeV/c)}^2$ liegen. Die Wahl der Parameter erfolgte aus verschiedenen Gründen:

- a) $K = 5 \text{ GeV}$. Die schon vorliegenden Messungen ¹⁾ sollen im Bereich grosser Impulsüberträge ergänzt werden, um einen vorhergesagten möglichen Nulldurchgang der Targetasymmetrie ²⁾ zu prüfen; $.1 \leq |t| \leq 1.25 \text{ (GeV/c)}^2$.
- b) $K = 3.4 \text{ GeV}$. Hier soll durch Hinzufügen der Targetasymmetrie eine

weitere Information zwischen Amplituden ermittelt werden, da bei dieser Energie schon Aussagen zu anderen Observablen der Pion-Photo-
produktion existieren ^{3, 4)}, z.B. Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt$, Verhältnisse $R = \sigma(\pi^-)/\sigma(\pi^+)$ und Photonasymmetrie Σ ; $.1 \leq |t| \leq 1.14 \text{ (GeV/c)}^2$.

c) $K = 2.5 \text{ GeV}$. Diese Messungen schliessen an Experimente an, die im Resonanzbereich durchgeführt wurden ^{5, 6)} und sollen im Zusammenhang mit den anderen Energien (bis $K = 16 \text{ GeV}$ ¹⁾) eine mögliche Energieabhängigkeit der Targetasymmetrie aufzeigen; $.1 \leq |t| \leq .87 \text{ (GeV/c)}^2$.

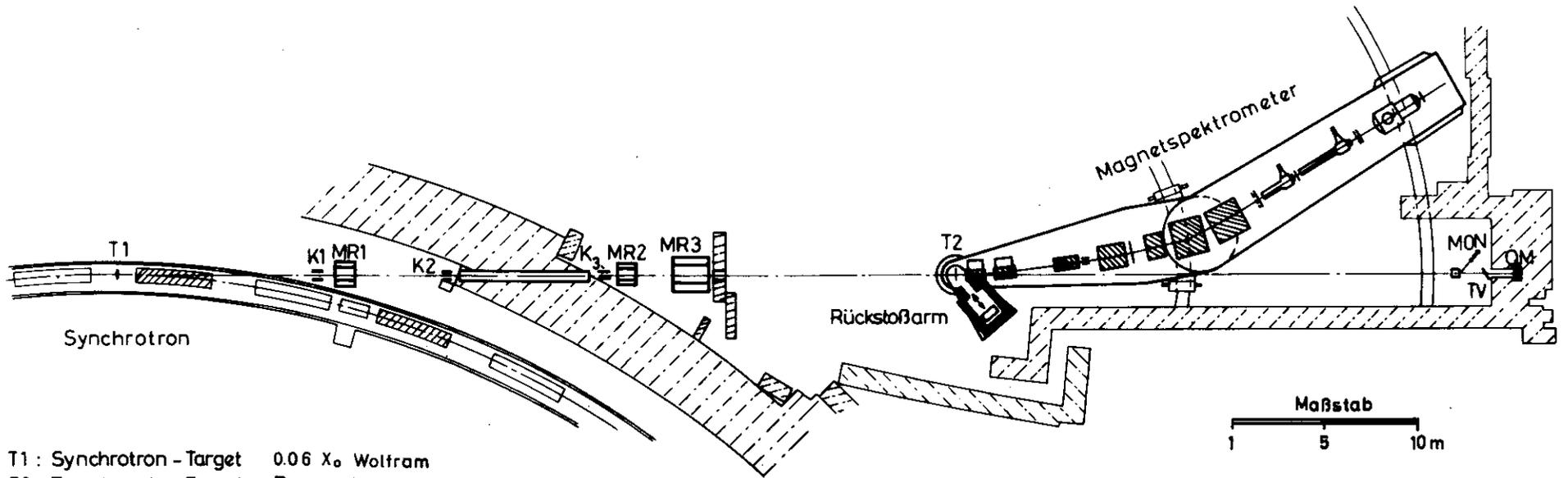
Der Messbereich ist zu kleinen $|t|$ -Werten wegen der geringen Neutronenergie ($|t| = .1 \text{ (GeV/c)}^2 \hat{=} E_n \approx 50 \text{ MeV}$) und hohen Schwelle ($\approx 9 \text{ MeV}$) des Neutronzählers (3.4.2) und der damit verbundenen kleinen Nachweiswahrscheinlichkeit beschränkt. Die Grenze für grosse Impulsüberträge wird durch den Schwenkbereich des Pionarms festgelegt; und es erscheint wegen des starken Abfalls des Wirkungsquerschnitts auch nicht sinnvoll, mit dieser Spektrometeranordnung über die oben angegebenen Werte hinauszugehen.

3. Anordnung des Experiments

Im folgenden soll der Aufbau der einzelnen Elemente des Experiments beschrieben werden. Der im Synchrotron erzeugte Gammastrahl (3.1) trifft auf das polarisierte Target (3.2). Die dabei entstehenden Pi^+ -Mesonen werden in einem Magnetspektrometer (3.3) nach Winkel und Impuls analysiert, während die Neutronen in Koinzidenz zum Pion im Rückstossarm (3.4) nachgewiesen werden. Die schnelle Koinzidenzelektronik wird in (3.5) abschließend behandelt.

3.1 Der γ -Strahl

Die im Synchrotron beschleunigten Elektronen werden im Bereich ihrer Maximalenergie mit Hilfe von gepulsten Magneten ("beam bump") auf ein Wolframtarget von 0.06 Strahlungslängen gelenkt (T1, Abb. 2). Die dabei entstehenden Photonen haben ein kontinuierliches Bremsspektrum. Der Strahl wird durch mehrere Kollimatoren begrenzt. Der ferngesteuerte Kollimator K1 beschränkt den Strahlquerschnitt am Target auf $17 \times 17 \text{ mm}^2$. Der Strahlhalo wird durch die Kollimatoren K2 ($9 \times 9 \text{ mm}^2$) und K3 ($17 \times 17 \text{ mm}^2$) eingeschränkt, während geladene Teilchen mittels der Reinigungsmagnete MR1 und



- T1 : Synchrotron - Target 0.06 X₀ Wolfram
 T2 : Experimente - Target Butanol
 K_{1,2,3}: Kollimatoren
 MR_{1,2,3}: Reinigungsmagnete
 QM: Quantameter
 TV: Fernseh-Kamera

Aufbau des Experimentes (schematisch)

Abb. 2) Aufbau des Experiments: Gammastrahl und Spektrometer

MR2 entfernt werden. Die Strahlposition wird mit Hilfe einer vor dem Quantameter QM angebrachten Fernsehkamera TV sowie photographischen Aufnahmen überwacht.

3.1.1 Energiedefinition

Die Energie der Elektronen ist durch die zeitliche Abhängigkeit des Führungsmagnetfeldes am Synchrotron bestimmt. Um über einen Zeitbereich von einigen Millisekunden eine konstante Endenergie zur Erzeugung des Bremsspektrums zu erhalten, arbeitet das Synchrotron im sog. Flat-Top-Betrieb⁷⁾. Hierzu wird dem 50 Hz-Magnetfeld eine 200 Hz-Komponente überlagert, wodurch über einen gewissen Zeitraum ein flaches Dach im Feldverlauf entsteht, Abb. 3).

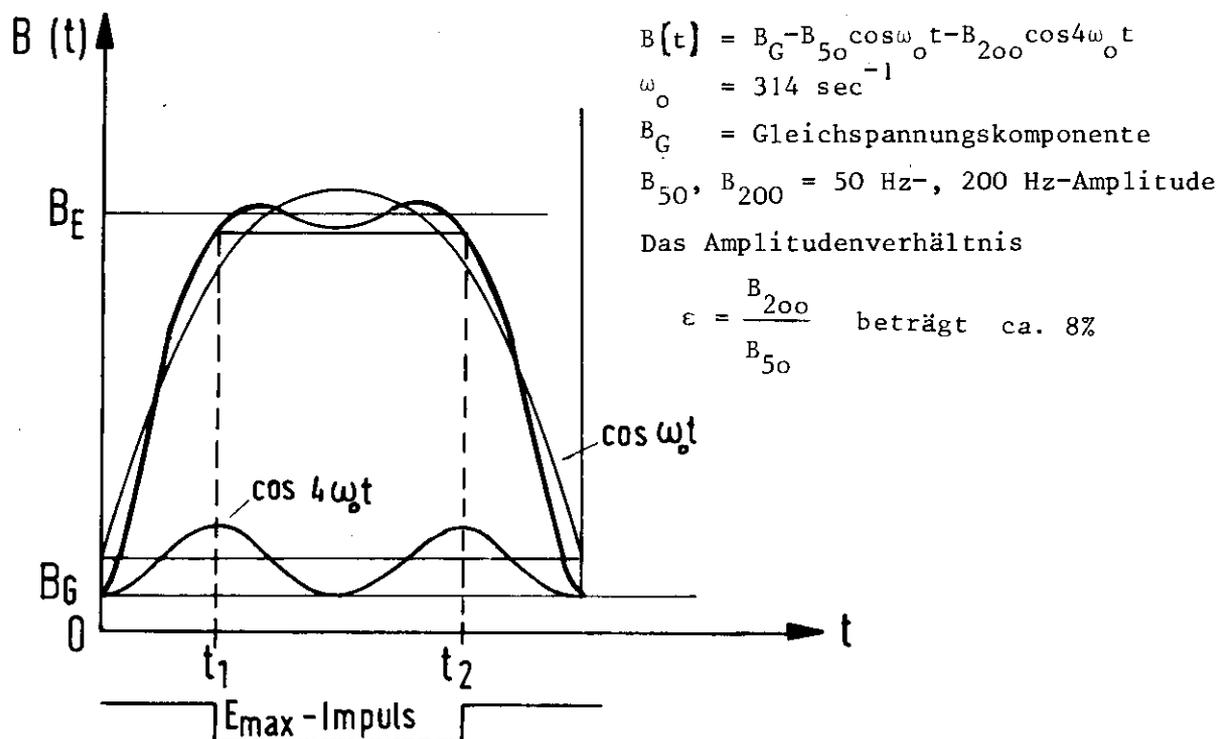


Abb. 3) Zeitliche Änderung des Magnetfeldes beim "Flat-Top"-Betrieb

Eine Torschaltung (E_{\max} - Impuls) zeigt an, dass sich während des Strahlimpulses $\Delta t = t_2 - t_1$ die ausnutzbare Maximalenergie um weniger als $\pm 0.25\%$ vom Mittelwert B_E geändert hat. Δt hat eine Dauer von ca. 3.2 msec,

innerhalb dieser Zeit ist die schnelle Elektronik geöffnet.

3.1.2 Intensitätsmessung

Die Gesamtenergie des Photonenstrahls wird mit einem gasgefüllten (90% He, 10% Ne) Quantameter ⁸⁾ gemessen:

$$E_{\text{ges}} = \int_0^{k_{\text{max}}} kN(k)dk = Q \cdot N_Q \quad (12)$$

mit

$N(K)$ = Zahl der γ -Quanten im Bereich K und $K + \Delta K$ (Form des Bremsspektrums)

K_{max} = Maximalenergie des γ -Strahls ("Bremskante")

Q = gemessene Gesamtladung

N_Q = Eichkonstante = $1,83 \cdot 10^{19}$ MeV/Coul

Eine oft benutzte Grösse für die Photonenintensität ist die Zahl der "effektiven Quanten", die man gemäss der Beziehung

$$Q_{\text{eff}} = \frac{E_{\text{ges}}}{k_{\text{max}}} = \frac{Q \cdot N_Q}{k_{\text{max}}} \quad (13)$$

erhält. Q_{eff} kennzeichnet also die Anzahl von Quanten der Maximalenergie k_{max} , die die gleiche Gesamtenergie wie das aufintegrierte Bremsspektrum haben. Für eine Asymmetriemessung sollte man zur Herabsetzung von systematischen Fehlern darauf achten, dass für beide Polarisationsrichtungen etwa die gleiche Zahl von eff. Quanten gemessen wird: dadurch wird der jeweilige Polarisationsgrad gleich gewichtet.

Die Intensitätsverteilung des Strahlprofils über das polarisierte Target wird von Zeit zu Zeit mit vom Strahl belichteten Silberphosphatgläsern photometrisch ausgemessen.

Die Zahl der eff. Quanten/sec beträgt etwa $1-2 \cdot 10^{10}$ /sec bei einem Elektronenstrom im Synchrotron von 20 mA und einem Quantameterstrom von $0.5 \cdot 10^{-5}$ A.

3.2 Das polarisierte Target

Das für dieses Experiment verwendete polarisierte Target wurde bei DESY gebaut und schon zu anderen Experimenten benutzt ⁹⁾. Es geht auf eine Entwicklung bei CERN zurück und entspricht dem Saclay-Target von Roubeau ¹⁰⁾. Als Targetsubstanz wird Butanol verwendet, dessen freie Protonen durch

Einstrahlung einer Hochfrequenz von 70 GHz in einem Magnetfeld von 2,5 Tesla "dynamisch polarisiert" werden (3.2.1). Die Kühlung der Substanz auf 1°K geschieht mit einem He⁴-Kryostaten (3.2.2). Der Polarisationsgrad wird durch eine Protonenresonanz-Messung (NMR) ermittelt (3.2.3). In Abschnitt (3.2.4) schliesslich finden sich einige Angaben zur Depolarisation durch die Bestrahlung.

3.2.1 Prinzip der dynamischen Polarisation

Ein hoher Polarisationsgrad drückt bei vorgegebener Messzeit den statistischen Fehler drastisch herunter; denn der statistische Fehler ΔT der Asymmetrie ist näherungsweise gegeben durch

$$\Delta T = \frac{1}{|P|} \frac{1}{\sqrt{Z_{\uparrow} + Z_{\downarrow}}} \quad (14)$$

anders ausgedrückt: bei vorgegebenen ΔT erfordert die Erhöhung des Polarisationsgrades um einen Faktor 2 nur ein viertel der Zählrate (Messzeit) gegenüber der ursprünglichen.

Der Polarisationsgrad P ist definiert als Quotient aus Differenz und Summe der Besetzungsdichten der beiden Spineinstellungen (Gl. 1):

$$P = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} = \frac{N_{\uparrow}/N_{\downarrow} - 1}{N_{\uparrow}/N_{\downarrow} + 1} \quad (15)$$

Im Falle der statischen (natürlichen) Polarisation in einem Magnetfeld H_0 befinden sich die Spineinstellungen im thermischen Gleichgewicht (Boltzmann-Verteilung):

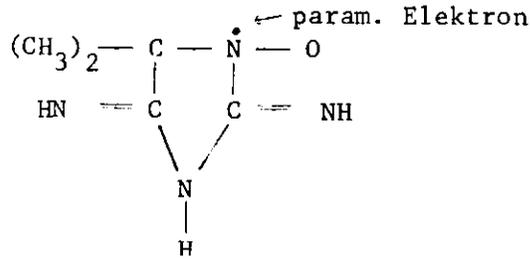
$$N_{\uparrow}/N_{\downarrow} = \exp(-\Delta E/kT) \quad (16)$$

mit $\Delta E = 2\gamma H_0 = \hbar\omega$, $\gamma = g_{e,p} \mu_B$ = gyromagn. Verhältnis für $\left\{ \begin{array}{l} \text{Elektronen } e \\ \text{Protonen } p \end{array} \right.$

$$\text{also } P = \tanh(\gamma H_0 / kT) = \begin{cases} -93\% \text{ f. freie Elektronen} \\ +.25\% \text{ f. freie Protonen} \end{cases} \quad (17)$$

bei 1°K und 2.5 T.

In dem z.Zt. erfolgreichsten Verfahren, die Protonenpolarisation für Asymmetriexperimente in eine nennenswerte Grössenordnung zu bringen, werden die Protonen "dynamisch polarisiert". Das hier verwendete Butanol (C₄H₉OH) liefert die freien Protonen. Die zur dynamischen Polarisation benötigten freien Elektronen erhält man durch Zusatz der paramagnetischen Substanz Porphyrexid (Fa. Fluka) mit der Strukturformel



Die wichtigsten Eigenschaften der Targetsubstanz seien kurz angeführt:

- 95 Gew% Butanol, 5 Gew% Wasser, Porphyrin gesättigt gelöst
- Verhältnis freie / gebundene Protonen ca. 1 : 3,2
- Verhältnis freie / gesamte Zahl der Protonen ca. 1 : 4,2 = κ
- Verhältnis paramagnetische Elektronen / freie Protonen ca. 1 : 10³
- Dichte Butanol ρ (293°K) ≈ 0.81 g/cm³, ρ (1°K) ≈ 0.88 g/cm³
- Elektron-Resonanzfrequenz $\omega_e / 2\pi = 70 \text{ GHz}$ bei 2,5 T
- Proton-Resonanzfrequenz $\omega_p / 2\pi = 106 \text{ MHz}$ bei 2,5 T

Das starke Magnetfeld $H_0 = 2,5 \text{ T}$ und das grosse Verhältnis der Landé-faktoren $g_e / g_p = \omega_e / \omega_p \approx 660/1$ führen zu folgender Energieaufspaltung mit den Übergängen W_1 bis W_4 (Abb. 4), $\uparrow\uparrow \cong e$, $\uparrow \cong p$,

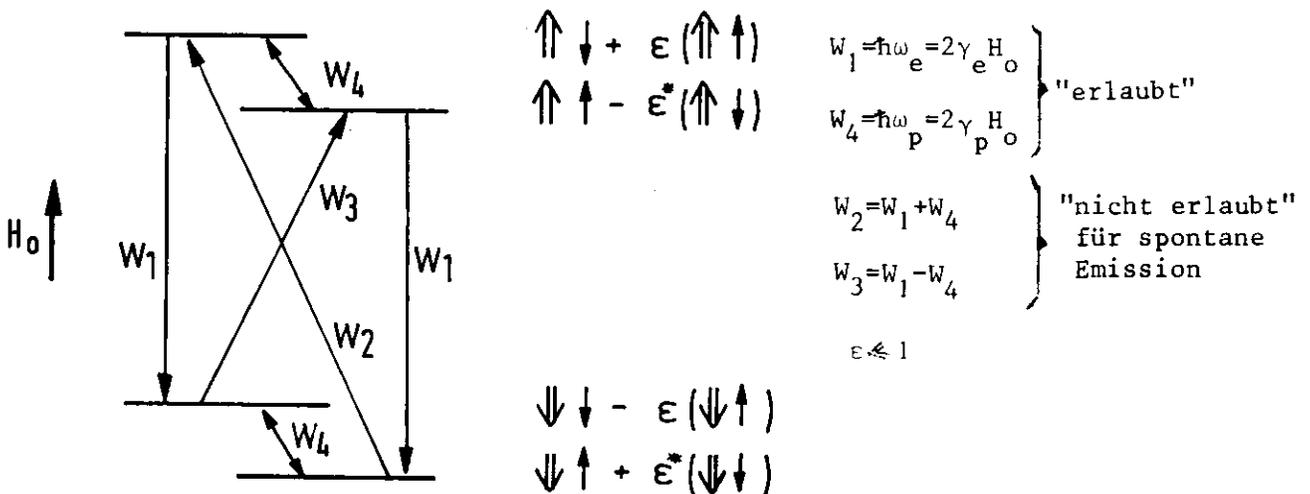


Abb. 4) Termschema zur dynamischen Polarisation

Durch Einstrahlung einer Hochfrequenz, die z.B. der Anregung des Niveaus $W_3 = (\hbar\omega_e - \hbar\omega_p)$ entspricht, und anschliessendem Übergang W_1 findet eine

Änderung der Besetzungsdichten der Protonspins statt. Ein zweimaliges Umklappen des Elektronenspin ist nur von einem Protonspin-Flip begleitet; während N_{\downarrow} sinkt, nimmt N_{\uparrow} und damit der Polarisationsgrad zu. In umgekehrtem Verhältnis ändern sich die Zahlen N_{\uparrow} und N_{\downarrow} , wenn man mit der Frequenz $\omega_e + \omega_p$, entsprechend dem Niveau W_2 , einstrahlt. Die Polarisationsrichtung wird hierbei umgedreht, und der Absolutwert des Polarisationsgrades steigt ebenfalls. Aus Stabilitätsgründen ist es nicht zweckmässig, statt Änderung der Frequenz das Magnetfeld umzupolen, wodurch ebenso die Polarisationsrichtung gewechselt werden könnte. Im Anhang 1) wird noch ausführlicher auf den Mechanismus der "dynamischen Polarisation" eingegangen. Man erreicht nach diesem Verfahren mit dieser Targetsubstanz einen Polarisationsgrad von maximal $|P| \approx 35\%$.

3.2.2 Experimenteller Aufbau des polarisierten Targets

a) Magnetfeld

Bei dem Magneten (Abb. 5) handelt es sich um einen ähnlichen Typ wie er bei CERN verwendet wurde. Das Magnetfeld wird durch einen C-förmigen Eisenmagneten erzeugt, dessen konzentrische, konusförmige Polschuhe aus Kobalt bestehen, mit einem Abstand zwischen den Polschuhen von 67 mm. Der Gammastrahl wird durch ein Loch im Eisenjoch auf das im Magnetmittelpunkt befindliche Target geschossen. Die Sekundärteilchen können den grossen Öffnungsbereich des Magneten ungehindert verlassen:

horizontal in $\pm 140^\circ$ und vertikal in $\pm 30^\circ$.

Das Magnetfeld steht senkrecht zur Reaktionsebene und hat bei einem Strom von 576 A eine Stärke von 2,5 T. Für die optimale Polarisation ist eine aussergewöhnlich hohe Feldhomogenität erforderlich. Sie wird bewirkt durch die spezielle Bearbeitung der Polschuhe, so dass im Bereich des Targetvolumens von $17 \times 17 \times 40 \text{ mm}^3$ die relative Inhomogenität $\Delta B/B < 2 \cdot 10^{-4}$ beträgt.

Die Konstanz des Stromversorgungsgerätes (Fa. Autola) liegt ebenfalls bei ca. 10^{-4} .

Ausserhalb des Zentrums fällt das Magnetfeld rasch ab. Es ist rotations-symmetrisch zur vertikalen Achse. Die zur Berechnung des Ablenkungswinkels geladener Teilchen durch den Magneten benötigte integrierte Feldlänge hat einen Wert von

$$\int_0^{\infty} B dl = .432 \text{ Tm.}$$

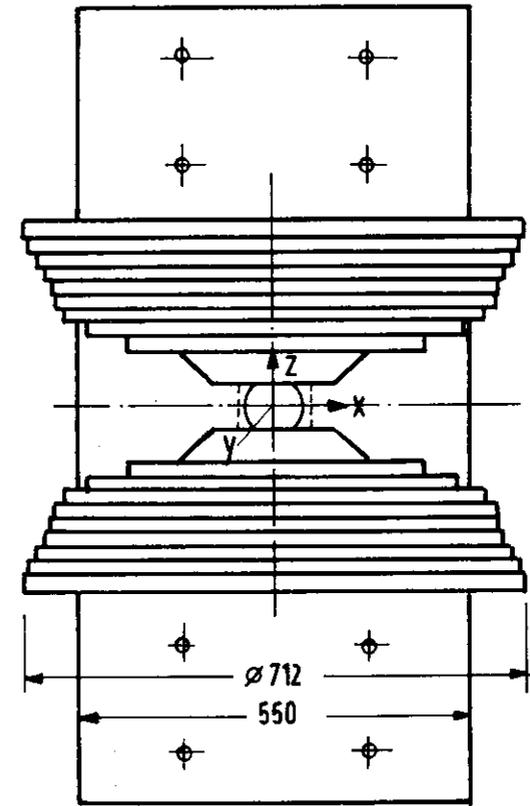
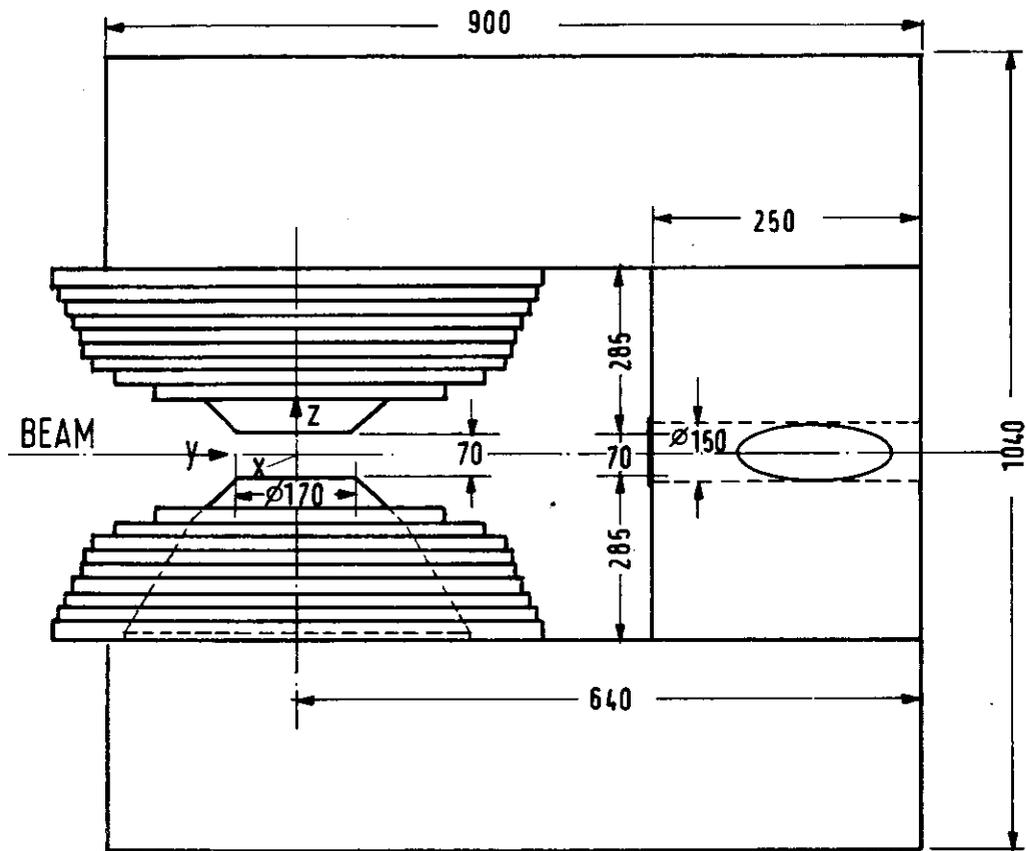


Abb. 5) Schnittzeichnung des Targetmagneten, Typ PT6 (CERN)

b) Kryostat

Die in der Kavität (Abb. 6) befindliche Targetsubstanz wird in einem Kryostaten auf eine Betriebstemperatur von 1°K gebracht. Aus der Druck-Temperatur-Abhängigkeit (Abb. 7) von flüssigem He^4 ersieht man,⁴⁹⁾ dass bei einem Dampfdruck von 0.1 Torr eine Temperatur von 1°K herrscht. Das Prinzip dieses sogenannten "continuous flow" Kryostaten¹⁰⁾ soll hier kurz erläutert werden.

Der Polarisationsgrad und damit die Temperatur sollen über das ganze Targetvolumen möglichst homogen sein. Deshalb wird das Target aus kleinen Kügelchen von $\approx 2 \text{ mm } \varnothing$ hergestellt. Der experimentell ermittelte Füllfaktor beträgt $\eta \approx 62\%$ (s.a. Kap. 6.2) gegenüber einem grösstmöglichen von 74% (dichteste Kugelpackung). Sie schwimmen in einem He^4 -durchflossenen Bad. Im Gleichgewichtszustand fliesst über eine vakuumisolierte Transferleitung flüssiges He^4 in einen Separator zur Trennung von Gas- und Flüssigkeitsphase. Das Gas durchströmt ein spiralförmiges Kupferrohr und kühlt die Innenwand des Kryostaten vor. Die flüssige Phase (4.2°K) wird in einem Wärmetauscher auf 1.7° abgekühlt, wo das inzwischen superflüssig gewordene Helium über ein den Fluss kontrollierendes Nadelventil in die Kavität fliesst. Durch Abpumpen auf 0.1 Torr kühlt es sich und damit die von ihr umspülte Targetsubstanz auf 1°K ab. Das abgepumpte Gas kühlt ebenfalls die Innenseite des Kryostaten sowie die Aussenwände des Wärmetauschers im Gegenstromverfahren.

Die Temperatur wird aus dem über der Kavität stehenden Dampfdruck mit Hilfe eines Thermotrons (Fa. Alcatel) bestimmt.

Der Kryostat ist nach aussen durch einen Vakuummantel wärmeisoliert. Zur Herabsetzung des vom γ -Strahl an den Wänden erzeugten Teilchenuntergrunds werden diese im Bereich des Strahleinschusses so dünn wie möglich gehalten:

- Septum: 30μ Cu-Blech
- Cavität: $2 \times 25\mu$ Cu-Blech
- Innennase: $2 \times 0.1 \text{ mm}$ Edelstahl
- Wärmeschild: 2 Fenster aus 10μ Al-Folie
- Aussennase: 2 Fenster aus 70μ Mylarfolie

Mit diesem Kryostatensystem lässt sich im Dauerbetrieb eine Temperaturkonstanz von $\pm 0.01^{\circ}\text{K}$ erreichen¹⁴⁾. Das Pumpsystem der Rootspumpen (Fa.

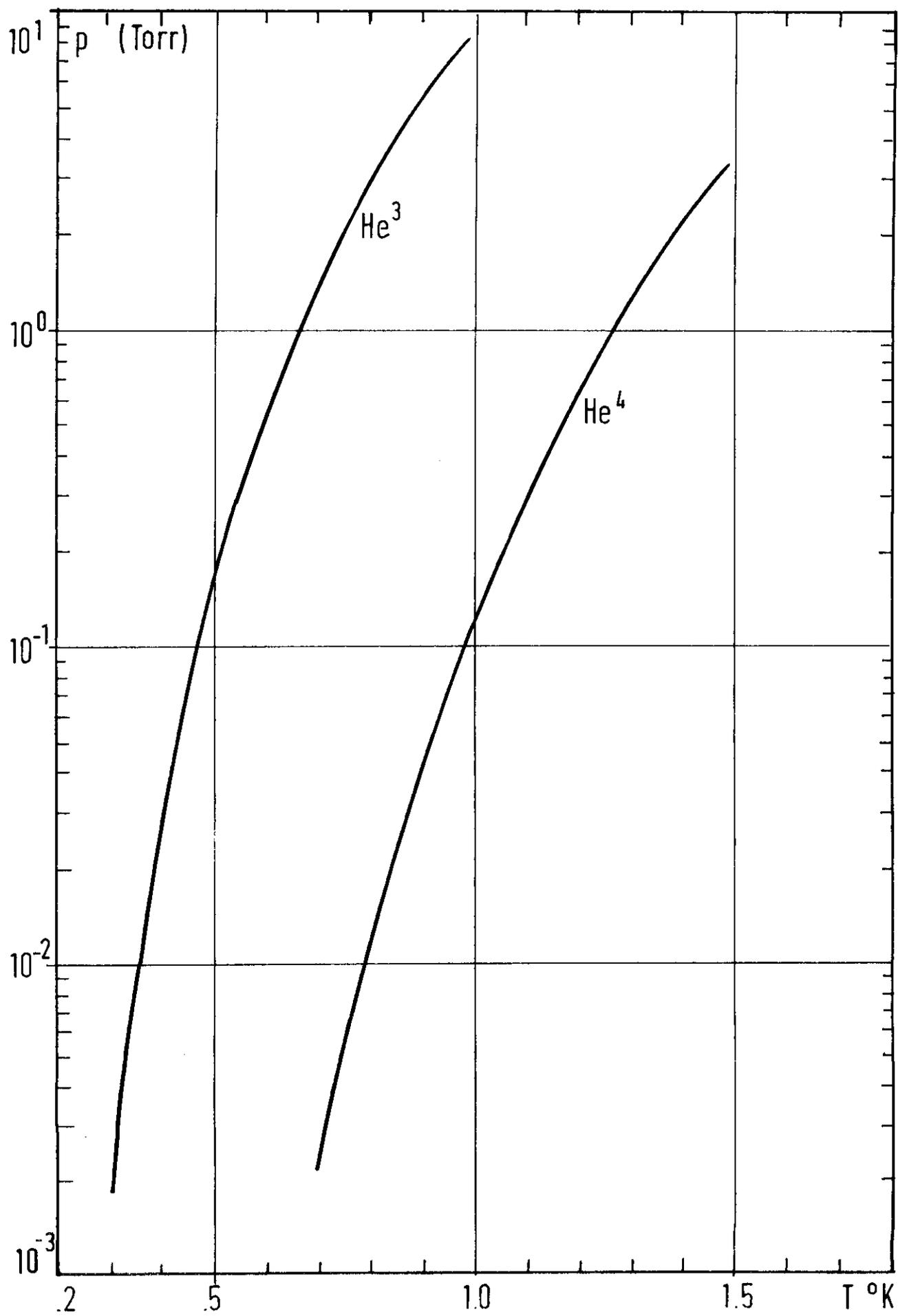


Abb. 7) Dampfdruckkurve von He^3 und He^4

Alcatel) hat eine Leistung von $8400 \text{ m}^3/\text{h}$. Der Verbrauch an flüssigem He^4 liegt bei 1.4 l/h . Der Kryostat liefert eine Kühlleistung von 1.5 W bei 1°K . Sie ist zur Abführung der Wärme erforderlich, die hauptsächlich durch die Hf-Einstrahlung (ca. 1 W) hervorgerufen wird.⁺⁾

Die Belastung durch den Gammastrahl beläuft sich auf ca. 2 mW , wenn man in CH_2 den Paarzeugungswirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{tot}} \approx 0.5 \text{ barn}$ ⁵⁰⁾ einen Energieverlust von $\Delta E/\Delta x \approx 2 \text{ MeV/cm}$, $2 \cdot 10^{10} \text{ Qeff/sec}$ und eine untere Abschneidegrenze des Gammastrahls $K_{\text{min}} \approx 500 \text{ MeV}$ zugrunde legt.

c) HF- und NMR-System

Zur Erzeugung der Hochfrequenz wird als Mikrowellenoszillator ein Carcinotron Typ CO-40-B (Fa. Thomson-CSF) verwendet. Es arbeitet in einem abstimmbaren Frequenzbereich von $69\text{--}71 \text{ GHz}$ und bestreicht damit ein Intervall, das wesentlich grösser als der Bereich $\omega_e \pm \omega_p$ ist. Die Ausgangsleistung beträgt 15 W . Eine auf $\pm 0.5^\circ$ konstante Wasserkühlung und ein stabilisiertes Stromversorgungsgerät mit einer Genauigkeit von $5 \cdot 10^{-5}$ (Fa. Siemel) bewirken eine Frequenzstabilität von $10^{-4} \approx 7 \text{ MHz}$. Hierbei muss eine Abschirmung gegen störende variable Magnetfelder $> 5 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ gegeben sein. Über $4 \times 8 \text{ mm}^2$ Hohlleiter wird die HF in die Kavität ("multi-mode" Hohlraumresonator) eingestrahlt. Die Intensität wird mit einem variablen Abschwächer so geregelt, dass die an die Kavität abgegebene Leistung (ca. 1 W) einerseits zur Sättigung der Polarisation ausreicht, andererseits aber nicht zu einer zu grossen Temperaturerhöhung im Kryostaten führt. Der Energierückfluss in das Carcinotron wird mit einem an seinem Ausgang befindlichen Ferritisolator verhindert.

Die Einstellung der optimalen Resonanzfrequenz $\omega_e \pm \omega_p$ erfolgt durch Regelung der Anodenspannung des Carcinotrons im Bereich von $\pm 2.5\%$. Das mit der Protonresonanz-Apparatur (s.u.) gemessene Polarisationsignal

⁺⁾ Die Kühlleistung eines bei DESY im Bau befindlichen He^3 -Kryostaten beträgt etwa 150 mW bei einer Temperatur von 0.5°K . Die HF-Leistung muss dann erheblich verringert werden. Es lässt sich dennoch ein befriedigender Polarisationsgrad erreichen, da die Relaxationszeit der Protonspins exponentiell mit sinkender Temperatur ansteigt.

lässt die günstigste Einstellung schnell erkennen, da das Signal - bei Verwendung von Butanol als Targetsubstanz - sehr empfindlich auf Frequenzabweichungen reagiert.

Die Abb. 8) zeigt schematisch die NMR-Apparatur zum Nachweis der Polarisation¹⁵⁾. Es wird die bei Kernresonanz eintretende Impedanzänderung einer Spule gemessen, in deren Mitte sich die Targetsubstanz befindet (Anhang 2).

Der Sender ist ein Oszillator, der einen Frequenzbereich von 100 - 110 MHz umfasst. Die Resonanzkurve wird durch Frequenzmodulation der Oszillatorfrequenz abgetastet, und zwar mit einem Hub von ± 200 kHz um die zu 2.5 T gehörende Resonanzfrequenz von 106 MHz. Die Dauer der Modulation beträgt 2 msec, so dass das Signal bequem innerhalb der strahlungsfreien Zeit des Synchrotrons von 17 msec verarbeitet werden kann.

Als Empfänger wird ein Reihenschwingkreis benutzt. Er besteht aus der senkrecht zum Magnetfeld H_0 stehenden Targetspule, die über ein $\lambda/2$ -Kabel mit einer regelbaren Kapazität verbunden ist. Mit ihr und einer Varicap-Diode wird der Schwingkreis auf die Resonanzfrequenz $\omega_0 = g\mu_B H_0$ abgeglichen. Der Oszillator wird als Konstantstromquelle hochohmig an den Schwingkreis gekoppelt. Die Kapazität C regelt den Stromfluss durch die Targetspule und damit das in ihr entstehende Magnetfeld H' und zwar so, dass das statische Polarisationsignal möglichst gross ist, aber die Störung der Polarisation noch vernachlässigbar bleibt. Da sich das Protonenresonanzsignal der Resonanzkurve des Schwingkreises überlagert, wird mit einer Kompensationsschaltung die Resonanzkurve des Schwingkreises simuliert und subtrahiert.

Die Fläche F_P des verbleibenden Polarisationssignals (Abb. 9) ist proportional dem Polarisationsgrad P (Anhang 2) und wird im Detektor bestimmt. Er besteht aus einer Abtasteinrichtung, einem Zwischenspeicher und einer Digitalisiereinheit und gibt das Signal direkt an einen Kleinrechner weiter (s.u.). Ein 50-Hz-Generator dient als Zeitgeber für die Modulation und die Digitalisierung. Um periodische Netzstörungen auszuschalten ist der Einsatzpunkt des Zeitsignals gegen die Netzphase bis zu 20 msec verschiebbar.

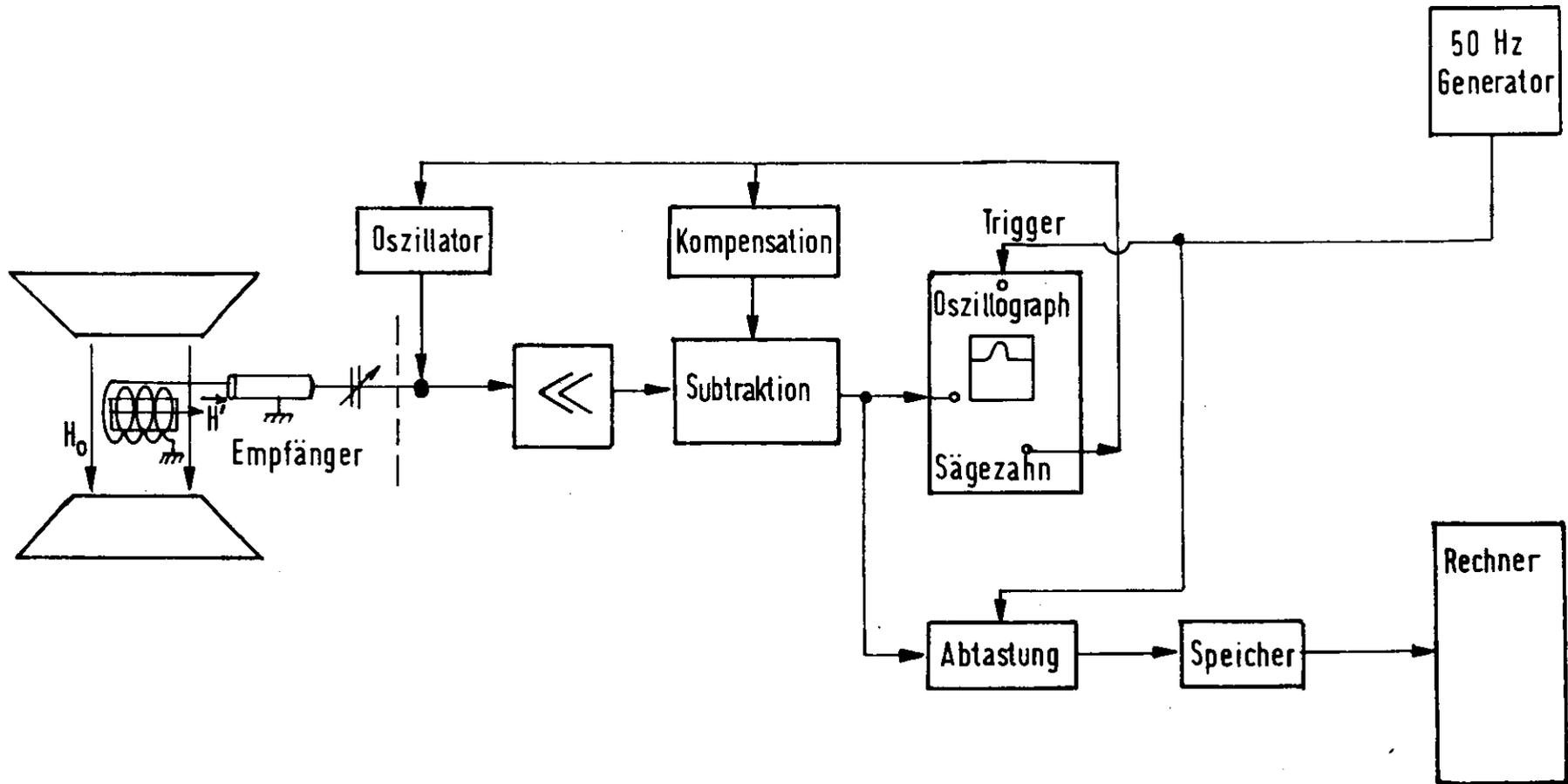


Abb. 8) Aufbau zur Protonenresonanz-Messung (schematisch)

Die Verarbeitung des Polarisations-signals geschieht im On-Line-Betrieb mit einer Grossrechenanlage (4.2). Hierzu wird zunächst die "Grundlinie" des Signals aufgenommen. Sie entspricht dem kompensierten Signal des Resonanzkreises ohne Protonenresonanz. Die darunter liegende Fläche wird dann von dem Signal mit Protonenresonanz subtrahiert, Abb. 9).

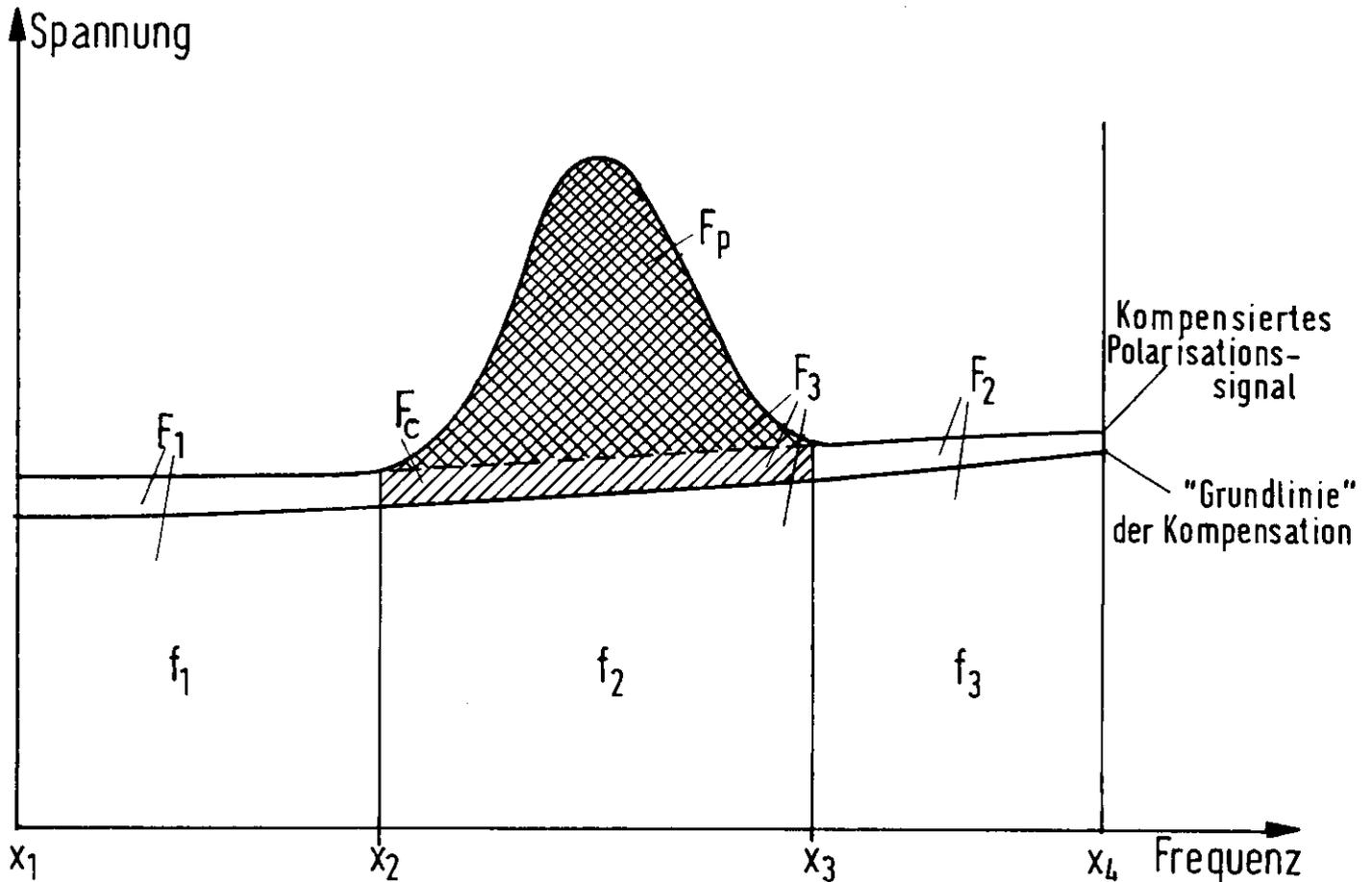
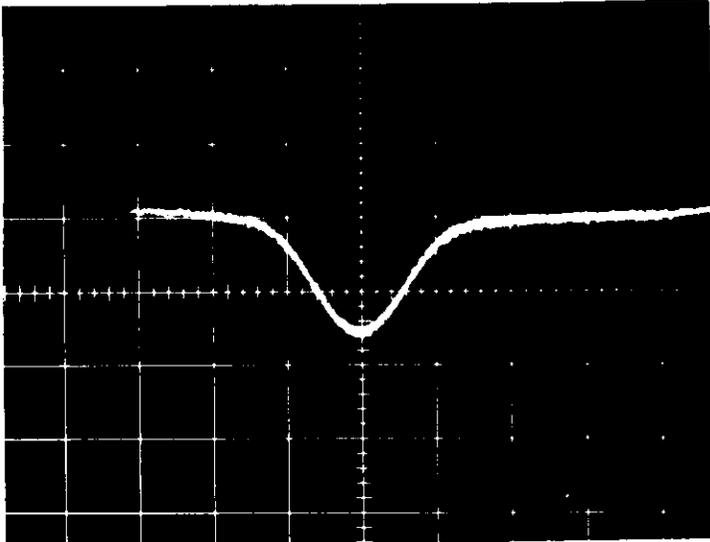


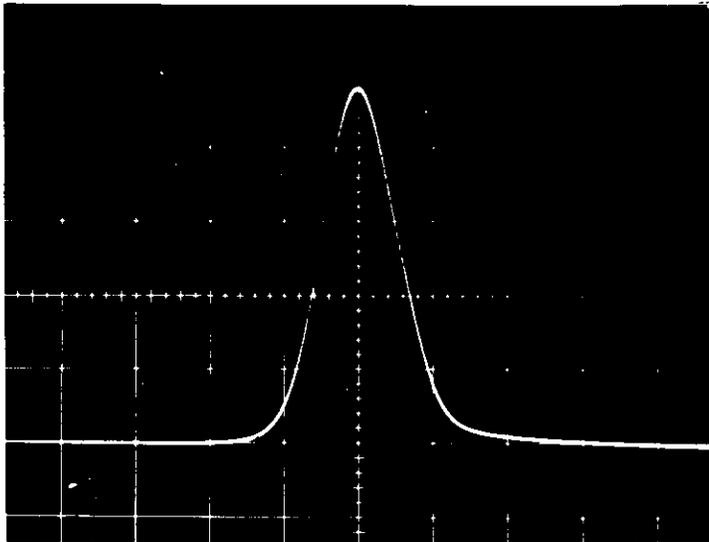
Abb. 9) Flächen des Polarisations-signals zur Berechnung des Polarisations-grades (schematisch)

Sei $\Delta F_i = F_i - f_i$, $i = 1, 3$, dann ist in linearer Näherung (als Begrenzung aller Flächen ausser F_p und F_3 werden Geraden angenommen):

$$F_p = \Sigma F_i - \Sigma f_i - \left(\frac{x_4 - x_1 + 1}{x_4 - x_2 + x_3 - x_1} \right) \left[\frac{x_3 - x_1}{x_2 - x_1 + 1} \Delta F_1 + \frac{x_4 - x_2}{x_4 - x_3 + 1} \Delta F_3 \right] \quad (18)$$

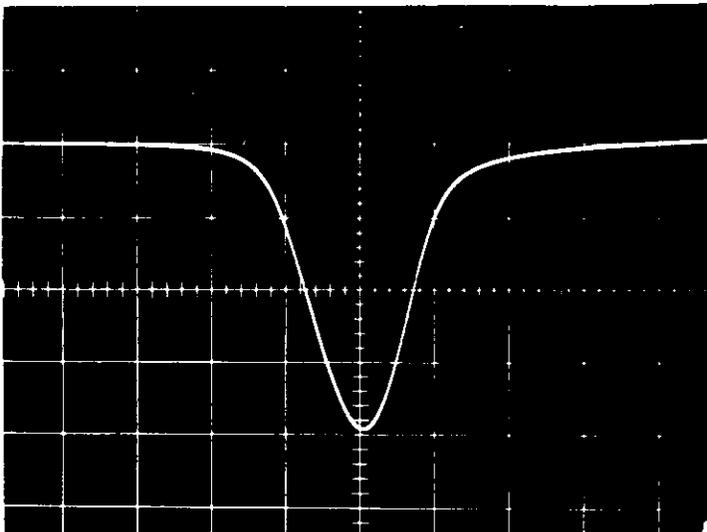


a) statisches Polarisations-
signal, 100 fach verstärkt
vert. 2V/cm, hor. 2ms/cm



b) dynamisches Polarisations-
signal, 1 fach verstärkt
vert. 1V/cm, hor. 2ms/cm

"↑"



c) wie b), nur "↓"

Der dritte Term ($=F_c$) muss als Korrektor (in der Abb. 9) stark übertrieben) hinzugefügt werden, da sich der Gleichspannungspegel zwischen Grundlinie und Polarisationsignal ändern kann.

Wie in Anhang 2 gezeigt wird, ist Gl. (17) mit dem Flächenverhältnis aus dynamischer und statischer Polarisation F_p/F_n sowie einem Korrekturfaktor zu multiplizieren, um den absoluten Polarisationsgrad der dynamischen Polarisation zu erhalten:

$$P = \frac{F_p}{F_n} \tanh \frac{\gamma H}{kT} (1+\delta) \quad (19)$$

mit F_p = Fläche des dynamischen Signals
 F_n = Fläche des statischen Signals
 δ = Korrektur $\ll 1$.

Abb. 10) zeigt ein experimentell gemessenes Polarisationsignal.

Die lineare Abhängigkeit des Polarisationsgrades vom Füllstand ist in Abb. 11) wiedergegeben und gut bestätigt. In Abb. 11a) ist als Ordinate das Produkt aus errechnetem Polarisationsgrad P und statischer Fläche F_n aufgetragen. Dieses Produkt ist gemäss Gl. (19) unabhängig von F_n , das gegenüber F_p wegen der 100-fachen Verstärkung elektronischen Schwankungen unterworfen ist. Die Kavität wird entsprechend der Abb. 11) (oben rechts) verschieden mit Substanz aufgefüllt. Da sich die Flächen F_p und F_n im selben Verhältnis ändern, erhält man bei Linearität der NMR-Apparatur auch bei unterschiedlichem Füllstand den gleichen Polarisationsgrad, Abb. 11b). Lediglich bei der Messung "rechts-links" zur Strahlrichtung (\bullet) besteht die Füllung der rechten Hälfte aus Butanol und Porphyrexid während die andere Seite reines Butanol enthält (siehe Test in 3.2.3). Daher ist in diesem Fall gegenüber der halben dynamischen Polarisation die Fläche F_n unverändert, wodurch P ebenfalls halb so gross wird.

Die elektronische Unsicherheit zu der Ermittlung der statischen Fläche F_n lässt nur eine 10 %-ige Genauigkeit in der Messung des Polarisationsgrades zu. Im Mittel beträgt der Polarisationsgrad je Richtung

$$|P| \approx 30 \pm 3\% .$$

=====

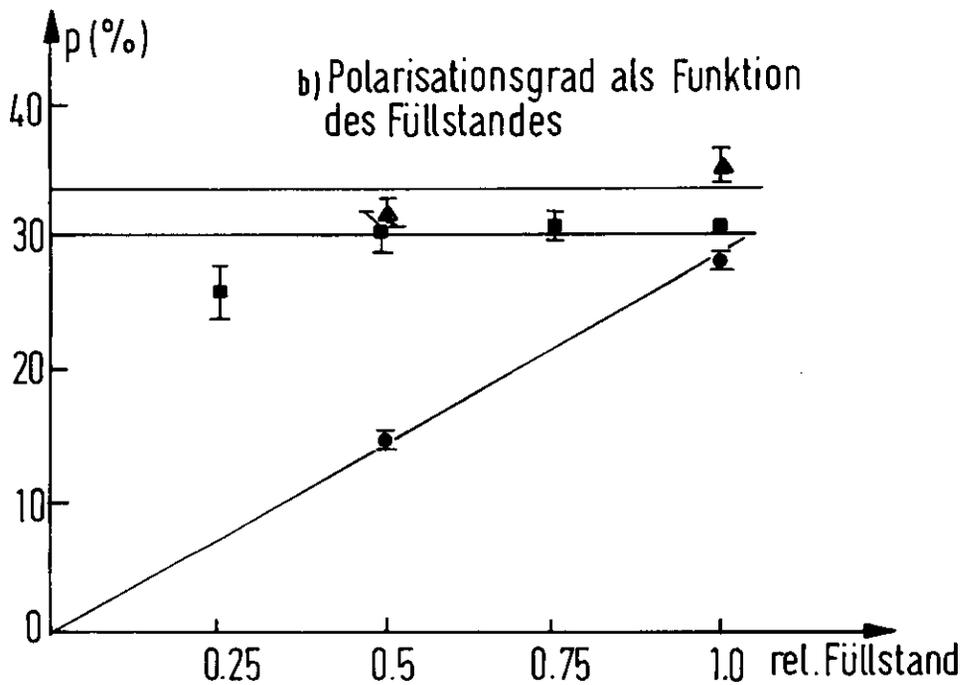
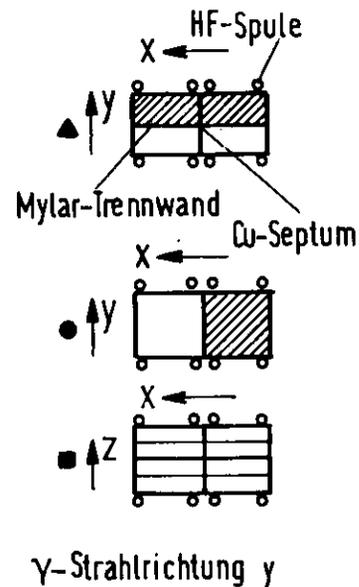
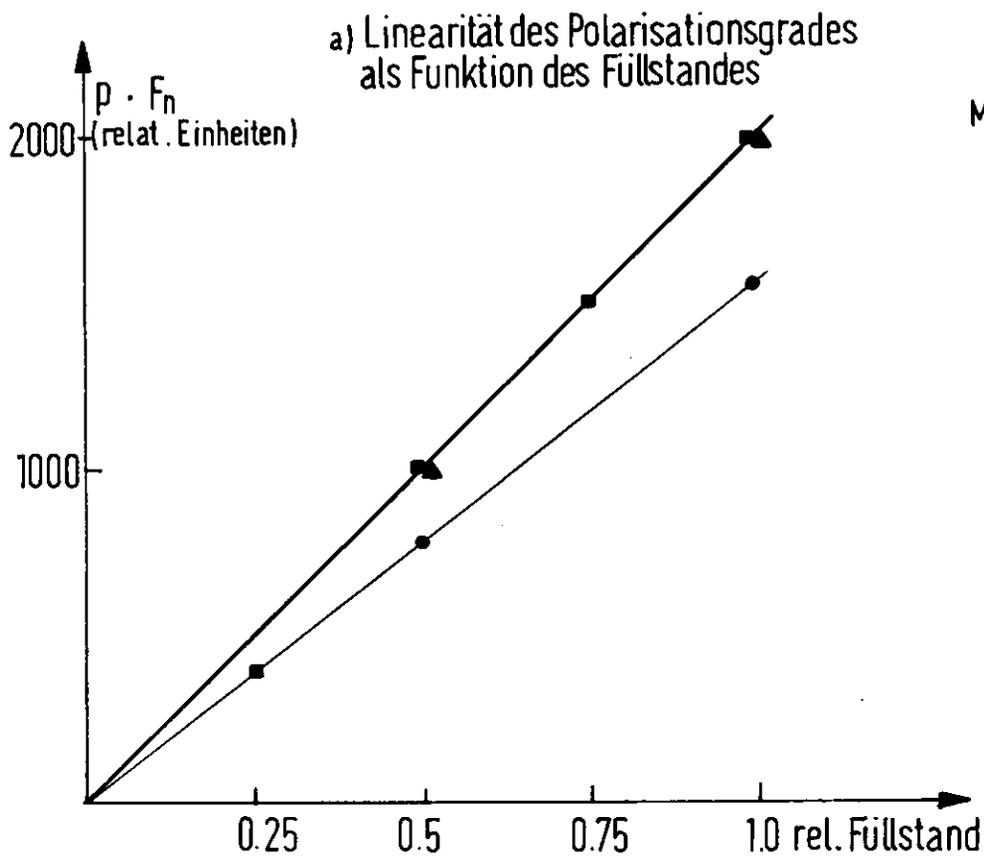


Abb. 11) a) Linearität des Polarisationsgrades als Funktion des Füllstandes
b) Polarisationsgrad als Funktion des Füllstandes

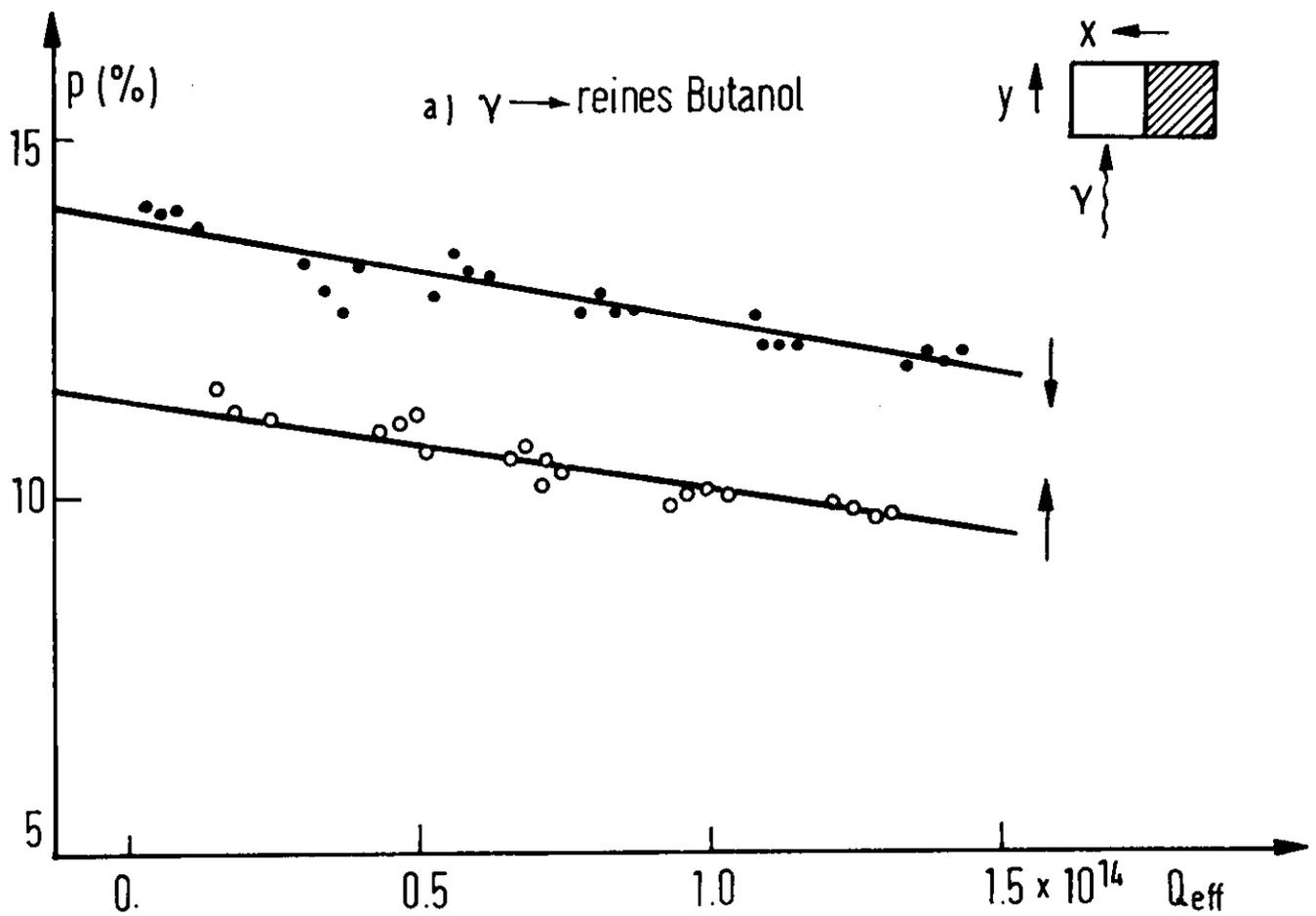
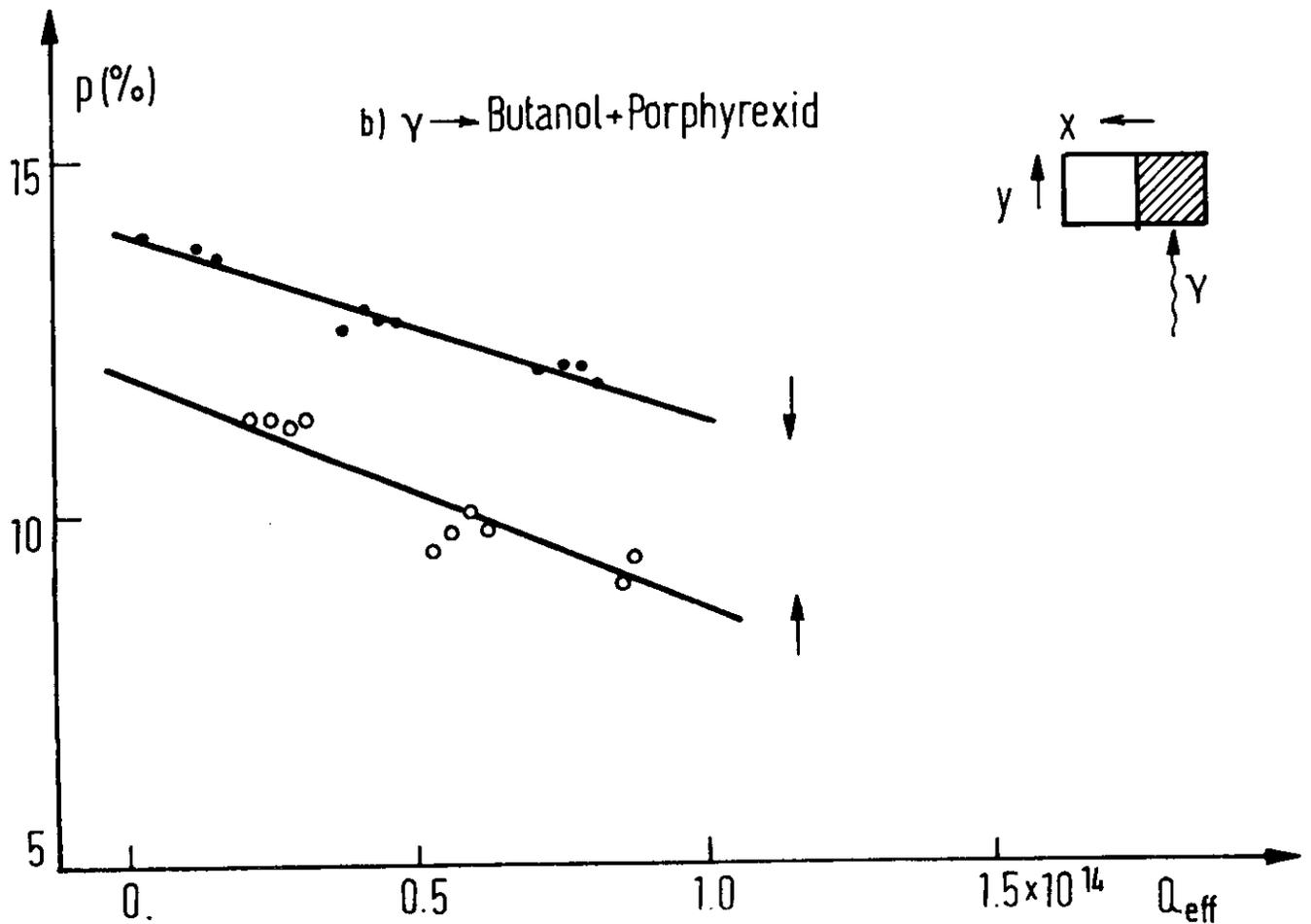


Abb. 12) Depolarisation durch den Gammastrahl

a) Bestrahlung in die mit reinem Butanol gefüllte Hälfte

b) Bestrahlung in die mit Butanol+Porphyrexid gefüllte Hälfte



3.2.2 Strahlungszerstörung der Polarisation

Bei längerer Bestrahlungsdauer des Targets mit γ -Quanten vermindert sich der Polarisationsgrad. Man kann den Abfall der Polarisation P exponentiell beschreiben durch ¹⁹⁾:

$$P = P_0 \exp(-\phi/\phi_0) \approx P_0(1-\phi/\phi_0) \quad (20)$$

mit P_0 = Anfangspolarisation, ϕ = Strahlungsdosis,

ϕ_0 bestimmt sich aus der Anfangssteigung der Abnahme bei P_0 . Es zeigt sich, dass nicht nur in unmittelbarer Umgebung ("Nahzone") des Gammastrahls eine Zerstörung stattfindet sondern auch in grösserer Entfernung ("Fernzone"). Hierfür sind möglicherweise im Target entstehende weiche Elektronen-Positronen-Paare verantwortlich, die vom Targetmagneten auf das ganze Target verteilt werden.

Zur Messung dieses Sachverhaltes wird das Target nach Abb. 42) (rechts) mit Butanol+Porphyrexid bzw. Butanol gefüllt. Der Gammastrahl wird dann jeweils auf eine Hälfte kollimiert. Abb. 42) zeigt den Abfall der Polarisation in Abhängigkeit der Strahlenbelastung bei unterschiedlichem Einschuss. Man sieht, dass der Polarisationsgrad in der "Nahzone" doppelt so stark abfällt wie in der "Fernzone". Die Konstante ϕ_0 errechnet sich zu $\phi_0 \approx 5.9 \times 10^{14}$ Qeff/cm². Wenn man annimmt, dass Gl. 20) auch für die Abnahme der Polarisation entlang der Strahlrichtung gilt, so ist damit zu rechnen, dass der Polarisationsgrad am Targetende geringer als am Targetanfang ist. Um diesen möglichen Messfehler des Polarisationsgrades und damit den der Asymmetrie klein zu halten, wird das Target nach Absinken der Polarisation auf etwa 25% regeneriert (s.u.). Eine lineare Abschätzung ⁹⁾ ergibt einen Messfehler in der Asymmetrie von $\Delta T/T \approx 3\%$.

Die Verwendung von Butanol plus Porphyrexid als Targetsubstanz hat neben dem geringen Zeitbedarf (ca. 3 min) zur Umkehrung der Polarisation den grossen Vorteil gegenüber anderen Substanzen, dass es regenerationsfähig ist: Durch 1/2 std. Aufheizen auf ca. 120°K und anschliessende Abkühlung auf 1°K ist es möglich, die Strahlungsschäden weitgehend rückgängig zu machen und praktisch den alten Polarisationsgrad zu erreichen. Das geschieht bei einer Belastung von ca. 10^{10} Qeff/sec etwa alle 10 Stunden und lässt sich mindestens 10-15 mal wiederholen. Zwei Testmessungen der kritischen

Fläche F_n vor bzw. nach dem Aufheizen haben beide ein mit Eins verträgliches Verhältnis ergeben:

$$\frac{F_n \text{ (vor)}}{F_n \text{ (nach)}} = 0.97 \pm 0.04 \quad \text{und} \quad 1.04 \pm 0.04 .$$

3.3 Das Magnetspektrometer

In Abb. 13) ist das Magnetspektrometer dargestellt, das geladene Teilchen nach Winkel und Impuls analysiert. Es ist auf einer um das polarisierte Target drehbaren Lafette aufgebaut und durchfährt einen Winkelbereich von $1.5^\circ - 20.5^\circ$.

3.3.1 Magnetsystem

Bis auf den Einfluss des Targetmagneten, der nur eine kompensierbare Winkelkorrektur der Lafette bewirkt (s.u.), sind die optischen Eigenschaften des Magnetspektrometers in Ref. ²⁰⁾ ausführlich beschrieben. Die Transformationsgleichungen finden sich in Ref. ²¹⁾. Deswegen sei hier nur kurz darauf eingegangen.

Zwei Ablenkmagnete MC1 und MC2 trennen die Teilchen vom γ -Strahl ab. Zusammen mit den anderen Ablenkmagneten MB, MA1 und MA2 sorgen sie für die Impulsdispersion des Spektrometers. - Sie beträgt im "p-Hodoskop"

$$D = \frac{\Delta p/p_0}{\Delta x} = 0.3\%/cm \quad (21)$$

mit p_0 = Sollimpuls des Teilchens entlang der optischen Achse

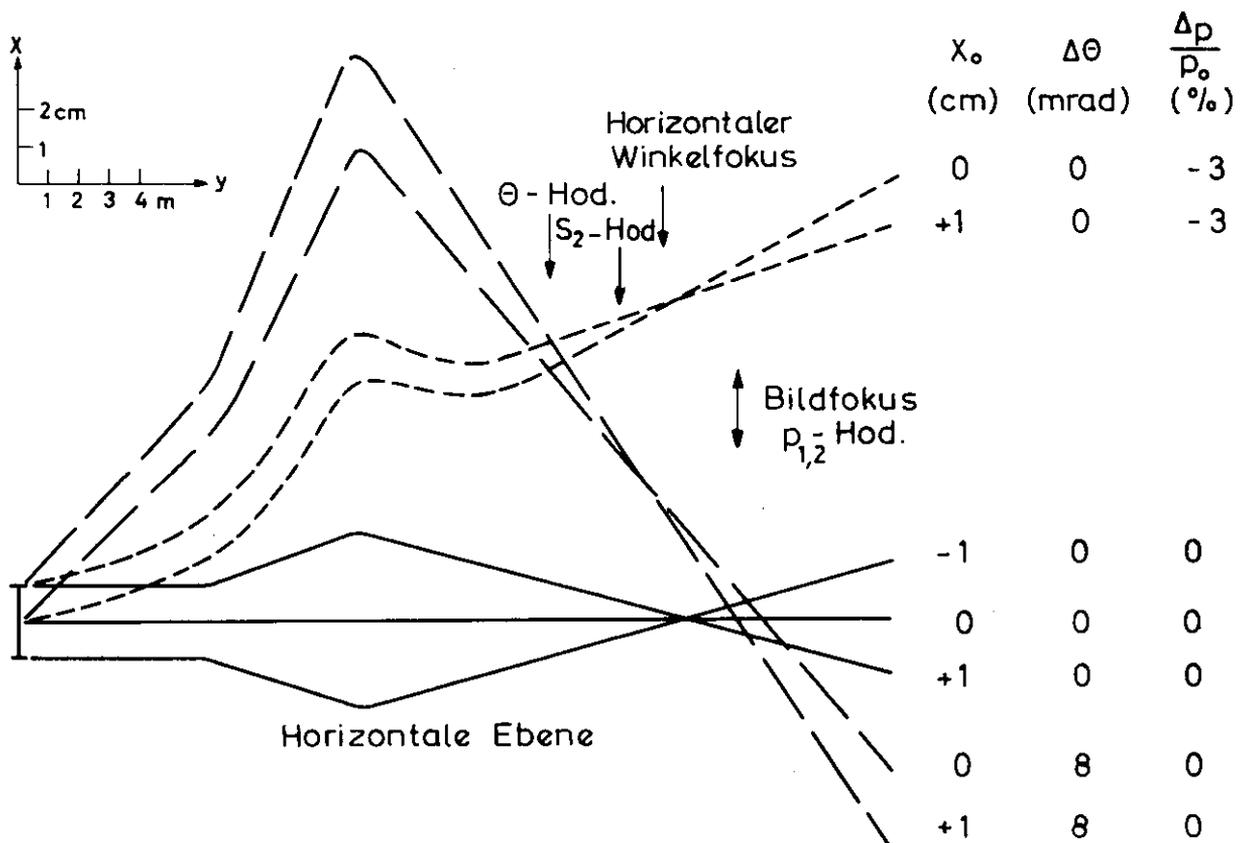
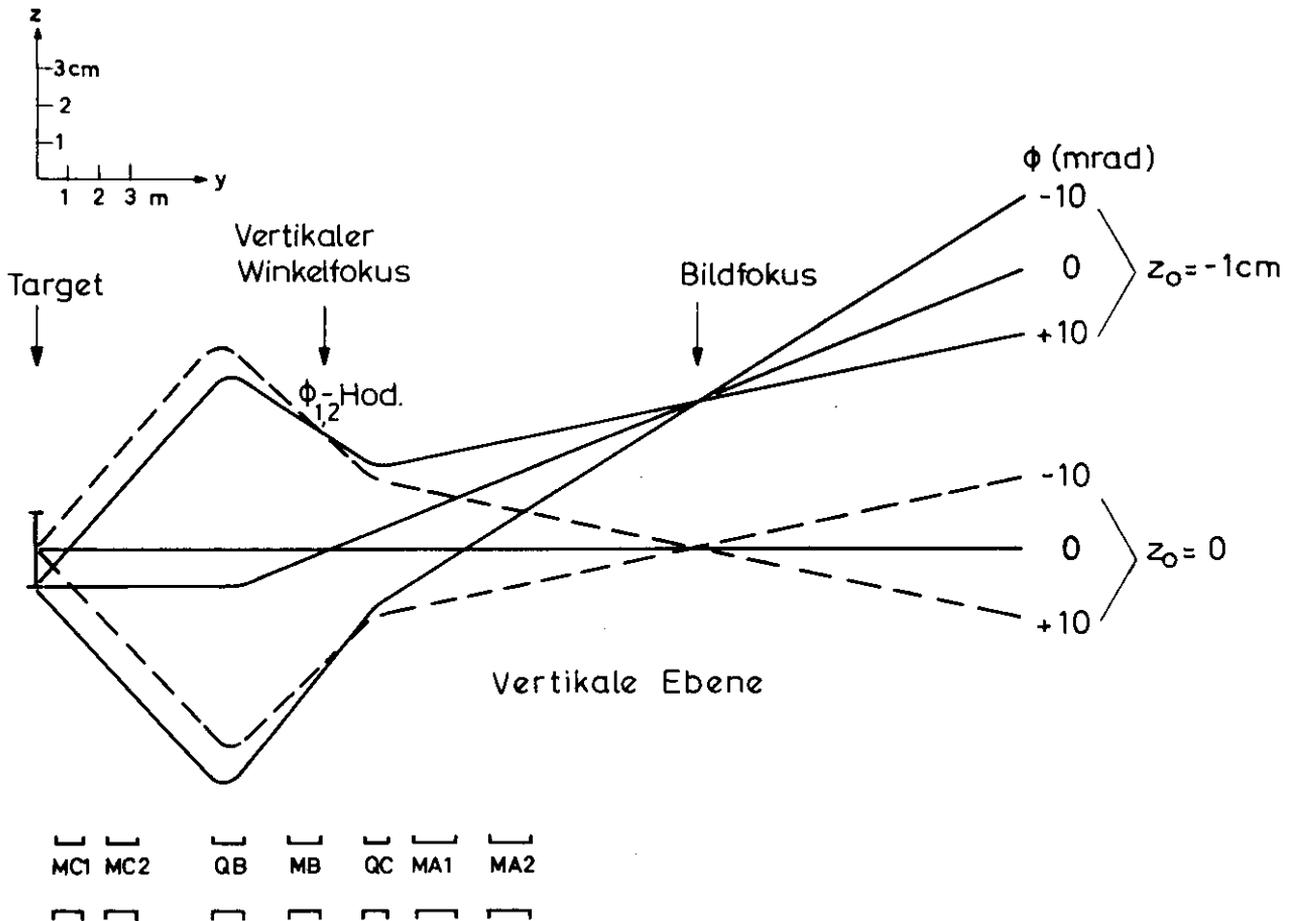
$\Delta p/p_0$ = Impulsabweichung = δ

Δx = durch die Ablenkmagnete bewirkte Ortsverschiebung des Teilchens im "p-Hodoskop".

Die beiden Quadrupole QB und QC fokussieren die Teilchenbahnen vertikal und horizontal und bilden das Target im Verhältnis 1 : 1.6 verkleinert am Ort des "p-Hodoskops" ab, Abb. 14).

In dieser Abb. 14) sind einige Teilchenbahnen zu sehen sowie die Positionen der Magnete und Hodoskope, " $p_1, p_2, S_2, \theta, \phi_1, \phi_2$ ". Die Sollbahn

Abb. 14) Teilchen-Trajektorien, Lage der Fokuspunkte und Hodoskope



Teilchbahnen im Spektrometer, Lage der Fokuspunkte und der Hodoskope.

führt durch die Mitte der Hodoskope, hier ist $\Delta\phi = 0$, $\Delta\theta = 0$, $x_0 = 0$ und $\Delta p/p_0 = 0$. Mit der gemessenen Impuls- und Winkelabweichung des Pions

$$\left. \begin{array}{l} \delta(\%) \\ \Delta\theta(\text{mrad}) \end{array} \right\} = (a_1 + a_2\delta) \cdot x(y_1) + (b_1 + b_2\delta) \cdot x(y_2) + (c_1 + c_2\delta) \cdot x(y_3) \quad (22)$$

lässt sich über die kinematischen Gleichungen (8) die Bahn des Rückstossneutrons berechnen. Ausgehend von $\delta = 0$ erhält man die Impulsabweichung durch zweimalige Iteration. Da die horizontale Startkoordinate $x(y_1)$ nicht gemessen wird, ist $x(y_1) = 0$ zu setzen. Die verbleibenden Koeffizienten b_i und c_i lauten dann für die verschiedenen Hodoskop-Kombinationen, Tabelle 15) :

Abb. 15) Tabelle der Koeffizienten der Teilchenbahnen

y	b_1	b_2	c_1	c_2
$y_2 = y_{S2} \delta$	0	-.026	.295	.017
$y_3 = y_{p1} \Delta\theta$	-1.900	-.031	1.601	.021
$y_2 = Y_{S2} \delta$.014	-.025	.281	.017
$y_3 = y_{p2} \Delta\theta$	-1.825	-.030	1.526	.020
$y_2 = y_{\theta} \delta$	0	-.013	.295	.005
$y_3 = y_{p1} \Delta\theta$	-.957	-.016	.658	.006
$y_2 = y_{\theta} \delta$.007	-.013	.288	.004
$y_3 = y_{p2} \Delta\theta$	-.941	-.015	.642	.006
$y_2 = y_{\theta} \delta$	-.299	-.018	.595	.009
$y_3 = y_{S2} \Delta\theta$	-1.625	-.023	1.326	.012

Die chromatische Aberration der Magnete ist berücksichtigt.

Die vertikale Winkelabweichung beträgt

$$\Delta\phi = z_{1,2} / 333.2 \quad (\text{rad}) \quad (23)$$

wobei $z_{1,2}$ die gemessenen Koordinaten im ϕ_1 - bzw. ϕ_2 -Hodoskop sind.

Das Hodoskop p_1 besteht aus 24 0.8 cm breiten Szintillationszählern (Pilot-Y Fa. Pilot Chemicals). Das Szintillatorlicht wird über Lichtleiter aus Plexiglas auf Photovervielfacher (Typ XP 1110, Fa. Valvo) gelenkt, an deren Anodenausgang ein Verstärker folgt. Alle anderen Hodoskope sind Vieldrahtproportionalkammern. Eine Kammer enthält bis zu 128 angeschlossene Drähte in 0.2 cm Abstand. Sie wird mit einem Gasgemisch $\text{CH}_4 : \text{CO}_2 = 3 : 2$ bei einer Hochspannung von 5.8 KV betrieben. Die mehr als 10 mV grossen Signale werden über einen Vorverstärker der Ausleseelektronik ^{22, 23)} zugeführt. Die Zeitauflösung beträgt 30 nsec (Fußbreite). Weitere Eigenschaften sowie Fertigung dieser Kammern werden eingehend in Ref. 21, 24, 25) besprochen.

Für dieses Experiment werden je 2 Drähte zusammengefasst, so dass der effektive Drahtabstand 0.4 cm beträgt. Man erhält unter Berücksichtigung der Targetausdehnung und Vielfachstreuung eine Impuls und Winkelauflösung von

$$\delta = 0.6\%, \Delta\theta = 2,7 \text{ mrad}, \Delta\phi = 1.2 \text{ mrad.}$$

Die durch die mehrfache Auslegung der Hodoskope erreichte Redundanz in der Berechnung von Winkel und Impuls des Pions führt zu einem Wirkungsgrad des Spektrometers von i.a. 98%. Das Ansprechvermögen der Kammern hängt von der Zählrate pro Draht ab und liegt bei 97%.

Bisher wurde die Magneto-optik des Systems bei ausgeschaltetem Targetmagneten betrachtet. Ist der Magnet eingeschaltet, so muss die Solleinstellung des Spektrometers noch korrigiert werden, da die geladenen Pi-Mesonen durch das starke Magnetfeld bereits eine Winkeländerung erfahren haben, bevor sie in das weitere System eintreten, Abb. 16).

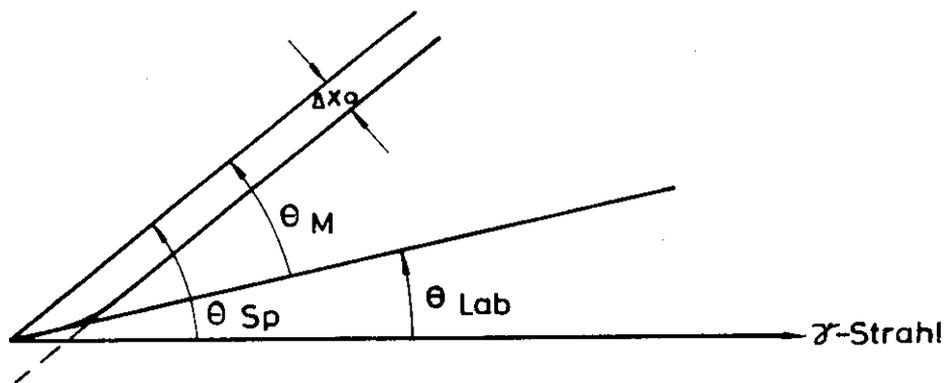


Abb. 16) Winkelkorrektur durch Einfluss des Targetmagneten

Bei den in diesem Experiment vorkommenden Impulsen des Pions zwischen 2 und 5 GeV/c liegt die Winkelabweichung im Bereich von $3.6^\circ - 1.5^\circ$. Der Spektrometerwinkel ist demnach

$$\theta_{Sp} = \theta_{Lab} \pm \theta_M \quad (24)$$

je nach Polung des Magneten. Die Parallelversetzung Δx_0 des Targetortes sowie ein weiterer Korrekturwinkel, der den asymmetrischen Einschuss der Teilchen in das Spektrometer berücksichtigt, können hier vernachlässigt werden.

Die Akzeptanz des Spektrometers wird horizontal von den Zählern S1, S2, S3 begrenzt, in vertikaler Richtung vom Kollimator AK. Eine Impulsakzeptanz von $\Delta p/p_0 = 6\%$ und eine Winkelakzeptanz von $\Delta\theta = 20$ mrad und $\Delta\phi = 20$ mrad führt auf eine Gesamtakzeptanz von

$$A = 17.9 \text{ } \mu\text{sterad}.$$

3.3.2 Zählersystem

Die drei Szintillationszähler S1, S2, S3 in Abb. 13) registrieren den Teilchendurchgang im Spektrometer. Das Szintillatormaterial ist wieder Pilot-Y, die auf einen Plexiglas-Lichtleiter folgenden Photovervielfacher sind 56 AVP Röhren (Fa. Valvo). Elektronen und Pionen lassen sich durch die beiden Gas-Schwellen-Cerenkovzähler C_e und C_π unterscheiden. Sie bestehen aus 185 cm bzw. 285 cm langen verspiegelten Rohren von 26 cm ϕ . Das von den durchgehenden Teilchen erzeugte Cerenkovlicht wird über einen um 45° geneigten Planspiegel auf einen paraboloidförmigen verspiegelten Trichter reflektiert. Im Fokus befindet sich hinter einem Quarzfenster eine 58 UVP-Röhre (Fa. Valvo). Beide Zähler sind mit Äthylen gefüllt. C_e hat einen Druck von i.a. 0.45 ata, auf jeden Fall ≤ 1.6 ata, und eine Ansprechwahrscheinlichkeit für Elektronen von $\approx 95\%$. Der Druck des C_π beträgt 3.5 ata ($P_\pi > 2.5$ GeV/c) bzw. 4.0 ata ($P_\pi \leq 2.5$ GeV/c) bei einem Ansprechvermögen auf Pionen von $\approx 96.5\%$.

3.4 Der Neutronendetektor

Zum Nachweis des Rückstossneutrons wird ein Neutronenzähler mit einer Gesamtfläche von $50 \times 70 \text{ cm}^2$, bestehend aus 35 Einzelzählern, benutzt. Er misst die Flugzeit und -richtung des Neutrons und nimmt zur Eichung

eine Pulshöhenanalyse vor. Der Zähler befindet sich auf einer um das Target drehbaren Lafette in meist 288 cm Abstand zum Target. Ebenfalls auf dieser Lafette steht zwischen Target und N-Zähler ein "sweeping"-Magnet ($\int B dl = .13 \text{ Tm}$), der den Untergrund an geladenen Teilchen reduzieren soll.

3.4.1 Neutron-Zähler-Matrix

Der gesamte N-Zähler ist in 5 horizontal und - wegen der bei kleinen Impulsüberträgen starken Kippung der Reaktionsebene - in 7 vertikale Elemente à $10 \times 10 \text{ cm}^2$ unterteilt. Das Material besteht aus Plastikszintillator NE 102 (Fa. Nucl. Enterprises Ltd.) mit einer Länge von 50 cm. Die mittlere freie Weglänge für Neutronen ist 90 cm ($E_n > 100 \text{ MeV}$). Ein Plastik-Lichtleiter, der mit Lichtdioden XP21 (Fa. Ferranti) ausgestattet ist, führt auf eine Photoröhre 56 AVP (Fa. Valvo). Zwei Signalausgänge, Anode und Dynode, dienen der Impulsinformation.

Die Matrix ist auf einem verschiebbaren Schlitten befestigt, mit dem sich der Abstand zum Target variieren lässt. Dieser Abstand beträgt bei fast allen Messungen 288 cm. In dieser Entfernung wird i.a. die auf den N-Zähler übertragene Akzeptanz des Pionarmes gemäss

$$\sin \Delta \phi_n = \frac{\sin \theta_n}{\sqrt{1 + \left(\frac{\sin \theta_n}{\sin \Delta \phi_n} \right)^2}} \quad (25)$$

voll von der N-Matrix erfasst. Nur bei $|t| = .1 \text{ (GeV/c)}^2$ ist ein Verlust von 27% (Monte-Carlo-Rechnung) gegeben, bei Auslassung der obersten und untersten Zeile von 45%.

Vor dem N-Zähler ist ein Veto-Zähler von $60 - 70 \text{ cm}^2$ Fläche und 1 cm Tiefe zur Unterdrückung geladener Teilchen vorgesehen, sowie 4 cm starkes Plexiglas und 2.5 cm Blei zur Aufnahme weicher elektromagnetischer Strahlung. Es gelang jedoch nicht, hiermit die Einzelzählrate der N-Zähler nennenswert herabzusetzen, die bei eingeschaltetem Targetmagneten bis zu 3 MHz/Zähler betrug. Erst ein Bleiabsorber von insgesamt 5 cm Dicke reduziert den elektromagnetischen Untergrund um einen Faktor 5. Ausserdem wird jeder Zähler zur Messung am polarisierten Target in der Verstärkung so eingestellt, dass während des Strahlimpulses seine Zählrate/sec bei 100 kHz liegt (hinter 2.5 cm Blei-Abschirmung). Zur Bestimmung der Schwelle siehe 3.4.2. Die Neutronenabsorption

in Blei ist für die meisten hier vorkommenden Neutronenenergien (> 100 MeV) praktisch konstant ²⁶⁾, $\sigma_{\text{abs}} \approx 1.7$ barn. Dann errechnet sich der Neutronenverlust nach

$$\eta(x) = N(x)/N(0) = \exp(-\rho L x \sigma_{\text{abs}}/A) \quad (26)$$

mit ρ =Dichte, L =Loschmidtsche Zahl,

A =Atomgewicht,

für $x = 2.5, 5.0$ und 10 cm Blei zu $1-\eta_{\text{abs}} = 13\%, 25\%$ und 34% . Werte für 2.5 und 5.0 cm werden in der gleichen Grössenordnung gemessen: $(11\pm 6)\%$ und $(34\pm 5)\%$. Lediglich bei einem Impulsübertrag von $|t| = .1$ $(\text{GeV}/c)^2$ haben die Neutronen eine kinetische Energie von ca. 50 MeV, so dass die berechnete Absorption in 2.5 cm Blei 17% beträgt.

Der hierdurch bedingte Zählratenverlust in der Pion-Neutron-Koinzidenz ist zugunsten der starken Untergrundreduzierung vertretbar. Da der Bleiabsorber direkt vor dem N-Zähler steht und wegen der grossen Fläche der Einzelelemente kann die Ablenkung der Neutronen durch Kernstreuung vernachlässigt werden.

Sämtliche 35 Zähler sind über Spannungsteiler (Potentiometer) an ein gemeinsames Hochspannungsgerät (Fa. Heinzinger) angeschlossen. Die Hochspannung der Zähler liegt zwischen 1550 und 2000 V.

3.4.2 Eichung des Neutronzählers

Zur Bestimmung der Schwelle und damit der Ansprechwahrscheinlichkeit der einzelnen Zähler werden Pulshöhenmessungen mit einem Co^{60} -Präparat sowie mit Höhenstrahlung vorgenommen. Co^{60} sendet γ -Strahlung von 1.3 MeV aus. Die Zähler werden in der Verstärkung nun so eingestellt, dass die Ancdensignale nach Einschalten der Lichtdioden um 14 dB abgeschwächt in der Mitte der Comptonkante (0 dB) liegen, entsprechend einer Eichpulshöhe von 100 mV, Abb. 17).

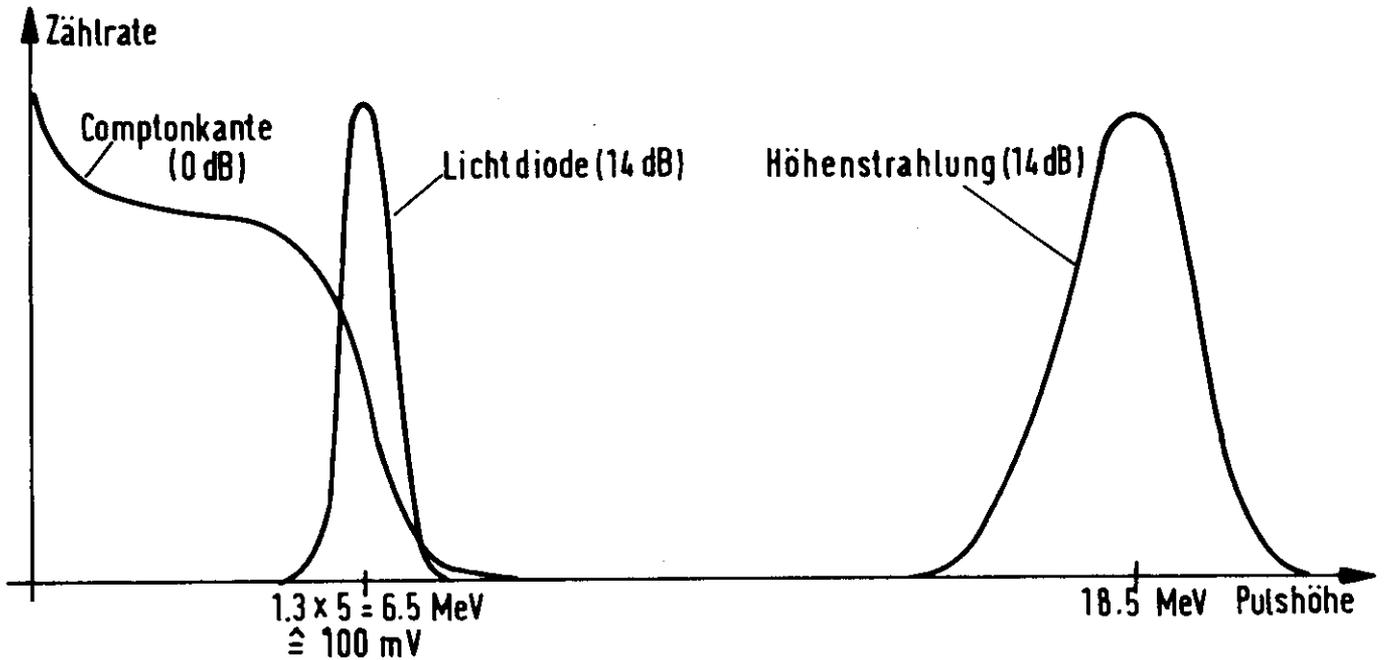


Abb. 17) Eichpulshöhen für den Neutronzähler

Die wegen der grossen Pulshöhe ebenfalls 5-fach abgeschwächten Impulse der Höhenstrahlung, die im Zähler einen wahrscheinlichsten Energieverlust von 18.5 MeV hat, dienen als zweiter Eichpunkt. Eine Kontrollmessung zur Überprüfung der gesamten experimentellen Apparatur mit flüssigem Wasserstoff (5.4) ergibt bei einer Schwelle von 6.5 MeV eine Ansprechwahrscheinlichkeit für den ganzen Zähler, die eine Übereinstimmung mit einer Monte-Carlo-Rechnung²⁹⁾ zeigt (s. Abb. 34). Die Ergebnisse aus einer C-CH₂ bzw. C-Butanol Differenzmessung (5.3) sind ebenfalls eingezeichnet.

Die oben erwähnte Massnahme, dass für die Asymmetriemessungen die Zählerelemente auf etwa die gleiche Zählrate eingestellt werden, muss noch etwas erläutert werden. Es zeigt sich, dass durch den Einfluss des Target- und "sweeping"-Magneten der elektromagnetische Untergrund nicht über die Zähler-

matrix gleichverteilt ist, sondern einige Zähler eine bis zu einem Faktor 10 unterschiedliche Zählratenbelastung aufweisen. Daher werden die Elemente auf eine gleich niedrige Zählratenempfindlichkeit eingestellt, obwohl damit ihre Schwelle erhöht wird. Das spielt jedoch für Neutronenenergien > 100 MeV keine wesentliche Rolle, da die Nachweiswahrscheinlichkeit des Zählers für Neutronen dann kaum mehr von der Schwelle abhängt, was nicht für den elektromagnetischen Untergrund gilt, der nun im Zähler stark reduziert ist.

Im übrigen würde eine zu grosse Zählrate zu Änderungen in der Spannungsverstärkung der Photovervielfacherröhren infolge von Sättigungseffekten führen, so dass eine Pulshöheninformation nicht mehr verwendet werden könnte.

Eine nach Beendigung der Messungen nochmals durchgeführte Eichung der Zählratenelemente ergab eine mittlere Schwelle $S_e \approx 9 \pm 2$ MeV.

Bei $|t| \geq 1.0$ (GeV/c)² sind die Neutronenergien grösser als 500 MeV, so dass die gemeinsame Hochspannung noch um 50 V erniedrigt werden kann. Dadurch verringert sich der Untergrund ohne Verlust an Neutronen noch weiter, lediglich bei $|t| = .1$ (GeV/c)² wird die Empfindlichkeit des N-Zählers etwas gesteigert, indem die Hochspannung um 50 V heraufgesetzt wird. Die geringe Energie von ca. 50 MeV lässt dies notwendig erscheinen. Aus geometrischen Gründen (der N-Zähler steht unter einem grossen Winkel zum γ -Strahl) ist der Untergrund ohnehin kleiner als bei den anderen $|t|$ -Werten, so dass die Erhöhung der Spannung nicht nachteilig ist.

Während des Experiments wird durch Signale der Lichtdioden die Spannungsverstärkung der Photovervielfacher sowohl innerhalb als auch ausserhalb der Strahlzeit kontrolliert. Obwohl sich im Laufe einiger Stunden die Verstärkung bis zu 50% ändert, bleibt sie während der kurzen Messdauer für eine Polarisationsrichtung nahezu konstant.

Ein häufiger Wechsel der Polarisation überträgt den durch Verstärkungsschwankungen bedingten systematischen Fehler gleichmässig auf beide Richtungen, so dass sich in der Asymmetriemessung der Fehler heraushebt. Ebenso ist es für eine Asymmetriemessung nicht notwendig, eine absolut genaue Nachweiswahrscheinlichkeit des N-Zählers oder den exakten

Absorptionsverlust durch das Blei zu kennen, da nur Zählratenverhältnisse gemessen werden.

3.5 Schnelle Elektronik

Die schnelle Elektronik trifft im Spektrometer die logischen Entscheidungen zur eindeutigen Identifikation der Pionen. Sie verknüpft diese zu einer Koinzidenz mit einem Ereignis im Rückstossarm. Das elektronische System besteht aus Diskriminatoren, Koinzidenzen, Zeit-Digital-(TDC)- und Amplituden-Digital-(ADC)-Wandlern der Firmen Cronetics, EG&G, LeCroy.

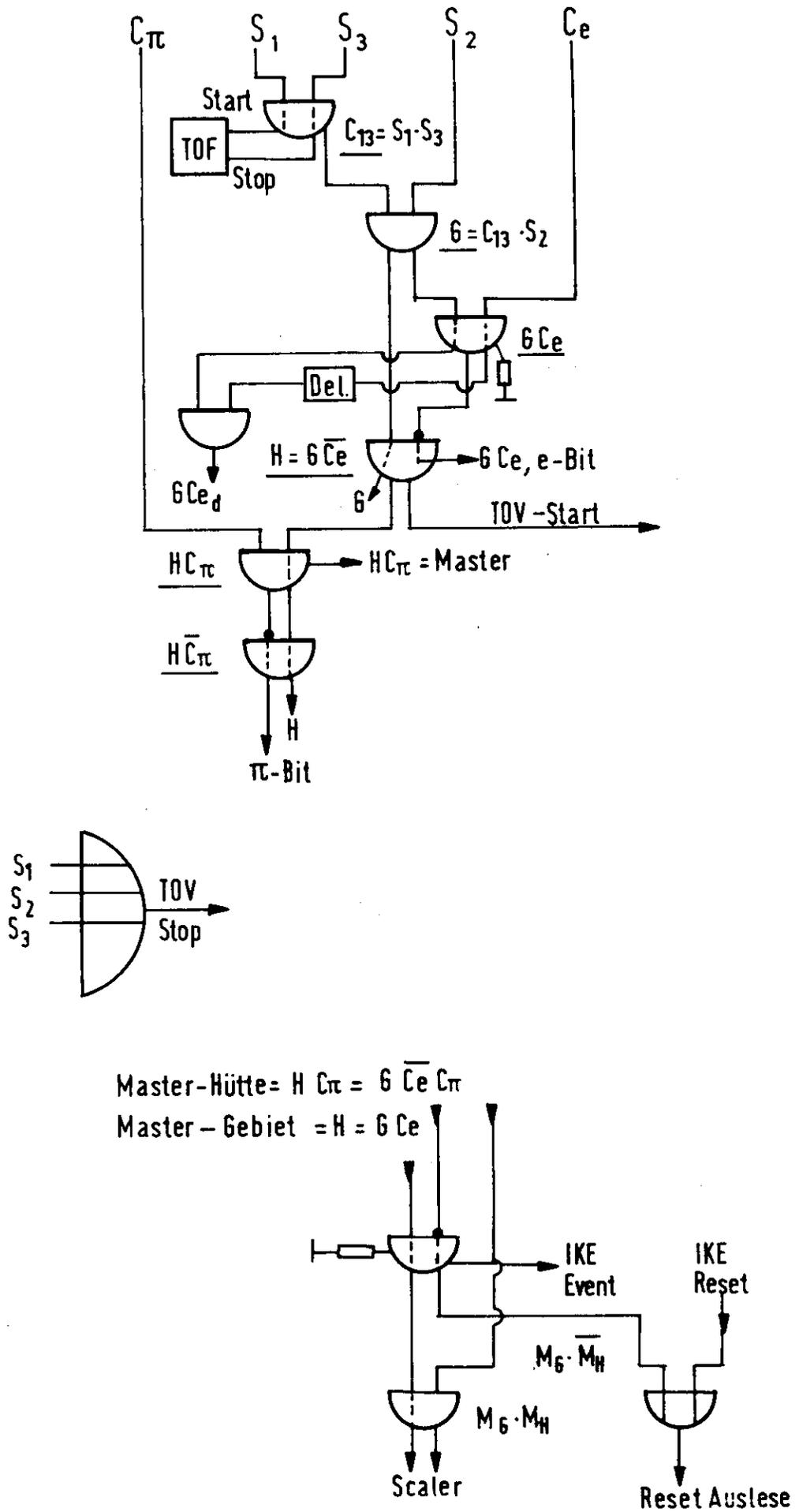
3.5.1 Spektrometer-Elektronik

Die Abb. 18) zeigt den in der Messhütte vorgenommenen Aufbau der Koinzidenzen im Spektrometerarm. Die Geometriekoinzidenz "G" wird aus den Zählern S1, S2, S3 gebildet, nachdem die Signale dieser Zähler in Diskriminatoren auf eine einheitliche Pulshöhe von 300 mV und 4 nsec Breite (Clip-Kabel) gebracht werden. "G" zeigt also den Durchgang eines Teilchens durch das Spektrometer an.

Elektronen werden dann durch Koinzidenz " $G \cdot C_e$ " zwischen G und dem Cerenkovzähler " C_e " nachgewiesen. Ist das C_e -Signal nicht dagewesen gilt ein Teilchen dann als Pion, wenn die Hauptkoinzidenz " $H = G \overline{C_e}$ " mit dem Cerenkovzähler " C_π " angesprochen hat. Die Pion-Koinzidenz $H \cdot C_\pi$ ist also die Triggerbedingung für das " p_1 -Hodoskop" im Spektrometer und für die Zähler im Rückstossarm (3.5.2). Ausserdem steuert sie einen Kleinrechner zur Verarbeitung des Ereignisses an (4.1). Die Proportionalkammern werden mit einer zweiten Hauptkoinzidenz getriggert, die im Experimentiergebiet hergestellt wird (3.5.2).

Zur Überprüfung des zeitlichen Abgleichs der Hauptkoinzidenz "H" und zur Bestimmung ihrer Zeitauflösung wird folgendes Zeitspektrum hergestellt. Es wird aus dem zeitlichen Abstand zwischen der Koinzidenz "H" und einem "ODER" der Zähler S1, S2, S3 gebildet. "H" ist das Startsignal und das verzögerte "ODER" das Stoppsignal eines Zeit-Digital-Wandlers (128 Kanäle, 0.2 nsec/Kanal). Zeitbestimmend ist hier das "ODER"-Signal, und eine minimale Zeit zwischen Start und Stop ist dann erreicht,

Abb. 18) Schnelle Elektronik im Spektrometer, Definition des Pion-Signales



wenn alle Zähler gleichzeitig ansprechen, Abb. 19).

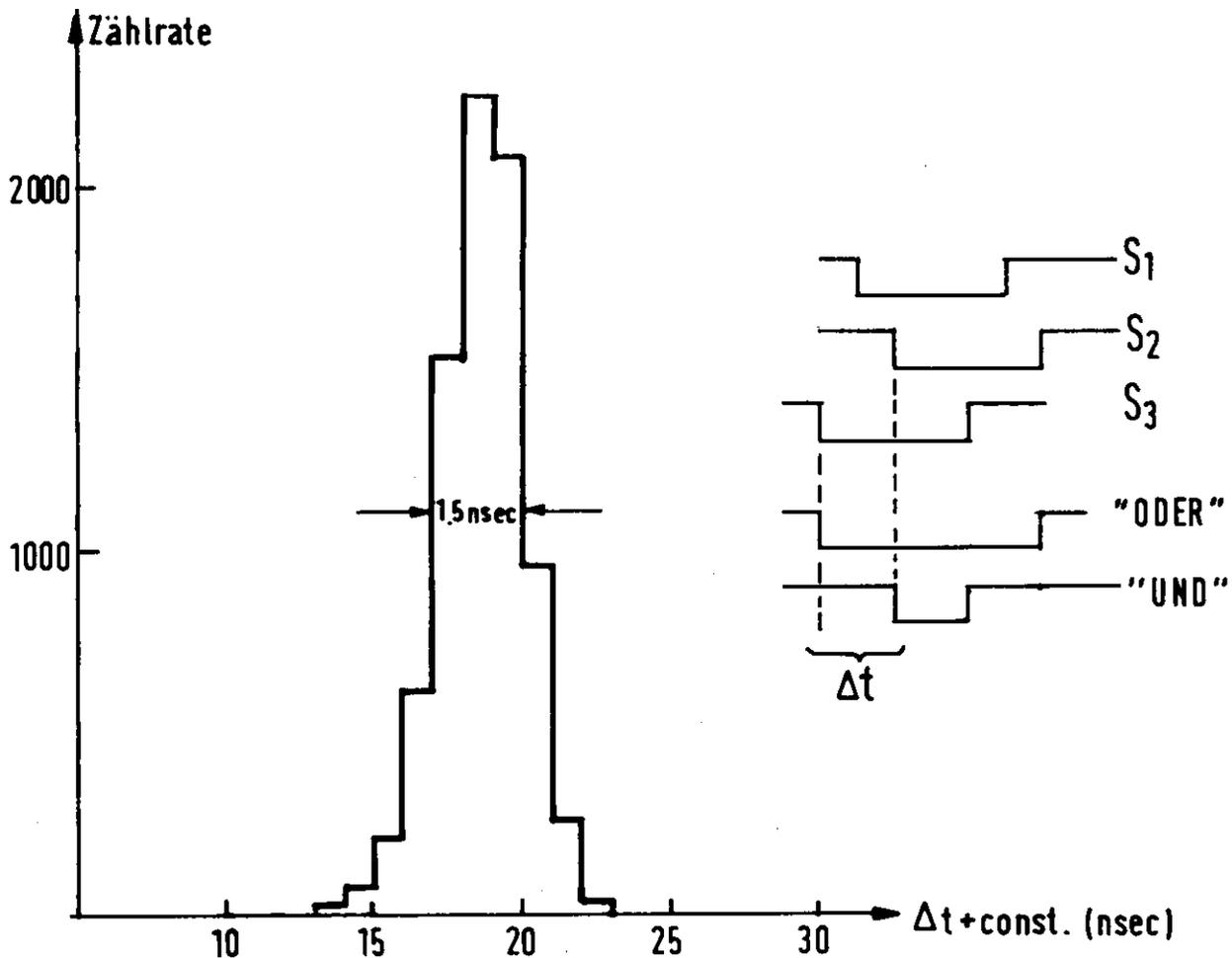


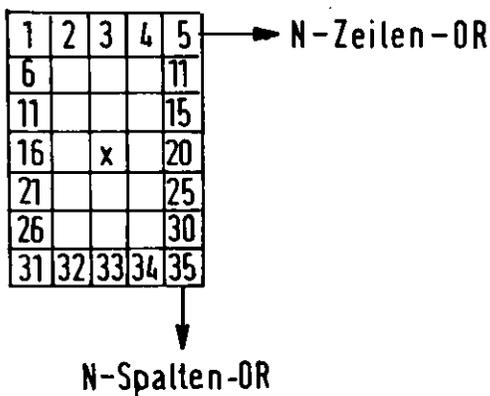
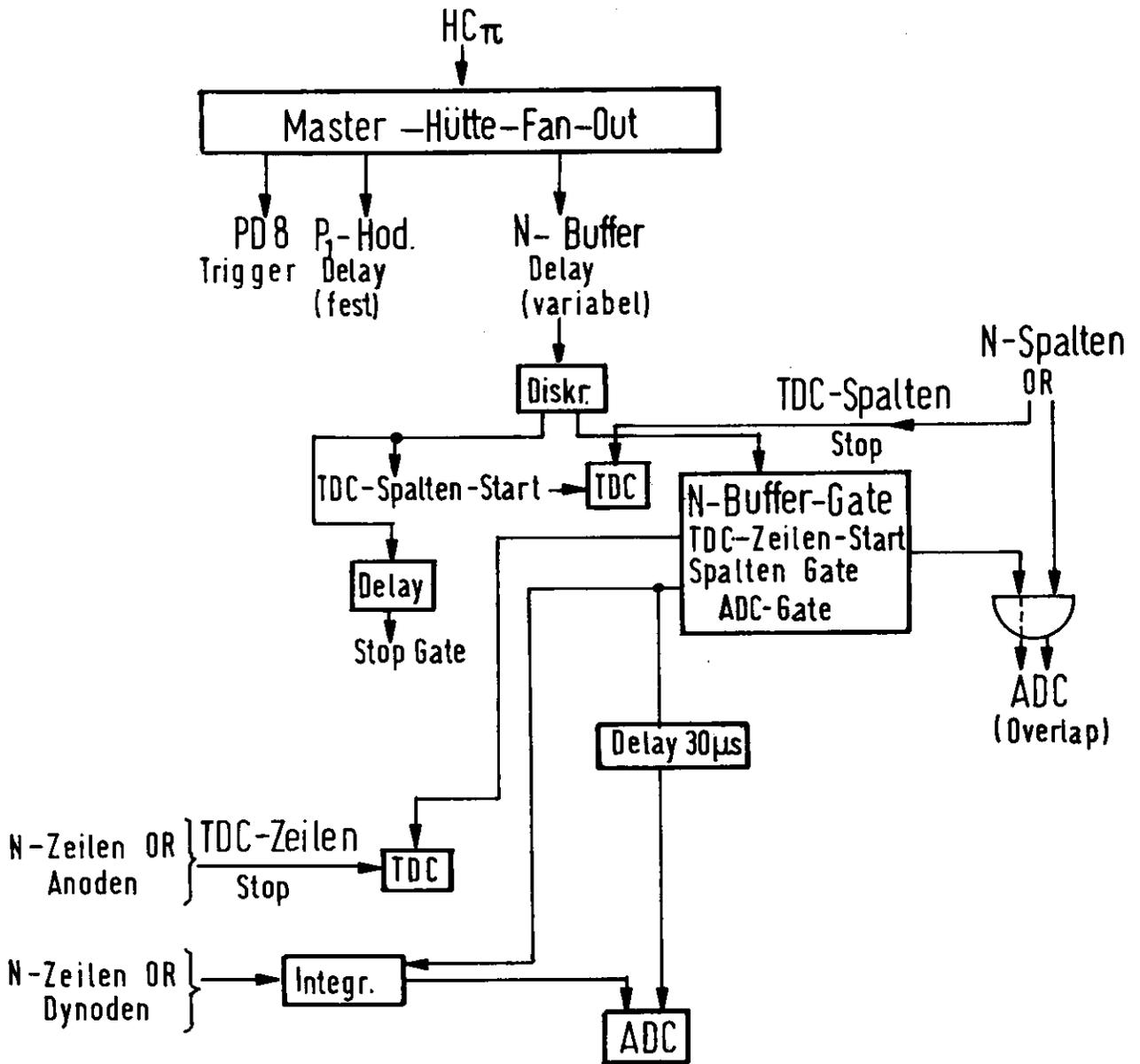
Abb. 19) Zeitauflösung im Spektrometer

Ein nicht exakter Abgleich, Zeitschwankungen der Einzelsignale ("jitter") und "zufällige" Koinzidenzen führen zu grösseren Zeiten. So ergibt sich aus der Breite des Spektrums eine Auflösung der Hauptkoinzidenz < 1.5 nsec (FWHM). Ausserhalb der Fussbreite des Spektrums befinden sich weniger als 1% der Ereignisse.

3.5.2 Pion-Neutron-Koinzidenz

In Abb. 20) ist der Aufbau der schnellen Elektronik des Rückstossarms zu sehen. Besonders hervorzuheben ist die variable Verzögerungsleitung,

Abb. 20) Schnelle Elektronik im Rückstossarm, Pion-Neutron-Koinzidenz



über die der "Pion-Trigger HC _{π} " als "gate" oder "Start" der Neutron-Elektronik zugeführt wird. Wegen der im Gegensatz zu den Pionen ($\beta_{\pi} > .999$) sehr unterschiedlichen $|t|$ -abhängigen Flugzeit der Neutronen ($.3 < \beta_n < .8$) muss zur Bildung einer π -N-Koinzidenz das "gate" nachgeregelt werden. Die Breite des Signals beträgt ca. 60 nsec. Man könnte auch das "gate"-Signal zeitlich fest lassen, indem man es ausreichend verbreitert. Dies würde aber den Anteil "zufälliger" Koinzidenzen beträchtlich erhöhen.

Zur Messung der Flugzeit mit einem TDC (128 Kanäle, 0.5 nsec/Kanal) werden die Anodensignale der drei mittleren N-Zähler zeilenweise und die sieben Signale der Spalten jeweils über ein "FAN-IN" zusammenfasst ("Stop"). Zur Herabsetzung der "Zufälligenrate" wird auf die vertikalen Randzähler verzichtet. ^{+) Die Akzeptanz ist hierdurch nicht eingeschränkt. Zeitbestimmend ist wieder das Stop-Signal, das deshalb immer später als das Start-Signal anliegen muss. Die einzelnen Anodensignale sind zeitlich auf ± 4 nsec abgeglichen, wodurch auch die Zeitauflösung festgelegt ist.}

Die Messung der Pulshöhen geschieht durch ein über Kabel zeilenweises Zusammenfassen der Dynodenausgänge, das über ein "linear-gate" mit Integrator auf einen ADC gegeben wird. Schliesslich stehen zur Ortsauswertung noch die einzelnen Zähler der Matrix als Bits zur Verfügung.

Das Testen der gesamten Elektronik wird mit einem Lichtpulser vorgenommen, mit dem die Geometrikoinzidenz und die Neutronenzähler gesetzt werden können.

3.5.3 Zählratenkorrekturen

Im wesentlichen liegen für Zählratenkorrekturen vier Ursachen vor:

^{+) Ursprünglich war geplant, mit Hilfe der Ereignisse in den Randzählern den Kohlenstoffuntergrund abzutrennen, da bei kinematisch richtiger Zählerstellung die Ereignisse, die von den freien Protonen herrühren, nur in den mittleren Bereich der Matrix fallen. Der Kohlenstoffbeitrag der π -N-Koinzidenzen stellte sich jedoch als sehr gering heraus (5.3), so dass diese Massnahme nicht nötig war.}

- a) zu grosse Rate durch "zufällige" Koinzidenzen
- b) zu kleine Rate durch Kernabsorbtion und Streuung sowie Totzeit des N-Zählers und in den Proportionalkammern
- c) in der Quantameterkorrektur (s.u.) mit Totzeit des Kleinrechners während der Datennahme (4.1) und
- d) in den damit verbundenen Übertragungsfehlern.

Zur Bestimmung der "Zufälligenrate" sind in der schnellen Elektronik Zweige mit verzögerten Koinzidenzen aufgebaut, z.B. "GCE_d", d = delayed in Abb. 11). Der Anteil zu "GCE" beträgt weniger als 1%.

Die schnelle Elektronik ist nur während des E_{max}-Impulses geöffnet. Da aber auch Teile des γ -Strahlimpulses, die ausserhalb dieses Zeitintervalls liegen, vom Quantameter registriert werden, ist an die gemessene Gesamtladung eine sogenannte Quantameterkorrektur anzubringen. In dieselbe Korrektur geht auch die Totzeit bei der Datennahme des Kleinrechners ein, da während dieser Zeit die Elektronik geschlossen ist. Um diese Korrektur festzulegen, ist vor dem Quantameter QM hinter einem Permanentmagneten PM ein Monitorteleskop MON, bestehend aus drei Szintillationszählern, angebracht, Abb. 13). Der γ -Strahl erzeugt beim Durchlaufen eines dünnen Alu-Blechtes Schauer. Die niederenergetischen Teilchen werden vom Magneten auf das Teleskop gelenkt. Die Koinzidenzzählrate der drei Zähler ist proportional zur Gesamtladung. Sie wird registriert, einmal während die Elektronik geöffnet ist, zum anderen für die gesamte Messdauer. Das Verhältnis dieser beiden Raten ergibt dann gerade den QM-Korrekturfaktor in der Grössenordnung von meist 98%. Statt der MON-Korrektur werden teilweise auch die Verhältnisse G/G_{go} , H/H_{go} und $HC_{\pi}/HC_{\pi go}$ verwendet, die die gleiche Aussage liefern; der Index "go" bedeutet die Öffnung der Elektronik während der ganzen Messdauer.

Eine weitere Korrektur der Zählraten ist wegen der Übertragungsfehler bei der Datennahme erforderlich. Es werden weniger Ereignisse übermittelt als die Pion-Koinzidenz "HC _{π} " anzeigt, jedoch keine falschen Informationen innerhalb eines Ereignisses. Diese Fehler sind zum grössten Teil auf Ausfälle des Kleinrechners zurückzuführen und betragen i.a. weniger als 2%.

Die Totzeit der Proportionalkammern ist durch gasphysikalische Effekte und durch Eigenschaften der Verstärkerlogik festgelegt. Diese Korrektur geht zusammen mit der von nicht auswertbaren Mehrfachereignissen in die schon erwähnte Ansprechwahrscheinlichkeit des Spektrometers ein und liegt meist bei 98%.

Durch das Zusammenfassen einzelner Neutronenzählerelemente beträgt die Zählrate der Zeilen bis zu $3 \cdot 10^5$ kHz, die der Spalten ca. $7 \cdot 10^5$ kHz. Bei der Verwendung von 100 MHz-Elektronik ergibt sich eine Totzeit < 1%.

4. Datenaufnahme

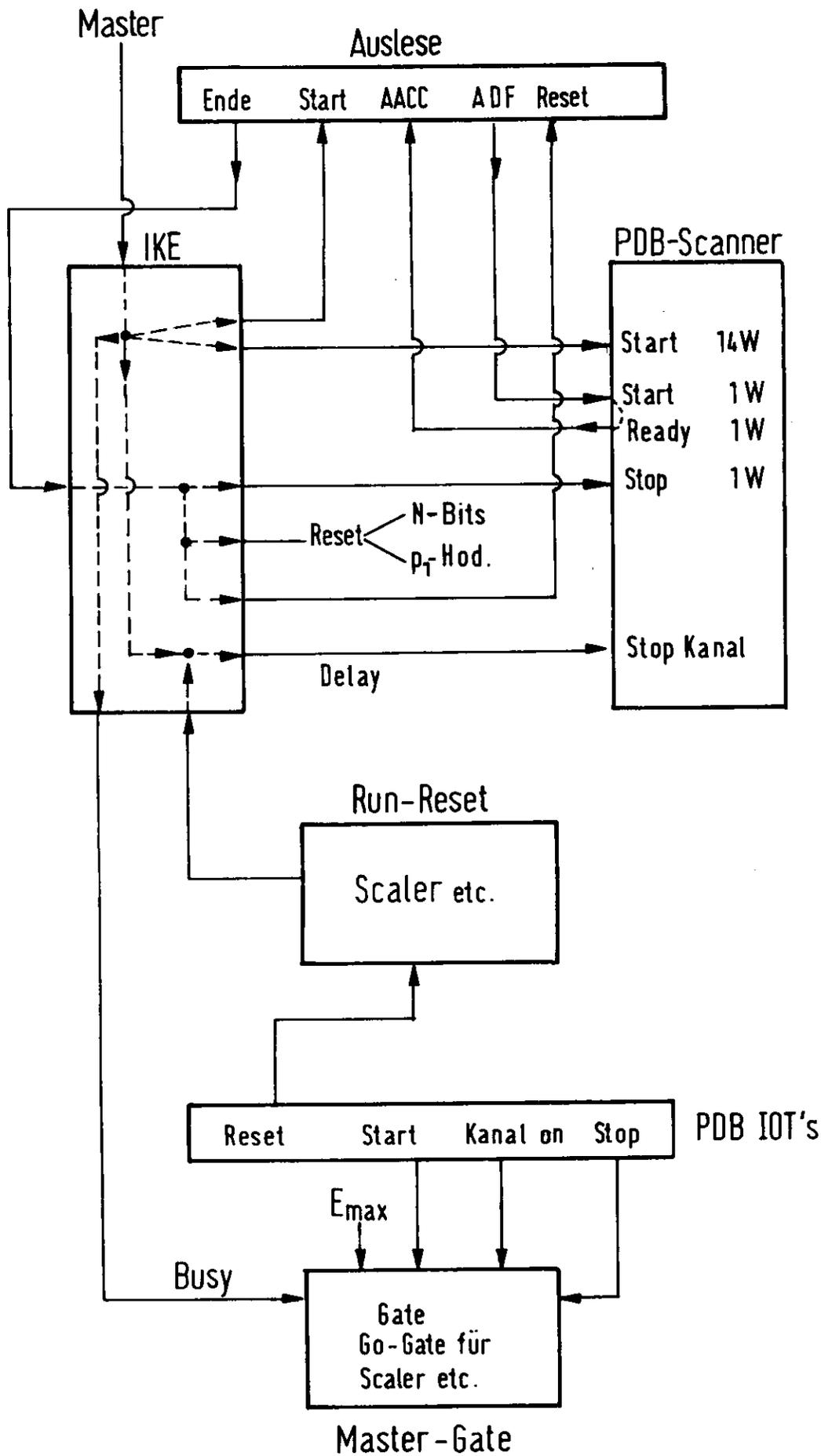
Zur Registrierung und Speicherung der Daten ist an das Experiment eine digitale Rechenmaschine vom Typ PDP8 I (Fa. Digital Equipment Corp.) angeschlossen. Die zu verarbeitende Datenmenge und -rate richtet sich nach den Impulsübertrag. Es werden für jede Polarisationsrichtung bis zu 10^4 Pionereignisse pro Messpunkt aufgenommen. Die Rate beträgt bei 10^{10} Qeff/sec ca. 2 Hz. Jede Messung ist in kurze Perioden ("runs") von ca. 1 Stunde Dauer unterteilt. Vor jedem "run" wird die Polarisationsrichtung gewechselt und jede Messung pro Richtung mit einer gleichen Anzahl von "effektiven Quanten" durchgeführt.

4.1 Anschluss einer PDP 8 I

Dieser Kleinrechner hat eine Speicherkapazität von 16×10^3 Worten à 12 Bits mit einer Zykluszeit von 1.5 μ sec. Ein- und Ausgabe werden über einen Fernschreiber, eine Schreibmaschine, ein Sichtanzeigegerät und vier Magnetbandeinheiten abgewickelt. Über den "data-break"-Modus können Daten unmittelbar in den Kernspeicher eingelesen werden, ohne das laufende Programm zu stören.

Ein direkter Datenkanal führt zu einem Grossrechner IBM 360/65/75. Der Kleinrechner hat eine Reihe von Aufgaben zu übernehmen, auf die im folgenden kurz eingegangen wird. Zunächst werden die Daten aufgenommen und - mit erforderlichen Kennziffern versehen - auf Magnetband ge-

Abb. 21) Anschluss der schnellen Elektronik an einem Kleinrechner PDF8I
 IKE = Interrupt-Kontroll-Einheit (symbolisch)



schrieben und zur IBM-Rechenanlage übermittelt. Am Ende der Messung liefert die IBM-Anlage eine Zwischenauswertung hinsichtlich der Flugzeitspektren (π -N-Koinzidenz).

Während der gesamten Messperiode werden die Ereignisse nach Pulshöhen-, Flugzeit- und Hodoskopzähler-Informationen analysiert und zu Spektren aufsummiert auf einem Bildschirm sichtbar gemacht. Ausserdem wird in regelmässigen Abständen aus dem eingelesenen Polarisations-signal mittels der IBM-Anlage der aktuelle Polarisationsgrad ermittelt. Diese ganzen Vorgänge werden von dem On-Line-Programm POLEX gesteuert. Das Programm arbeitet im sog. "multitask -system", d.h. die verschiedenen Aufgaben können praktisch parallel zueinander vom Rechner ausgeführt werden.

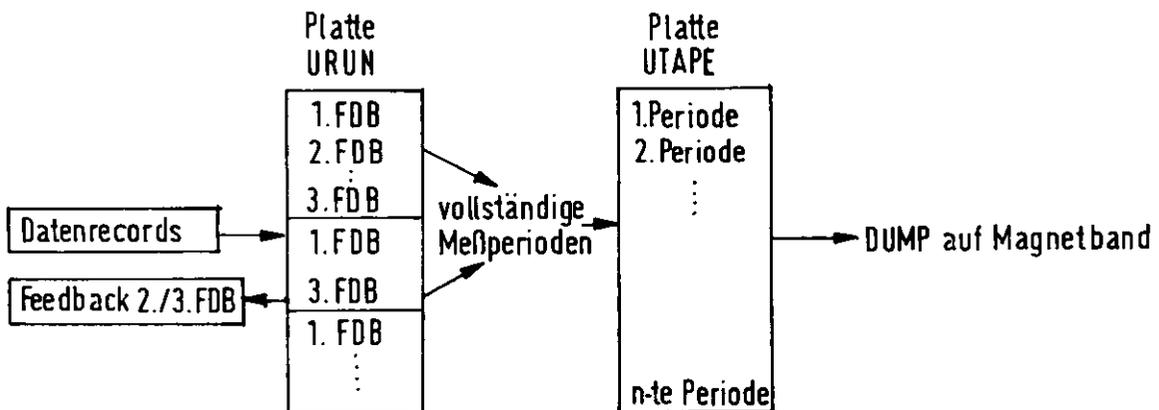
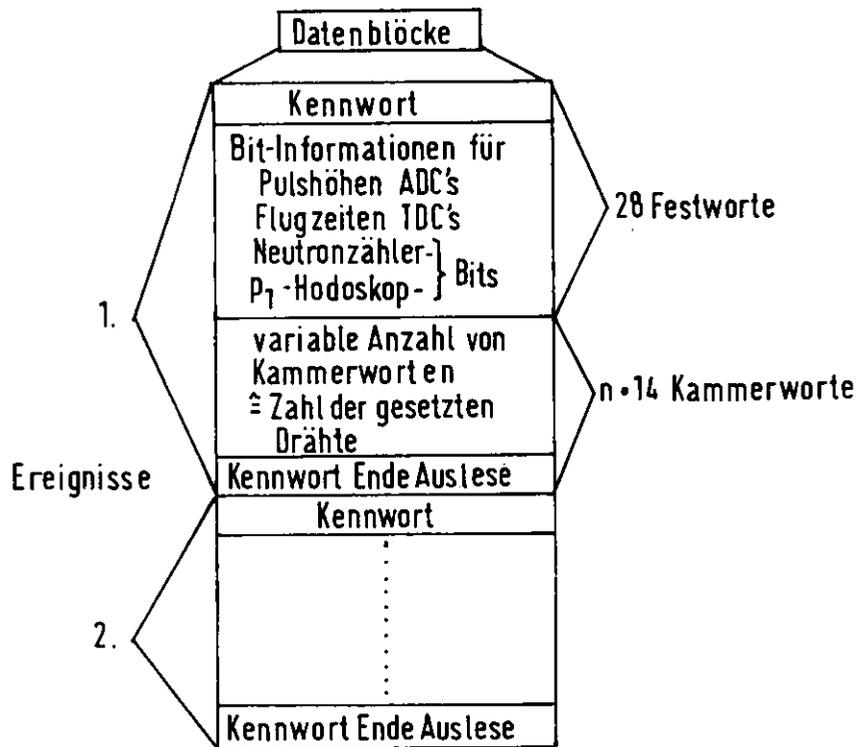
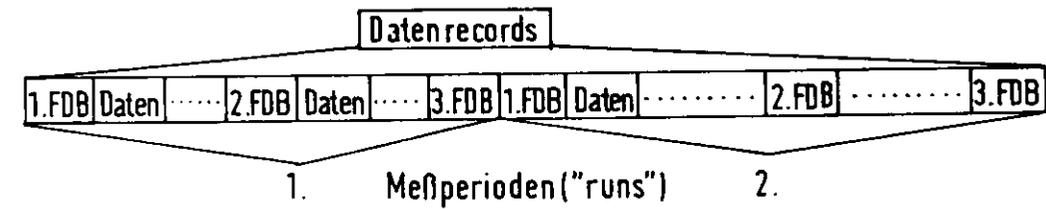
Um den Experimentierablauf nicht wesentlich zu beeinflussen, wird der Rechner über ein "Interrupt-System" mit der schnellen Elektronik verbunden, (Abb. 21), dessen prinzipielle Funktionsweise hier kurz erläutert sei.

Wenn die PDP 8 I bereit ist, Daten zu nehmen (Kanal on), also nicht mit der Auswertung beschäftigt ist, und wenn ein Trigger " HC_{π} " gekommen ist, wird die Elektronik geschlossen (Busy). Mittels "data-break" werden dann sowohl 2 x 14 Festworte (Start 14 W) als auch eine - entsprechend der Zahl gesetzter Drähte in den Proportionalkammern - variable Anzahl von 1-Worten (Start, Ready 1W) in den Kernspeicher eingelesen. Das Ausleseverfahren ist in Ref. 21) beschrieben.

Am Ende des Auslesevorganges (Auslese Ende) wird der "data-break"-Modus abgebrochen (Stop 1W), alle Speicher-Flip-Flops zurückgesetzt (Reset) und die Elektronik zur Aufnahme eines neuen Ereignisses wieder geöffnet. Da die Proportionalkammern wegen der langen Kabelllaufzeiten vom Experimentiergebiet aus getriggert werden, sorgt eine Antikoinzidenz zwischen dem "Gebiets"- und "Hütten-Trigger" dafür, dass die Flip-Flops der Kammerlogik zurückgesetzt werden, falls nur der "Gebietstrigger H" vorhanden war. Das Verhältnis $HC_{\pi \text{ Hütte}} / H_{\text{gebiet}} \approx 98\%$ kann zur Korrektur der Kammerzählraten benutzt werden.

Die durch das Ausleseverfahren bedingte Totzeit für jedes Ereignis be-

Abb. 22) Datenstruktur für den Kleinrechner



trägt ca. 500 μ sec, so dass während des Strahlimpulses maximal sechs Ereignisse eingelesen werden können. Nach Ende des Impulses wird von der Kontrolleinheit ein Kanal-Stop-Signal herausgegeben, und der Rechner verarbeitet die gespeicherten Ereignisse nach Analyse der Datenstruktur innerhalb der strahlfreien Zeit von 17 msec.

4.2 Datenstruktur

Aus Speicherplatzgründen ist es zweckmässig, die Daten einer Messperiode in einer Blockstruktur ("records") auf Magnetband zu schreiben. Über zwei Zwischenspeicher können die Daten abwechselnd eingelesen und transferiert werden. Abb. 22) zeigt das Blockschema. Die in jeder Messperiode genommenen Daten werden von einem 1. und 3. Fest-Daten-Block (FDB) eingeschlossen. Zwischen den Daten wird automatisch eine vorwählbare Anzahl von 2. FDB's eingefügt, die das Polarisationsignal enthalten. Alle "records" werden zum IBM-Rechner übertragen und auf eine Platte URUN geschrieben. Sowie die Daten einer Messperiode mit einem 3. FDB abgeschlossen sind, werden sie auf eine weitere Zwischenspeicherplatte UTAPE übertragen, welche wiederum automatisch auf ein Magnetband "gedumpt" wird, wenn ihre Kapazität erreicht ist. Ausserdem erhält der Experimentator vom IBM-Rechner in Form eines "feedback" Rückmeldungen, u.a. den errechneten Polarisationsgrad. Diese "On-Line"-Datenverarbeitung wird ebenso wie das im folgenden ersichtliche "Off-Line"-Programm von einem Programm namens POLEX durchgeführt.

4.3. Datenanalyse

Der Programmablauf der endgültigen Auswertung ist in Abb. 23) zu sehen. Hieraus sind auch die wichtigsten Erläuterungen zu entnehmen, auf die in Kap. 5 noch im einzelnen eingegangen wird.

5. Auswertung der Messungen

Zur Ermittlung der Targetasymmetrie werden neben den eigentlichen Messungen am polarisierten Target eine Reihe von Kontroll- und Untergrundmessungen an verschiedenen Targetmaterialien durchgeführt:

- a) an flüssigem Wasserstoff zur Überprüfung der Messapparatur
- b) am polarisierten Target zur Bestimmung der Targetasymmetrie
- c) an Kohlenstoff, Polyäthylen, nicht polarisiertem Butanol zur Bestimmung des Untergrundbeitrages vom Kohlenstoff und des Ansprechvermögens des Neutronzählers
- d) an Helium, Leertarget (Cu, Fe, Al) zur Untergrundbestimmung durch die Kavität.

Zunächst werden die Hauptmessungen zu Punkt b) betrachtet.

5.1 Flugzeitspektren

Als wichtigstes Kriterium für eine Pion-Neutron-Koinzidenz haben sich die Flugzeitspektren erwiesen, da sie im Vergleich zur Koplanaritätsverteilung (5.2) eine bessere Untergrundabtrennung ermöglichen. In Abb. 24) sind für zwei extreme Impulsüberträge $|t| = .2 \text{ (GeV/c)}^2$ und $|t| = .8 \text{ (GeV/c)}^2$ die Flugzeitspektren aufgetragen. Es werden jeweils die Zeitspektren der "geordneten" Zeilen des N-Zählers kanalweise addiert. Sofern der zeitliche Abgleich der Zeilen nicht ganz richtig ist, werden die Zeilenspektren so gegeneinander verschoben, dass ihr Maximum übereinander liegt. Dies ist deshalb möglich, weil es hierbei nur auf eine relative Zeitmessung ankommt. Dieser nachträgliche Abgleich kann so mit $\pm 2 \text{ nsec}$ Genauigkeit durchgeführt werden, da das Maximum der einzelnen Spektren nicht immer auf einen Kanal beschränkt ist. Die leicht asymmetrische Form des aufsummierten Spektrums kommt möglicherweise durch mehrere Einflüsse zustande:

Die sehr unterschiedlichen Pulshöhen (energieabhängig) der Signale des N-Zählers führen zu verschiedenen Anstiegszeiten. Kleine Pulshöhen, d.h. gro-
se Anstiegszeiten werden von der Schwelle eines Diskriminators auch entsprechend später erfasst. Dieser als "time-slewing" bekannte Effekt führt zu einer zeitlichen Verschiebung der Ausgangsimpulse zu grösseren Zeiten hin.

Abb. 24) Flugzeitspektren, Beispiel $k = 3.4 \text{ GeV}$, $|t| = .2$ und $.8 \text{ (GeV/c)}^2$ Polarisationsrichtung " \uparrow ". Der Schnittbereich ist durch zwei Pfeile gekennzeichnet. Korrektur auf Mehrfachereignisse ist berücksichtigt.

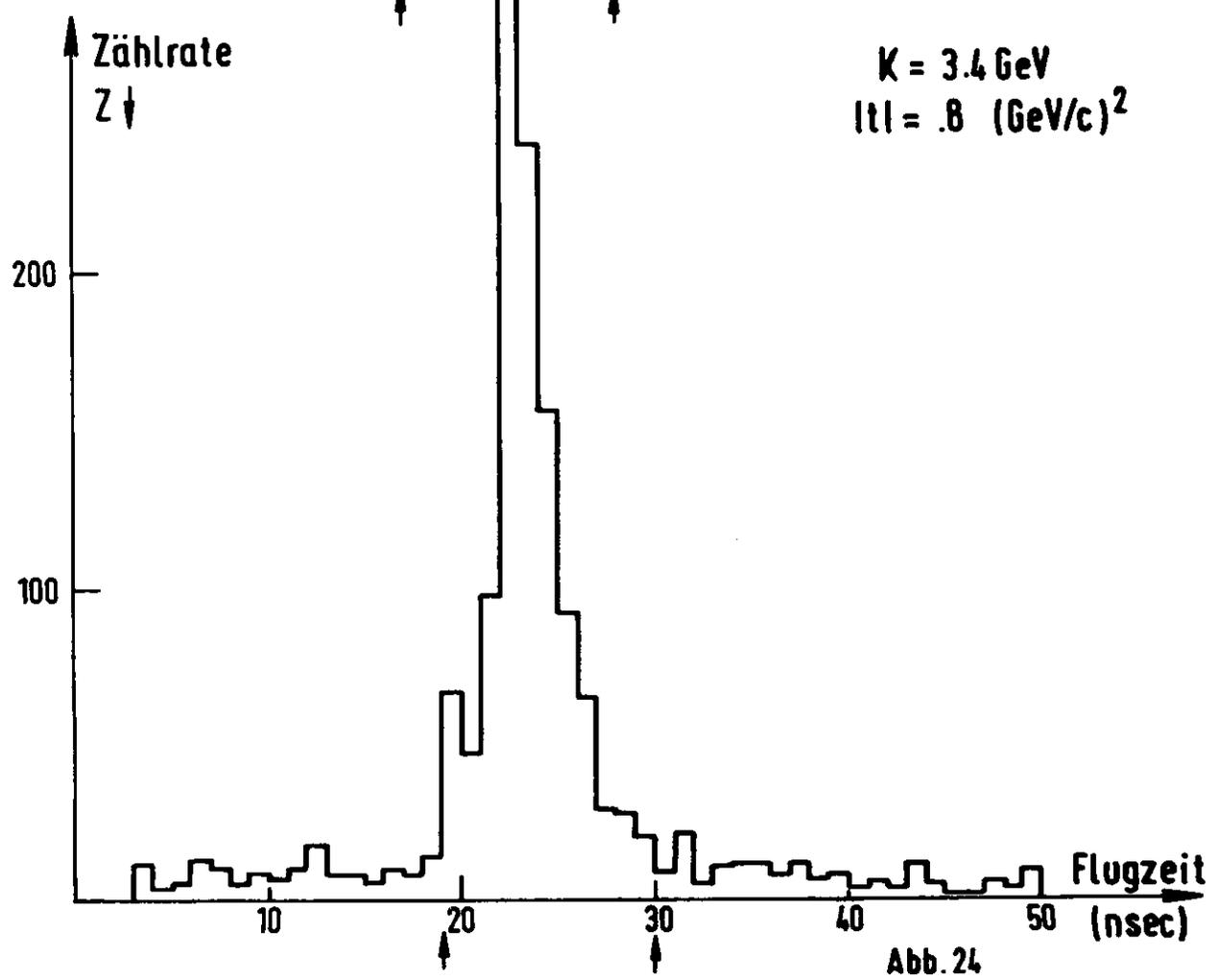
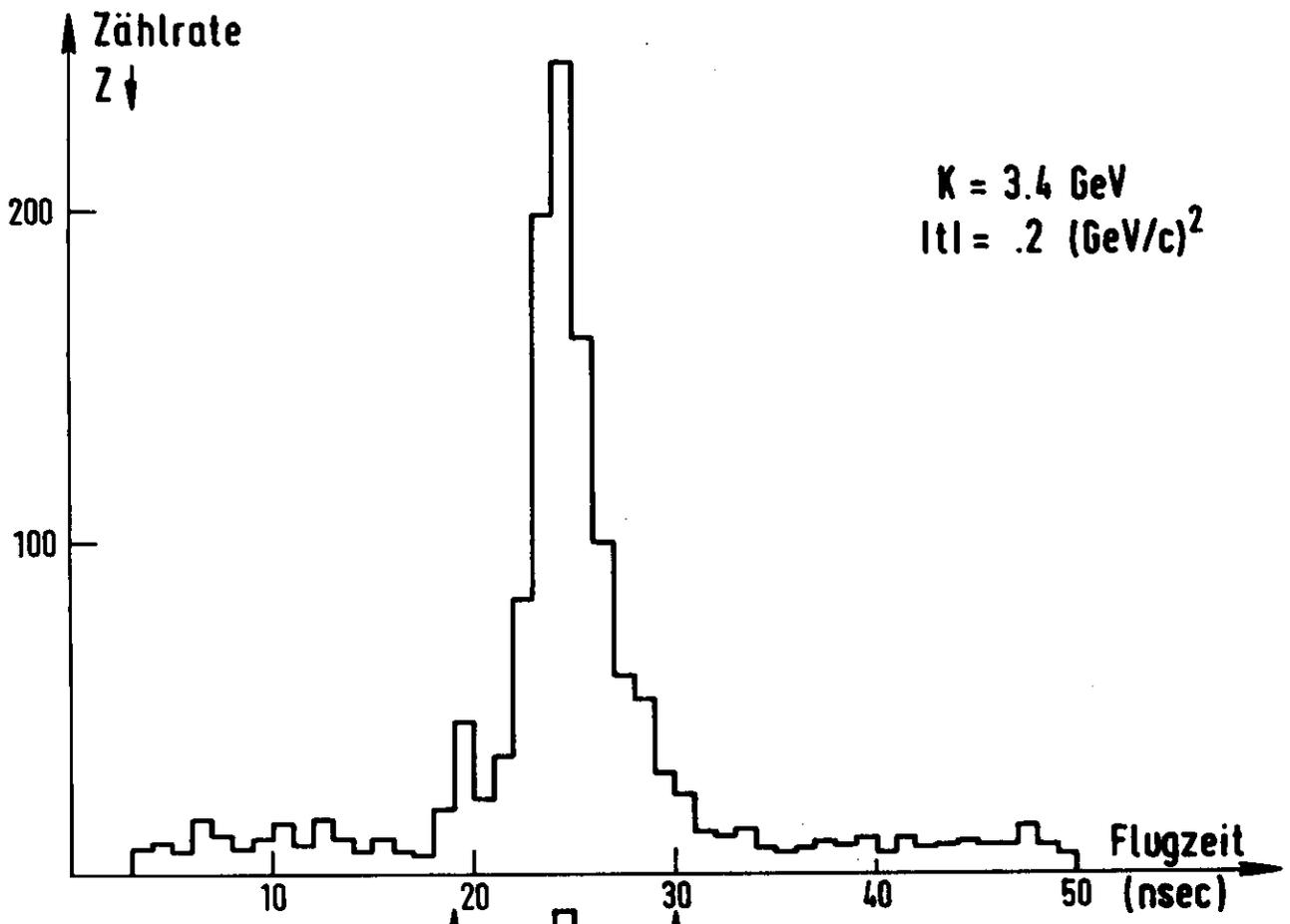


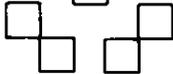
Abb. 24

Die Lichtlaufzeit im Szintillator ist ebenfalls sehr unterschiedlich und hängt vom Entstehungsort und den Streurichtungen ab. Hierdurch wird das Eintreffen des Lichts auf den Photovervielfacher gegenüber der Flugzeit des Neutrons in 50 cm Szintillator verzögert.

Sofern die oberste und unterste Zeile aus kinematischen Gründen keinen Beitrag zur Koinzidenzrate leisten, werden sie ausgelassen. Andernfalls würde nur der Untergrund erhöht, der im wesentlichen aus "zufälligen" Ereignissen und zu einem kleinen Teil aus einem Kohlenstoffanteil besteht (5.3). Um die unter dem Flugzeit-Maximum befindlichen reinen π -N-Raten herauszupräparieren, wird folgendermassen vorgegangen. Zunächst wird ein möglichst enger Schnitt gesetzt (ohne jedoch in den Bereich des Maximums zu schneiden), um den Untergrundabzug und damit den statistischen Fehler klein zu halten. Nun entstehen bei der Addition der einzelnen Flugzeitspektren zwangsläufig Mehrfachereignisse durch Sekundärprozesse im Neutron-Zähler, auf die korrigiert werden muss. So kann es z.B. vorkommen, dass ein echtes Koinzidenzneutron durch Streuprozesse der Folgeteilchen zwei Zeilen zum Ansprechen bringt; oder mehrere "zufällige" werden von verschiedenen Zeilen nachgewiesen. Die Tabelle in Abb. 25) gibt eine statistische Übersicht der Mehrfachereignisse, die aus der Flugzeit- und Bitinformation gewonnen wurde, Beispiel $|t| = .6 \text{ (GeV/c)}^2$ und $k = 5 \text{ GeV}$. - Aus dieser Tabelle sieht man, dass die Einer-Flugzeiten entsprechend den Einzelbits im N-Zähler den überwiegenden Anteil von 77.7% ausmachen; 97,8% aller Ereignisse werden schon zusammen mit den Zweifachereignissen (20.2%) erfasst. Der geringe Unterschied zwischen der Zählerbit- und Flugzeit-Statistik kann dadurch erklärt werden, dass zwei nebeneinander liegende Bits zur eine Flugzeit ("Zeilen-Oder") liefern und in 2.6% aller Fälle ein Bit ohne Flugzeit angesprochen hat (unterschiedliche Zeitauflösung und Totzeit der Nachweisgeräte).

Die Korrelation zwischen Zählerbits und Flugzeiten gibt Aufschluss darüber, wie man sinnvollerweise die Mehrfachereignisse subtrahiert. Da mehr als $3/4$ dieser Ereignisse innerhalb des Schnittbereiches liegen, kann man annehmen, dass es sich hierbei nur um 1 echtes Teilchen handelt. Das gleiche gilt analog für die "zufälligen" ausserhalb der Schnitte. Falls etwa von Doppelereignissen das eine im Schnitt und das andere ausserhalb liegt (in 16.7% dieser Fälle), so zählt das im Schnitt befindliche Ereignis 1-fach, das andere gar nicht.

Abb. 25) Übersicht der Mehrfachereignisse bei den Zählerbits und Flugzeiten, Korrelation zwischen Zählerbits und Flugzeiten;
Beispiel: $k = 5 \text{ GeV}$, $|t| = .6 \text{ (GeV/c)}^2$ "↑".

N-Zählerbits	%	N-Flugzeiten		Gesamtbereich %
		innerhalb %	außerhalb %	
einfach : 	67,5	42,5	35,2	77,7
zweifach : 	27,7	13,5	3,2	16,7
nebeneinander : 	7,1			
untereinander : 	9,3			
diagonal : 	3,3			
auseinander : 	4,0	1,7	1,7	3,4 { 1 im Schnitt ber. 1 außerhalb
dreifach : 	7,3	1,7	0,3	2,0
vierfach : 	1,3	0,2		0,2
mehr als vierfach : 	0,2			
Summe 2342 Ereignisse	≅ 100%	1979 ≅ 59,6 %	1342 ≅ 40,4%	3321 ≅ 100%

Korrelation : Bit-Flugzeit

Summe %	Bits	im Schnittbereich %	Gesamtbereich %
67,2	1	1 67,8	45,6
		0 32,2	21,6
23,3	2	2 75,6	} 21,5
		1 16,7	
		0 7,7	1,8
7,0	3	3 81,6	} 6,8
		2 11,2	
		1 4,1	
		0 3,1	0,2
2,5	≥ 4	4 74,3	1,9
		0-3 25,7	0,6
1388 ≅ 100 %	2,6% Bits ohne Flugzeit		100 %, Schnittber. 75,8%

Abb. 25

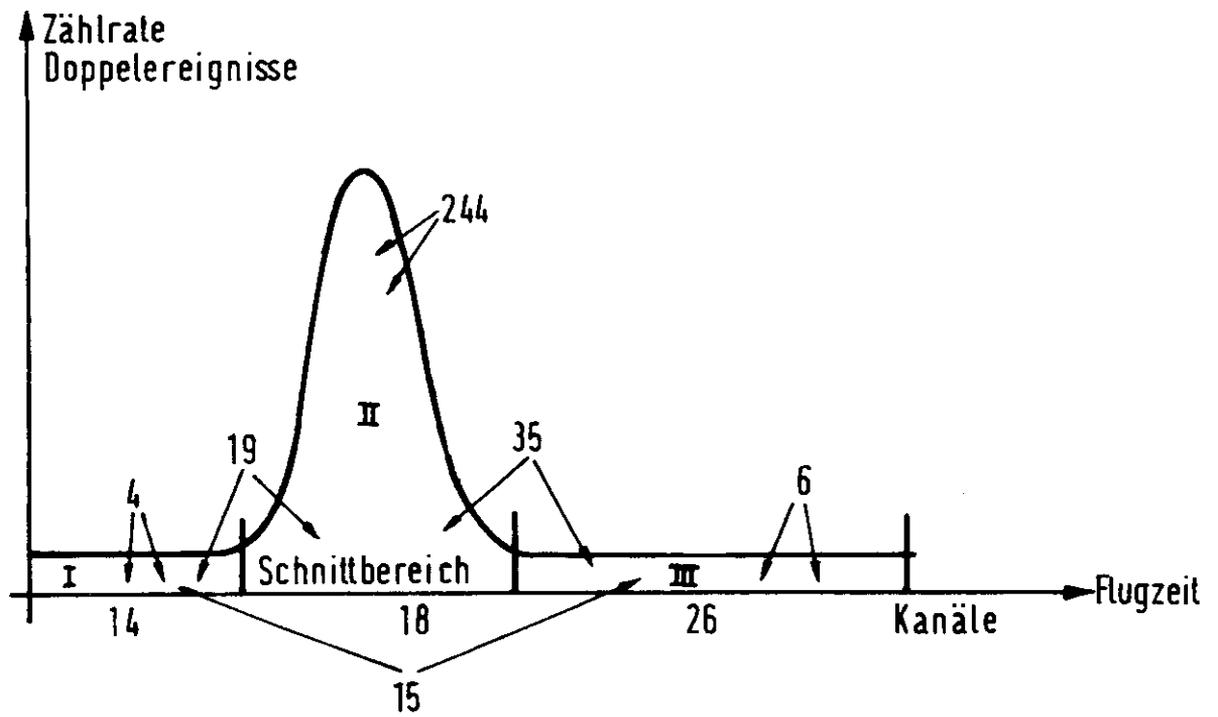


Abb. 26) Zählrate der Doppelereignisse (schematisch),
 Beispiel: $k = 5 \text{ GeV}$, $|\tau| = .6 (\text{GeV}/c)^2$ "†".

Dieses als "echt" gezählte Ereignis könnte auch ein "zufälliges" sein. In Abb. 26) ist die Verteilung der Doppelereignisse auf die drei Zeitbereiche I, II und III zu sehen. Eine obere Grenze für die Zahl N_{ZD} der "zufälligen" Doppelereignisse, von denen eins in den Bereich II fällt, ergibt folgende Abschätzung:

$$N_{ZD} \approx \frac{1}{2}(4+15+6) \cdot \frac{18}{40} \approx 6$$

wobei vorausgesetzt wird, dass in den Bereichen I und III nur "Zufällige" vorkommen (s. 5.3). N_{ZD} ist also nur 11% der als "echt" gezählten 54 Ereignisse oder weniger als 1% der $1052 = 75.8\%$ aller Ereignisse des Schnittbereiches II.

Verfeinerte Betrachtungen bei den ≈ 3 -fach-Ereignissen brauchen wegen ihres geringen Vorkommens nicht angestellt zu werden.

Um keine künstliche Asymmetrie zu erzeugen, werden zu einem Impulsübertrag für beide Polarisationsrichtungen dieselben Schnitte angebracht.

Nach der Korrektur der Spektren auf Mehrfachereignisse werden nun als Untergrund die ausserhalb des Schnittbereichs liegenden Ereignisse von den innerhalb befindlichen - auf die Kanalzahl normiert - abgezogen. Auf eine Untergrundanpassung kann verzichtet werden, da die "Zufälligenrate" gleichverteilt ist (Abb. 32) (5.3). Die verbleibenden "echten" Koinzidenzen enthalten jetzt im wesentlichen nur noch den Anteil von Reaktion am Kohlenstoff, auf den in Kap. 5.3 gesondert eingegangen wird. Die dort begründete Annahme, dass dieser Anteil für beide Polarisationsrichtungen gleich ist, und die gleichverteilten "zufälligen" Ereignisse ermöglichen es, dass bei der Differenzbildung $Z^- - Z^+$ die Spektren kanalweise voneinander subtrahiert werden können. Die Abb. 27) zeigt ein Differenzspektrum ($|t| = .3 \text{ (GeV/c)}^2$, $k = 2.5 \text{ GeV}$) mit in diesem Fall deutlicher Asymmetrie neben einem mit Null verträglichen Untergrund.

5.2 Kinematische Zuordnung der Spektren

Um zu überprüfen, ob alle "echten" Neutronen innerhalb des Schnittbereiches der zeilenweisen Flugzeitspektren liegen, wird eine Reihe von Untersuchungen durchgeführt, s.a. Abb. 23):

- a) Führt man in den Flugzeiten der "geoderten" Spalten gleichermassen Schnitte wie bei den Zeilen durch, so zeigt sich, dass die dem mittleren

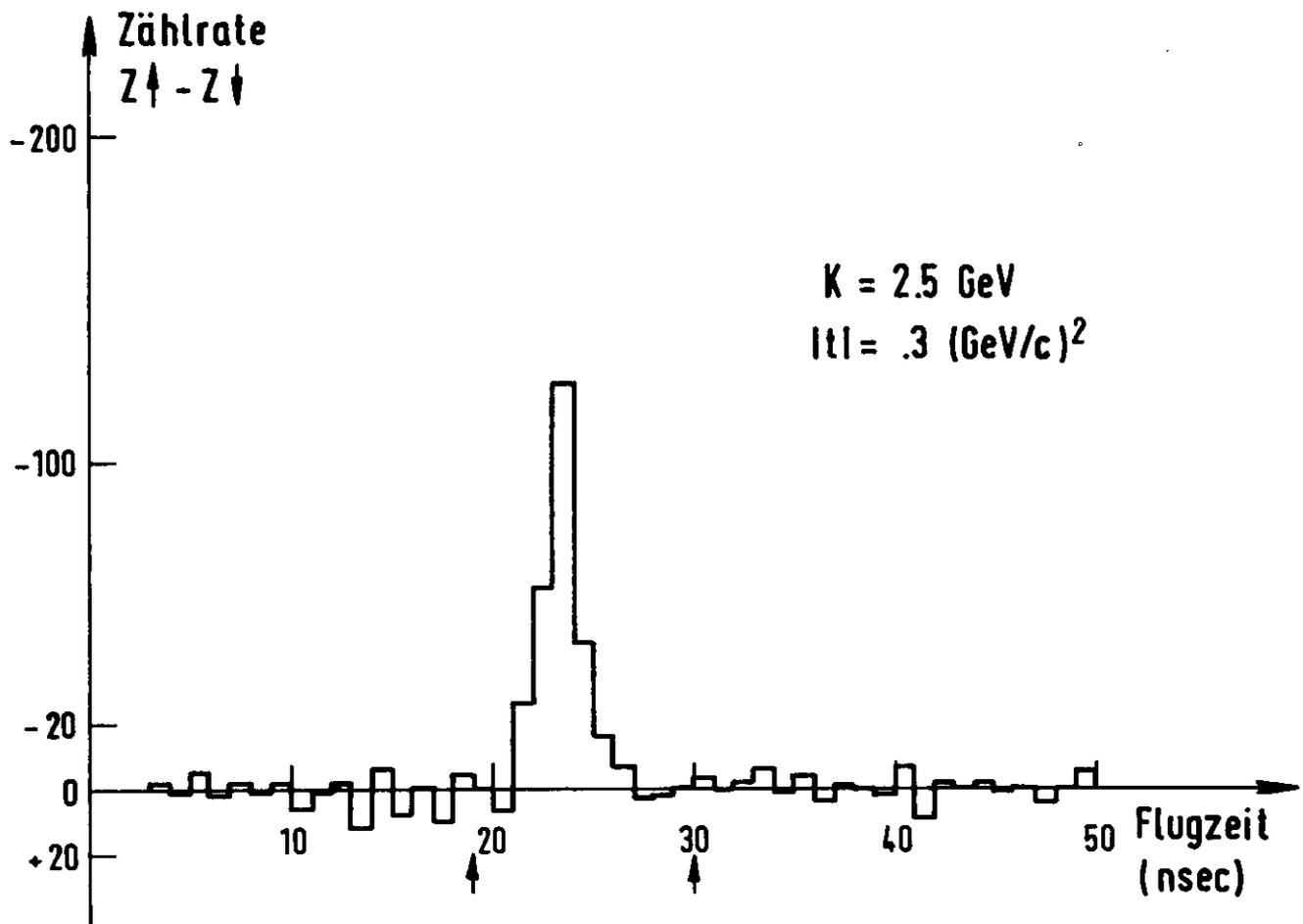


Abb. 27) Subtraktion der Flugzeitspektren "↑" und "↓" für das Beispiel $k = 2.5 \text{ GeV}$, $|t| = .3 (\text{GeV}/c)^2$.

Spaltenbereich entsprechenden Flugzeiten der Zeilen sich deutlich vom Untergrund abheben, Abb. 28b). Der Untergrund selbst ist im Vergleich zu Abb. 28a) reduziert. Er tritt sofort in Erscheinung, wenn man die ausserhalb der Spalten-Schnitte liegenden Zeilen-Flugzeiten betrachtet, Abb. 28c). Sie sind nahezu gleichverteilt. Eine hieraus berechnete Untergrundasymmetrie ist mit Null verträglich:
 $T = + .01 \pm .11$

- b) Ein ähnliches Resultat hinsichtlich der Zuordnung der Flugzeiten zu der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ erhält man durch Auswerten der Einzel-Bit-Information des N-Zählers. Die Kenntnis von Winkel und Impuls des Pions ermöglicht es, die Soll-Koordinaten des Neutrons im N-Zähler zu berechnen, Gl. 8). Sie werden zu den gemessenen Ist-Koordinaten (Zählermitte des angesprochenen Elementes) in Beziehung gesetzt, indem man die Koplanaritätsverteilung in Form der Differenz beider vertikaler Koordinaten aufträgt, Abb. 29a). Die Differenz der horizontalen Koordinaten ist in Abb. 29b) zu sehen. Wenn bei einem Ereignis mehrere auseinanderliegende Zähler angesprochen haben, so wird nur die Zählerkoordinate verwendet, die von der Sollkoordinate den geringsten Abstand hat, wobei noch ein zusätzlicher Zeitschnitt angebracht wird. Die Überlegungen in Kap. 5.1 zeigen, dass dann "zufällige" Ereignisse vernachlässigbar sind. Dieser Zeitschnitt von ca. 20 nsec Breite wird so gewählt, dass er das Maximum in beiden Verteilungen unverändert lässt. Für die Koordinaten bei neben- oder untereinander liegenden Zählern wird das arithmetische Mittel genommen; denn man kann davon ausgehen, dass in diesem Fall nur ein primäres Teilchen vorhanden war. Das Zeitkriterium trifft auch für die Einfach-Bit-Ereignisse zu. Dadurch wird erreicht, dass in den Koplanaritätsspektren die Zahl der "Zufälligen" herabgesetzt wird. Um nun die "echten" koplanaren Ereignisse zu ermitteln, geht man durch Anbringen von Koplanaritätsschnitten und anschliessender Subtraktion der "zufälligen" analog wie bei den Flugzeitspektren vor. In der Verteilung der horizontalen Koordinatendifferenzen lassen sich keine Schnitte anbringen, da sich die "echten" Ereignisse aus kinematischen Gründen nicht deutlich genug von den "zufälligen" abheben. Deshalb wird die Verteilung von künstlich erzeugten "Zufälligen" hierauf übertragen, s. 5.3.

Beide Spektren werden mit einer M.C-Rechnung simuliert. Hierzu werden

Abb. 28) Zuordnung der Zeilen- und den Spalten-Flugzeitspektren innerhalb und ausserhalb von Spaltenschnitten, nicht auf Mehrfachereignisse korrigiert; Beispiel: $k = 5 \text{ GeV}$, $|t| = .29 (\text{GeV}/c)^2$ "↓".

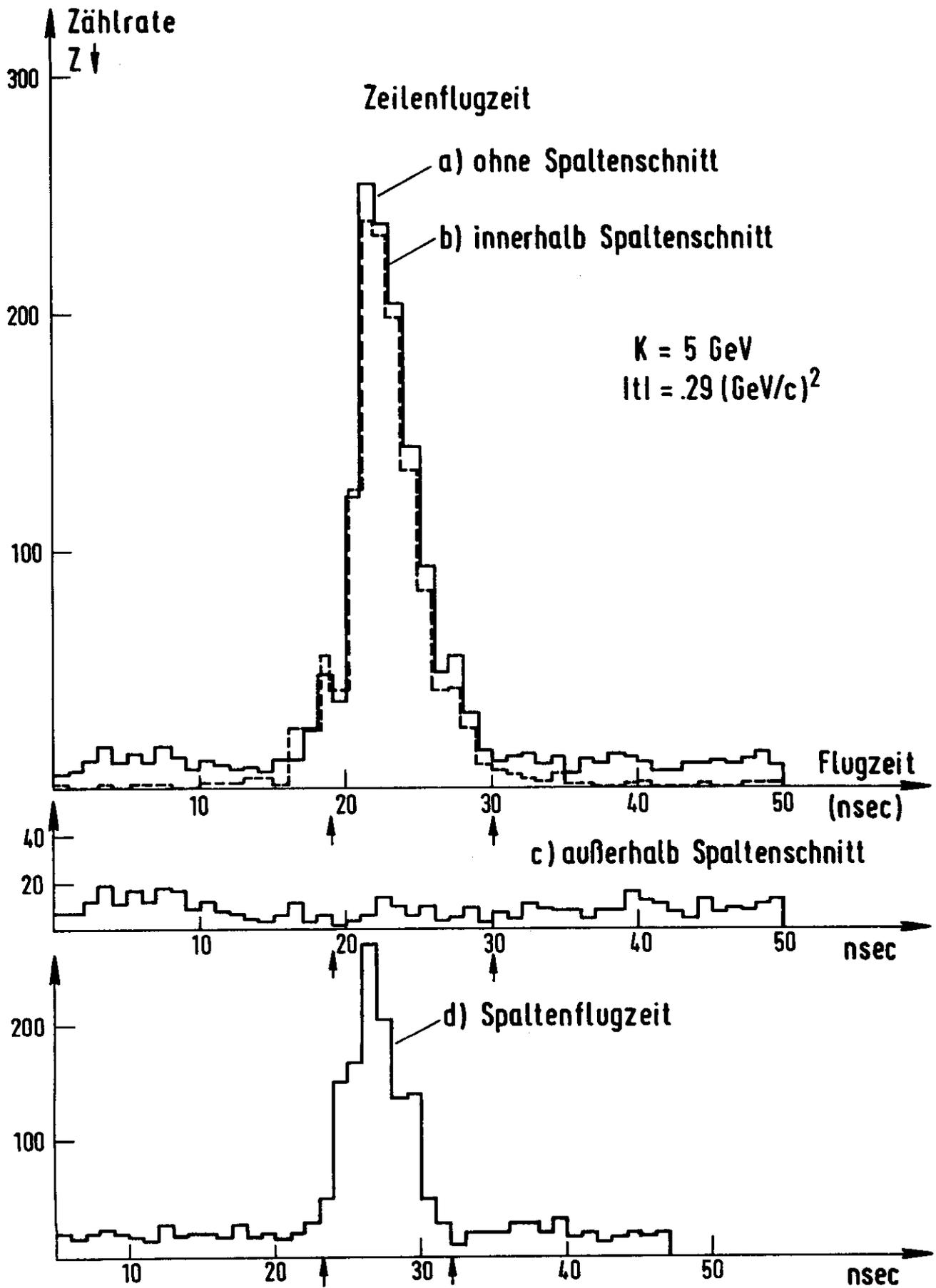
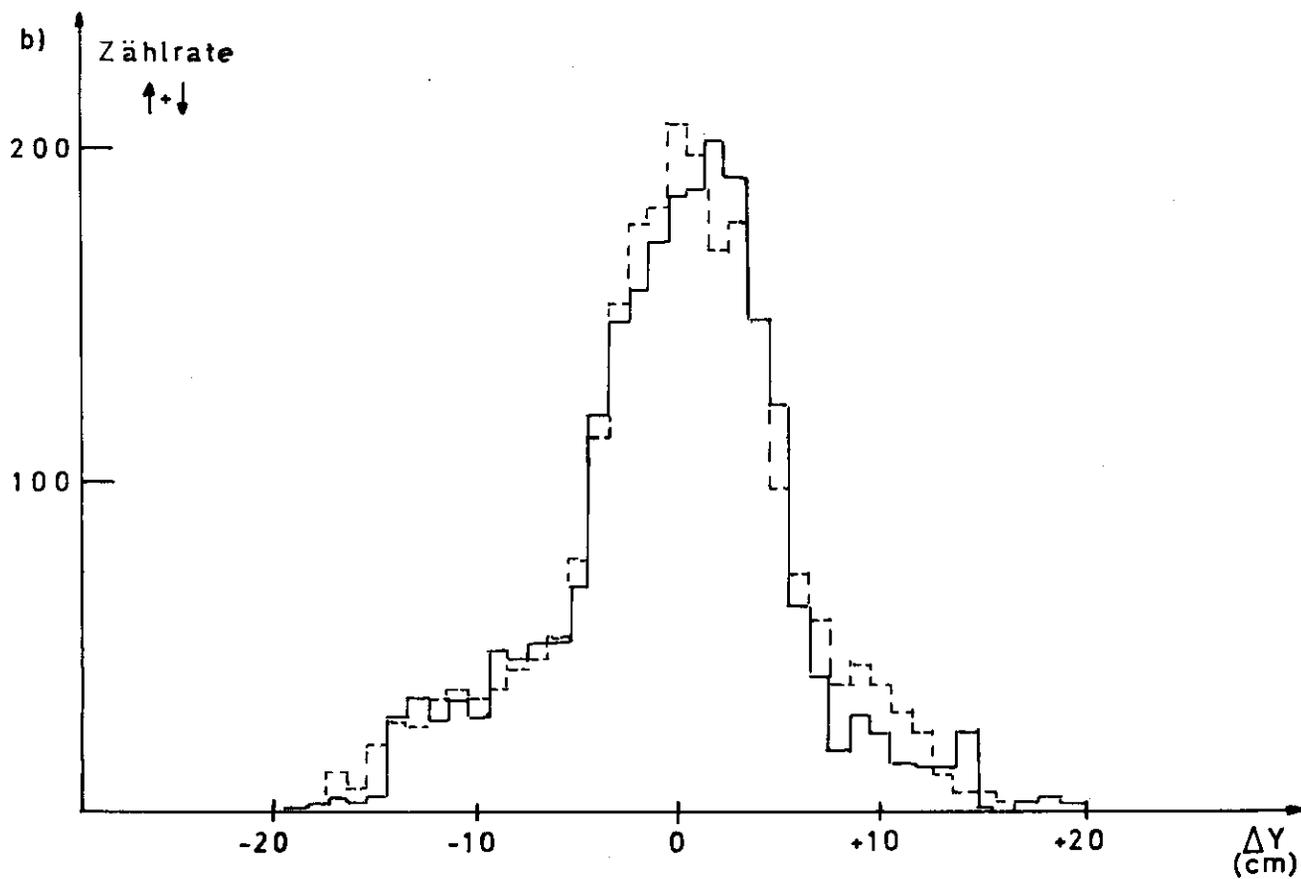
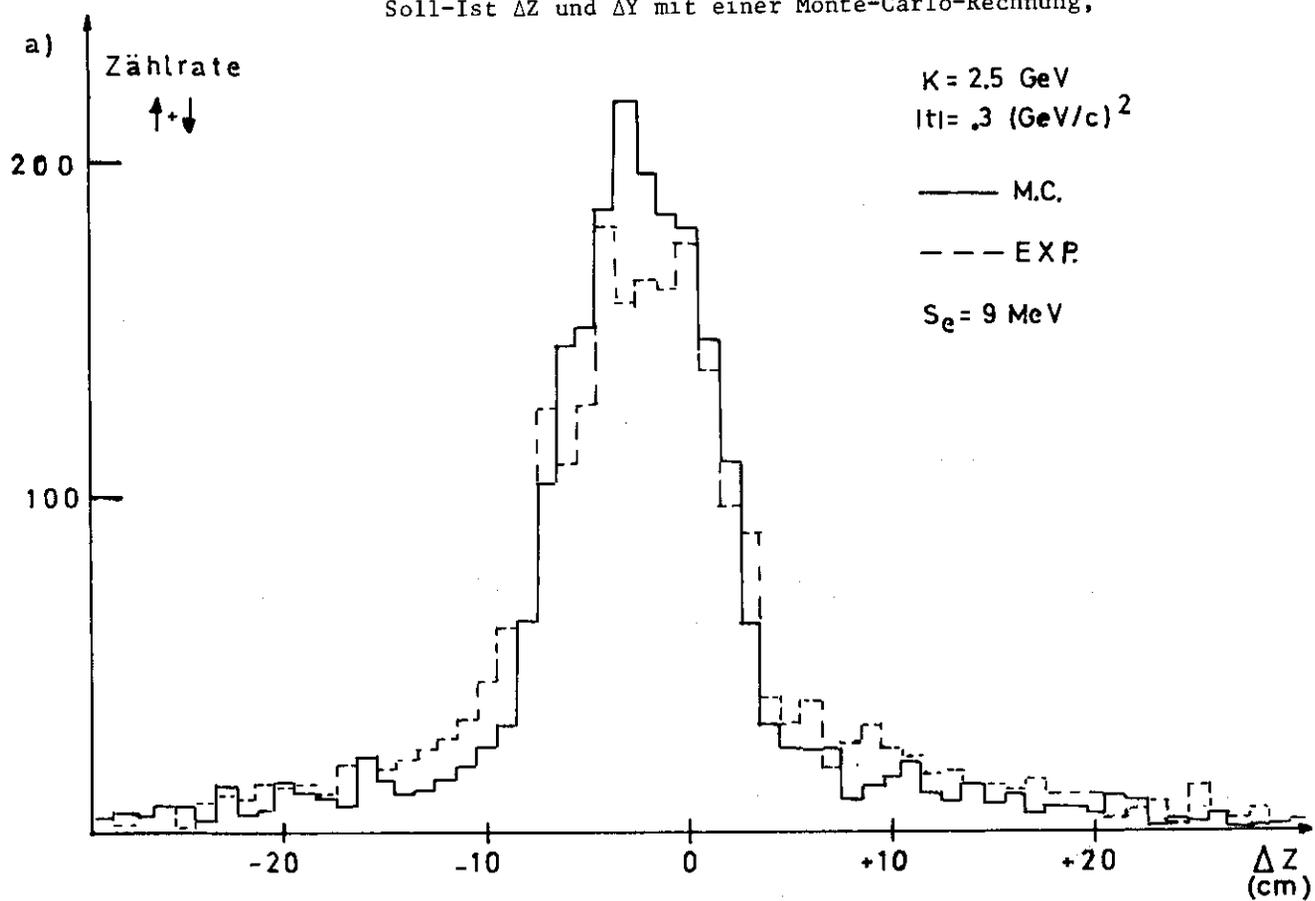


Abb. 28

Abb. 29) Vergleich der vertikalen und horizontalen Koordinatendifferenzen
Soll-Ist ΔZ und ΔY mit einer Monte-Carlo-Rechnung,



Spektrometerereignisse am Wasserstoff und Kohlenstoff im Verhältnis 1:3.2 erzeugt. Dieses Verhältnis entspricht der Zahl der freien zu gebundenen Protonen im Butanol und geht aufgrund der berücksichtigten Fermibewegung⁴⁰⁾ +) der Nukleonen im Kohlenstoff verhältnismässig unkritisch ein. Die Form des Bremsspektrums wird nach Ref. 42) angenommen. Das M.C.-Programm des Ansprechvermögens des N-Zählers²⁹⁾ wird mit der geometrischen Struktur der N-Zähler-Matrix modifiziert.

Die Übereinstimmung mit den Messdaten ist zufriedenstellend und zeigt, dass Ereignisse im Spektrometer auch den einzelnen Neutronenzählerelementen richtig zuzuordnen sind. Eine exakte Anpassung des M.C.-Programms, die möglicherweise durch individuelle Kenntnis der Schwellen der N-Zähler zu erreichen ist, wird nicht vorgenommen. Denn die Flugzeitspektren erlauben ohnehin eine deutlichere Untergrundabtrennung und werden deshalb auch für die Ergebnisse der Targetasymmetrie herangezogen. Dennoch zeigt Abb. 30) eine gute Übereinstimmung.

- c) In Kap. 2.1 wurde erwähnt, dass die "Bremskante" in der Mitte des vom Spektrometer akzeptierten Impulsbands liegt. Dadurch tritt zwangsläufig eine Zählratenbeschränkung ein. Um die Zählrate zu erhöhen, wird bei einigen Messungen der Sollimpuls der Spektrometereinstellung um 60 MeV/c (bei $k = 3.4$ GeV) bzw. 90 MeV/c (bei $k = 5$ GeV) reduziert. Der erreichte Zählratengewinn der Koinzidenzereignisse könnte dann zu einem kleinen Teil aus dem inelastischen Bereich nach Reaktionsgl. 40) kommen. Den gleichen Effekt erzielt man, wenn statt Erniedrigung des Impulses die primäre Gammaenergie heraufgesetzt wird, wie bei $k = 2.50$ GeV auf $k = 2.62$ GeV. Ein nach Gl. 7) ermitteltes k -Spektrum (Abb. 31) zeigt im Einklang mit der oben erwähnten M.C.-Rechnung, dass kein inelastischer Untergrund in den Koinzidenzzählraten vorliegt. Ein Beitrag von Mehrfachpionerzeugung über die $\Delta(1236)$ -Produktion kann vernachlässigt werden, wie sich aus einer ähnlichen Betrachtung wie in Ref. 20) Seite 34) ergibt.

5.3 Untergrundbeiträge

Wie in Kap. 5.1 erwähnt, wird der Anteil der "zufälligen" Koinzidenzen im Bereich des Maximums aus den flachen Teilen ausserhalb des Schnittbereichs bestimmt. Voraussetzung dazu ist, dass "zufällige" Ereignisse innerhalb des Schnittbereichs bei gleicher Höhe wie aussen ebenfalls flach verteilt sind. Abb. 32a) zeigt eine Flugzeitverteilung, die aus "falschen" Spek-

+) Anmerkung: Die Berechnung der Fermibewegung nach Ref. 41) ergibt keinen wesentlichen Unterschied.

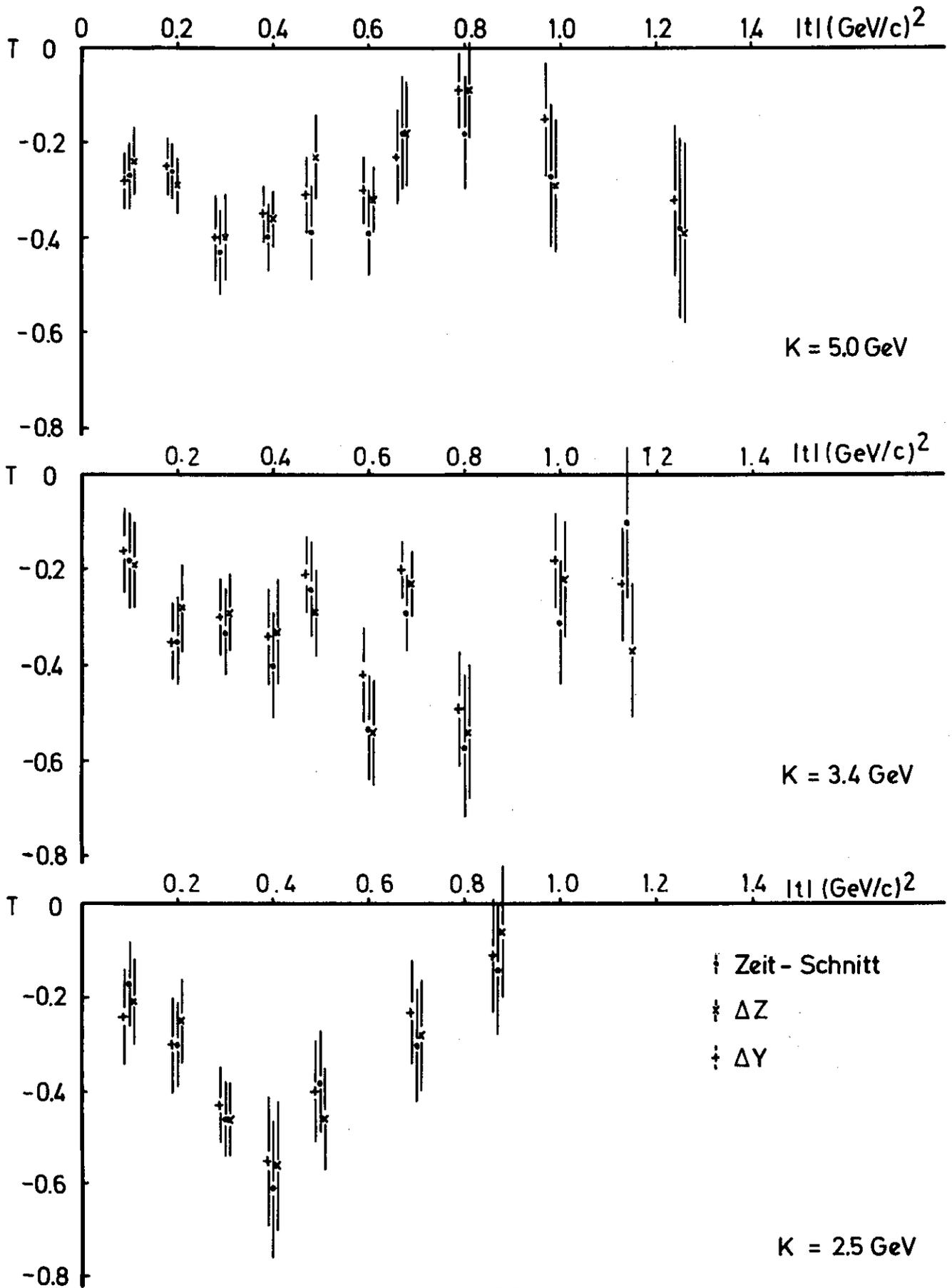


Abb. 30

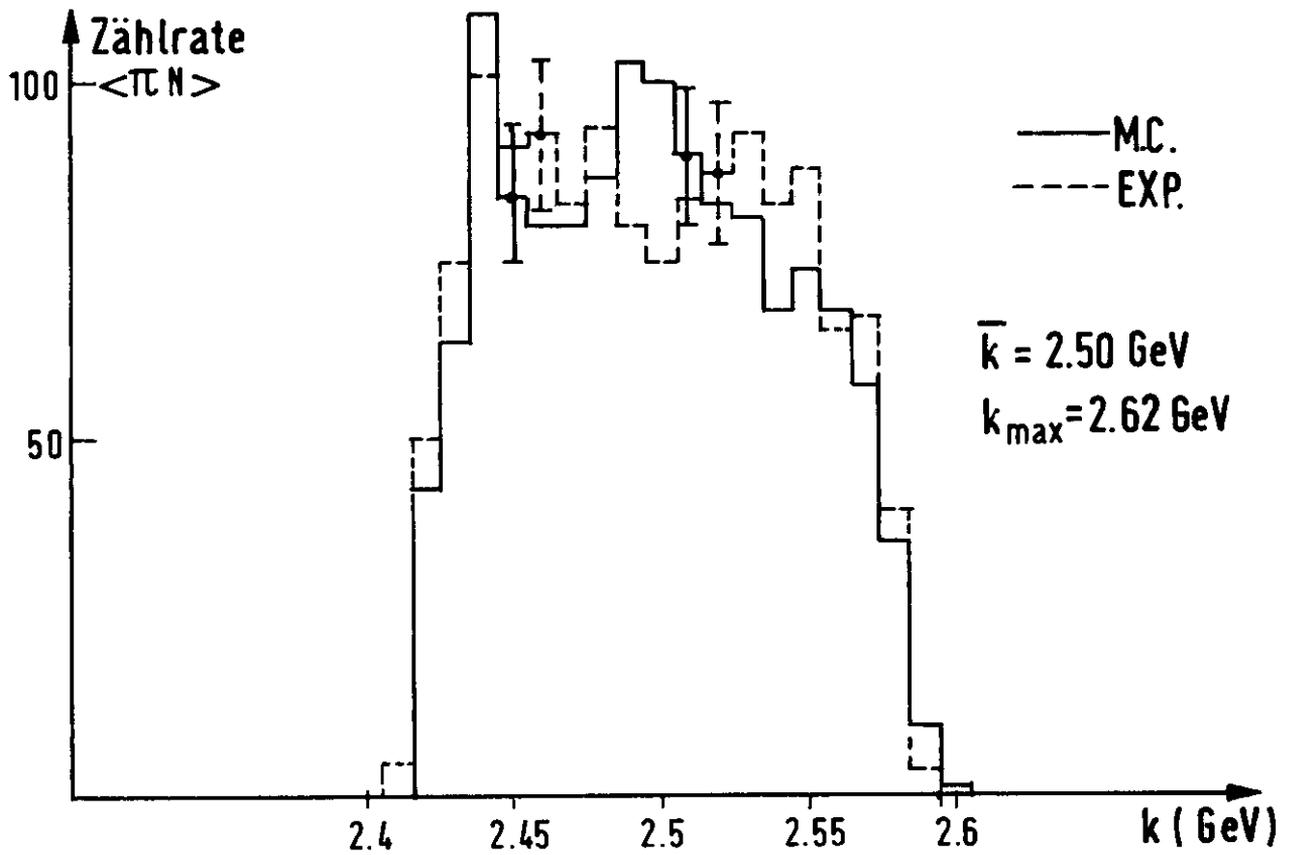


Abb. 31) Vergleich der aus den π -N-Koinzidenzen berechneten Gammaenergien mit einer Monte-Carlo-Rechnung,
 Beispiel: $k = 2.5 \text{ GeV}$, $|t| = .3 (\text{GeV}/c)^2$

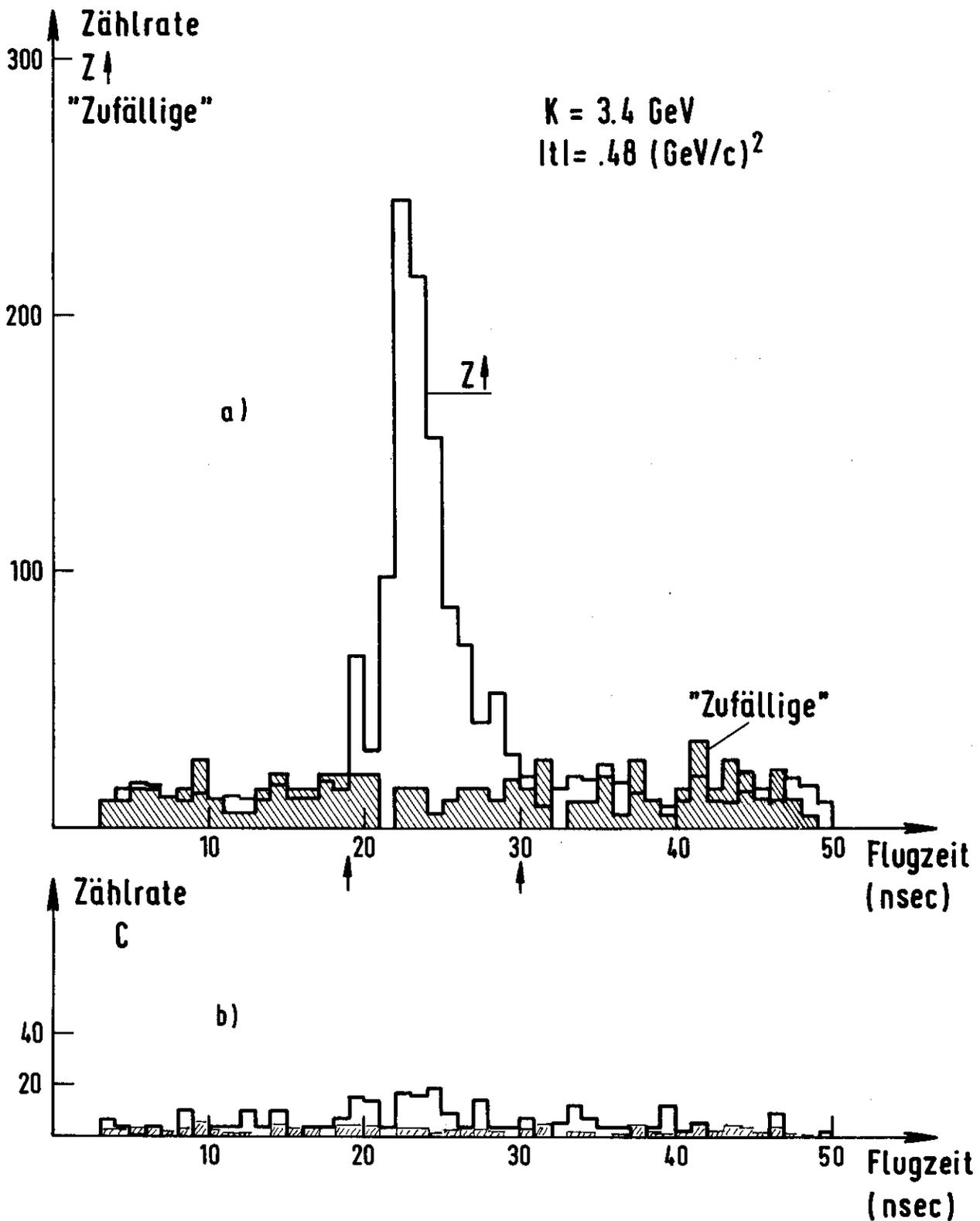


Abb. 32) Vergleich von "echten" und "zufälligen" Flugzeitspektren für $k = 3.4 \text{ GeV}$, $|t| = .48 \text{ (GeV/c)}^2$ beim
 a) polarisierten Target "↑" und
 b) Kohlenstofftarget
 normiert auf gleiche Anzahl von Pionereignissen

trometerereignissen entsteht, indem als Triggersignal für den Neutronzähler die Koinzidenz " $C_{13} = S_1 \cdot S_3 \text{ delayed}$ " verwendet wird. Dadurch, dass hierbei das S_3 -Signal um ca. 20 nsec gegenüber dem normalen ("richtigen") Signal verzögert wird, kann eine dennoch auftretende Koinzidenz nur "zufällig" sein, muss also eine flache Zeitverteilung besitzen. Daher ist im Schnittbereich der π -N-Koinzidenz keine Zählratenüberhöhung oder gar ein ausgeprägtes Maximum zu erkennen, wie man es auch nicht erwarten sollte. Lediglich ein Anstieg zu kleinen Flugzeiten hin könnte durch eine hohe "Zufälligenrate" zustande kommen, von der zeitlich frühe Ereignisse möglicherweise später liegende löschen würden. Man sieht jedoch, dass die "zufälligen" Ereignisse über den ganzen Bereich nahezu gleichverteilt sind. Daher ist es zulässig, auch innerhalb des Schnittbereichs der "echten" Spektren den gleichen flachen Verlauf an "zufälligen" anzunehmen.

Aus der Bitinformation erhält man eine ähnliche Verteilung an "Zufälligen", die bei der Berechnung der Targetasymmetrie aus den Koordinatendifferenzen in Kap. 5.2 herangezogen wird.

Es bleibt nur noch ein kleiner Untergrundanteil übrig, dessen Hauptbeitrag wiederum von Reaktionen aus Kohlenstoff herrührt, (Abb. 32a). Dieser Kohlenstoffuntergrund kann für die Zählraten beider Polarisationsrichtungen als identisch angesehen werden. Da es sich bei Kohlenstoff C_6^{12} um einen Kern mit Spin 0 handelt, ist er selbst nicht polarisierbar, was auch für He_2^4 zutrifft. Bei der Asymmetrieberechnung fällt der Anteil daher im Zähler weg, im Nenner tritt er jedoch doppelt als Summand auf. In Kap. 6.1 wird gezeigt, dass sich dieser Summand als ein Faktor χ abspalten lässt.

Um ihn zu bestimmen, werden Differenzmessungen aus Kohlenstoff und Butanol ($293^\circ K$, $k = 5.0$ GeV) bzw. Kohlenstoff und Polyäthylen ($k = 3.4$ GeV) durchgeführt. Da Polyäthylen (CH_2) praktisch die gleiche nukleare Zusammensetzung wie Butanol (C_4H_9OH) hat (der Sauerstoff wird wie Kohlenstoff angesehen, s. 2.1), lässt sich aus zwei unabhängigen Messungen der Kohlenstoffbeitrag ermitteln.

Der in der Pi- oder Pi-N-Zählrate enthaltene relative Anteil von Ereignissen an freiem Wasserstoff (3.2.1) lässt sich aus dem Zählratenverhältnis $\langle \pi \rangle_B / \langle \pi \rangle_C$ bestimmen (statt B=Butanol auch CH₂):

$$\kappa = \frac{\langle \pi \rangle_B - \langle \pi \rangle_C}{\langle \pi \rangle_B} = \frac{\langle \pi \rangle_B / \langle \pi \rangle_C - 1}{\langle \pi \rangle_B / \langle \pi \rangle_C} \quad (27)$$

die Grösse $1/\kappa$ muss dann als Korrekturfaktor an die aus den Pi- oder Pi-N-Zählraten berechnete Asymmetrie angebracht werden, um die Asymmetrie der Wasserstoffereignisse zu erhalten. Diese Messungen wurden für verschiedene Impulsüberträge mit einer geringeren Statistik als beim polarisierten Target aufgenommen.

Ausserdem zeigte ein Vergleich von Butanol bei 1°K und 293°K, dass systematische Abweichungen auftreten, die möglicherweise in der Bestimmung des Füllfaktors und der Dichte lagen. Daher werden zur Bestimmung von κ_π nur Messungen an Butanol und Kohlenstoff von 293°K vorgenommen. Eine eindeutige $|t|$ -Abhängigkeit von κ_π lässt sich nicht feststellen, sondern nur ein mittlerer Wert angeben:

$$\text{für } k = 5 \text{ GeV ist } (1/\kappa)_\pi \approx 2.60 \pm .18.$$

Zu dem Fehler ist zu sagen, dass er aus den Abweichungen vom Mittelwert der Einzelmessungen bestimmt wird, da diese wegen der verschiedenen Experimentbedingungen systematische Unterschiede aufweisen und nicht als statistisch gleichwertige anzusehen sind. Der Zahlenwert selbst liegt erheblich niedriger als der erwartete Wert von ≈ 4.2 . Dies ist in Einklang damit, dass Messungen zur Pionphotoproduktion am Kohlenstoff nach Ref. 27) bei $k = 8$ und 16 GeV für Kohlenstoff ein Z_{eff} von $\approx 3(|t| = .16(\text{GeV}/c)^2)$ und $\approx 4(|t| = .45(\text{GeV}/c)^2)$ ergeben haben. Eine Energieabhängigkeit ist hier kaum zu erkennen, so dass die Werte auf kleinere Energien übertragbar sein sollten. Damit ist das erwartete $(1/\kappa)_\pi$ kleiner als ≈ 3.3 , was bei diesem Experiment sicher zutrifft.

Die Bestimmung des Korrekturfaktors der Pion-Neutron-Koinzidenzen ist erheblich unkritischer, da die systematischen Unterschiede der Messungen dieses zahlenmässig nahe bei Eins liegenden Faktors kein grosses Gewicht besitzen. In den Abb. 33) sind die Korrekturfaktoren $(1/\kappa)_{\pi N}$ für die Asymmetrie aus den Flugzeitspektren bei $k = 5.0$ und 3.4 GeV. aufgetragen.

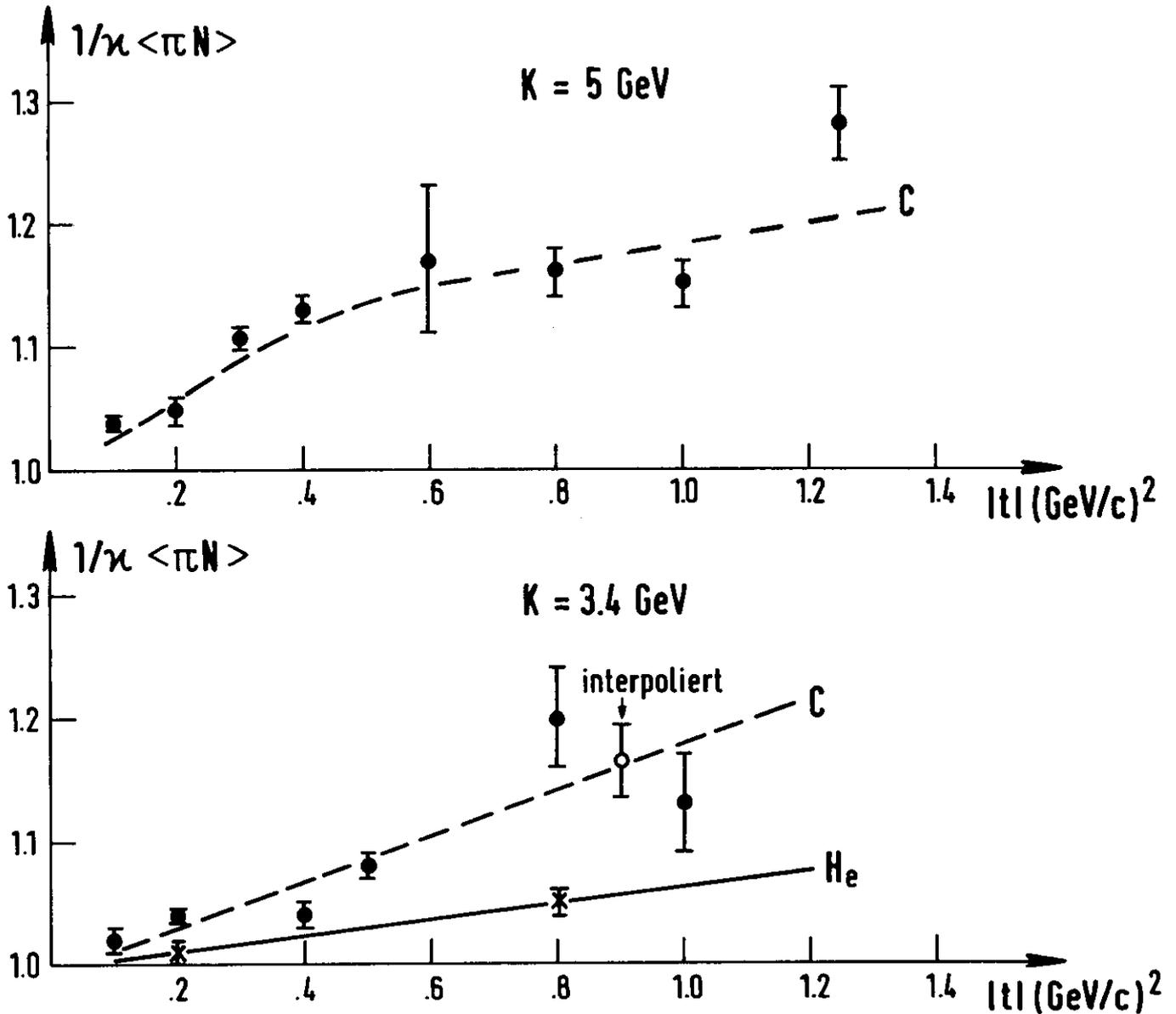


Abb. 33) Faktoren $1/\kappa_{\pi N}$ zur Korrektur der Targetasymmetrie um den Beitrag von Reaktionen am Kohlenstoff und Helium+Kavität für $k = 5.0$ und 3.4 GeV. - Die eingezeichneten Kurven sind als Augenhilfe aufzufassen.

Zur Berechnung werden Messungen an Butanol, CH₂ und Kohlenstoff bei 293°K herangezogen. Bemerkenswert erscheint der Abfall des C- und He-Anteils zu kleinen Impulsüberträgen, d.h. kleinen Neutronenergien hin. Dies hängt mit dem Einfluss des "Pauli-Prinzips" zusammen: der Tochterkern B₅¹¹ kann über $\gamma + C_6^{12} \rightarrow \pi^+ + B_5^{11} + n$ kein Neutron mehr zu B₅¹² aufnehmen, da die Neutronschalen schon voll besetzt sind. Analoges gilt für die Reaktion am Helium.

Für jeden $|t|$ -Wert wird der Faktor aus den eingezeichneten Kurven bestimmt, die per Hand und Mittelwertbildung gewonnen werden. Da sich hieraus ergebende Unsicherheiten in der Asymmetrieberechnung gegenüber dem statistischen Fehler kaum bemerkbar machen (s. 5.4), erscheint eine angepasste Kurve nicht angebracht. Zwei Messungen am Kohlenstoff bei $k = 2.5$ GeV ($|t| = .2$ und $.7$ (GeV/c)²) liefern eine Gerade, die ähnlich wie die bei $k = 3.4$ GeV verläuft.

Der für $k = 3.4$ GeV ermittelte Anteil durch Helium + Kavität ist ebenfalls eingezeichnet und wird für die anderen Gammaenergien übernommen. Der Leertargetbeitrag für Pionen liegt etwa bei 10%, der der π -N-Raten ist kleiner als 1%.

Die Werte für den Kohlenstoffbeitrag der π -N-Koinzidenzen stimmen quantitativ mit Messungen zur Targetasymmetrie der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ bei $k = 4$ GeV überein²⁸⁾.

Mit Hilfe dieser Korrekturfaktoren κ lässt sich auch die experimentelle Nachweiswahrscheinlichkeit des Neutronzählers berechnen, η_{abs} aus Gl. 26):

$$N_{eff} = \frac{\langle \pi N \rangle}{\langle \pi \rangle} \frac{\kappa_{\pi N}}{\kappa_{\pi}} \frac{1}{\eta_{abs}} \quad (28)$$

In Abb. 34) sind alle gemessenen Werte eingezeichnet, die Ergebnisse bei $E_n \approx 55$ MeV entsprechend einem Impulsübertrag von $|t| \approx .1$ (GeV/c)² sind auf den Akzeptanzverlust im Rückstossarm korrigiert.

Die durchgezogene Kurve beruht auf einer Monte-Carlo-Rechnung²⁹⁾. Die Messpunkte scheinen in der Mehrzahl etwas tiefer zu liegen, soweit die Fehler diese Aussage zulassen. Das kann daran liegen, dass im Monte-Carlo-Programm

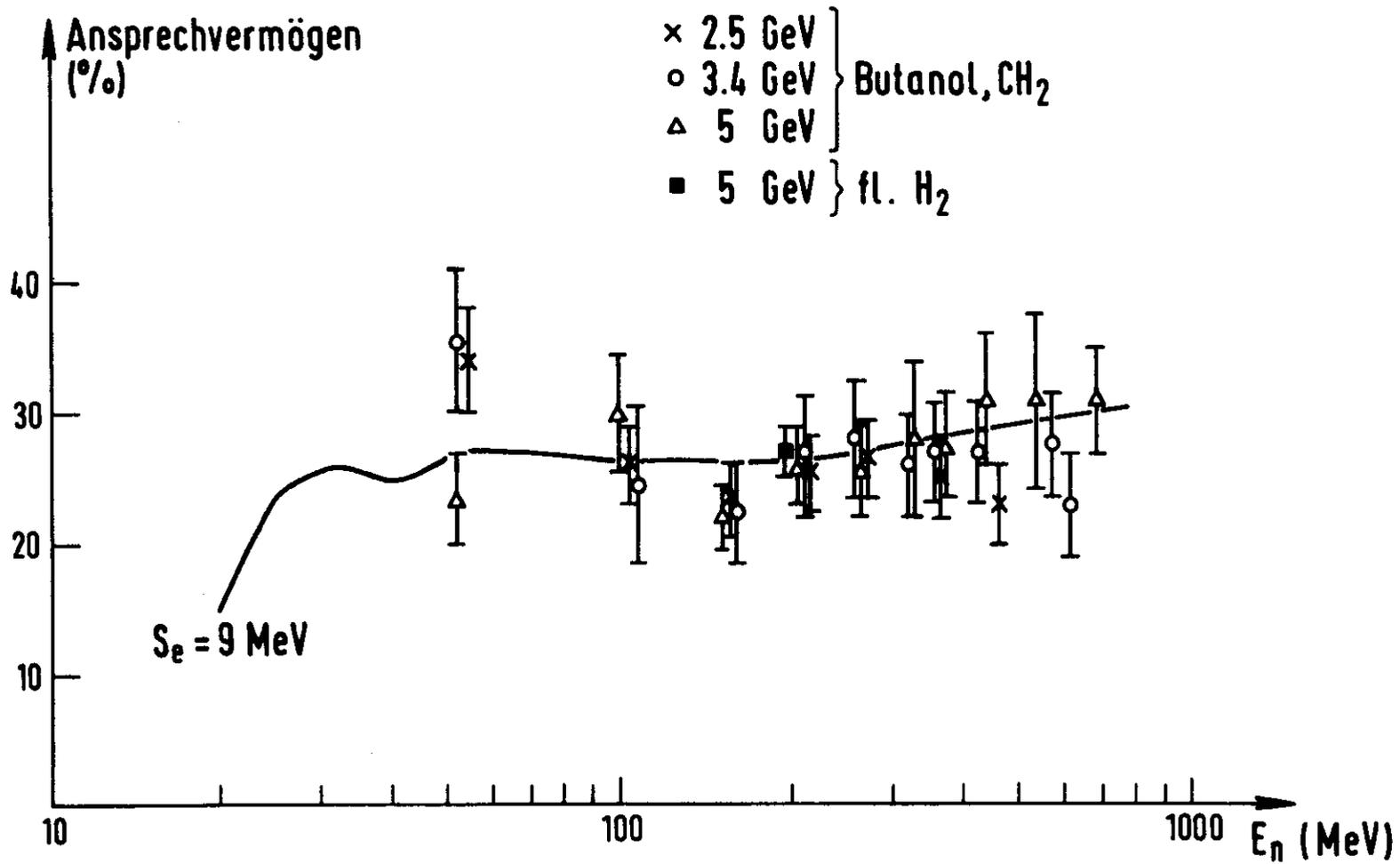


Abb. 34) Ansprechvermögen des Neutronzählers als Funktion der Neutronenergien

mit einem ganzen Zählerblock gerechnet wurde, während dieser Zähler aus einzelnen Elementen besteht. Eine Modifizierung des Programms erscheint jedoch nicht notwendig, da im Rahmen der Fehler immer noch eine gute Übereinstimmung vorhanden ist.

5.4 Korrekturen, Systematische Fehler

Die Meßdaten werden mit zwei Konsistenztests überprüft.

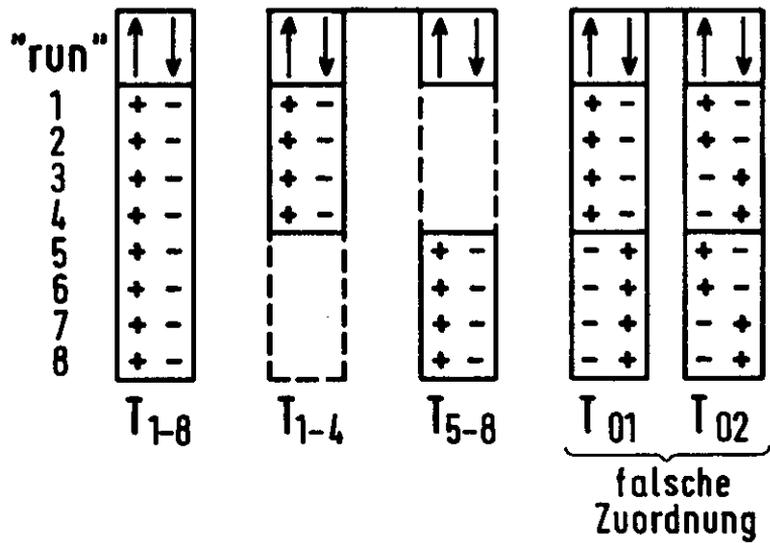
a) Vor Beginn der Asymmetriemessungen wird mit einem Target aus flüssigem Wasserstoff aus der Pion-Zählrate der π^+ -Wirkungsquerschnitt bei $k = 5 \text{ GeV}$ und $|t| = .4 (\text{GeV}/c)^2$ bestimmt. Das Ergebnis beträgt $d\sigma/dt = .64 \pm .02 \mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$ und stimmt noch innerhalb einer Standardabweichung mit dem Literaturwert ³⁰⁾ von $d\sigma/dt = .67 \pm .05 \mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$ überein.

In dem Fehler dieses Experiments ist ein systematischer Fehler von etwa 10% enthalten. Wenn der Literaturwert zugrunde gelegt wird, so errechnet sich aus den Pion-Neutron-Koinzidenzen eine Nachweiswahrscheinlichkeit des Neutronzählers von $27 \pm 2\%$. Hierbei ist zu beachten, dass die Schwelle etwas niedriger liegt als bei den Experimenten am polarisierten Target, s.a. 3.4.2

b) Der zweite wichtige Punkt ist die Untersuchung, ob innerhalb mehrerer Messperioden systematische Schwankungen auftreten. Da jeder Messpunkt durch Summation einzelner Messperioden (ungefähr 10 "runs" je Polarisationsrichtung) gewonnen wird, kann man durch Änderung der Reihenfolge zweierlei ermitteln ("running-sums" ¹⁾). Einmal sollte sich, abgesehen vom statistischen Fehler, der Wert der Asymmetrie nur geringfügig ändern, wenn sie von einer Teilmenge der "runs" berechnet wird. Zum anderen muss man eine Asymmetrie von Null erhalten, falls man bei der Hälfte der "runs" absichtlich eine falsche Zuordnung der Polarisation vornimmt.

Ein Beispiel für $k = 2.5 \text{ GeV}$ und $|t| = .3(\text{GeV}/c)^2$ zeigt, dass diese Untersuchungen mit den Erwartungen übereinstimmen, Abb. 35): $T_{1-8} = -.46 \pm .08, T_{1-4} = -.47 \pm .12, T_{5-8} = -.45 \pm .12, T_{01} = -.01 \pm .09, T_{02} = -.03 \pm .09.$

c) In den Fehler der Targetasymmetrie gehen nur drei Größen ein: die Gesamtzählrate $Z = Z^+ + Z^-$, der Polarisationsgrad P und der Korrekturfaktor $\kappa_{\pi N}$ (s. 6.1). Alle anderen Faktoren wie Akzeptanz, Quantameterkorrektur, Nachweiswahrscheinlichkeit, Absorption, Zerfall usw. sind für



$K = 2.5 \text{ GeV}$
 $|t| = .3 (\text{GeV}/c)^2$

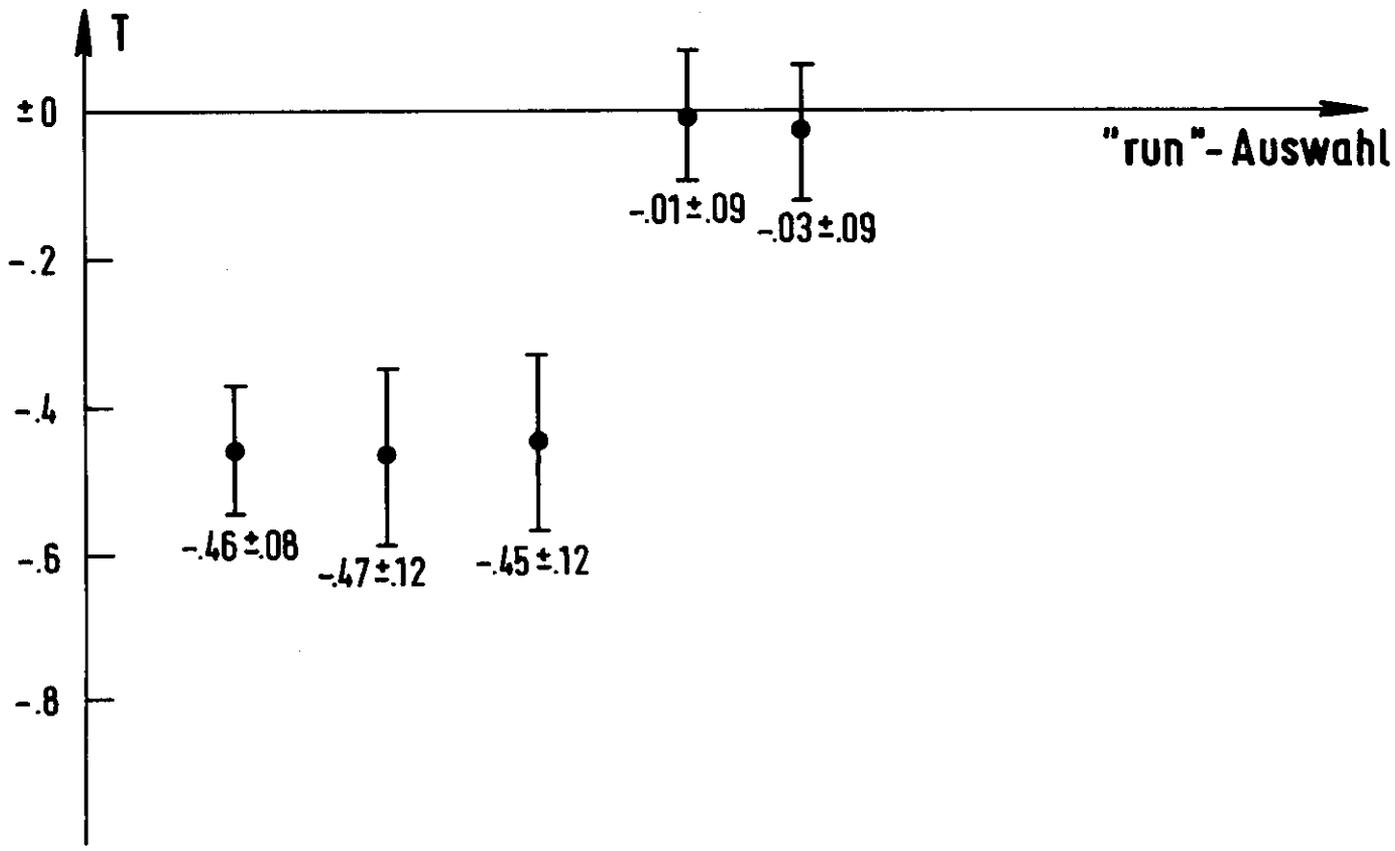


Abb. 35) Vergleich der Targetasymmetrie bei richtiger und falscher Zuordnung der Daten zur Polarisationsrichtung, Beispiel $k = 2.5 \text{ GeV}$, $|t| = .3 (\text{GeV}/c)^2$

beide Polarisationsrichtungen gleich und kürzen sich in Zähler und Nenner heraus. Es gilt mit $A = (Z^+ - Z^-) / Z$:

$$T = \frac{1}{|P|} \cdot A \cdot \frac{1}{\kappa_{\pi N}}$$

und
$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\Delta A}{A} + \frac{\Delta P}{P} + \frac{\Delta \kappa}{\kappa}$$

Der erste Term ist durch den statistischen Fehler $\Delta A \approx \frac{1}{\sqrt{Z}}$ festgelegt, während ΔP und $\Delta \kappa$ im wesentlichen systematische Fehler sind.

An einem Beispiel sollen die Grössenordnungen der Fehler abgeschätzt werden. Für eine mittlere Gesamtzählrate von $Z \approx 2000$ ergibt sich $\Delta A = 0.022$, weiter ist $\Delta P = 0.03$ und $\Delta \kappa$ kann grosszügig mit 0.05 angesetzt werden. Mit $|A| \approx 0.10$ ($|T| \approx 0.33$), $P \approx 0.3$ und $1/\kappa \approx 1.15$ folgt:

$$\frac{\Delta A}{A} \approx 0.22, \frac{\Delta P}{P} \approx 0.10, \frac{\Delta \kappa}{\kappa} \approx 0.04$$

Während die Kohlenstoffkorrektur relativ klein ist, kommt der Fehler durch die Polarisationsmessung schon in die Nähe des statistischen Fehlers. Da die Fehler nicht korreliert sind, führt eine quadratische Addition schliesslich zu einem Gesamtfehler von

$$\Delta T \approx \pm 0.08$$

d) Im Gegensatz zu der geringen Anzahl von systematischen Fehlern bei der Asymmetrieberechnung treten bei der Ermittlung von Wirkungsquerschnitten erheblich mehr Unsicherheiten auf. Tabelle 36) gilt eine Übersicht der systematischen Fehler:

Ursache	Grösse	Beitrag zum systematischen Fehler zu $d\sigma/dt$
Quantameter	$(1.83 \pm 0.04) \cdot 10^{19}$ MeV/Coul	2 %
Absorption π	0.93 ± 0.02	2%
π -Zerfall	$(0.87-0.95) \pm 0.02$	2%
Zufällige) nicht Pion)	1 ± 0.04	4%
Ansprechvermögen	0.97 ± 0.01	1%
Kohlenstoff- korrektur +)	2.6 ± 0.2	8%
Form des Bremspektrums	$(0.85-0.90) \pm 0.02$	2%

Abb. 36) Tabelle der Korrekturfaktoren, die zum systematischen Fehler der Wirkungsquerschnitte beitragen.

+) Bei einem H_2 -Target würde dieser Fehler entfallen.

Energieeichung	0.992±0.03	3%
Akzeptanz	(17.9±0.08) · 10 ⁻⁶ sterad	5%
Zahl der Targetatome/cm ²	(10.8±0.3) · 10 ²² /cm ²	3%
Leertarget	$\left(\frac{\text{leer}}{\text{voll}} \right)_{\text{Tgt}}$ 0.10±0.05	5%
	quadratische Addition	<u>±14%</u>

Abgesehen vom Anteil der Reaktionen am Kohlenstoff muss die Pionzählrate noch um etwa 12.0% erniedrigt werden, die sich aus folgenden Beiträgen zusammensetzt: die Kavität liefert den Hauptanteil von $\approx 10\%$; hinzu kommen noch $\approx 1\%$ Protonen, die zwar im C_π nicht aber im C_e-Zähler δ-Elektronen erzeugen (Kaonen sind aus kinematischen Gründen auszuschliessen); ausserdem ist durch den Targetmagneten eine Elektronenkontamination von $\approx 10\%$ gegeben, so dass bei Nichtansprechen des C_e-Zählers gemäss seiner Löschwahrscheinlichkeit von 95% noch etwa 1% Elektronen im C_π-Zähler nachgewiesen werden können.

Eine Erhöhung der Zählrate um $\approx 1\%$ kommt durch einen Pionverlust zustande, der dadurch entsteht, dass Pionen im C_e-Zähler δ-Elektronen erzeugen, wodurch die Pionen wegen der Antikoinzidenz gelöscht werden.

Der Zählratenverlust durch π-Zerfall bis zum Ende des Magnetsystems wird in der Zerfallskorrektur berücksichtigt, während die ausserhalb des Magnetsystems zerfallenden Pionen als Myonen registriert werden. Der μ-Beitrag durch Paarerzeugung kann vernachlässigt werden.

6. Ergebnisse

Als Ergebnisse werden hier die Berechnung der Targetasymmetrie und der Wirkungsquerschnitt σ gezeigt und die Werte tabellarisch zusammengefasst.

6.1 Targetasymmetrien

Zur quantitativen Berechnung der Targetasymmetrie aus den Zählraten für beide Polarisationsrichtungen muss Gl. 4 Seite 3) geringfügig modifiziert werden, um der Normierung der Zählrate und der Wichtung des Polarisations-

grades jeweils mit der Zahl der Gammaquanten Rechnung zu tragen. Ausserdem geht als Korrekturfaktor der Kohlenstoffanteil ein. Die schon auf den "zufälligen" Untergrund korrigierte Zählrate Z für einen i-ten Messabschnitt und unter einer eingestellten Polarisationsrichtung \uparrow bzw. \downarrow beträgt:

$$Z_{i\uparrow} = \text{const.} \cdot (N_{i\uparrow}^1 Q_{i\uparrow} \sigma^1 + N_{i\uparrow}^2 Q_{i\uparrow} \sigma^2 + N_c Q_{i\uparrow} \sigma_c) \quad (29)$$

analog $Z_{i\downarrow}$

mit N = Zahl der freien Protonen/cm²

Q = Zahl der γ -Quanten

σ = Wirkungsquerschnitt (cm²)

die Indizes 1 und 2 stehen für die Ausrichtung der Protonspins bei der Einstellung \uparrow bzw. \downarrow ,

da der zu einer Polarisationsrichtung gehörige Polarisationsgrad kleiner als 100% ist;

die Indizes C und H werden für Kohlenstoff und Wasserstoff verwendet.

Weiter gilt:

$$N_H = N_{\uparrow}^1 + N_{\uparrow}^2 = N_{\downarrow}^1 + N_{\downarrow}^2 \quad \sigma_H = \frac{1}{2}(\sigma^1 + \sigma^2) \quad T = \frac{\sigma^1 - \sigma^2}{\sigma^1 + \sigma^2}$$

$$N_{\uparrow}^1 = \frac{1 + |P_{\uparrow}|}{2} N_H, \quad N_{\uparrow}^2 = \frac{1 - |P_{\uparrow}|}{2} N_H, \quad N_{\downarrow}^1 = \frac{1 + |P_{\downarrow}|}{2} N_H, \quad N_{\downarrow}^2 = \frac{1 - |P_{\downarrow}|}{2} N_H$$

dann folgt aus Gl. 29) durch Einsetzen und Summation über die einzelnen Messabschnitte:

$$Z_{\uparrow} = \frac{\sum Z_{i\uparrow}}{\sum Q_{i\uparrow}} = \text{const.} \cdot N_H \sigma_H \left(1 + \frac{\sum P_{i\uparrow} Q_{i\uparrow}}{\sum Q_{i\uparrow}} T + \frac{N_c \sigma_c}{N_H \sigma_H} \right) \quad (30)$$

analog Z_{\downarrow} .

Um die zwei Gleichungen (30) nach T aufzulösen, wird zunächst die Differenz $\uparrow Z - \downarrow Z$ gebildet

$$Z_{\uparrow} - Z_{\downarrow} = \text{const.} \cdot N_H \sigma_H T (P_{\uparrow} - P_{\downarrow}) + \frac{\sum P_{i\uparrow} Q_{i\uparrow}}{\sum Q_{i\uparrow}} T \quad (31)$$

mit $P_{\uparrow} = \frac{\sum P_{i\uparrow} Q_{i\uparrow}}{\sum Q_{i\uparrow}}$, analog P_{\downarrow}

Anschliessend bildet man die Produkte $Z_{\uparrow} P_{\uparrow}$ und $Z_{\downarrow} P_{\downarrow}$ und subtrahiert sie voneinander:

$$Z_{\uparrow} P_{\uparrow} - Z_{\downarrow} P_{\downarrow} = \text{const.} \cdot N_H \sigma_H (P_{\uparrow} - P_{\downarrow}) \left(1 + \frac{N_c \sigma_c}{N_H \sigma_H} \right) \quad (32)$$

Nach Division von Gl. 31) durch Gl. 32) folgt schliesslich für die Targetasymmetrie:

$$T = \frac{Z^+ - Z^-}{Z^+|P^+| + Z^-|P^-|} \cdot \frac{1}{\kappa} \quad , \quad \kappa = \frac{N_H \sigma_H}{N_B \sigma_B} \quad (33)$$

Die Grösse $1/\kappa$ ist der in Kap. 5.3 behandelte Korrekturfaktor. Er würde bei einem Einarmexperiment $(1/\kappa)_\pi$ lauten, d.h. ein Zweiarmlabor wie dieses hat wegen $(1/\kappa)_{\pi N} : (1/\kappa)_\pi \approx 1:2.6$ den wesentlichen Vorteil, dass die Zählratenasymmetrie und damit auch ihr Fehler nur geringfügig hochmultipliziert werden muss. Der Anteil durch das Helium + Kavität kann hier in den Faktor mit einbezogen werden, da eine verfeinerte Betrachtung von Gl. 29) wegen des geringen Prozentsatzes nicht nötig ist.

Die Gleichung 4) Seite 3) erhält man mit $|P^+| = |P^-| = |P|$ und $\kappa_{\pi N} = 1$. Der statistische Fehler ΔT berechnet sich nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz aus Gl. 33) zu:

$$\Delta T = \pm \left(\left(\Delta Z^+ \frac{Z^+(P^+ - P^-)}{(Z^+|P^+| + Z^-|P^-|)^2} \right)^2 + \left(\Delta Z^- \frac{Z^-(P^- - P^+)}{(Z^+|P^+| + Z^-|P^-|)^2} \right)^2 \right)^{1/2} \cdot \frac{1}{\kappa} \quad (34)$$

mit $\Delta Z^+ = \sqrt{Z^+}$, $\Delta Z^- = \sqrt{Z^-}$. Die Fehler von P und von κ werden an dieser Stelle nicht berücksichtigt, da sie im wesentlichen auf systematische Unsicherheiten zurückzuführen sind, s. 3.2.3 u. 5.3. Bei einem von einer Gesamtzählrate Z^+_{ges} bzw. Z^-_{ges} abzuziehenden gleichverteilten Untergrund U ist

$$Z^+ = Z^+_{ges} - U \quad , \quad \Delta Z^+ = \sqrt{Z^+_{ges} + U} \quad \text{zu setzen,}$$

analog Z^- und ΔZ^- .

In der Tabelle 37) sind die aus diesem Experiment gewonnenen Messergebnisse der Targetasymmetrie zusammengestellt. Die Fehler zeigen den statistischen Fehler an, der systematische Fehler ist, wie oben erwähnt, etwa um einen Faktor 2 kleiner. Den Abb. 37, 38) kann man die graphische Darstellung aller bisher im Hochenergiebereich gemessenen Targetasymmetrien (π^+) entnehmen. Die Werte sind bei den Gammaenergien zwischen 2.5 und 16 GeV

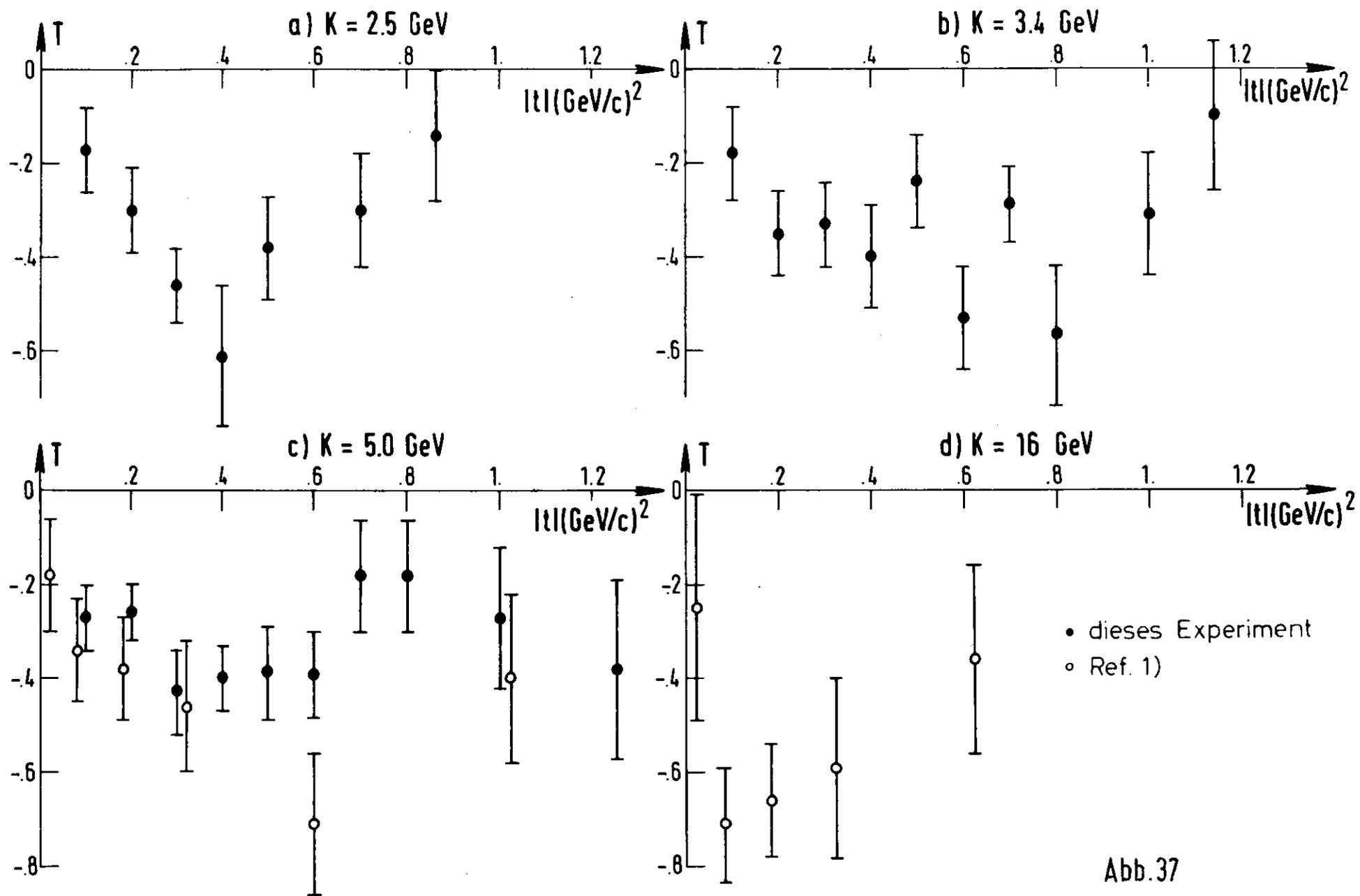


Abb.37

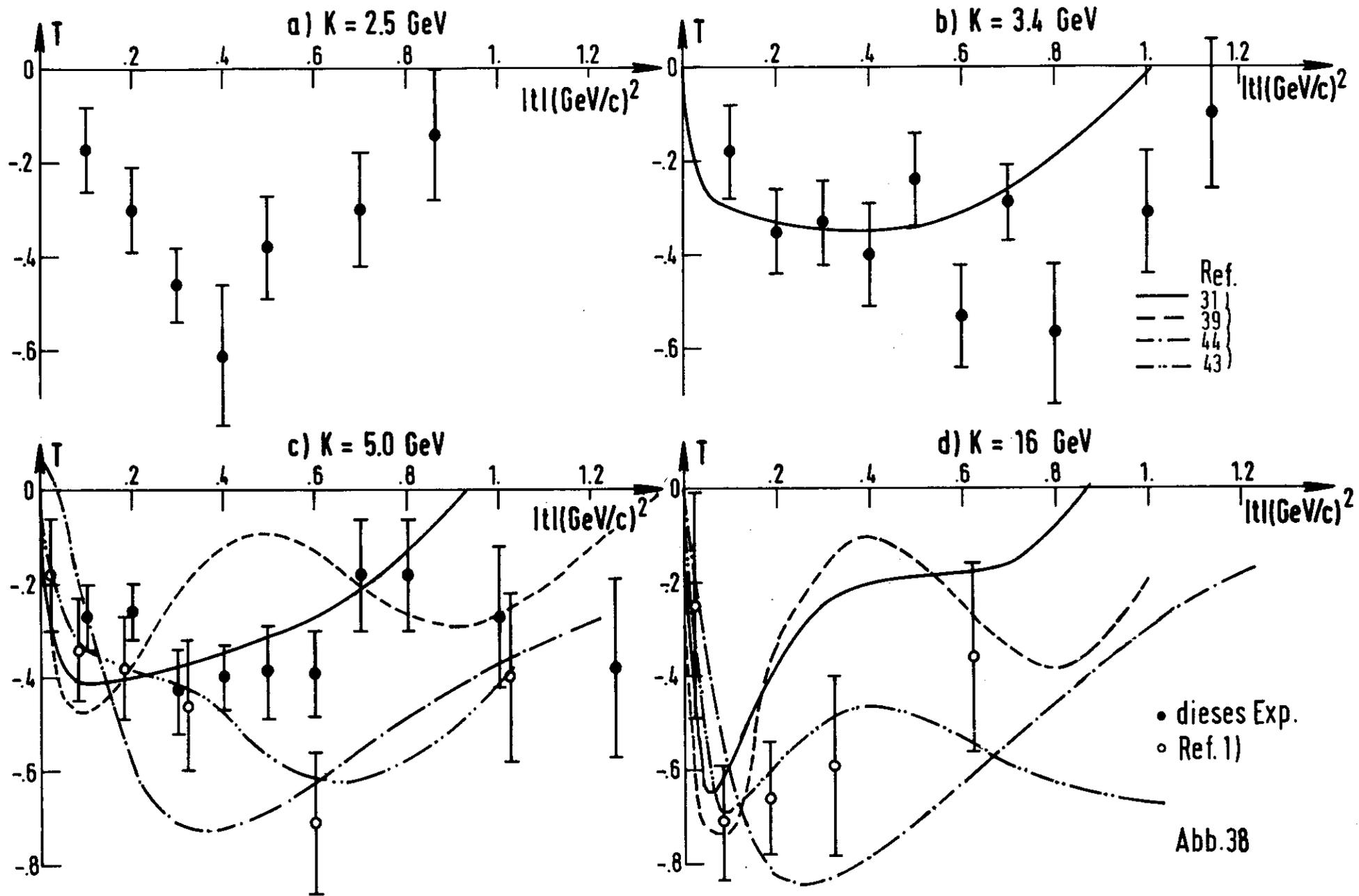
als Funktion des Impulsübertrages negativ und liegen zwischen $T \approx -0.2 \pm 0.1$ und $T \approx -0.6 \pm 0.1$. In diesem Messbereich ist von der statistischen Genauigkeit der Ergebnisse her ein mit Null verträglicher Wert unwahrscheinlich. Bis auf einen Punkt bei $|t| = 0.6 \text{ (GeV/c)}^2$ stimmen die Daten für $k = 5 \text{ GeV}$ mit den bekannten ¹⁾ überein. Eine Energieabhängigkeit tritt - abgesehen von dem für $k = 16 \text{ GeV}$ bei $|t| = 0.05 \text{ (GeV/c)}^2$ liegenden starken Minimum der Asymmetrie - nicht hervor.

Abb. 37) Targetasymmetrien T
 $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$

$(\text{GeV/c})^2$ $ t $	$k = 2.5 \text{ GeV}$	$k = 3.4 \text{ GeV}$	$k = 5.0 \text{ GeV}$
.1	-0.17 ± 0.09	-0.18 ± 0.10	-0.27 ± 0.07
.2	-0.30 ± 0.09	-0.35 ± 0.09	-0.26 ± 0.06
.3	-0.46 ± 0.08	-0.33 ± 0.09	-0.43 ± 0.09
.4	-0.61 ± 0.15	-0.40 ± 0.11	-0.40 ± 0.07
.5	-0.38 ± 0.11	-0.24 ± 0.10	-0.39 ± 0.10
.6		-0.53 ± 0.11	-0.39 ± 0.09
.7	-0.30 ± 0.12	-0.29 ± 0.08	-0.18 ± 0.12
.8		-0.57 ± 0.15	-0.18 ± 0.12
.86	-0.14 ± 0.14		
1.		-0.31 ± 0.13	-0.27 ± 0.15
1.14		-0.10 ± 0.16	
1.25			-0.38 ± 0.19

Abb. 37) Tabelle der Targetasymmetrie-Messungen dieses Experiments bei $k = 2.5, 3.4$ und 5.0 GeV

Abb. 38) Ergebnisse der Targetasymmetrie-Messungen dieses Experiments zur Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ bei $k = 2.5, 3.4$ und 5.0 GeV . Die Daten nach Ref. 1) bei $k = 5.0$ und 16 GeV sind ebenfalls eingezeichnet. - Vergleich mit theoretischen Modellvorhersagen nach Ref. 31, 39, 43, 44)



6.2 Wirkungsquerschnitte

Zum Vergleich mit den Literaturwerten ³⁰⁾ sollen für das Beispiel $k = 5 \text{ GeV}$ die aus den Pionraten von Reaktionen an flüssigem Butanol (293°K) ermittelten Wirkungsquerschnitte angegeben werden. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ für die Photoproduktion errechnet sich zu:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{Z}{C_{\text{kin}} C_{\text{Brems}} N_H A \eta \epsilon / \kappa_\pi} \left(\frac{\mu\text{barn}}{(\text{GeV}/c)^2} \right) \quad (35)$$

mit $Z =$ Zählrate normiert auf Q_{eff} (10^{12})

C_{kin} = kinematische Faktoren $= \frac{d\Omega^* dt p_0 \left(\frac{\partial k}{\partial p_0^2} \right)}{d\Omega d\Omega^* k} \left(\frac{(\text{GeV}/c)^2}{\text{sterad}} \right)$
 * $\hat{=}$ CM-System

C_{Brems} = Berücksichtigung der Form der Bremskante

N_H = Zahl der freien Protonen / cm^2 (10^{24} cm^{-2})

A = Akzeptanz (10^{-6} sterad)

η = Korrekturfaktoren für Zerfall, Absorption

ϵ = Ansprechvermögen der Zähler

$1/\kappa_\pi$ = Korrekturfaktor s.Kap. 5.3

In Abb. 39) sind die gemessenen Wirkungsquerschnitte für $k = 5.0 \text{ GeV}$ in Abhängigkeit von $|t|$ aufgetragen.

Sie stimmen zufriedenstellend mit den Werten nach Ref.30) überein. Die Fehler beinhalten den statistischen Fehler von $\pm 15\%$. Der systematische Fehler ist etwa genauso gross, s. 5.4. Ein Vergleich mit denen aus der Zählrate an festem Butanol (1°K) berechneten Wirkungsquerschnitten zeigt, dass deren Werte systematisch um $\approx 15\%$ höher liegen. Das liegt höchstwahrscheinlich an Unsicherheiten in der Dichte- und Füllfaktorbestimmung, die unter Temperaturen von flüssigem Stickstoff vorgenommen wurden.

Bei diesem Experiment kommt es jedoch nicht auf eine genaue Bestimmung der Wirkungsquerschnitte an, da sie zur Asymmetrieauswertung nicht erforderlich ist.

Hier soll nur gezeigt werden, dass man mit diesem experimentellen Aufbau zur Targetasymmetriemessung auch Absolutwerte in richtiger Grössenordnung erhält.

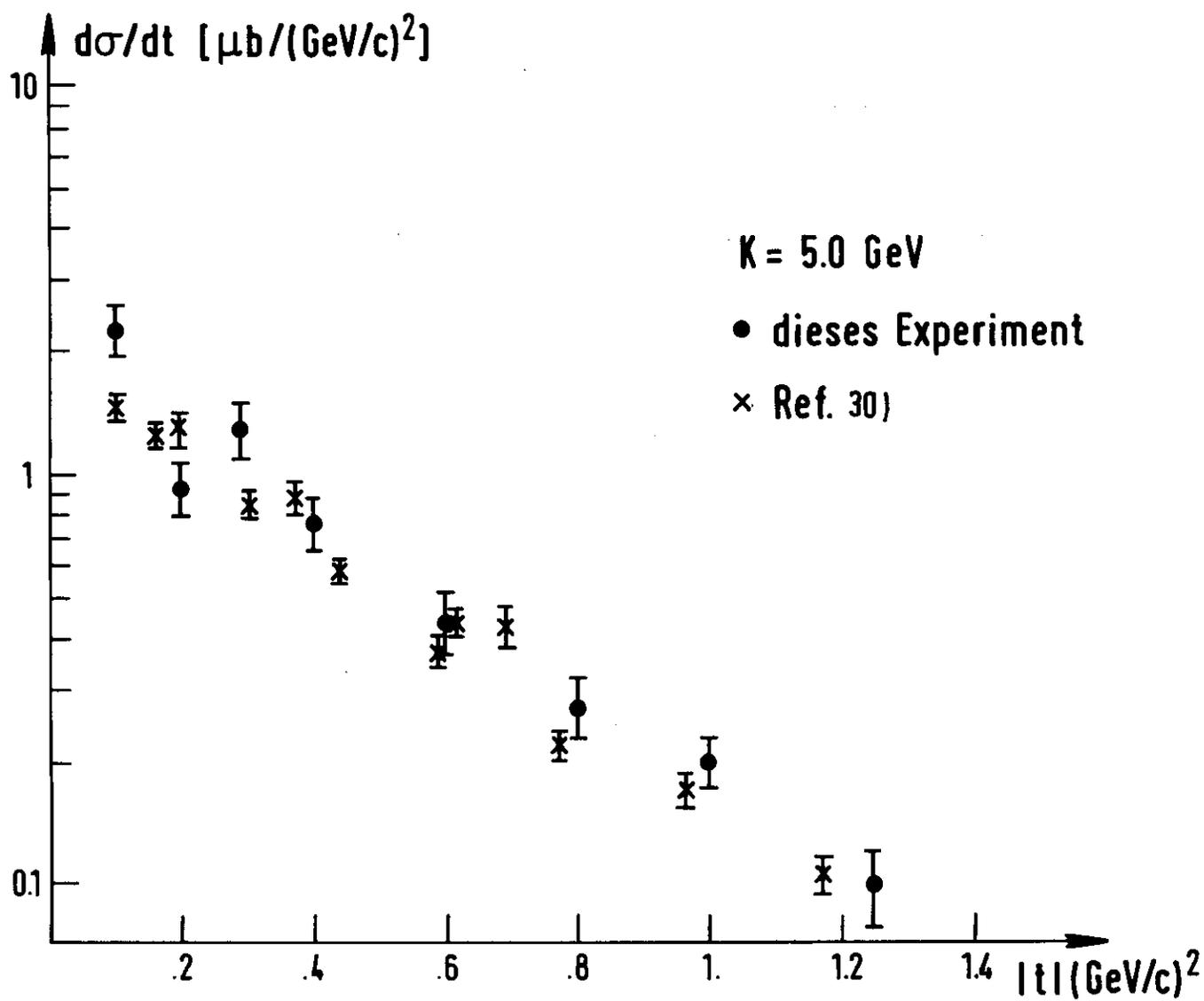


Abb. 39) π^+ -Wirkungsquerschnitte dieses Experiments an unpolarisiertem Butanol (293°K) reduziert um den Beitrag von Reaktionen am Kohlenstoff und Helium+Kavität bei $k = 5 \text{ GeV}$ im Vergleich zu Daten nach Ref. 30), die an flüssigem Wasserstoff gemessen wurden.

7. Diskussion der Ergebnisse

Im folgenden soll zunächst eine Übersicht gegeben werden, welche weitgehend modellunabhängigen Aussagen sich aus den bisher vorliegenden Daten zur π^\pm -Photoproduktion im Hochenergiebereich ergeben. Anschließend wird speziell auf ein Modell von G.Kramer³¹⁾ eingegangen, das zum quantitativen Verständnis beitragen soll.

7.1 Übersicht

Im Gegensatz zur Pion-Nukleon-Streuung, bei der nur zwei linear unabhängige Amplituden auftreten, sind zur Beschreibung der Photoerzeugung von π -Mesonen vier komplexe Amplituden erforderlich. Sie ergeben sich daraus, dass das Nukleon im Anfangs- und Endzustand sowie das Photon je 2 Helizitätseinstellungen haben können. Dies führt auf acht Amplituden, die sich wegen der Paritätserhaltung auf vier reduzieren lassen.

Sie lauten in Form von s-Kanal-Helizitätsamplituden nach Zweig:

$$\begin{aligned} h_\lambda &= \langle \frac{1}{2} | M | \frac{1}{2}, \lambda \rangle && \text{Nukleonspin-Nonflip-Amplitude} \\ \phi_\lambda &= \langle \frac{1}{2} | M | -\frac{1}{2}, \lambda \rangle && \text{Nukleonspin-Flip-Amplitude} \end{aligned} \quad (36)$$

Für die Linearkombinationen

$$\begin{aligned} H_\pm &= h_+ \pm h_- \\ \Phi_\pm &= \phi_+ \pm \phi_- \end{aligned} \quad (37)$$

lässt sich zeigen, dass im Grenzfall grosser Energien $s \rightarrow \infty$ zu H_+ und Φ_+ t-Kanal-Austauschteilchen mit natürlicher Parität $P\tau = +1$, zu H_- und Φ_- nur Teilchen unnatürlicher Parität $P\tau = -1$ beitragen. P ist die Parität, $\tau = (-1)^J$ die Signatur des Teilchens.

Da das Pion eine negative G-Parität hat, kommen für die π -Erzeugung nur ganz bestimmte Austauscheteilchen in Frage. Entsprechend der Isospinzerlegung des Photons in einen skalaren (s) ($I = I_3 = 0, G = -1$) und einen vektoriellen (v) Anteil ($I = 1, I_3 = 0, G = +1$) ist für isoskalare Photonen nur ein Austausch von $G = +1$, für isovektorielle Photonen nur ein Austausch von $G = -1$ erlaubt. Für die π^\pm -Wirkungsquerschnitte gilt speziell:

$$\begin{aligned} \sigma(\pi^+) &\sim |M_v + M_s|^2 \\ \sigma(\pi^-) &\sim |M_v - M_s|^2 \end{aligned}$$

Die Tabelle 40) gibt für die π^\pm -Produktion eine Übersicht der Austauscheteilchen mit den zugehörigen Amplituden:

Austauschteilchen	G	P	J	P	Amplitude
ρ (s)	+1	-1	1	+1	$H_+, \bar{\phi}_+$
A_2 (v)	-1	+1	2	+1	$H_+, \bar{\phi}_+$
π (v)	-1	-1	0	-1	$\bar{\phi}_-$
B (s)	+1	+1	1	-1	$\bar{\phi}_-$
A_1 (v)	-1	+1	1	-1	H_-
Nukleon					$\bar{\phi}_+, \bar{\phi}_-$

Abb. 40) Tabelle der Austauscheteilchen natürlicher und unnatürlicher Parität

Diese vier komplexwertigen Amplituden können im Prinzip durch sieben Experimente bestimmt werden, wobei eine Phase frei wählbar ist. Vier verhältnismässig leicht zugängliche Experimente sind schon im Hochenergiebereich an verschiedenen Reaktionen durchgeführt worden (1,3,4,9,32, 33, 34, 47, 51,52) :

1) Differentieller Wirkungsquerschnitt
bei unpolarisierten Teilchen

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi}{4k^*2} (|H_+|^2 + |\phi_+|^2 + |H_-|^2 + |\phi_-|^2) \equiv \frac{\pi \cdot X}{4k^*2}$$

2) Photonasymmetrie mit
linear polarisierten Photonen

$$\Sigma = \frac{|H_+|^2 + |\phi_+|^2 - |H_-|^2 - |\phi_-|^2}{X}$$

3) Targetasymmetrie mit
senkrecht zur Streuebene
polarisiertem Target

$$T = \frac{2\text{Im}(H_+\phi_+^* + H_-\phi_-^*)}{X}$$

4) Rückstoss polarisation

$$P = \frac{2\text{Im}(H_+\phi_+^* - H_-\phi_-^*)}{X}$$

Drei weitere Beziehungen erhält man mit unter 45° zur Streuebene linear polarisiertem γ -Strahl sowie entweder in der Streuebene polarisiertem Target oder Berücksichtigung der Polarisationsrichtungen des Rückstoss- teilchens. Diese Experimente sind allerdings nur äusserst schwierig durchzuführen.

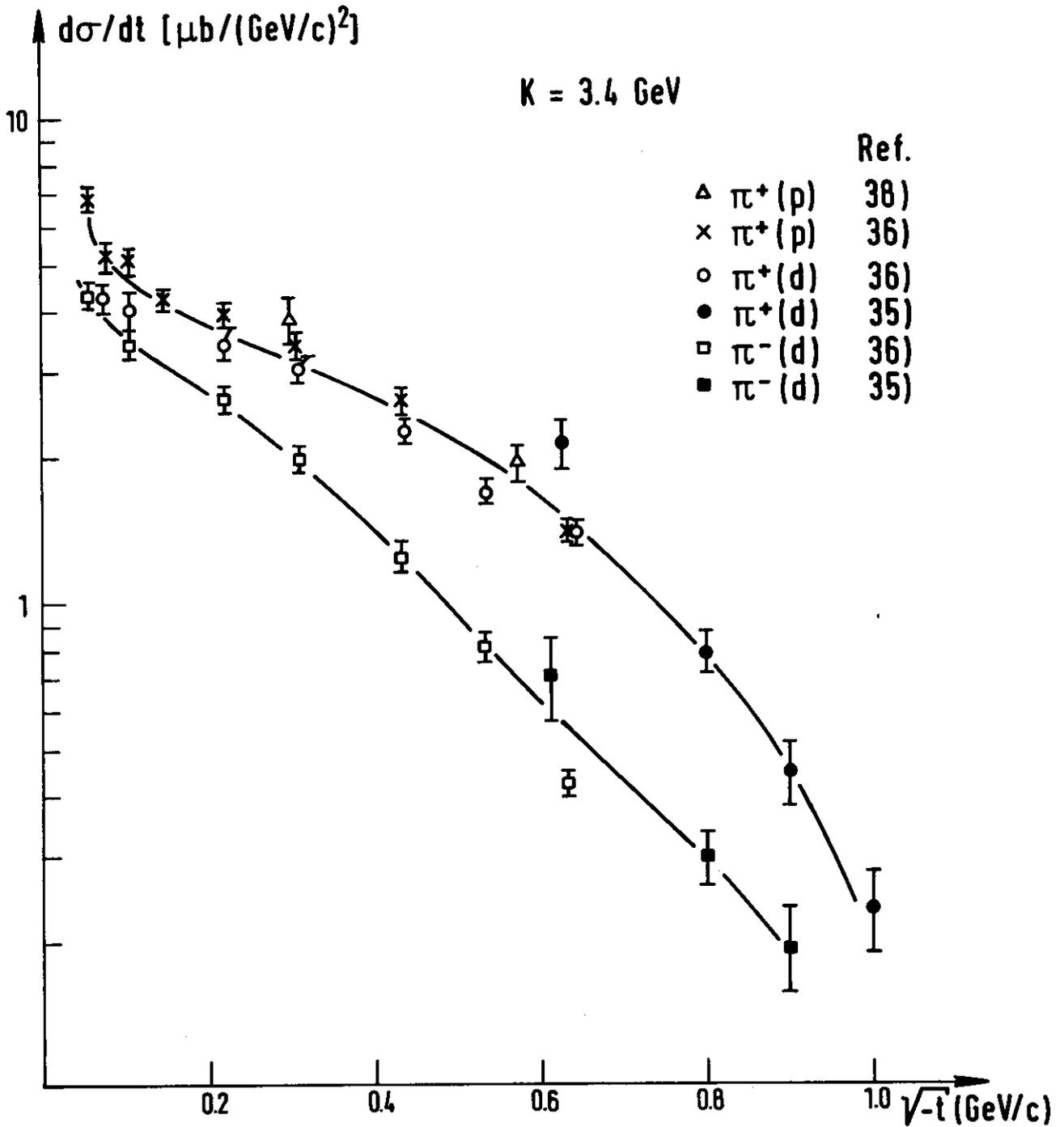


Abb. 41) π^+ und π^- Wirkungsquerschnitte an flüssigem Wasserstoff und Deuterium bei 3.4 GeV nach Ref. 35, 36, 38). Die eingezeichneten Kurven sind als Augenhilfe aufzufassen.

Zum qualitativen Verständnis, welche Teilchen in den Amplituden vorherrschen, können die Daten ^{4, 35, 36, 47)} für

$$\sigma_0(\pi^+), R = \sigma(\pi^-) / \sigma(\pi^+), \Sigma = \frac{\sigma_{\perp} - \sigma_{\parallel}}{\sigma_{\perp} + \sigma_{\parallel}}$$

der Reaktionen $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$, $\gamma d \rightarrow \pi^- pp_s$, $\gamma d \rightarrow \pi^+ nn_s$

herangezogen werden.

Zur vereinfachten Schreibweise wird gesetzt: $\sigma_0 \triangleq \frac{d\sigma}{dt}$

mit unpolarisiertem Gammastrahl, σ_{\perp} bzw. $\sigma_{\parallel} \triangleq \frac{d\sigma}{dt}$ mit Gammastrahlen, deren elektrischer Vektor senkrecht bzw. parallel zur Reaktionsebene gerichtet ist.

Eine der auffallendsten Erscheinungen ist sicherlich der steile Anstieg der π^{\pm} -Wirkungsquerschnitte unterhalb der Pionmasse ($\sqrt{-t} \approx m_{\pi}$, Abb. 41).

Die Änderung der Wirkungsquerschnitte um einen Faktor 2 kann in diesem Bereich $0 < \sqrt{-t} \approx m_{\pi}$ nur der π -Austausch bewirken, da die Pionmasse sehr nahe bei Null liegt. Unabhängig hierzu zeigt auch folgender Sachverhalt, dass π -Austausch vorliegt.

Die Wirkungsquerschnitte σ_{\perp} und σ_{\parallel} mit linear polarisiertem γ -Strahl haben ergeben (s.a.u.), dass für $\sigma_{\parallel}(\pi^+)$ das gleiche scharfe Vorwärtsmaximum wie für $\sigma_0(\pi^+)$ auftritt, $\sigma_{\perp}(\pi^+)$ dagegen ist hier praktisch konstant. Nach dem Theorem von Stichel ⁴⁶⁾ tragen im Grenzfall $s \rightarrow \infty$ zu σ_{\perp} nur natürlicher Paritätsaustausch, zu σ_{\parallel} nur unnatürlicher Paritätsaustausch bei. Das bedeutet also, dass im Bereich $\sqrt{-t} \approx m_{\pi}$ der unnatürliche Austausch durch π eine wesentliche Rolle spielt.

Allerdings kann der π -Austausch nicht allein verantwortlich sein, da in einem reinen Austausch(Reggepol-)Modell der Wirkungsquerschnitt wegen $\hat{\phi}_{-}(|t|=0) \equiv 0$ bei $\sqrt{-t} = 0$ verschwindet. Ausserdem müsste $\Sigma = -1$ sein. Daher wird meist, auch aus Gründen der Eichinvarianz, ein Nukleon-Aust. im s-Kanal hinzugefügt, der eine Amplitude $\hat{\phi}_{+}^N = -\hat{\phi}_{-}^N$ hat. Im Vorwärtswinkelbereich interferiert sie destruktiv mit der Pion-Amplitude. Eine andere Möglichkeit zur Erklärung des Vorwärtsmaximums ist die Einführung eines Pion-Pomeron-Schnittbeitrages. Diese Terme reichen jedoch nicht aus, um auch zu grösseren Impulsüberträgen hin die π -Erzeugung zu beschreiben. Denn das Bild sieht im Bereich $\sqrt{-t} > m_{\pi}$ völlig anders aus.

Die Annahme, dass nur der π -Austausch mit Nukleon- oder Schnittbeitragen für $\sqrt{-t} > m_{\pi}$ eine Rolle spielt, würde dazu führen, dass das Verhältnis

$$R_0 = \sigma_0(\pi^-) / \sigma_0(\pi^+) \text{ identisch Eins ist. Experimentell}$$

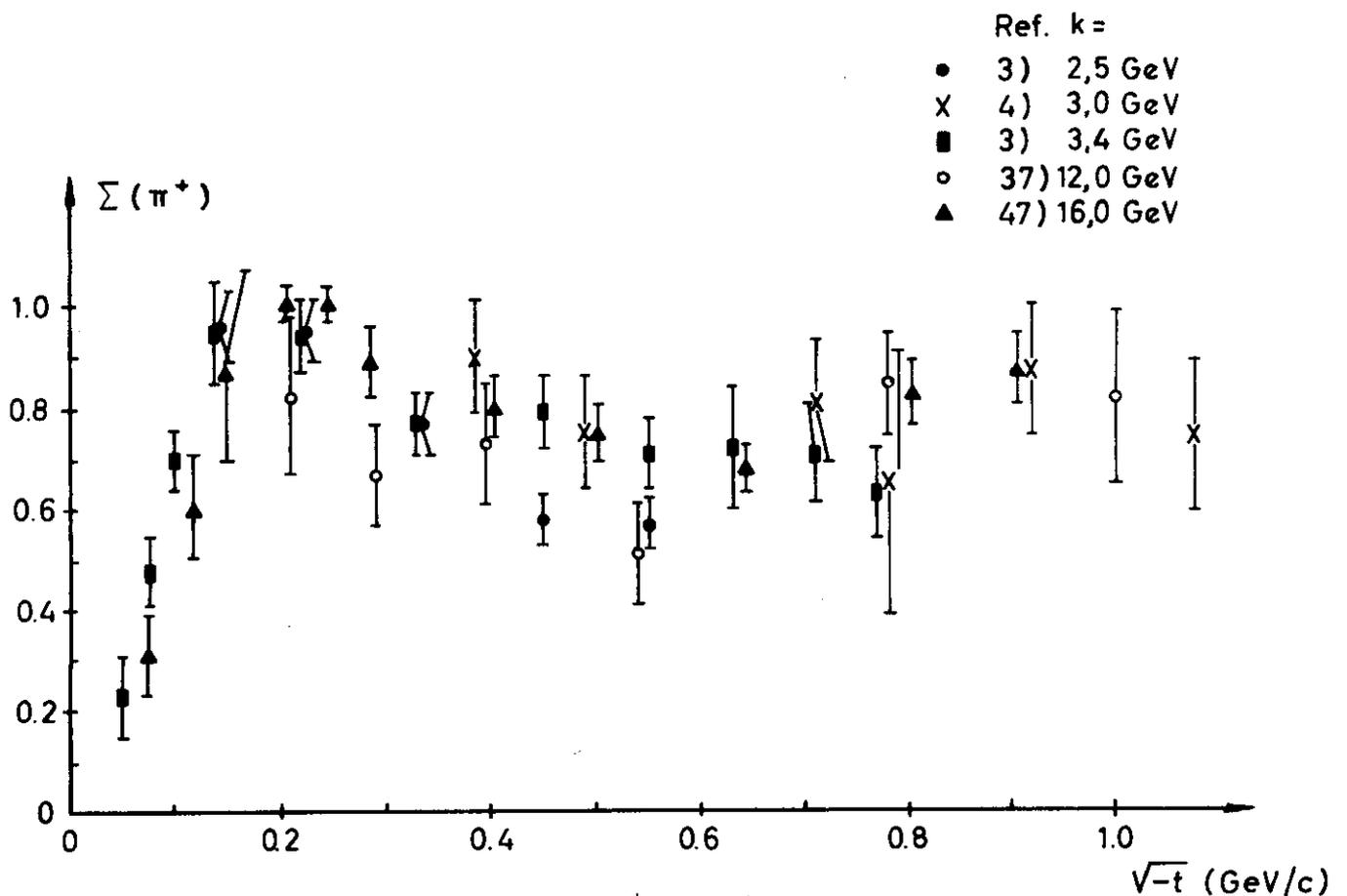
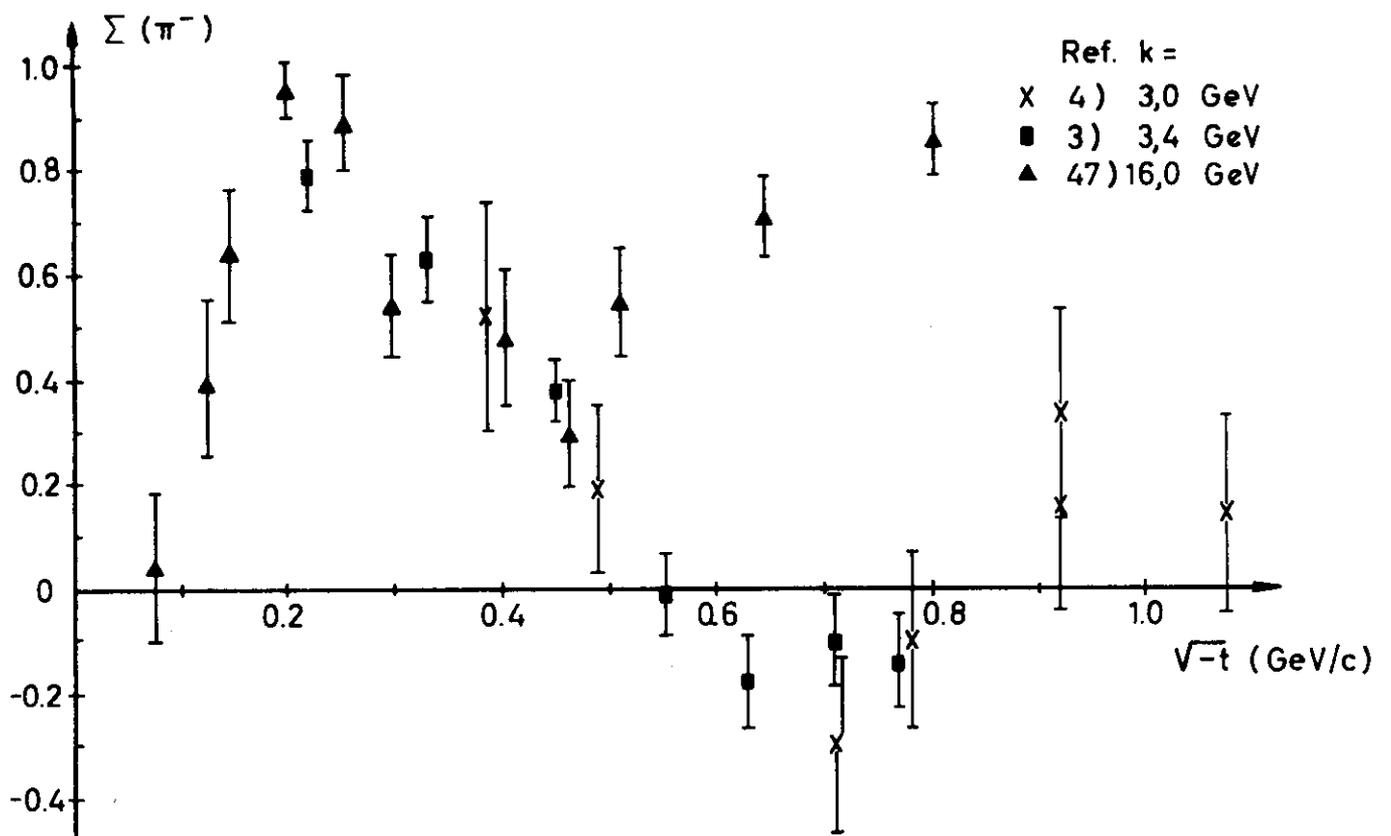


Abb. 42) Photonasymmetrien Σ für π^+ und π^- nach Ref. 3, 4, 47)

zeigt sich jedoch, dass R_0 um mehr als einen Faktor 2 abfällt, Abb. 43). Dieses deutet darauf hin, dass Interferenzen zwischen einem isoskalaren und isovektoriellen Term auftreten müssen. Welcher Art diese Terme sind, ersieht man aus dem Verlauf von $\Sigma(\pi^+)$ und $\Sigma(\pi^-)$, Abb. 42). $\Sigma(\pi^+)$ bleibt nahezu konstant und ist $\approx +1$, während $\Sigma(\pi^-)$ absinkt und für $k = 3.4$ GeV sogar bei $\sqrt{-t} \approx .7$ GeV/c negative Werte erreicht. Neue Messungen zur Photonasymmetrie für $k = 16$ GeV ⁴⁷⁾ zeigen weiter, dass $\Sigma(\pi^+)$ im Bereich $0 \leq \sqrt{-t} \leq 1$ GeV/c energieunabhängig zu sein scheint. $\Sigma(\pi^-)$ hingegen ist stark energieabhängig, obwohl sie zwar noch ein, wenn auch positives, Minimum bei $\sqrt{-t} \approx .5$ GeV/c hat. Dann steigt $\Sigma(\pi^-)$ aber auf die gleichen Werte wie $\Sigma(\pi^+)$ nahe bei Eins an.

Für die π^\pm -Produktion bedeutet dies, dass nun der natürliche Paritätsaustausch mit den Quantenzahlen von ρ und A_2 dominiert, $\sigma_H(\pi^+)$ ist ungefähr Null. Für das Verhalten von $\Sigma(\pi^-)$ kann eine starke Interferenz des isoskalaren mit den isovektoriellen Anteil natürlicher Parität und teilweise der unnatürliche Paritätsaustausch (mit möglicher Interferenz) verantwortlich sein.

Durch Kombination von σ_0 und Σ für die π^\pm -Produktion kann man die Verhältnisse R_\perp und R_\parallel berechnen. Während R_\parallel ungefähr konstant nahe Eins bleibt, zeigt R_\perp dasselbe Verhalten wie R_0 , Abb. 43). Das π^-/π^+ -Verhältnis mit unpolarisiertem γ -Strahl wird also durch den Amplitudenbeitrag natürlicher Parität, der R_\perp festlegt, bestimmt. In diesem Bereich liegt daher für π^+ im wesentlichen eine Interferenz zwischen Systemen wie ρ und A_2 vor.

Da in σ , R und Σ nur die Betragsquadrate der Amplituden eingehen, lassen sich durch deren Bestimmung nur Aussagen darüber machen, welche Arten von Austauscheteilchen an der Pionphotoproduktion massgeblich beteiligt sind.

Was bisher fehlt, sind Angaben über die relative Stärke und Phase der beteiligten Amplituden. Messungen der Targetasymmetrie können hierüber Aufschluss geben, denn aus dem bisher Gesagten ergeben sich einige spezielle Folgerungen für T . Da im Bereich $\sqrt{-t} > m_\pi$ $\Sigma(\pi^+) \approx 1$ ist, folgt zunächst, dass die Beiträge $|\Phi_-|$ und $|H_-|$ klein sind und dann kein Unterschied mehr zwischen Targetasymmetrie und Rückstoss polarisation besteht. Da für die π^+ -Produktion für $\sqrt{-t} > m_\pi$ der natürliche Paritäts-

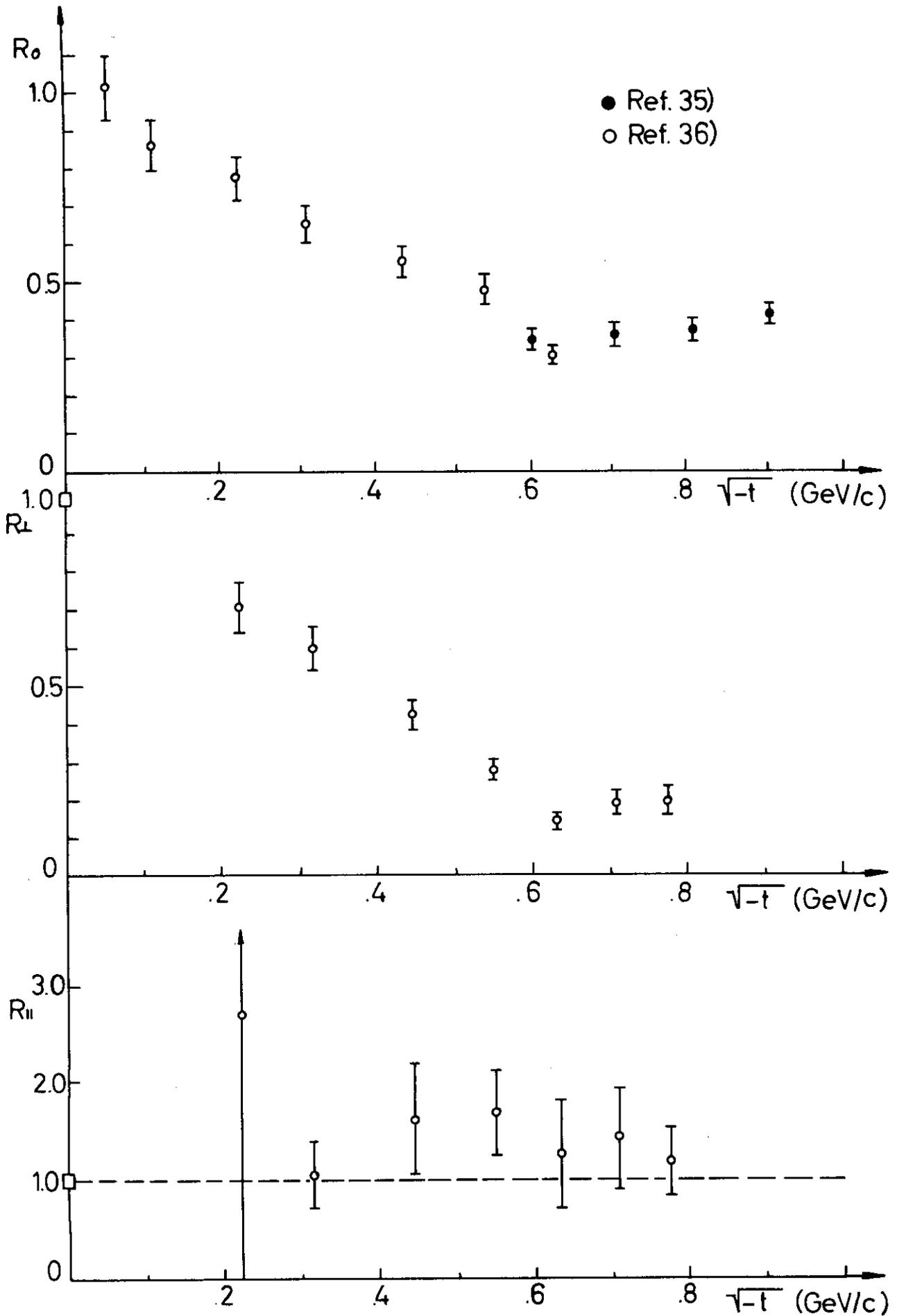


Abb. 43) π^-/π^+ -Verhältnis von Wirkungsquerschnitten mit unpolarisiertem und polarisiertem Gammastrahl nach Ref. 35,36)

austausch vorherrscht, gilt also

$$T = P = \frac{2\text{Im}(H_+ \phi_+^*)}{X} \quad (38)$$

Im allgemeinen nimmt man an, dass das Vektormeson A_1 keinen Einfluss auf die Pionphotoproduktion hat. H_- wird also gleich Null gesetzt, so dass Gl. 38) auch für Impulsüberträge $\sqrt{-t} \leq m_\pi$ und für die π^- -Produktion Gültigkeit hat. Sofern dann nur ρ und A_2 zu T beitragen und beide Trajektorien austauschentartet sind, wie vielfach angenommen wird, ist $T \equiv 0$. Experimentell ist T aber von Null verschieden. Daher muss auch für die Targetasymmetrie ein π -Nukleon oder π -Pomeron-Schnittbeitrag berücksichtigt werden.

Zur Frage, welcher der beiden Anteile ρ oder A_2 dominiert, lässt sich bisher sagen, dass der ρ -Beitrag wahrscheinlich nicht überwiegt. Sonst sollte bei der Nullstelle der ρ -Trajektorie $-t \approx 0.6 \text{ (GeV/c)}^2$ in den Wirkungsquerschnitten ein "dip" vorhanden sein (NWSZ wie beim π -Nukleon-Ladungsaustausch).

Dies ist nicht beobachtet worden. Ausserdem würde man an der gleichen Stelle einen Vorzeichenwechsel der Targetasymmetrie erwarten, der bisher bei den Gammaenergien von 5 und 16 GeV auch nicht festgestellt wurde ¹⁾. Zusätzlich zeigen die Messungen des vorliegenden Experiments, dass sich zwischen $k = 2.5 \text{ GeV}$ und $k = 5.0 \text{ GeV}$ weder eine Energieabhängigkeit noch ein Nulldurchgang von T andeuten. Daher kann die Vermutung geäußert werden, dass der A_2 -Beitrag gegenüber dem ρ -Beitrag stärker sein sollte. Sie könnte durch eine Messung der Targetasymmetrie $T(\pi^-)$ bestätigt werden, da $T_{A_2}(\pi^-)$ dann dasselbe Vorzeichen wie $T_{A_2}(\pi^+)$ haben sollte. Im anderen Fall wäre $T_\rho(\pi^-) \approx -T_\rho(\pi^+)$. Anhand eines speziellen Modells soll dies im folgenden noch erläutert werden.

7.7 Vergleich mit einem theoretischen Modell

G.Kramer ³¹⁾ beschreibt ein Modell, dass wesentlich an den Wirkungsquerschnitten der π^{\pm} -Photoproduktion und deren Verhältnissen orientiert ist. Es hat hauptsächlich für kleine Impulsüberträge Gültigkeit und gibt auch die Photonasymmetrie recht gut wieder.

Zu einem reellen Nukleonanteil und dem auch reell gewählten Pionbeitrag treten noch komplexe f^{\prime} - und A_2 -Amplituden, wobei f^{\prime} und A_2 ähnliche Trajektorien besitzen, die jedoch nicht austauschentartet sind. Ausserdem fehlt in den Residuen der f^{\prime} -Amplitude ein Faktor α_{ρ} , da die Wirkungsquerschnitte bei der Nullstelle der f^{\prime} -Trajektorie kein Minimum oder "dip" aufweisen.

Es zeigt sich, dass die Stärke der Interferenz A_2 - ρ entscheidend für den Verlauf der Targetasymmetrie ist. Wegen $H_{-} = 0$ hängt T nur vom πN -, ρ - und A_2 -Austausch ab. Falls hauptsächlich der f^{\prime} -Beitrag vorläge, hätten die Targetasymmetrien für $\gamma p \rightarrow \pi^{+} n$ und $\gamma n \rightarrow \pi^{-} p$ verschiedenes Vorzeichen und wären normiert auf die Wirkungsquerschnitte symmetrisch zu Null.

Dies ist bei der elastischen Pion-Nukleon-Streuung der Fall, wie in Abb. 44a) zu erkennen ist. Ein ähnliches Bild ergäbe sich für T in der Pionerzeugung, Abb. 44b). Wie in Kap. 7.1 erwähnt, muss hier aber ein A_2 -Beitrag berücksichtigt werden.

Die Hinzunahme von A_2 -Austausch ändert zwar relativ wenig am Verlauf von $T(\pi^{+})$, aber $T(\pi^{-})$ ist für kleinere $|t|$ -Werte ungefähr Null, während sie für grössere Impulsüberträge dasselbe Vorzeichen wie $T(\pi^{+})$ hat, Abb. 44c).

Die in dieser Arbeit beschriebene Messung der Targetasymmetrie $T(\pi^{+})$ könnte im Vergleich mit einer Messung zu $T(\pi^{-})$ klären, ob sogar der A_2 -Anteil gegenüber dem f^{\prime} -Anteil überwiegt. Dies ist gegenwärtig nicht möglich, da $T(\pi^{-})$ noch nicht gemessen wurde. Daher wird in diesem Modell die A_2 - ρ -Interferenz durch freie Parameter festgelegt, und für grosse Impulsüberträge werden zusätzliche Absorptionskorrekturen angebracht. Da damit $\frac{d\sigma}{dt}$, R und Σ für π^{\pm} in Übereinstimmung mit den Experimenten wiedergegeben werden können, wird das gleiche Modell auch für

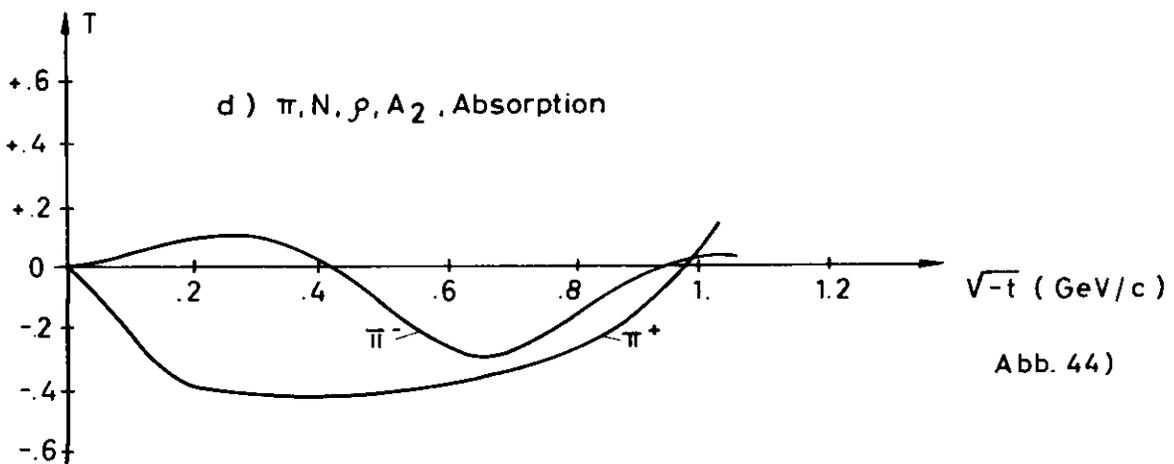
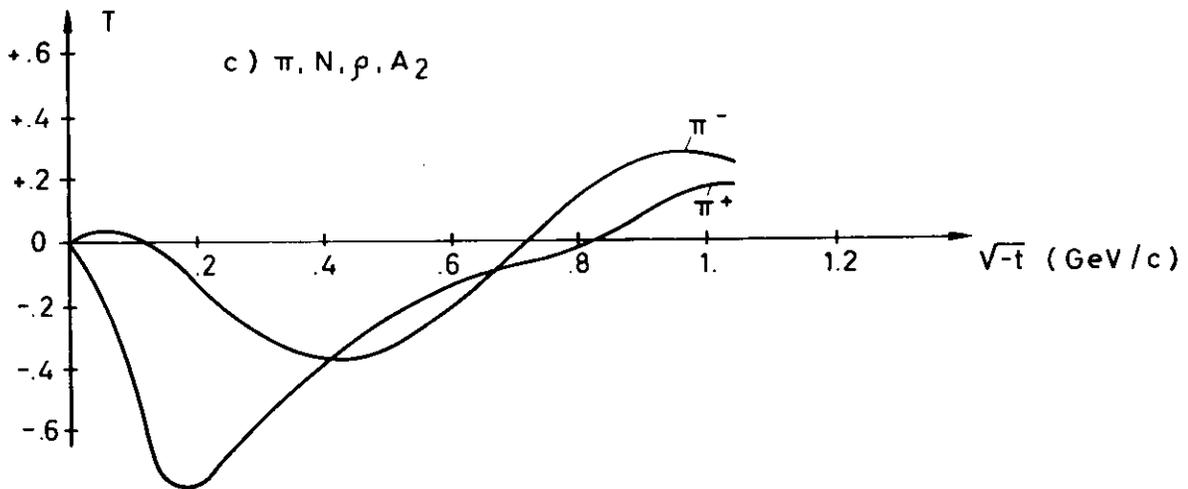
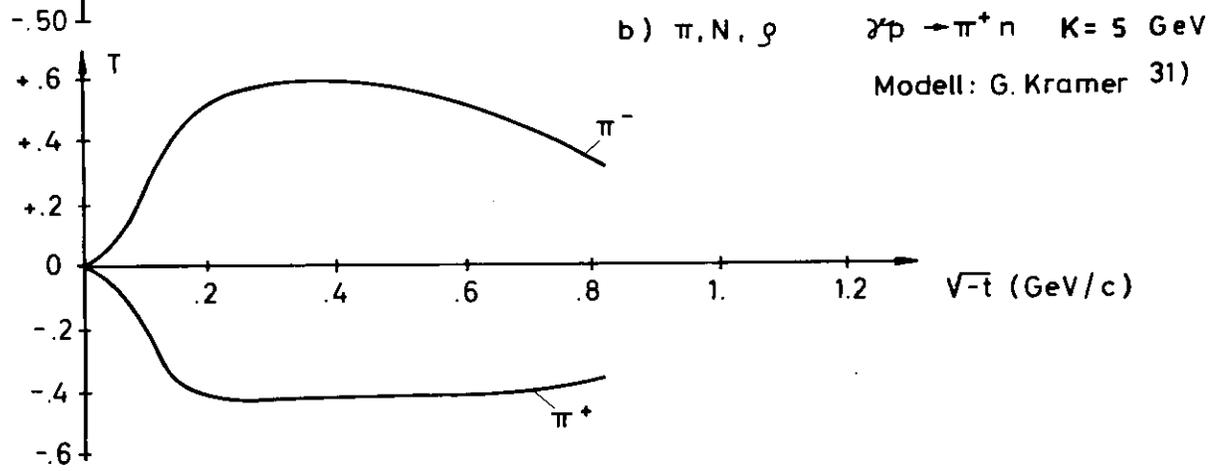
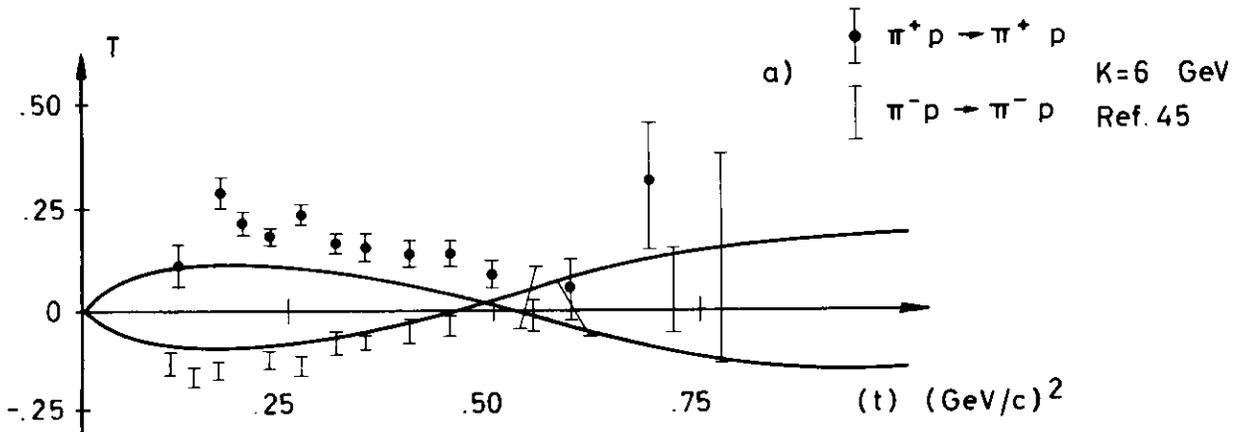


Abb. 44)

die Targetasymmetrie verwendet. Der Verlauf ist für $k = 5$ GeV in Abb. 44d) und zwischen des Messpunkten in Abb. 38) für die Gammaenergien $k = 3.4, 5.0$ und 16 GeV zu sehen. Obwohl die Messwerte für $k = 3.4$ GeV bei Impulsüberträgen $|t| \approx 0.8$ $(\text{GeV}/c)^2$ systematisch tiefer als die Kurve liegen, lässt sich doch im Rahmen der Fehler eine gute Übereinstimmung feststellen. Das gleiche gilt auch für $k = 5$ GeV, wengleich ein möglicher Nulldurchgang bei $|t| \approx 1$ $(\text{GeV}/c)^2$ von den Messdaten nicht bestätigt wird. Bemerkenswert ist, dass bei $k = 16$ GeV ¹⁾ die stark negative Targetasymmetrie von dem Modell gut wiedergegeben wird.

Zum absoluten Vorzeichen der Targetasymmetrie ist zu sagen, dass es in diesem Modell nicht durch Verwendung der Messergebnisse ¹⁾ festgelegt wurde, sondern durch eine freie Wahl in den Vorzeichen der Kopplungskonstanten. Diese Vorzeichen können nun wegen der Bestätigung durch die Messungen als richtig festgelegt werden.

Zum Vergleich sind noch drei weitere Modellvorhersagen nach Ref. 39,43,44) eingezeichnet. Es handelt sich dabei ebenfalls um Reggepolmodelle, die für kleine $|t|$ -Werte mit den vorliegenden Messungen verträglich sind. Bei grösseren $|t|$ -Werten weichen die Modelle z.T. erheblich untereinander und auch von den Messdaten ab. Dies zeigt, dass in voller Allgemeinheit noch keine Vorhersagen zur Pionphotoproduktion möglich sind. Vielleicht werden die bei DESY geplanten Messungen zur Targetasymmetrie $T(\pi^-)$ an polarisierten Deuteronen etwas mehr zum weiteren Verständnis beitragen.

Abb. 44) a) Targetasymmetrie der elastischen $\pi^\pm p$ -Streuung bei $k = 6$ GeV, Ref. 45), die Kurven entsprechen einem Modell von G.Kramer Ref. 31)

b)-d) Modell zur Targetasymmetrie $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ und $\gamma n \rightarrow \pi^- n$ bei $k = 5$ GeV unter Berücksichtigung verschiedener Austausch-
teilchen, Ref. 31).

8. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird ein Experiment beschrieben, das zur Messung der Targetasymmetrie T der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ bei den Gammaenergien $k = 2.5, 3.4$ und 5.0 GeV durchgeführt wurde. In den Bereichen des Impulsübertrages $0.1 \leq |t| \leq 0.87$, $0.1 \leq |t| \leq 1.14$ und $0.1 \leq |t| \leq 1.25$ $(\text{GeV}/c)^2$ ist die Targetasymmetrie für alle drei Gammaenergien negativ und erreicht nach langsamem Abfall zu mittleren Impulsüberträgen hin Werte zwischen $T \approx -0.4$ und $T \approx -0.6$. Im Bereich grösserer $|t|$ -Werte ist für $k = 2.5$ und $k = 3.4$ GeV ein Anstieg von T festzustellen, ein mit Null verträglicher Wert ist jedoch im Rahmen der Fehler nicht zu verzeichnen. Der statistische Fehler beträgt $\Delta T \approx \pm 0.1$, hinzu kommt noch ein systematischer Fehler der gleichen Grössenordnung. Für $k = 5.0$ GeV steigt T bei $|t| \approx 0.8$ $(\text{GeV}/c)^2$ leicht an, bei noch grösseren Impulsüberträgen fällt T wieder ab.

Eine signifikante Struktur sowie eine Energieabhängigkeit kann nicht eindeutig bestimmt werden. Es besteht ein qualitativ übereinstimmender Verlauf mit Regge-Pol-Modellen, die für mittlere und kleinere $|t|$ -Werte auch eine recht gute quantitative Aussage machen.

Anhang 1

Dynamische Polarisation

Zur vereinfachten Erklärung betrachtet man den Hamiltonoperator (nach Jeffries¹²⁾):

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mu_e \sum_i S_i + \mu_p \sum_j I_j + \sum_{ij} V_{ij} + \sum_{ij} U_{ij} + \sum_{ijk} W_{ijk} \quad (39)$$

mit 0) Wechselwirkungsoperator ohne Einfluss eines äusseren Magnetfeldes und ohne Berücksichtigung des Kernspins

- 1) Elektron-Zeeman-Effekt
- 2) Kern-Zeeman-Effekt
- 3) Elektron-Kern-Wechselwirkung
 - a) Hyperfeinstruktur
 - b) Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen Elektron und Kern
- 4) Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen den Kernen (Spindiffusion)
- 5) Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen den Elektronen

Die Aufspaltung zu den Energieniveaus nach Abb. 4 - Seite 10) erhält man durch Lösen der Schrödingergleichung

$$\mathcal{H} \psi = E \psi \quad (40)$$

unter Berücksichtigung der Terme 1) und 2), da die Terme 3) und 4) wegen des starken Magnetfeldes zunächst vernachlässigt werden können. Term 3) bewirkt wegen der e-p-Kopplung, dass die Zustände der Protonen auch einen kleinen Beitrag ($\epsilon \ll 1$) der anderen Spineinstellung enthalten, weshalb die Übergänge W_2 und W_3 mit einer geringen Wahrscheinlichkeit möglich sind. Der Betrag von Term 5) ist ohnehin klein, da die Zahl der freien Elektronen nur ca. 1⁰/100 gegenüber der der freien Protonen beträgt.

Zwei Punkte sind nun wesentlich für die "dynamische" Polarisation:

- a) die kurze Relaxationszeit der Elektronen durch Spin-Gitter-WW von ca. 1 msec im Gegensatz zu der der Protonen von ca. 1 min.
- b) nahezu 100% statische Elektronenpolarisation

Durch Anregung der verbotenen Übergänge W_2 bzw. W_3 mit HF-Einstrahlung der Frequenz $\omega_e + \omega_p$ bzw. $\omega_e - \omega_p$ klappen die Elektronen- und Protonenspins gemeinsam um, jedoch bleibt beim anschliessenden Übergang der spontanen Emission W_1 der Protonenspin in negativer bzw. positiver Richtung erhalten. Die Relaxationszeit der Protonen ist so gross, dass ein Elektron diesen Vorgang für viele in seiner Nähe befindlichen Protonen wiederholen kann. Weiter entfernte Protonen, die noch falsch ausgerichtet sind, können durch Spindiffusion (Term 4), Gl. 39) aus der Nähe der paramagnetischen Zentren polarisiert werden. Hierbei klappen die Protonenspins wechselseitig um, wobei jedoch die dann in verkehrter Richtung stehenden Spins infolge dauernder HF-Einstrahlung wieder richtig ausgerichtet werden. Insgesamt erhält man einen Polarisationsgrad bei 1°K und 2.5 T bis zu 35%. Der Einfluss der Protonenresonanz-Messung (3.2.3) durch Anregung des Überganges W_4 (Umklappung des Protonenspins) kann vernachlässigt werden.

Die Umkehrung der Polarisation kann entweder durch Änderung der Magnetfeldrichtung um 180° oder wie schon erwähnt durch Einstrahlung der entsprechenden Frequenz $\omega_e \pm \omega_p$ erreicht werden. Grundsätzlich wird hier das letzte Verfahren angewendet, da der Zeitbedarf zum Einstellen der Frequenz für das Erreichen eines stabilen Polarisationszustandes viel geringer ist, als wenn man einen Magneten umpolen würde. Eine andere Magnetpolarität würde auch zu einer apparativen Asymmetrie im Spektrometer führen.

Es zeigt sich, dass für das quantitative Verständnis des oben beschriebenen Polarisationsmechanismus (sog. Solid-State-Effekt ¹¹⁾) der Einfluss der "Dynamic Orientation of Nuclei by Cooling of Electron Interactions, DONKEY", Ref. 13), eine wesentliche Rolle spielt. Hierbei findet ein Energieaustausch zwischen drei Energiereservoirs statt: dem Kern-Spin-Reservoir mit der sog. Spin-Temperatur T_β der dynamischen Polarisation $P_p = \tanh \hbar\omega_p/kT_\beta$, dem Elektron-Spin-Reservoir T_α gemäss $P_e = -\tanh \hbar\omega_e/kT_\alpha$ (wobei T_α wegen der starken Elektron-Spin-Gitter-Wechselwirkung praktisch gleich der Gittertemperatur T_0 ist) und dem Reservoir der Elektron-Spin-Spin-Wechselwirkung (Term 5)) mit der Temperatur T_γ . Es gilt im Falle $|P_p| = |P_e|$:

$$|T_\beta| = \frac{\omega_p}{\omega_e} T_\alpha \approx \frac{1}{660} T_0 \quad |T_\gamma|_{\max} \approx \frac{1}{1000} T_0$$

Die Breite der Elektronenresonanzlinie⁴⁹⁾ (Abb. 45 a), die auf die Elektron-Spin-Spin-Wechselwirkung zurückzuführen ist, lässt auch induzierte Übergänge W_1 zu, wenn man etwas ausserhalb der Resonanzfrequenz einstrahlt, z.B. mit $\omega = \omega_e - |\Delta\omega|$, $\Delta\omega = \omega_e - \omega$:

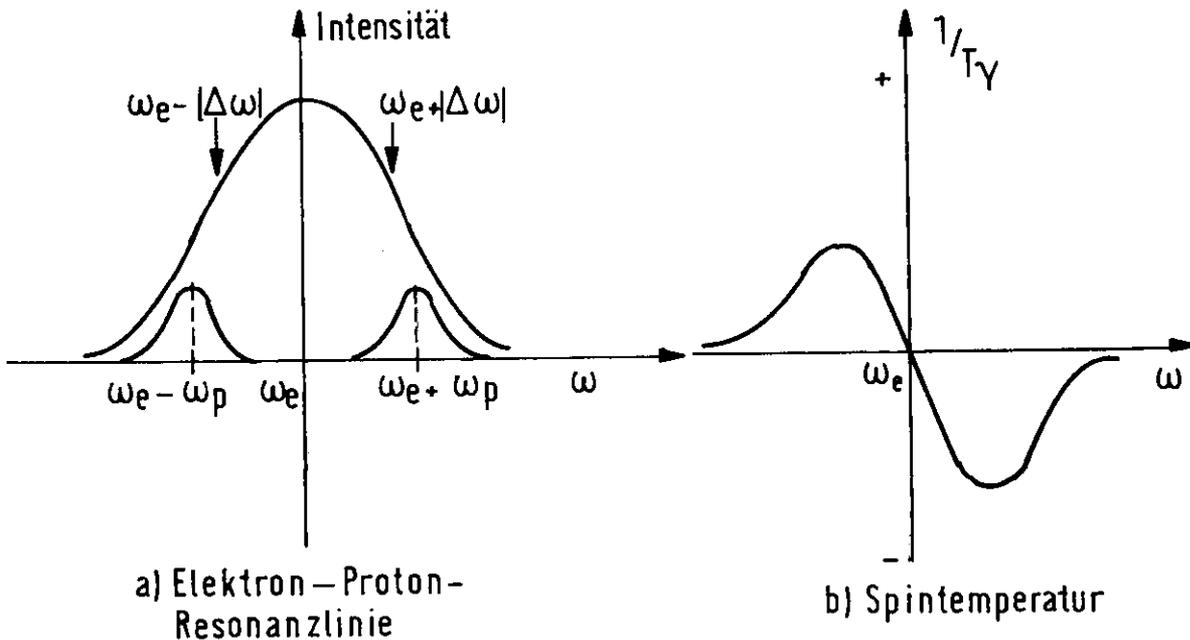


Abb. 45) a) Elektron- und Protonresonanz
 b) Spintemperatur der Elektron-Spin-Spin-Wechselwirkung als Funktion der Frequenz (willkürliche Einheiten)

Die Energie $\hbar\omega = \hbar(\omega_e - |\Delta\omega|)$ wird absorbiert und verursacht einen Elektron-Spin-Flip, wobei die Energie $\hbar\omega_e > \hbar\omega$ frei wird. Zum Ausgleich der Energiebilanz wird dem Reservoir T_γ die Energie $\hbar|\Delta\omega|$ entzogen, es wird "kälter". In Abb. 45 b) ist der Verlauf von $1/T_\gamma$ als Funktion der Frequenz ω zu sehen. Man kann zeigen⁴⁹⁾, dass bei Einstrahlung der Energie $\hbar\omega = \hbar(\omega_e + |\Delta\omega|)$ negative Werte von $1/T_\gamma$ auftreten, wie auch T_β nach obiger Definition negativ sein kann.

Die Elektron-Spin-Flips sind nun wegen der e-p-Kopplung (ϵ) teilweise von Proton-Spin-Flips begleitet, wofür die Energien $\pm \hbar\omega_p$ des Reservoirs

T_β ebenfalls mit dem Reservoir T_γ ausgetauscht werden. Maximale Protonpolarisation ist dann erreicht, wenn im thermischen Gleichgewicht $T_\beta = T_\gamma$ ist.

Man sieht, dass die Ausrichtung der Protonspins durch exakte Einstrahlung der Frequenzen $\omega_e \pm \omega_p$ wie auch durch Frequenzen $\omega_e \pm |\Delta\omega|$, die etwas ausserhalb der Resonanz ω_e liegen, stattfinden kann. Da die Protonresonanzlinie auch eine endliche Breite hat, wird experimentell die Frequenz ω_p mit einem gewissen Hub durchfahren (3.2.2), so dass beide Ursachen der Spinausrichtung wirksam werden.

Anhang 2

Messung des Polarisationsgrades

Besitzt ein Spinsystem $I = 1/2$ mit 2 Einstellmöglichkeiten verschiedene Besetzungsschichten N_{\uparrow} und N_{\downarrow} , so findet durch Einstrahlung eines äusseren HF-Felds ein Energieaustausch statt, der zur Angleichung der Niveaus führt. Die Energiedifferenz der Niveaus ist im statischen Fall $\Delta E = \hbar \omega_p = 2g\mu_B |\vec{H}_0|$ und $P = (N_{\uparrow} - N_{\downarrow}) / (N_{\uparrow} + N_{\downarrow})$. Die vom Spinsystem pro Zeiteinheit absorbierte Energie ergibt sich dann zu:

$$\frac{\Delta E}{\Delta t} = \hbar \omega_p WNP, \quad N = N_{\uparrow} + N_{\downarrow} \quad (41)$$

wobei W die Übergangswahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit bedeutet. Die Wechselwirkung des Spinsystems mit einem magnetischen Wechselfeld $\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}'(\vec{r}) \sin \omega t$ kann beschrieben werden durch Lösung der zeitabhängigen Schrödingergleichung in Störungsrechnung 1. Art ¹²⁾:

$$[\mathcal{H}_0 + \mathcal{H}(t)] \Psi(t) = i\hbar \dot{\Psi}(t) \quad (42)$$

mit

$$\mathcal{H}(t) = -\vec{I} \vec{H} g \mu_B$$

Das Übergangsmatrixelement zur Zeit τ ist dann

$$|a(\tau)|^2 = 1/\hbar^2 \left| \int_0^\tau \langle \bar{\Psi} | \mathcal{H}(t) | \Psi \rangle \exp(i\Delta E t / \hbar) dt \right|^2 \quad (43)$$

Zur Beschreibung der natürlichen Linienbreite wird eine Funktion $g(\omega)$ mit der Normierung $\int g(\omega) d\omega = 1$ eingeführt. ($g(\omega)$ kann z.B. eine Gauß- oder Lorentzkurve sein). Wenn nun $1/\tau$ sehr klein gegen die Linienbreite ist, so erhält man

$$W = \frac{|a(\tau)|^2}{\tau} = \frac{\pi}{2} \gamma^2 |\vec{H}'|^2 N P g(\omega), \quad \gamma = g \mu_B \quad (44)$$

oder für Gl. 41)

$$\frac{\Delta E}{\Delta t} = \frac{\hbar \pi}{2} \gamma^2 |\vec{H}'|^2 N P g(\omega) \omega_p \quad (45)$$

Weiterhin ist die Targetsubstanz durch die ausgerichteten Kernspins magnetisiert: $\vec{M} = \gamma n \vec{I}$, und es gilt für die pro Zeit- und Volumeneinheit absorbierte Energie im Mittel (makroskopisch betrachtet):

$$\frac{\Delta E}{\Delta t \cdot V} = -\overline{\vec{M}_x \frac{d\vec{H}'_x}{dt}} = -\frac{1}{T} \int_0^T \vec{M}_x \frac{d\vec{H}'_x}{dt} dt \quad (46)$$

Mit dem Ansatz ¹⁶⁾ $\vec{M}_x = \vec{M}_x = \chi(\omega) \vec{H}'_x \cos(\omega t + \phi)$, $\vec{H}'_x = 2\vec{H}'_x$ und dem dispersiven bzw. absorptiven Anteil (Abb. 46) der Suszeptibilität $\chi' = \chi(\omega) \cos \phi$ bzw. $\chi'' = \chi(\omega) \sin \phi$ erhält man:

$$\frac{\Delta E}{\Delta t \cdot V} = 2 |\vec{H}'|^2 \omega \chi''(\omega) \quad (47)$$

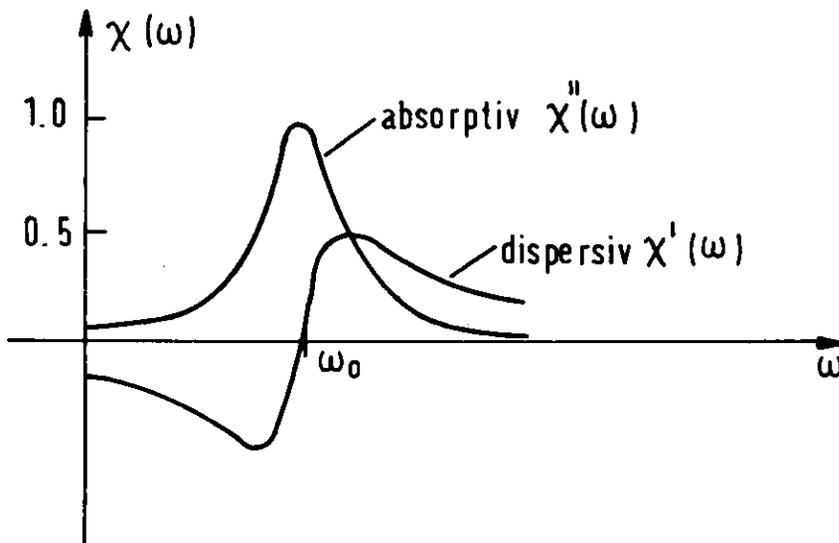


Abb. 46) Absorptiver und dispersiver Anteil der magnetischen Suszeptibilität als Funktion der Frequenz (willkürliche Einheiten)

Ein Vergleich mit Gl. 45) liefert

$$\chi''(\omega) = \frac{\pi}{4} \gamma^2 \frac{N}{V} P_g(\omega) = \text{const.} \cdot P_g(\omega) \quad (48)$$

Integriert man Gl. 48) über den gesamten Frequenzbereich, so folgt wegen der Normierung $\int g(\omega) d\omega = 1$

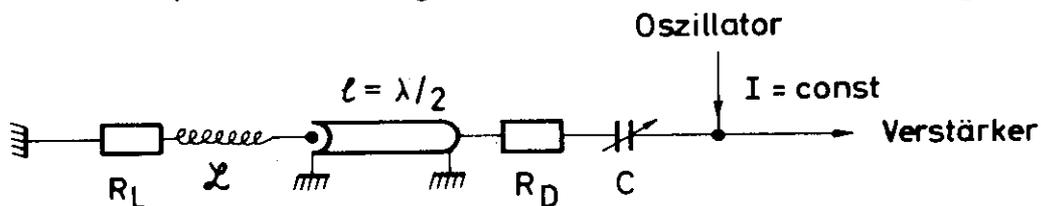
$$P = \text{const.} \cdot \int \chi''(\omega) d\omega \quad (49)$$

Da sich die Targets substanz innerhalb der Resonanzspule befindet, ändert sich durch die Magnetisierung deren Induktivität

$$\begin{aligned} \chi &= L_o (1 + 4\pi\eta\chi(\omega)) \\ \text{mit } \chi(\omega) &= \chi'(\omega) - j\chi''(\omega) \\ \eta &= \text{Füllfaktor} \\ L_o &= \text{Selbstinduktivität} \end{aligned} \quad (50)$$

Betrachtet man nun das Ersatzschaltbild Abb. 47) des Schwingkreises, so errechnet sich die Gesamtimpedanz zu ¹⁷⁾:

Abb. 47) Reihenschwingkreis zur Protonenresonanz-Messung



$$\mathcal{Z}(\omega) = Z \frac{\mathcal{R} + Z \cdot \tanh(\alpha l)}{\tanh(\alpha l) + Z} + R_D + \frac{1}{j\omega C} \quad (51)$$

mit $Z =$ Wellenwiderstand des Kabels (ca. 50Ω)

$\mathcal{R} = R_L + j\omega L =$ Induktivität + ohmscher Verlust ($L_o \sim 0.2\mu H$, $R_L \sim 1\Omega$)

$\alpha l =$ Übertragungsmass des Kabels

$R_D =$ Dämpfungswiderstand des Schwingkreises (ca. 5Ω)

$C =$ Schwingkreiskapazität (ca. 7 pF)

Nach längerer Rechnung erhält man unter Vernachlässigung von Gliedern höherer Ordnung

$$|\mathcal{J}(\omega)| = f[\chi''(\omega), \chi'(\omega)] \sim \text{const.} \cdot \chi''(\omega) + O(\chi'(\omega)) \quad (52)$$

Die gleiche Proportionalität gilt dann auch für die an der Impedanz abfallende Spannung $|U(\omega)|$. Berücksichtigt man noch die Kompensationsspannung $|U_0(\omega)|$ (hier ist $\chi' = \chi'' = 0$) so erhält man schliesslich

$$F_p = \text{const.} \cdot \int (|U(\omega)| - |U_0(\omega)|) d\omega \quad (53)$$

d.h. aber, dass nach Gl. 49 und 53) der Polarisationsgrad P direkt proportional zur Fläche F_p des NMR-Signals ist. Zur Absolutbestimmung von P wird die Fläche F_n der statischen Polarisation herangezogen, da man deren Polarisationsgrad kennt (Gl. 17); δ = Korrektur:

$$P = \frac{F_p}{F_n} \tanh \frac{\gamma H_0}{kT} (1 + \delta) \quad (54)$$

Die Abb. 10 a,b) zeigt das statische und das dynamische Signal.

Es ist noch eine Bemerkung zum Korrekturbeitrag δ erforderlich. Es kommt entscheidend darauf an, dass der Polarisationsgrad linear vom Verhältnis F_p/F_n abhängt. In δ werden der Einfluss des Kabels ($\alpha 1$), der dispersive Anteil ($\chi'(\omega)$) und der nicht auf $|U_c(\omega)|$ normierte Integrand in Gl. 53) berücksichtigt. Messungen und Rechnungen¹⁸⁾ haben $|\delta| \leq 5\%$ ergeben.

Verzeichnis der Abbildungen

- Abb. 1) Reaktionsebene $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$
- Abb. 2) Aufbau des Experiments: Gammastrahl und Spektrometer
- Abb. 3) Zeitliche Änderung des Magnetfeldes beim "Flat-Top"-Betrieb
- Abb. 4) Termschema zur dynamischen Polarisation
- Abb. 5) Schnittzeichnung des Targetmagneten, Typ PT 6 (CERN)
- Abb. 6) Schnittzeichnung des Kryostaten, Typ Roubeau (Saclay)
- Abb. 7) Dampfdruckkurve von He^3 und He^4
- Abb. 8) Aufbau zur Protonenresonanz-Messung (schematisch)
- Abb. 9) Flächen des Polarisations-signalen zur Berechnung des Polarisationsgrades (schematisch)
- Abb. 10) Statisches und dynamisches Polarisations-signal
- Abb. 11) a) Linearität des Polarisationsgrades)
b) Polarisationsgrad } als Funktion des Füllstandes
- Abb. 12) Depolarisation durch den Gammastrahl
a) Bestrahlung in die mit reinem Butanol gefüllte Hälfte
b) Bestrahlung in die mit Butanol und Porphyrexid gefüllte Hälfte
- Abb. 13) Aufbau des Spektrometers und Rückstossarms:
M, MC1, MC2, MB, MA1, MA2 = Ablenkmagnete
 C_e, C_π = Cerenkovzähler
S1, S2, S3 = Triggerzähler
K, AK = Kollimatoren
SN, SA = Neutronzähler, Antizähler
MON, QU = Monitorhodoskop, Quantameter
- Abb. 14) Teilchen-Trajektorien, Lage der Fokuspunkte und Hodoskope
- Abb. 15) Tabelle der Koeffizienten der Teilchenbahnen
- Abb. 16) Winkel-Korrektur durch Einfluss des Targetmagneten
- Abb. 17) Eichpulshöhen für den Neutronzähler
- Abb. 18) Schnelle Elektronik im Spektrometer, Definition des Pion-Signales
- Abb. 19) Zeitauflösung im Spektrometer
- Abb. 20) Schnelle Elektronik im Rückstossarm, Pion-Neutron-Koinzidenz

- Abb. 21) Anschluss der schnellen Elektronik an einen Kleinrechner
PDP8 I IKE = Interrupt-Kontroll-Einheit (symbolisch)
- Abb. 22) Datenstruktur für den Kleinrechner
- Abb. 23) Datenanalyse im Auswerteprogramm
- Abb. 24) Flugzeitspektren, Beispiel $k = 3.4 \text{ GeV}$, $|t| = .2$ und $.8 \text{ (GeV/c)}^2$,
Polarisationsrichtung " \uparrow ". Der Schnittbereich ist durch zwei
Pfeile gekennzeichnet. Korrektur auf Mehrfachereignisse ist be-
rücksichtigt.
- Abb. 25) Übersicht der Mehrfachereignisse bei den Zählerbits und Flug-
zeiten, Korrelation zwischen Zählerbits und Flugzeiten;
Beispiel $k = 5 \text{ GeV}$, $|t| = .6 \text{ (GeV/c)}^2$ " \uparrow ".
- Abb. 26) Zählrate der Doppelereignisse (schematisch), Beispiel:
 $k = 5 \text{ GeV}$, $|t| = .6 \text{ (GeV/c)}^2$ " \uparrow ".
- Abb. 27) Subtraktion der Flugzeitspektren " \uparrow " und " \downarrow " für das Beispiel
 $k = 2.5 \text{ GeV}$, $|t| = .3 \text{ (GeV/c)}^2$.
- Abb. 28) Zuordnung der Zeilen- zu den Spalten-Flugzeitspektren,
nicht auf Mehrfachereignisse korrigiert,
Beispiel $k = 5 \text{ GeV}$, $|t| = .29 \text{ (GeV/c)}^2$ " \downarrow ".
- Abb. 29) Vergleich der vertikalen und horizontalen Koordinatendifferenzen
Soll-Ist ΔZ und ΔY mit einer Monte-Carlo-Rechnung,
Beispiel $k = 2.5 \text{ GeV}$, $|t| = .3 \text{ (GeV/c)}^2$
- Abb. 30) Vergleich der Targetasymmetrien bei Berechnung aus
a) den Flugzeitspektren mit Zeitschnitt
b) den vertikalen Koordinatendifferenzen Soll-Ist ΔZ
c) den horizontalen Koordinatendifferenzen Soll-Ist ΔY
- Abb. 31) Vergleich der aus den π -N-Koinzidenzen berechneten Gammaenergien
mit einer Monte-Carlo-Rechnung, Beispiel: $k = 2.5 \text{ GeV}$,
 $|t| = .3 \text{ (GeV/c)}^2$
- Abb. 32) Vergleich von "echten" und "zufälligen" Flugzeitspektren
für $k = 3.4 \text{ GeV}$, $|t| = .48 \text{ (GeV/c)}^2$ beim
a) polarisierten Target " \uparrow " und b) Kohlenstofftarget
normiert auf gleiche Anzahl von Pionereignissen
- Abb. 33) Faktoren $1/\kappa_{\pi N}$ zur Korrektur der Targetasymmetrie um den
Beitrag von Reaktionen am Kohlenstoff und Helium + Kavität
für $k = 5.0$ und 3.4 GeV . Die eingezeichneten Kurven sind als
Augenhilfe aufzufassen.

- Abb. 34) Ansprechvermögen des Neutronzählers als Funktion der Neutronenergien
- Abb. 35) Vergleich der Targetasymmetrie bei richtiger und falscher Zuordnung der Daten zur Polarisationsrichtung;
Beispiel $k = 2.5 \text{ GeV}$, $|t| = .3 \text{ (GeV/c)}^2$
- Abb. 36) Tabelle der Korrekturfaktoren, die zum systematischen Fehler der Wirkungsquerschnitte beitragen
- Abb. 37) Tabelle der Targetasymmetrie-Messungen dieses Experiments $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ bei $k = 2.5, 3.4$ und 5.0 GeV
- Abb. 38) Ergebnisse der Targetasymmetrie-Messungen dieses Experiments zur Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ bei $k = 2.5, 3.4$ und 5.0 GeV . Die Daten nach Ref. 1) bei $k = 5.0$ und 16 GeV sind ebenfalls eingezeichnet. Vergleich mit theoretischen Modellvorhersagen nach Ref. 31, 39, 43, 44)
- Abb. 39) π^+ -Wirkungsquerschnitte dieses Experiments an unpolarisiertem Butanol (293°K) reduziert um den Beitrag von Reaktionen am Kohlenstoff und Helium + Kavität bei $k = 5 \text{ GeV}$ im Vergleich zu Daten nach Ref. 30), die an flüssigem Wasserstoff gemessen wurden.
- Abb. 40) Tabelle der Austauschteilchen natürlicher und unnatürlicher Parität
- Abb. 41) π^+ - und π^- -Wirkungsquerschnitte an flüssigem Wasserstoff und Deuterium bei 3.4 GeV nach Ref. 35, 36, 38). Die eingezeichneten Kurven sind als Augenhilfe aufzufassen
- Abb. 42) Photonasymmetrien Σ für π^+ und π^- nach Ref. 3, 4, 37)
- Abb. 43) π^-/π^+ -Verhältnis von Wirkungsquerschnitten mit unpolarisiertem und polarisiertem Gammastrahl nach Ref. 35, 36)
- Abb. 44) a) Targetasymmetrie der elastischen $\pi^\pm p$ -Streuung bei $k = 6 \text{ GeV}$, Ref. 45, die Kurven entsprechen einem Modell von G.Kramer Ref. 31.
b)-d) Modell zur Targetasymmetrie $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ und $\gamma n \rightarrow \pi^- p$ bei $k = 5 \text{ GeV}$ unter Berücksichtigung verschiedener Austausch- teilchen, Ref. 31.
- Abb. 45) a) Elektron- und Protonresonanzkurve
b) Spintemperatur der Elektron-Spin-Spin-Wechselrichtung } als Funktion der Frequenz (willkürliche Einheiten)

Abb. 46) Absorptiver und dispersiver Anteil der magnetischen Suszeptibilität als Funktion der Frequenz (willkürliche Einheiten)

Abb. 47) Reihenschwingkreis zur Protonenresonanz-Messung

Literaturverzeichnis

- 1) C.C.Morehouse, Thesis UCRL-19897 (1970)
Phys.Rev.Lett. 25, 835 (1970)
- 2) G.Kramer, DESY 71/27 (1971)
- 3) C.Geweniger, Dissertation - DESY-Int. F 35-72/2 (1972)
Phys.Lett. 29B, 41 (1969)
- 4) Z.Bar-Yam et.al.
Phys.Rev.Lett. 24, 1078 (1970)
Phys.Rev.Lett. 25, 1053 (1970)
- 5) W.Hoffmann, Dissertation Bonn PIB 1-146 (1971)
H.Herr, Dissertation, Bonn PIB 1-178 (1972)
K.H.Althoff et al., Bonn PIB 1-213 (1973)
- 6) S.Arai et al. Tokyo DPNU-6 (1972)
- 7) G.Hemie, DESY-Int. S1-73/2 (1973)
- 8) A.Ladage, H.Pingel, DESY 65/12 (1965)
- 9) H.Meyer-Wachsmuth, Dissertation, Hamburg (1974)
- 10) P.Roubeau, Cryogenics 6, 207 (1966)
- 11) A.Abragam, W.G.Proctor, Comptes Rendus 246, 2253 (1958)
- 12) C.D.Jeffries, Dynamic Nuclear Orientation,
John Wiley New York (1963)
- 13) M.Borghini, Phys.Lett. 26A, 242 (1968)
- 14) J.Knütel, private Mitteilung dieser und der nächsten Angaben
- 15) J.Knütel, Diplomarbeit Hamburg 1970, Weiterentwicklung
- 16) A.Abragam, The Principles of Nuclear Magnetism,
Oxford Univ.Press, London (1961)
- 17) V.Petricek, Nucl. Instr. and Meth. 58, 111 (1968)
- 18) J.Knütel, private Mitteilung
- 19) M.Borghini et al., Nucl. Instr. and Meth. 84, 168 (1970)
- 20) P.Heide, Dissertation, DESY-Int. - F 35-69/1 (1969)
- 21) H.Lierl, Diplomarbeit, DESY-Int. - F 35-73/2 (1973)
- 22) H.-J.Stuckenberg, DESY-Int. F 56-70/8 (1970)

- 23) H.-J.Stuckenberg, W.Neff, DESY-Int. - F 56-70/10 (1970)
- 24) K.-H.Meß, Diplomarbeit, Hamburg (1971)
- 25) B.Sonne, Diplomarbeit, Hamburg (1971)
- 26) R.E.Pollock, G.Schrank, Phys.Rev. 140-3B, 575 (1965)
- 27) A.M.Boyarski et al., Phys.Rev.Lett. 23, 1343 (1969)
- 28) H.Meyer-Wachsmuth, private Mitteilung
- 29) Programm von W.Erlewein nach der Urfassung von R.J.Kurz, UCRL-11339 (1964)
- 30) P.Joos, Compilation DESY-Hera 70/1 (1970)
- 31) G.Kramer, DESY 71/27 (1971)
- 32) R.S.L.Booth et al., Nucl.Phys. 38B, 339 (1972)
- 33) M.Deutsch et al., MIT-Coo 3069-71 (1972)
- 34) G.Vogel et al., Phys.Lett. 40B, 513 (1972)
- 35) Z.Bar-Yam et al., Phys.Rev.Lett. 19, 40 (1967)
A.M.Boyarski et al., Phys.Rev.Lett. 21, 1167 (1968)
- 36) P.Heide et al., Phys.Rev.Lett. 21, 248 (1968)
- 37) R.F.Schwitters et al., Phys.Rev.Lett. 27, 120 (1971)
- 38) P.M.Joseph et al., Phys.Lett 26B, 41 (1967)
- 39) R.Worden, Nucl.Phys., B 37, 253 (1972)
- 40) J.Strnad, Nucl. Phys. 35, 451 (1962)
- 41) D.Zeller, Dissertation, DESY-Int. F 23-73/2
- 42) J.Ringel, Diplomarbeit, DESY-Int. F 35-73/4 (1973)
- 43) G.Goldstein, J.F.Owens III, Nucl.Phys. B 71, 461 (1974)
- 44) B.H.Kellelt, Nucl. Phys. B 25, 205 (1970)
- 45) M.Borghini et al., Phys. Lett. 24 B, 77 (1966)
- 46) P.Stichel, Zeitschr. f.Phys. 180, 170 (1964)
- 47) D.J.Scherden et al., Phys. Rev. Lett. 30, 1230 (1973)
- 48) H.Ebert, Physik-Taschenbuch, S. 386, Braunschweig (1967)
- 49) M.Borghini, Polarized Proton Targets, Herceg Novi (1968)
- 50) S.Yamada, persönliche Mitteilung
- 51) G.Buschhorn et.al., Phys.Lett. 25 B, 622 (1967)
- 52) A.M.Boyarski et.al., Phys.Rev.Lett. 20, 300 (1968)

Danksagung

Diese Arbeit entstand im Rahmen eines Experiments, das von der Gruppe F 35 am Deutschen-Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg durchgeführt wurde.

Folgende Physiker waren daran beteiligt: Dr. H.Genzel, Dr. P.Heide, J.Knütel, H.Lierl, K.-H.Meß, M.-J.Schachter, Prof.Dr. P.Schmüser und Dr. G.Vogel. Ihnen allen gilt mein Dank für das Gelingen des Experiments. Besonders hervorheben möchte ich Herrn Prof.Dr. G.Buschhorn (Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München), dem ich die Ermöglichung dieser Dissertation verdanke, Herrn Prof.Dr. P.Schmüser für die Förderung und Diskussionen sowie Herrn Dr. H.Genzel, der die ausgezeichnete Betreuung übernahm. Die beiden zuletzt genannten Herren haben sich auch die Mühe gemacht, das Manuskript kritisch durchzulesen.

Für die Ausführung der technischen Arbeiten danke ich den Herren U.Balszweit, D.Brauer, H.-H.Schirmacher und C.-H.Sellmer ebenso wie Herrn D.Hubert, der für den Kryostaten verantwortlich war.

Der DESY Hallendienst gewährte hilfreiche Unterstützung beim Aufbau der Apparatur, und das DESY-Rechenzentrum trug ebenfalls zum Gelingen des Experiments bei.

Die mühevollen Schreibe- und Zeichnarbeiten unternahm Frau B.Lücke, die Zeichnungen fertigte Herr W.Knaut an. Ihnen allen danke ich sehr. Mein Dank gilt auch Herrn Prof. G.Kramer für klärende Diskussionen zu Kap. 7.

B.Sonne

Lebenslauf

30. 8.1944 geboren in Ehrhorn als Sohn des Ingenieurs Wilhelm Sonne und seiner Ehefrau Hilde Sonne, geb. Härtel
- 1951 - 1955 Besuch der Grundschule Am Rathsmühlendamm 39 in Hamburg
- 1955 - 1964 Besuch des humanistischen Gymnasiums Gelehrtenschule des Johanneums in Hamburg
- März 1964 Abitur
- 1964 - 1966 zwei Jahre Wehrdienstzeit, letzter Dienstgrad: Leutnant d.Res.
- 1966 - 1971 Studium der Physik an der Universität Hamburg
- Juni 1971 Diplom in Physik, Thema der Diplomarbeit: Bau und Erprobung einer Proportionalkammer
- seit 19.7.71 angestellt als Wissenschaftlicher Mitarbeiter beim Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg
- Juli 1974 Promotion in Physik, Thema der Dissertation: Photoproduktion von π^+ -Mesonen an einem polarisierten Target bei Gammaenergien von 2.5, 3.4 und 5.0 GeV

Hamburg 1974