

Interner Bericht  
DESY F1-70/3  
Dezember 1970

DESY-Nikolaev  
8. JAN. 1971

Der totale Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion von  
Hadronen an Wasserstoff, Deuterium und schweren Kernen  
zwischen 1.5 und 6.5 GeV

von

Beate Naroska



Der totale Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion von  
Hadronen an Wasserstoff, Deuterium und schweren Kernen  
zwischen 1.5 und 6.5 GeV

von

Beate Naroska

---

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen  
eines Experimentes der Gruppe F1 beim DESY



<u>Inhaltsverzeichnis</u>	Seite
<u>I. Einleitung</u>	1
<u>II. Das Experiment</u>	5
1. Meßprinzip	5
2. Strahl und Energiemarkierungssystem	9
3. Vetoähler	10
4. Target	13
5. Detektor	14
6. Schauerähler	14
7. Durchführung der Messungen	15
<u>III. Auswertung und Korrekturen</u>	18
1. Zufällige Trigger	18
2. Doppelbremsstrahlungskorrektur	20
3. Absorptionskorrektur	22
4. Korrektur auf elektromagnetische Ereignisse (Winkelkorrektur)	24
<u>IV. Ergebnisse und Vergleich mit anderen Messungen</u>	26
1. Ergebnisse für Wasserstoff und Deuterium	26
2. Ergebnisse für schwere Kerne	27
3. Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $e^+e^-$ -Paaren	29
4. Anpassungskurven	31
5. Vergleich mit anderen Daten	32
<u>V. Der Wirkungsquerschnitt des Neutrons</u>	36
1. Glauberkorrektur	36
2. Diskussion des systematischen Fehlers von $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p) - \sigma_{\text{tot}}(\gamma n)$	37

	Seite
<u>VI. Das Vektordominanzmodell für die Streuung von Photonen am Nukleon</u>	40
1. Vergleich von $\sigma_{\text{tot}}(\gamma)$ mit $\Sigma d\sigma/dt _{t=0}(\gamma p \rightarrow Vp)$	41
2. Vergleich von $\sigma_{\text{tot}}(\gamma)$ mit $\Sigma \sigma_{\text{tot}}(VN)$	43
3. Beziehung von $\sigma_{\text{tot}}(\gamma)$ zu $\sigma_{\text{tot}}(\pi^\pm)$ bzw. $\sigma_{\text{tot}}(K^\pm)$	44
<u>VII. Isospin-1-Austausch in der Comptonamplitude</u>	46
1. Bestimmung des Anteils der Isospin-1-Austausch- Amplitude für Comptonstreuung	46
2. Isospin-1-Austausch bei der Erzeugung des $\omega$ -Mesons	47
3. Bestimmung der Isospin-1-Austausch-Amplitude mit Hilfe einer Summenregel für endliche Energie (FESR)	49
<u>VIII. Dispersionsrelationen und Comptoneffekt</u>	51
1. Der Realteil der Streuamplitude	52
2. Vergleich von $\phi_{\gamma\gamma}$ mit $\phi_{\gamma\rho}$ , $\phi_{\rho\rho}$ und $\phi_{\pi\pi}$	55
3. Comptonstreuung	57
<u>IX. Der totale Wirkungsquerschnitt für Photoproduktion an schweren Kernen</u>	59
1. Optisches Theorem für inelastische Prozesse	59
2. Die Wechselwirkung von Photonen mit Atomkernen	61
3. $\sigma_{\text{tot}}(\gamma A)$ im Vektordominanzmodell	63
4. Vergleich der Messungen mit der Vorhersage des VDM	65
Zusammenfassung	67
Literatur	69
Tabellen	74
Abbildungsverzeichnis	89
Abbildungen	

## I. Einleitung

Der totale Wirkungsquerschnitt für die Reaktion zweier Elementarteilchen charakterisiert ihre Wechselwirkung. Zur Untersuchung der starken Wechselwirkung wurden die totalen Wirkungsquerschnitte von  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm, 0$ ,  $p^\pm$  und  $n$  an Protonen und teilweise auch an schweren Kernen als Funktion der Energie gemessen (GIA, LAK2, ABS).

Photonen unterliegen als Quanten des elektromagnetischen Feldes primär elektromagnetischer Wechselwirkung, die sich z.B. in der Erzeugung von Elektron-Positron-Paaren äußert und im Rahmen der Quantenelektrodynamik berechenbar ist. Sie zeigen aber auch starke Wechselwirkung, z.B. bei der Erzeugung von Mesonen. Man erwartet, daß diese etwa einen Faktor  $\alpha \approx 1/137$  kleiner ist als die rein elektromagnetische. Die Messung des totalen Wirkungsquerschnitts für die Photoproduktion von Hadronen liefert also eine weitere Möglichkeit zur Untersuchung der starken Wechselwirkung.

Der totale Wirkungsquerschnitt ist über das optische Theorem mit dem Imaginärteil der Streuamplitude für elastische Streuung in Vorwärtsrichtung verknüpft. Dispersionsrelationen, die aus fundamentalen Prinzipien - wie z.B. Kausalität - hergeleitet werden, stellen eine Beziehung zum Realteil der Streuamplitude her. Bei der elastischen Streuung von Pionen an Protonen konnten die Dispersionsrelationen durch unabhängige Messungen von Real- und Imaginärteil der Vorwärtsamplitude mit großer Genauigkeit geprüft werden (FOL). Für die elastische Streuung von Photonen in Vorwärtsrichtung (Proton-Comptoneffekt) gibt es ebenfalls Dispersionsrelationen. Falls der totale Wirkungsquerschnitt für Photoproduktion  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma)$  - und damit auch der Imaginärteil der Comptonamplitude  $f_{\gamma\gamma}$  in Vorwärtsrichtung - bekannt ist, so kann mit ihrer Hilfe  $\text{Re } f_{\gamma\gamma}$  bestimmt werden. Wird in Zukunft auch  $\text{Re } f_{\gamma\gamma}$  direkt gemessen, so ist eine Prüfung der Grundlagen der Dispersionsrelationen auch im Fall der Photoproduktion möglich.

Da eine geschlossene Theorie für die starke Wechselwirkung noch nicht vorliegt, ist man auf die Beschreibung der experimentellen Ergebnisse im Rahmen von Modellen angewiesen.

Im Vektordominanzmodell (VDM) wird die Wechselwirkung von Photonen mit Hadronen auf die von Vektormesonen  $V = \rho, \omega$  und  $\phi$  - die dieselben Quantenzahlen haben wie Photonen - mit Hadronen zurückgeführt (STO, DAR). Die Kopplung des Photonenstromes an das Feld der Vektormesonen wird beschrieben durch die Kopplungskonstanten  $g_{\gamma V}$ . Das VDM liefert Relationen zwischen dem totalen Wirkungsquerschnitt für Photoproduktion von Hadronen  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma)$  einerseits und dem differentiellen Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Vektormesonen in Vorwärtsrichtung  $d\sigma/dt|_{t=0}(\gamma p \rightarrow V p)$  bzw. dem totalen Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Vektormesonen an Nukleonen  $\sigma_{\text{tot}}(VN)$  andererseits. Für alle Größen liegen unabhängige Messungen vor. Man kann also die Konsistenz des Modells untersuchen.

Nimmt man zusätzlich zum VDM das additive Quarkmodell (QM) (GRE) hinzu, so erhält man Beziehungen zwischen dem totalen Wirkungsquerschnitt für Photoproduktion und den totalen Wirkungsquerschnitten für die Streuung von  $\pi^-$  bzw. K-Mesonen.

Man kann das VDM, das zunächst nur die Streuung des Photons an einzelnen Nukleon beschreibt, benutzen, um die Streuamplitude für Photonen an schweren Atomkernen herzuleiten. Auf Grund der schwachen Absorption der Photonen im Kern (die mittlere freie Weglänge beträgt ca. 700 f) würde man erwarten, daß  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma A)$  proportional zu A ist. Die kohärente Produktion von Vektormesonen an einem Nukleon des Kerns, welche an einem zweiten unter Aussendung eines Photons wieder absorbiert werden, führt aber zu einer Interferenz dieser "regenerierten" Photonenwelle mit der primären. Dadurch wird ein Schatteneffekt verursacht, der bewirkt, daß die A-Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnittes mit zunehmender Energie schwächer wird und sich im Grenzfall sehr hoher Energien der von Hadronen nähert, bei denen  $\sigma_{\text{tot}}$  proportional zu  $\sim A^{0.7}$  ist.

Ein weiteres Modell, das bei der Beschreibung der Streuamplituden von Hadronen und auch Photonen verwendet wird, ist das Reggepolmodell. Es sagt für die totalen Wirkungsquerschnitte für Photoproduktion von Hadronen am Proton bzw. Neutron eine endliche Differenz voraus, die durch das Experiment geprüft werden kann.

An diesen Beispielen sieht man, daß die Kenntnis des totalen Wirkungsquerschnitts für Photoproduktion von Hadronen  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma)$  einen Beitrag zum Verständnis der starken Wechselwirkung von Elementarteilchen liefert. Eine Messung des totalen Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma)$  lag bis vor etwa 3 Jahren nicht vor - im Gegensatz zu der Streuung von Hadronen -, obwohl hochenergetische Photonen schon länger zur Verfügung standen.

Experimentell galt es, die beiden folgenden Schwierigkeiten zu überwinden:

1) Photonenstrahlen werden i.a. durch Bremsstrahlung an einem dünnen Target erzeugt. Sie haben daher ein kontinuierliches Energiespektrum  $dN/dE_{\gamma} \sim 1/E_{\gamma}$ , und man erhält bei den Messungen stets Beiträge von allen Energien.

2) Die elektromagnetische Wechselwirkung der Photonen mit den Coulombfeldern der Targetteilchen wird ungefähr 200 mal größer erwartet als die hadronische und muß abgetrennt werden.

Die erste Messung von  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$  wurde mit einem energiemarkierten Photonenstrahl und einer Blaskammer durchgeführt (ABBHMM, 1967/68). Mit derselben Apparatur wurde auch der Wirkungsquerschnitt am Deuteron bestimmt (HILL, ULL). In der Blaskammer können hadronische und elektromagnetische Ereignisse durch die verschiedene Topologie und Ionisationsdichte ihrer Spuren sicher unterschieden werden. Die langwierige Auswertung begrenzte aber die statistische Genauigkeit ( $\sim 15\%$ ). Die Abtrennung des hohen Untergrundes an Reaktionen, die vom niederenergetischen Teil des Bremspektrums erzeugt werden, bereitet Schwierigkeiten, was möglicherweise zu zusätzlichen systematischen Fehlern führt.

Eine Verringerung des niederenergetischen Untergrundes erreichte man durch die Verwendung monoenergetischer Photonenstrahlen. Diese können hergestellt werden einmal durch die Annihilation von hochenergetischen Positronen an einem Elektronentarget, zum zweiten durch die Rückstreuung monoenergetischen Lichtes (Laser) an hochenergetischen Elektronen (BAL1, BAL2, 1968) - Die erreichten Genauigkeiten von  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$  betragen bei 7.5 GeV  $\sim 12\%$  (Ann. Strahl) und  $\sim 4\%$  zwischen 1.4 und 4.7 GeV (Laserstrahl).

Eine andere Möglichkeit  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma)$  zu messen, gibt die inelastische Streuung von Elektronen bzw. Müonen.  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma)$  wird dabei indirekt bestimmt durch Extrapolation  $q^2 \rightarrow 0$ , wobei  $q^2 = (p_{e,\mu} - p'_{e,\mu})^2$  ist und  $p_{e,\mu}$  bzw.  $p'_{e,\mu}$  die Viererimpulse des ein- bzw. auslaufenden Elektrons (Müons) sind. Diese Methode erlaubte zum ersten Mal die Anwendung von Zählertechniken und damit die Erhöhung der statistischen Genauigkeit (BLO, PER, 1969). Außerdem konnten außer Wasserstoff und Deuterium auch schwere Elemente als Target benutzt werden (HOF 1968, LAKI 1969). Die systematische Genauigkeit wird begrenzt durch die hohen Strahlungskorrekturen, die man bei kleinen  $q^2$  anbringen muß. Diese führten in dem  $e^-$ -Streuexperiment (BLO) zu systematischen Unsicherheiten von  $\approx \pm 20\%$ .

Eine direkte Messung von  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma)$  mit Hilfe von Zählertechnik wurde bei DESY (1969/70) zwischen 1.5 und 6.5 GeV durchgeführt. Ein ähnliches Experiment wurde bei SLAC (CAL 1969/70) im Bereich 4-18 GeV durchgeführt.

In dieser Arbeit wird das bei DESY durchgeführte Experiment behandelt. Es wurde ein energiemarkierter Photonenstrahl verwendet und ein Zählerhodoskop zum Nachweis der Reaktionen. Als Targets wurden außer Wasserstoff und Deuterium 7 schwere Kerne (Be, C, Al, Ti, Cu, Ag und Au) verwendet. Das Ziel des Experiments war eine Erhöhung der statistischen und systematischen Genauigkeit für Wasserstoff und Deuterium. Ergebnisse über  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma)$  an schweren Kernen lagen zu Beginn der Messungen noch nicht vor.

Nach einer Beschreibung der Meßapparatur und der Datenanalyse im ersten Teil der Arbeit wird im zweiten Teil untersucht, welchen Beitrag die Ergebnisse zum Verständnis der Wechselwirkung von Photonen mit Hadronen liefern.

## II. Das Experiment

### II.1 Meßprinzip

Läßt man einen Strom von  $N_0$  Teilchen pro Zeiteinheit auf ein Target der Teilchendichte  $N_p/\text{cm}^2$  fallen, so wird ein Teil durch Wechselwirkung mit den Targetteilchen gestreut. Ein Maß für die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung ist der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{tot}}$ . Die Zahl der Teilchen, die das Target ohne Wechselwirkung durchlaufen ist nämlich:

$$N = N_0 e^{-N_p \sigma_{\text{tot}}}$$

Für dünne Targets und kleine Wirkungsquerschnitte gilt

( $N_p \cdot \sigma_{\text{tot}} \ll 1$ ):

$$N - N_0 = N_{\text{ev}} = N_0 N_p \sigma_{\text{tot}} ; N_{\text{ev}} = \text{Zahl d. Reaktionen}$$

Bei geladenen Teilchen ( $\pi^\pm$ ,  $p^\pm$ ,  $K^\pm$ ) kann man direkt die Zahl der einlaufenden und ungestreut auslaufenden Teilchen messen und daraus den totalen Wirkungsquerschnitt bestimmen (AMA). Photonen dagegen können, da sie nicht geladen sind, nicht auf einfache Weise vor und hinter dem Target nachgewiesen werden. Außerdem werden sie wesentlich häufiger durch rein elektromagnetische Wechselwirkung absorbiert als durch starke.

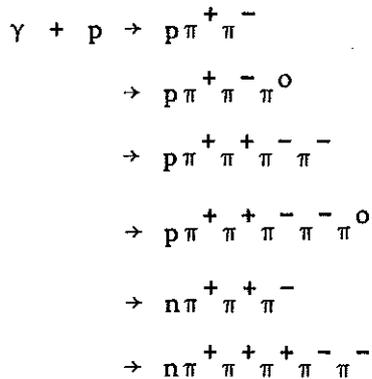
Für die Erzeugung von  $e^+e^-$ -Paaren an  $H_2$  ist aus früheren Messungen bekannt:

$$\frac{\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)}{\sigma_{\text{paar}}(\gamma p)} \approx \frac{1}{200}$$

Dieses Verhältnis wird bei schweren Kernen noch kleiner, denn  $\sigma_{\text{paar}} \sim Z^2$  und  $\sigma_{\text{tot}} \sim A$ . Für Gold z.B. erhält man  $\approx 1/6000$ . Eine saubere Abtrennung der elektromagnetischen Reaktionen ist also entscheidend. Dabei macht man sich die unterschiedliche Winkelverteilung der Reaktionsprodukte, die die beiden Reaktionstypen im Laborsystem zeigen, zunutze.

Bei elektromagnetischen Wechselwirkungen treten Elektronen, Positronen und Photonen unter kleinem Winkel auf. Die Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit vom Produktionswinkel sind im Rahmen der Quantenelektrodynamik berechenbar. In starken Wechselwirkungen werden dagegen zum überwiegenden Teil Pionen und Protonen bzw. Neutronen unter großen Winkeln erzeugt.

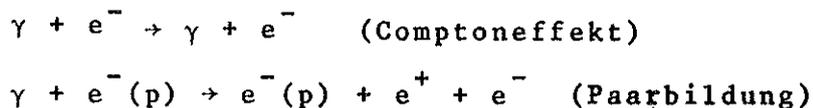
Einen Anhaltspunkt für die Winkelverteilung für  $\gamma + p \rightarrow$  Hadronen liefern Blaskammermessungen. In Abb. 1 ist die "Laborwinkelverteilung" für folgende Reaktionen, die in der Blaskammer gemessen wurden, aufgetragen:



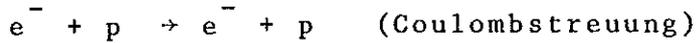
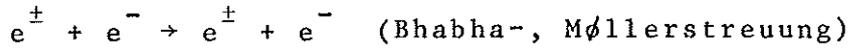
Und zwar wurde für jedes Ereignis nur der kleinste Winkel  $\theta$  berücksichtigt, den eine der geladenen Spuren mit der Photonenrichtung bildete. Diese Winkelverteilung wurde einmal aus den Daten der Blaskammer bei DESY für Photonenenergien  $3.5 \leq E_\gamma \leq 5.8$  GeV bestimmt. Der Vergleich mit den Daten, die bei SLAC (WOL) unter Verwendung eines monochromatischen Laserstrahls von 4.7 GeV gewonnen wurden, lieferten innerhalb der Statistik sehr gute Übereinstimmung.

Berücksichtigt man die Gesamtzahl der Ereignisse, so haben nur 0.5 % von ihnen eine geladene Spur im Bereich zwischen  $0^\circ$  und  $1^\circ$ . Die Winkelverteilung der Ereignisse mit mehr als einem auslaufenden  $\pi^0$  sieht ähnlich aus.

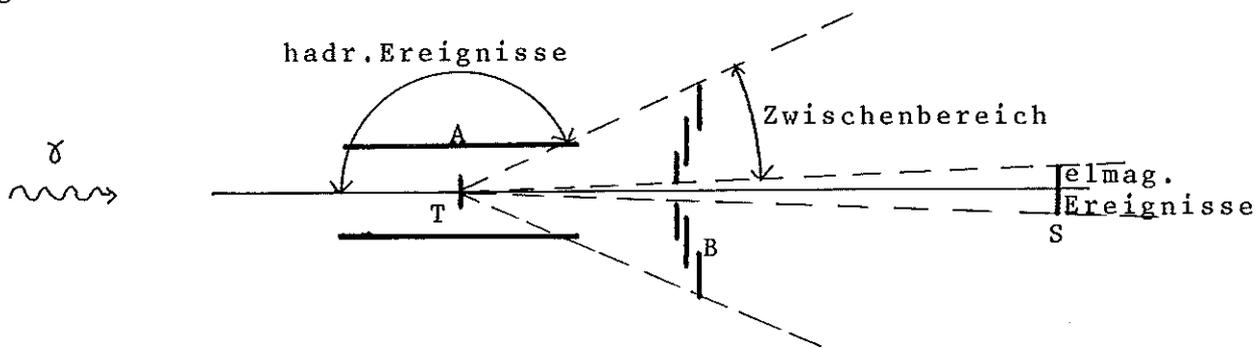
Die Winkelverteilung elektromagnetischer Reaktionen, die ebenfalls in Abb. 1 zu sehen ist, wurde bei  $E_\gamma = 4$  GeV berechnet und auf die hadronische normiert. Sie schließt folgende Prozesse ein (ACH):



sowie folgende sekundäre elektromagnetische Wechselwirkungen, die im Anschluß an Paarproduktion stattfinden können:



Die elektromagnetische Winkelverteilung steigt unterhalb von einigen Grad sehr stark an und wird bei größeren Laborwinkeln sehr klein. Deshalb konnte der Detektor nach folgendem Prinzip gebaut werden:



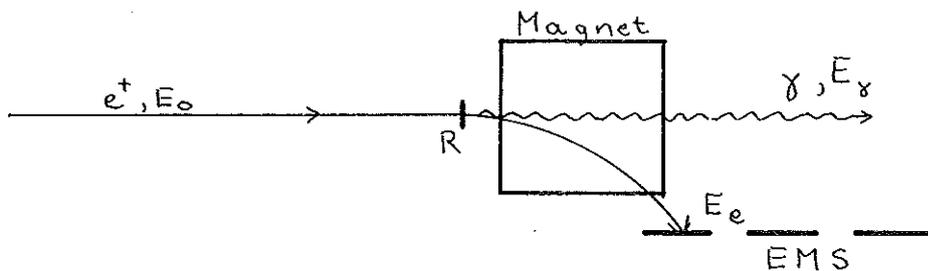
Das Target T, in dem die Reaktion stattfand, wurde von Zählern A und B umgeben, die möglichst den ganzen Raumwinkel überdecken sollten. Nur in der Vorwärtsrichtung um  $0^{\circ}$  wurde ein Bereich von  $\pm 1^{\circ}$  ausgespart. Dieser wurde von einem Schauerzähler S überdeckt, von dem eine Antikoinzidenz verlangt wurde. Da der größte Teil der Teilchen aus elektromagnetischen Wechselwirkungen innerhalb  $\pm 1^{\circ}$  liegt, verhindert man durch dieses Veto ihre Registrierung, während nur relativ wenig hadronische Ereignisse unterdrückt werden. Für den Bereich, in dem man hadronische und elektromagnetische Teilchen erwartet, wurden die Zähler B so unterteilt, daß die Winkelverteilung gemessen werden konnte.

Die relativen Winkelverteilungen, wie sie in Abb. 1 für das Proton als Targetteilchen gezeigt sind, liegen für Kerne höherer Massenzahlen nicht vor. Man kann aber erwarten, daß die Winkelverteilung für hadronische Prozesse bei  $\gamma + A$  nicht sehr verschieden ist von der für  $p + A \rightarrow \text{Hadronen}$ . Die Messungen von letzterer Reaktion (MEY) zeigen, daß bei wachsender Massenzahl des Targetteilchens sowohl der mittlere Erzeugungswinkel als auch die mittlere Multi-

plizität der Spuren steigt. Eine Rechnung wurde nur für  $\rho$ -Produktion durchgeführt (PJ02). Sie ergab, daß nahezu unabhängig von A ca. 1 % der Ereignisse ein Teilchen mit  $|\theta| \leq 1^\circ$  lieferten.

Man erwartet also, daß die Winkelverteilung hadronischer Ereignisse auch für höhere Massenzahlen im wesentlichen gleich der für Protonen bleibt, bzw. daß der Schwerpunkt sich eher nach größeren Winkeln verlagert. Die Winkelverteilung von  $e^+e^-$ -Paaren, die bei schweren Kernen den Hauptteil des elektromagnetischen Untergrundes bilden, ist ebenfalls nahezu unabhängig von der Kernladung Z (ROS). Das hier beschriebene Prinzip zur Abtrennung elektromagnetischen Untergrundes sollte daher auch bei Messungen an schweren Kernen anwendbar sein.

Neben der Abtrennung des starken elektromagnetischen Untergrundes ergibt sich ein weiteres Problem daraus, daß der Photonenstrahl durch Bremsstrahlung von Positronen hergestellt wurde. Es tragen also Photonen aller Energien zum Wirkungsquerschnitt bei. Um die Abhängigkeit von  $\sigma_{tot}$  von der Energie zu bestimmen, wird das Prinzip der Energiemarkierung verwendet.



Die monochromatischen Positronen der Energie  $E_0$  fallen auf ein Target, in dem sie abgebremst werden. (Dieses "Bremsstrahlungstarget" werden wir im folgenden Radiator nennen zur Unterscheidung vom Reaktionstarget, in dem die Photonenreaktionen beobachtet werden.) Die abgebremsten Positronen werden durch einen Magneten in ein Zählerhodoskop gelenkt und gelangen, je nach Impuls, in verschiedene Zähler. Nach einer Eichung kann man die Energie  $E_e$  jedes abgebremsten Positrons bestimmen. Man erhält dann die Photonenenergie  $E_\gamma$  durch einfache Differenzbildung  $E_\gamma = E_0 - E_e$ , da der Energieübertrag auf das Targetteilchen vernachlässigbar ist.

In den nachfolgenden Abschnitten werden die einzelnen Teile der Apparatur beschrieben. Dabei werden die Eigenschaften besonders hervorgehoben, die sich bei der Datenanalyse als wichtig herausstellten.

## II.2 Strahl und Energiemarkierungssystem (EMS)

Als Teilchenquelle wurde das Elektronensynchrotron DESY benutzt, welches Elektronen bis maximal 7.5 GeV liefert. Für das Experiment wurde durch Bremsstrahlung der Elektronen an einem internen Target (Abb. 2a) ein Photonenstrahl hergestellt, der an einem 2. Target (Konverter)  $e^+e^-$ -Paare erzeugte.

Das Strahlführungssystem - dessen Aufbau in (NOT) ausführlich beschrieben ist - erzeugt einen Teilchenstrahl mit einer Impulslösung  $\Delta p/p \leq \pm 0.5 \%$  und Emittanz von  $\sim 1 \text{ cm. mrad}$ . Der Strahl hatte am Ort des Targets einen Fokus mit einem Durchmesser von  $\sim 1.5 \text{ cm}$  (volle Breite auf halber Höhe) bei 5 GeV. Bei kleineren Energien wurde der Fokus geringfügig größer. Die Strahlintensität konnte variiert werden von ca.  $10^5$  bis ca.  $10^6 \text{ e}^+/\text{sec}$ .

Das letzte Strahlführungselement war ein Ablenkmagnet, der nur Teilchen des gewünschten Ladungsvorzeichens (positiv) und der richtigen Energie auf den Radiator lenkte, wo die Konversion in Photonen erfolgte (Abb. 2b). Um den Phasenraum klein zu halten und außerdem den Untergrund an niederenergetischen Elektronen und Photonen zu reduzieren, wurde der Strahl so weit wie möglich in einem Vakuum von  $10^{-3}$  Torr geführt. Zwischen dem letzten Ablenkmagneten und dem Reaktionstarget war das technisch nicht möglich. Daher wurde der Strahl dort durch eine Heliumatmosphäre geleitet.

Die abgebremsten Positronen wurden durch einen Magneten mit homogenem Feld (C-Magnet), der an einer Seite offen war, in ein Zähler-system (Energiemarkierungssystem, EMS) gelenkt, das aus 12 Einzelzählern  $T_1 - T_{12}$  bestand, die sich mit jedem Nachbarzähler um  $1/3$  überlappen (Abb. 2b). Dahinter standen 6 größere Koinzidenzzähler  $K_1 - K_6$ , um das Signal- zu Untergrundverhältnis zu verbessern. Jeder Zählerkanal (Einzel- oder Überlappungsbereich) wurde von Positronen einer bestimmten Energie  $E_e \pm \Delta E_e$  getroffen. Die Energie  $E_\gamma$  des

zugehörigen Bremsquants ist bei Vernachlässigung der Rückstoßenergie des Radiatorpartikels:

$$2.2.1 \quad E_{\gamma} = E_0 - E_e \quad (\text{Taggingrelation})$$

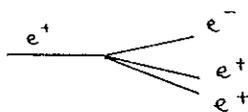
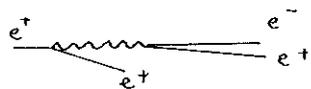
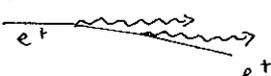
Die 3 Methoden, die zur Energieeichung benutzt wurden (Berechnung der Teilchenbahnen im Feld des C-Magneten; Bestimmung der Photonenenergie durch einen totalabsorbierenden Schauerzähler bzw. Messung der  $e^+e^-$ -Paare in einer Streamerkammer), sind in (MAN) ausführlich beschrieben.

Bei einem Feld von 15 kF erfaßte das EMS einen Bereich von .286 GeV bis 2.143 GeV. In Tab. 1 findet man die mittlere Energie und Breite der Kanäle. Die mittlere Zählerbreite war  $\sim 260$  MeV. Durch die überlappende Aufstellungsweise der Energiemarkierungszähler wäre es möglich gewesen, 33 Kanäle von ca. 90 MeV Breite zu benutzen. Da die Variation des Wirkungsquerschnittes mit der Energie jedoch nicht stark ist, erschien es sinnvoll, weniger Kanäle mit höherer Statistik auszuwerten. Es stellte sich außerdem heraus, daß für 2- bzw. 3-fach Koinzidenzen eine unterschiedliche Behandlung der zufälligen Koinzidenzen nötig gewesen wäre. Deshalb war es einfacher, sich auf 2-fach Koinzidenzen zu beschränken.

7 Vetoer Zähler  $V_1 - V_7$  unterdrückten Untergrund aus Strahl und Radiator. Ihre Funktion soll im folgenden Abschnitt beschrieben werden.

### II.3 Vetoer Zähler

Der Radiator bestand aus Goldfolie von 50  $\mu$  Dicke (= 0.015 Strahlungslängen). Außer Bremsstrahlung fanden in ihm weitere elektromagnetische Prozesse statt. Die wichtigsten sind (NAR):

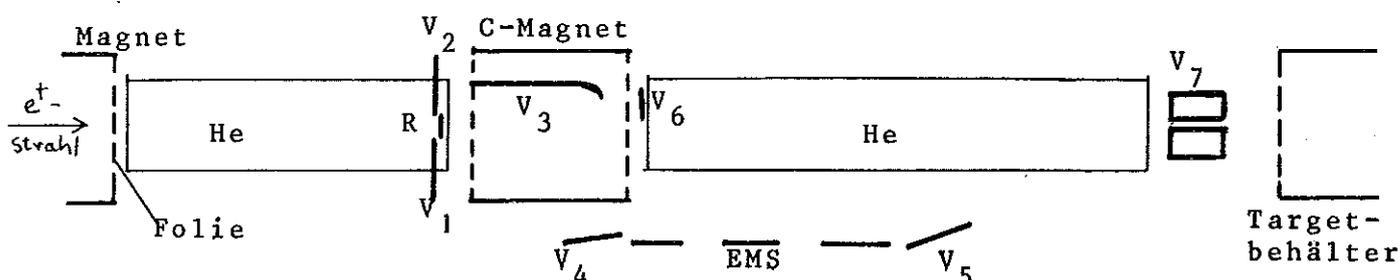
- a) Anstoßprozesse 
  - b) direkte Paarproduktion (Tridents) 
- und im Anschluß an Bremsstrahlung
- c) Paarbildung 
  - d) Doppelbremsstrahlung 

Durch diese Prozesse, die auch in beliebiger Kombination hintereinander auftreten können, gelangten eine große Zahl von Positronen in das EMS, zu denen entweder gar kein Photon gehörte oder eins oder mehrere, welche die Tagging-Relation 2.2.1 nicht erfüllten.

Eine weitere Quelle unerwünschter Untergrundteilchen waren elektromagnetische Prozesse an der Materie im Strahl außerhalb des Radiators. Dieser "Rest radiator"  $R_0$  hatte eine Dicke, die  $20 \mu$  Au entsprach, d.h. 40 % des eigentlichen Radiators (NOT).

Nicht nur im EMS mußte man mit hohem Untergrund rechnen, sondern auch im hadronischen Detektor. Durch Bremsstrahlung wurden nämlich sehr viele Photonen niedriger Energie erzeugt ( $1/E_\gamma$ -Abhängigkeit des Bremsspektrums!). Diese hatten eine hohe Wahrscheinlichkeit, im Target absorbiert zu werden und ein hadronisches Ereignis vorzutäuschen. Ein hadronisches Signal war charakterisiert durch ein Teilchen unter großem Winkel gegen die Strahlrichtung und das Fehlen eines Teilchens unter  $0^\circ$ . Diese Topologie konnte z.B. durch Comptonstreuung oder Paarbildung mit sekundären Anstoßprozessen erzeugt werden.

Um solche "Ereignisse" von der Registrierung auszuschließen, mußte der Untergrund im EMS möglichst weitgehend unterdrückt werden. Das geschah mit Hilfe der Vetoähler  $V_1 - V_7$  (Abb. 2b und Skizze), die



sich die charakteristische Topologie der Untergrundprozesse zunutze machten. Die aus dem Radiator stammenden Untergrundprozesse hatten außer dem Teilchen, das ins EMS gelangte, entweder ein negativ geladenes Teilchen, das in  $V_3$  bzw.  $V_6$  registriert wurde, oder sie hatten ein hoch- und ein niederenergetisches Positron, von denen meist

eines in  $V_4$  bzw.  $V_5$  erfaßt wurde. In  $V_5$  wurde außerdem der Teil des Bremsspektrums außerhalb des markierten Bereichs registriert, in dem hochenergetische Positronen von niederenergetischen Photonen begleitet sind. Die Veto-Zähler  $V_1$  und  $V_2$  beschnitten den Positronenstrahl auf die Breite des Radiators.

Der Zähler  $V_7$  schließlich, ein Sandwich-Schauerzähler mit einem Loch von 3 cm Durchmesser, kollimierte den Photonenstrahl. Bleiabschirmung zwischen  $V_7$  und dem Target verhinderte, daß die nicht absorbierten Teilchen in das Target gelangten, bzw. daß rückwärts aus dem Target gestreute Teilchen in  $V_7$  registriert wurden.

Der Untergrund von Positronen im EMS, die nicht aus einem einfachen Bremsprozeß stammten, wurde durch die Veto-Zähler von ~40 % auf ~5 % des gesamten markierten Flusses reduziert. Ein Maß für die Güte des EMS ist die "Tagging Efficiency":

$$TE = \frac{\text{Zahl der markierten Photonen}}{\text{Zahl der im EMS registrierten Teilchen}}$$

Sie erreichte je nach Strahlenergie und -Intensität Werte zwischen 90 % und 96 % (ohne Veto-Zähler ~60 %).

Bei einem Teil der Daten mußten einige Energiekanäle von der Auswertung ausgeschlossen werden, da ihre Taggingeffizienz sehr klein war. Es wurde verlangt  $TE > 90 \%$ . Das betrifft vor allem Messungen an schweren Kernen (Abb. 3a).

Ein Teil des Untergrundes im EMS, der von den Veto-Zählern unterdrückt wurde, war stark von der Dicke des Radiators abhängig. In Abb. 4 sind die Raten der wichtigsten Veto-Zähler in Koinzidenz mit dem EMS, normiert auf den markierten Fluß, aufgetragen. Während  $V_1$  und  $V_2$  unabhängig von der Radiatordicke sind, da sie Strahluntergrund registrieren, nehmen  $V_3$  und  $V_5$  mit dünner werdendem Radiator ab, da sie in der Hauptsache Doppelprozesse registrieren. Die Radiatorabhängigkeit von  $V_7$  beruht auf der verschieden starken Aufweitung des Strahls durch Vielfachstreuung im Radiator. Ein dünnerer Radiator würde den gesamten Untergrund beträchtlich reduzieren, wie der Verlauf der Summe aller Veto-Zählraten zeigt.

Aus Intensitätsgründen mußte in diesem Experiment aber ein relativ dicker Radiator gewählt werden ( $50 \mu \text{ Au} = .015$  Strahlungslängen).

Ein Teil der Untergrundprozesse (b,c) verursachte doppelte Markierungen im EMS (die Wahrscheinlichkeit, daß 2 abgebremste Positronen innerhalb der Auflösungszeit der Apparatur kamen, war bei den verwendeten Strahlintensitäten vernachlässigbar.). Der Wirkungsquerschnitt für Ereignisse mit doppelter Energiemarkierung ist in Abb. 3b aufgetragen. Man sieht, daß er bei  $R_0$ , also Radiatorlänge 0, verschwindet. Das deutet darauf hin, daß die Photonen, die diese Ereignisse verursacht haben, aus einem Doppelprozeß stammten (z.B. b oder c), bei dem ein Teilchen ein Photon emittiert) oder mit einem solchen korreliert waren. Solche Ereignisse wurden aus der Analyse herausgelassen.

#### II.4 Target

Wasserstoff und Deuterium wurden in flüssiger Form verwendet. Der Behälter war eine Zelle von 12 cm Länge und 5 cm Durchmesser aus 0.1 mm dickem "H-Film" (Du Pont). Einzelheiten über Konstruktionsweise und Betrieb findet man in (NOT).

Die Feststofftargets waren Scheiben von Be (3 cm  $\phi$ ) und von C, Al, Ti, Ag, Au (5 cm  $\phi$ ). Die Targetkonstanten  $F = A/(\rho l N_L)$  der Targets wurden aus der Messung von Länge l und Dichte  $\rho$  der verschiedenen Targets bestimmt (A = Massenzahl,  $N_L$  = Avogadrokonstante). (Tab.2).

Sie wurden geprüft durch die Messung des Wirkungsquerschnittes  $\sigma_{\text{paar}}$  für Photoproduktion von  $e^+e^-$ -Paaren und Vergleich mit der Theorie (IV.3). Es wäre möglich gewesen, den hadronischen Wirkungsquerschnitt direkt auf  $\sigma_{\text{paar}}$  zu normieren. Es stellte sich jedoch heraus, daß die Bestimmung der Targetkonstanten aus Dichte und Länge genauer war.

Bei der Berechnung der Targetkonstanten von Wasserstoff und Deuterium wurde auf folgende Effekte korrigiert (NOT); Fluß der Gasblasen durch die siedende Flüssigkeit; Zusammensetzung aus Ortho- und

Parawasserstoff; Restgas bei Leermessungen; effektive Targetlänge, die das Strahlprofil und die Abrundung der Zelle berücksichtigte.

### II.5 Detektor

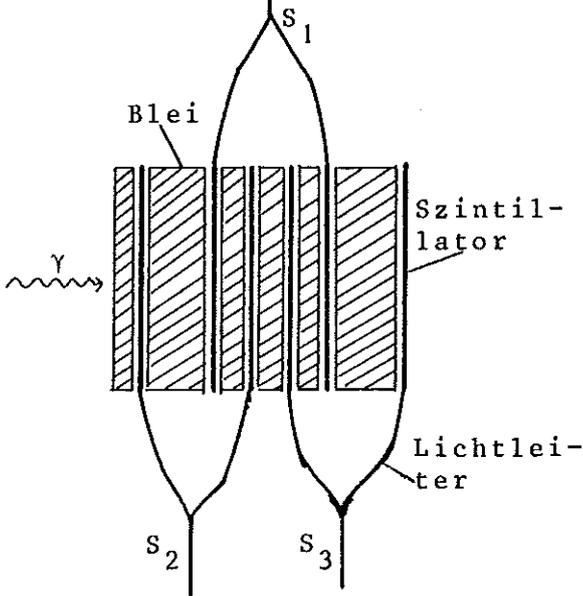
Um hadronische Ereignisse, deren Produkte i.a. einen großen Winkel gegen die Strahlachse haben, zu erkennen, war das Target - azimuthal symmetrisch - von Zählern umgeben (Abb. 2c), die einen Polarwinkel von  $2^\circ \leq \theta \leq 170^\circ$  überdeckten. Der Hauptteil des Winkels ( $20^\circ \leq \theta \leq 170^\circ$ ) wurde von den A-Zählern überdeckt, die aus 2 koaxialen Zylindern aus Szintillatormaterial bestanden. Diese Zähler "sahen" ungefähr 90 % der gesamten hadronischen Reaktionsprodukte. In dem Winkelbereich, in dem man elektromagnetische und hadronische Teilchen erwartete,  $2^\circ \leq \theta \leq 20^\circ$ , standen 3 konzentrische ringförmige Zähler, die sich teilweise überlappten und so unterteilt waren, daß man den Polarwinkel hindurchfliegender Teilchen bestimmen konnte, in der Nähe der Strahlachse auf  $\pm 1^\circ$ , weiter entfernt davon auf  $\pm 4^\circ$ . Durch Verschieben der gesamten B-Zähler längs der Strahlachse konnte man den akzeptierten Winkelbereich vergrößern oder verkleinern. Sowohl für die A- als auch für die B-Zähler wurde jeweils ein Koinzidenzsignal verlangt, um Untergrund zu unterdrücken.

In dem Winkelbereich der B-Zähler stand ein Schauerzähler (P), der aus 4 Szintillatoren mit einem Loch von 8 cm Durchmesser bestand. Dazwischen befanden sich Bleiplatten von insgesamt 9 cm Dicke. Er wurde benutzt, um in Vorwärtsrichtung fliegende Photonen (Zerfallsphotonen vom  $\pi^0$ ) zu erkennen. Die A- und B-Zähler waren so unterteilt, daß die Apparatur auf Rechts-Links-Symmetrie geprüft werden konnte (WEB).

### II.6 Schauerzähler

Unter  $0^\circ$  - vom Target aus gesehen - befand sich ein kreisförmiger Schauerzähler S mit 8 cm Durchmesser (Abb. 2c). Er war in Sandwichform aus 6 Szintillatoren und 4.5 cm Blei gebaut. (Querschnitt in Skizze.) Die Paarbildungswahrscheinlichkeit ist für Photonen von 5 GeV 99.77 %, für Photonen von 50 MeV nur 98.14 % (HUB).

Schauerzähler (Querschnitt)



Um ein gut definiertes Signal zu erhalten und Rauschpulse zu unterdrücken, wurde eine Koinzidenz von mindestens 2 Szintillatoren verlangt.

Der Schauerzähler hatte 2 Funktionen: a) Flußmessung durch eine Koinzidenz mit dem EMS; b) Unterdrückung der rein elektromagnetischen Ereignisse wie Paarproduktion und Comptoneffekt, deren Reaktionsprodukte i.a. unter kleinem Winkel emittiert werden.

Zwischen dem Target und dem Schauerzähler befanden sich auf der Strahlachse 2 weitere Szintillationszähler E und G, die zur Messung des Wirkungsquerschnittes für  $e^+e^-$ -Paarproduktion  $\sigma_{\text{paar}}$  dienten. Der Zähler G stand direkt vor dem Schauerzähler S und hatte denselben Durchmesser von 8 cm. Zur Messung von  $\sigma_{\text{paar}}$  konnte daher eine Koinzidenz mit S verlangt werden, was aus Totzeitgründen wünschenswert war (s. nächster Abschnitt).

## II.7 Durchführung der Messungen

Die Messungen wurden bei den Primärenergien  $E_0 = 3,4,5,6,7$  GeV gemacht. Bei jeder Energie wurde jeweils mit und ohne Target gemessen, um den Anteil der Ereignisse, die aus dem Target stammten, zu bestimmen. Bei Wasserstoff und Deuterium blieb die Zelle bei der Leermessung im Strahl. Die Verarbeitung der Zählereignisse und die schnelle Logik zur Entscheidung zwischen den verschiedenen Ereignistypen war aus Modulen der Firma EG&G (100 MHz) aufgebaut. Der Schaltplan ist in Abb. 5 zu sehen, die ausführliche Beschreibung befindet sich in (HEY). Es sei nur im Hinblick auf die Korrekturen erwähnt, daß durch Verwendung eines totzeitfreien Diskriminators für S, der nach einem Ereignis die Datennahme unterbrach, Totzeitkorrekturen vermieden wurden.

Es bestanden folgende Triggermöglichkeiten:

i) Hadronischer Trigger:\*

$$\text{TAG} \cdot \text{TOT} \cdot \bar{S}$$

TAG = ein Signal aus dem EMS

ii) Elektromagnetischer Trigger:

$$\text{TAG} \cdot (\text{G} \cdot \text{E} + \text{TOT}) \cdot \text{S}$$

$\bar{S}$  = Antikoinzidenz des Schauerzählers

$$\text{TOT} = \text{A} + \text{B} (+\text{P})$$

S wurde in die Koinzidenz zur Vermeidung von Totzeiten mit einbezogen.

iii) Vetotrigger (s.Kap. IV.2)

$$\text{TAG} \cdot \text{TOT} \cdot \text{S}$$

iv) Akzeptanztrigger

$$\text{TAG} \cdot \text{S}$$

Er wurde benutzt, um die Verteilung des Photonenflusses auf die Energiekanäle zu bestimmen, da sonst nur der Gesamtfluß der markierten Photonen gemessen wurde.

Die Speicherung der Daten erfolgte mit einer kleinen Rechenmaschine (PDP-8 der Firma Digital Equipment Corporation), die jeweils Information über 100 Trigger sammelte und sie dann an die Großrechenanlage IBM 360/75 weitergab. Dort wurden Kontrolldaten berechnet, die in Form von Zahlen und graphischen Darstellungen von der PDP-8 her abgerufen werden konnten. Außerdem wurden die Daten zur späteren Analyse auf Magnetband geschrieben. Folgende Information wurde gespeichert:

- i) Kennung (Triggerart, Targetmaterial und -länge, Kontrollzahlen),
- ii) Markierungen der Kanäle des EMS, die angesprochen haben,
- iii) Markierungen der Zähler aus A, B, P, G·E, die angesprochen haben,
- iv) Fluß für 100 Trigger,
- v) Analoginformation: Breite des Triggerpulses (s.III.1) und Pulshöhen der P-Zähler.

---

\*) '·' Koinzidenz (= logisches UND)  
'+' logisches ODER

Außer diesen Daten wurden eine Reihe von Zählraten zur Kontrolle auf Schreibmaschinenausdrucken aufbewahrt. Insbesondere wurde die Zahl der  $e^+e^-$ -Paare ( $TAG \cdot GE \cdot S$ ) ständig mitgezählt, so daß der Wirkungsquerschnitt für  $e^+e^-$ -Paarproduktion mit guter Genauigkeit bestimmt werden konnte (s. IV.3). Die Auswertung dieser Daten ist ausführlich in (NOT) beschrieben.

In Tab. 3 sind die Gesamtzahlen der hadronischen Trigger, die ausgewertet wurden, für die verschiedenen Energien und Targets zusammengestellt.

### III. Auswertung und Korrekturen

Den unkorrigierten Wirkungsquerschnitt für Photoproduktion von Hadronen erhält man folgendermaßen aus den gespeicherten Daten:

$$\sigma_{\text{tot}} = \left( \frac{N_{\text{ev}}}{N_{\gamma}} \Big|_{\text{voll}} - \frac{N_{\text{ev}}}{N_{\gamma}} \Big|_{\text{leer}} \right) \cdot F$$

$N_{\text{ev}}$  = Zahl der echten Trigger

$N_{\gamma}$  = Zahl der zugehörigen Photonen, korrigiert auf Zufällige

$F$  = Targetkonstante;  $F = \frac{A}{\rho \cdot l \cdot N_L}$  (A = Massenzahl,  $\rho$  = Dichte, l = Länge,  $N_L$  = Avogadrokonstante)

Der Wirkungsquerschnitt wurde für jeden Kanal bestimmt und dann in Intervallen von 300 MeV zusammengefaßt.

Die Bestimmung der Gesamtzahl der Trigger war unproblematisch. Aus der Analyse herausgelassen wurden nur solche, die offensichtlich falsch waren, z.B. gleichzeitig als echt und zufällig markierte, solche ohne Energieinformation usw.; ihr Anteil war  $\leq 5\%$ . Außerdem wurden Ereignisse mit mehr als einer Energieinformation herausgelassen (II.3), da sie mit hoher Wahrscheinlichkeit aus Untergrundprozessen stammen. Weiter wurden bei den Messungen an schweren Kernen ( $A > 2$ ) nur solche Kanäle verwendet, die eine gute "Tagging-Efficiency" hatten (II.3).

In den folgenden Abschnitten wird auf die Korrekturen eingegangen, die am unkorrigierten Wirkungsquerschnitt angebracht wurden: Zufällige Trigger in III.1, Doppelbremsstrahlungskorrektur in III.2, Absorptionskorrektur in III.3, Korrektur auf elektromagnetischen Untergrund in III.4.

#### III.1 Zufällige Trigger

Die Zählrate des hadronischen Detektors (A,B,P) war sehr hoch wegen der großen Anzahl elektromagnetischer Prozesse, die vor allem von niederenergetischen Photonen verursacht wurden. Erst durch die Koinzidenzbedingung mit dem EMS und durch die Forderung, daß kein Teilchen im Schauerzähler registriert wurde, konnte das hadronische Signal herausgefiltert werden. Es ist verständlich,

daß eine hohe Zahl von zufälligen Koinzidenzen (3 - 20 %) auftrat.

Das Signal des hadronischen Detektors war ein logisches "Oder" aus den Signalen von 11 Zählern, deren Zufälligenverteilung i.a. verschieden war, wegen unterschiedlicher Pulsformen, -höhen, zeitlicher Fluktuationen usw. Daher wurden zufällige Trigger mit einer Markierung versehen und wie echte abgespeichert, so daß sie später untersucht werden konnten.

Die gesamte Zahl der zufälligen Trigger wurde auf 3 Arten bestimmt:

i) Im hadronischen Trigger  $TAG \cdot TOT \cdot \bar{S}$  ( $TOT = A+B+(P)$ ) wurde das Ereignissignal  $TOT$  um 50 nsec verzögert. Die Zahl dieser verzögerten Trigger wurde registriert.

ii) Der Haupttrigger ("Master") wurde mit drei verschiedenen Auflösungszeiten (22, 25, 32 nsec) registriert. Die Zahl der echten Trigger erhält man durch Extrapolation auf Auflösungszeit 0.

iii) Der Grad der zeitlichen Überlappung des Ereignissignals  $TOT$  mit dem Signal  $TAG \cdot \bar{S}$  wurde mit Hilfe eines Analog-Digital-Konverters (ADC) für jeden Trigger gespeichert. Bei Kenntnis der Pulsbreiten der Signale, die den Trigger bilden, kann man nach einer Eichung das Verhältnis von echten zu zufälligen Triggern bestimmen. Die echten Trigger bilden ein schmales Maximum über dem breiten Kontinuum der zufälligen. (Weitere Einzelheiten findet man in (HEY)).

Das Ergebnis der 3 Methoden wurde verglichen. Es stellte sich heraus, daß mit den Methoden ii) und iii) innerhalb der Fehlergrenzen die gleiche Anzahl von Triggern als zufällig erkannt wurden. Mit Hilfe der verzögerten Koinzidenz (i) wurden dagegen weniger Zufällige gezählt. Das ist verständlich, wenn man an die komplexe Struktur des Triggersignals denkt.

In der endgültigen Auswertung wurde das Extrapolationsverfahren ii) zur Bestimmung der Zahl der echten Trigger verwandt. Als statistischer Fehler wurde der des Triggersignals mit der breitesten Auflösungszeit (32 nsec) verwendet.

Es stellte sich jedoch heraus, daß der Einfluß der Zufälligen-subtraktion auf das Endergebnis klein ist, da sie sich bei Voll- und Leermessung fast heraushebt. Der Anteil der zufälligen Trigger lag bei Vollmessungen zwischen 3 und 7 %, bei Leermessungen zwischen 8 und 20 %. Subtrahiert man gar keine Zufälligen, so erhöht sich der Wirkungsquerschnitt um ca. 5 %. (Die Zahl hängt geringfügig von der Dicke des Targets ab.)

### III.2 Doppelbremsstrahlungskorrektur

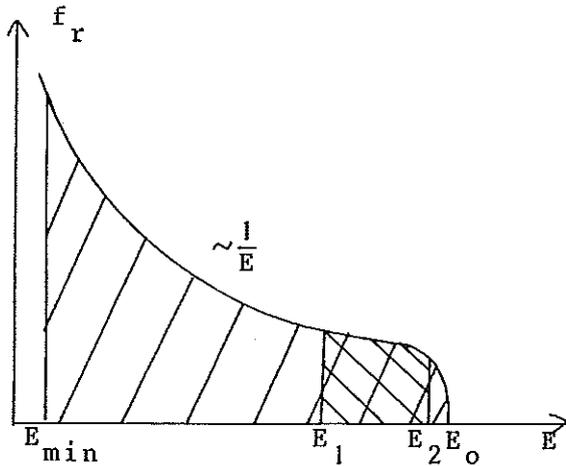
Werden im Radiator durch 2 aufeinanderfolgende Bremsprozesse eines Positrons 2 Photonen erzeugt, so werden sie vom Schauerzähler nur als eines gezählt, da sie gleichzeitig ankommen. Der Einfluß dieses Prozesses ist unterschiedlich für den elektromagnetischen und hadronischen Wirkungsquerschnitt.

Beim elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt wird ein  $e^+e^-$ -Paar, das von einem der beiden Photonen erzeugt wird, im allgemeinen als solches im Zähler G·E gezählt, selbst wenn es sehr niedrige Energie hat. Es ist hier also nur eine Flußkorrektur erforderlich. Messen kann man den Effekt durch Variation der Radiatordicke (s. Abb. 6). Man sieht, daß bei 5.4 GeV eine Korrektur um  $\sim 7 \pm 1$  % erforderlich ist.

Beim hadronischen Wirkungsquerschnitt dagegen wird ein Ereignis, das von einem der beiden Photonen gemacht wird, im allgemeinen nicht registriert, da das zweite ein Vetosignal in S erzeugt. Die Größe der Flußkorrektur kann nicht direkt von der Messung der Radiatorabhängigkeit des elektromagnetischen Wirkungsquerschnitts übernommen werden, da die Energieschwelle für Hadronerzeugung höher liegt als die für die Registrierung eines  $e^+e^-$ -Paares in G·E und es in dem Bereich der Energiedifferenz sehr viele Photonen gibt ( $1/E_\gamma$ -Abhängigkeit des Bremspektrums!)

Die erforderliche Korrekturgröße wurde daher berechnet, nämlich die Anzahl der markierten Photonen, die von einem 2. Bremsquant begleitet sind, dessen Energie über der Schwelle des Schauerzählers

S liegt und deshalb eine Antikoinzidenz erzeugen kann.



Die Schwellenenergie  $E_{\min}$  des Schauerzählers war nicht gemessen. Sie wurde indirekt bestimmt aus dem Vergleich des Bremspektrums  $f_r$ , das energiemarkiert war (TAG·S) (links schraffiert in Skizze ) mit dem gesamten, im Schauerzähler S gezählten Spektrum (rechts schraffiert).

Für die Messung des gesamten Flusses S im Schauerzähler gilt:

$$S = N_e \int_{E_{\min}}^{E_0} f_r(E_0, E) dE$$

$N_e$  = Zahl der Positronen der Energie  $E_0$

$f_r(E_0, E)$  = Wahrscheinlichkeit für die Emission eines Photons der Energie E

Damit wird verglichen die Messung des energiemarkierten Flusses:

$$\text{TAG} \cdot S = N_e \cdot \int_{E_1}^{E_2} f_r(E_0, E) dE$$

$E_1$  = untere

Grenzenergie des EMS

$E_2$  = obere

Das Bremspektrum  $f_r$  wurde unter Berücksichtigung der Abschirmung der Elektronen nach dem Thomas-Fermi-Modell und der Coulomb-Korrektur berechnet (LUB).

Es wurde eine Abschneideenergie von  $(50 \pm 10)$  MeV bestimmt. Danach wurde für verschiedene Primärenergien und verschiedene Radiatordicken der Prozentsatz der Doppelbremsstrahlungsphotonen im markierten Energiebereich berechnet. Die Ergebnisse sind in Abb. 7 zu sehen. Bei 6 GeV ergibt sich eine Flußkorrektur von -5%. Die Korrektur nimmt mit fallender Energie ab. Ihre Unsicherheit wird zu  $\pm 20\%$  abgeschätzt, so daß sich im Ergebnis ein Fehler von maximal  $\pm 1\%$  ergibt.

Die Radiatorabhängigkeit des hadronischen Wirkungsquerschnitts ist nur sehr schwach im Gegensatz zum elektromagnetischen, da sich hier 2 Effekte überlagern. Infolge von Doppelbremsstrahlung fällt der Wirkungsquerschnitt mit wachsendem Radiator, da immer mehr Ereignisse durch ein 2. Photon ausgeschaltet werden. Die Beimischung von elektromagnetischen Ereignissen aber steigt mit wachsendem Radiator. Nach der Korrektur auf Doppelbremsstrahlung und elektromagnetische Ereignisse (III.4) ist die Radiatorabhängigkeit von  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma C)$ , die in Abb. 9 zu sehen ist, mit 0 verträglich.

Die Korrektur auf Doppelbremsstrahlung könnte erheblich verringert werden, wenn man genügend Intensität hat, um einen dünneren Radiator zu benutzen. Für einen Radiator von  $\leq 0.3$  % Strahlungslängen ist die Korrektur  $< 1$  % (Abb. 8).

### III.3 Absorptionskorrektur

Der Fluß der energiemarkierten Photonen wurde gemessen durch eine Koinzidenz zwischen dem EMS und dem Schauerzähler S(TAG·S).  $e^+e^-$ -Paare, die auf dem Weg vom Radiator zum Schauerzähler entstanden, wurden dabei i.a. mitgezählt. Erfolgte die Absorption eines Photons bereits vor dem Reaktionstarget, so ergab sich eine Flußkorrektur, die näherungsweise berechnet werden konnte.

Die Bestimmung der Absorption vor dem Target ist schwierig, da die Daten über die im Strahl befindliche Materie nur ungenau bestimmt werden konnten. Es handelte sich um Vakuumfolien, einen Heliumsack, der hinter dem C-Magneten anstelle des Vakuums vorhanden war, das Abschirmzelt für das Flüssig-Wasserstoff-Target, den Targetbehälter und den schwer abschätzbaren Anteil der Ränder des Vetozählers  $V_7$  sowie der Bleiabschirmung vor dem Target. In Tab. 4a sind die ermittelten Daten zusammengestellt. Die Paarbildungswahrscheinlichkeit pro Strahlungslänge  $\mu_{\text{pair}}$  wurde nach der approximativen Formel aus (ROS) berechnet:

$$3.3.1 \quad \mu_{\text{pair}} = \frac{7}{9} - \frac{b}{3} \quad b \approx .0135$$

In Tab. 4b sind zum Vergleich die Zahlen der berechneten und gemessenen Paare für Leer- und Vollmessungen eingetragen. Man erhält eine Differenz von  $\sim 6 e^+e^-$ -Paaren/1000 Photonen sowohl für Voll- als auch für Leermessung, und zwar ergibt die Messung größere Werte. Das wird auf die oben erwähnten Unsicherheiten zurückgeführt, insbesondere auf die Vernachlässigung der Ränder des Vetozählers  $V_7$  und des Bleikollimators.

Die Korrektur für den Fluß ergibt sich aus der Absorptionswahrscheinlichkeit vor dem Target und auf der halben Länge des Targets (Tab. 5).

Die resultierende Korrektur des Wirkungsquerschnitts ist in Tab.5, Spalte 3 aufgeführt. Der Fehler, der durch diese Korrektur im Ergebnis entsteht, wird in Anbetracht der Differenz zwischen Rechnung und Messung auf  $\leq 1\%$  abgeschätzt (0.5 % für Wasserstoff und Deuterium).

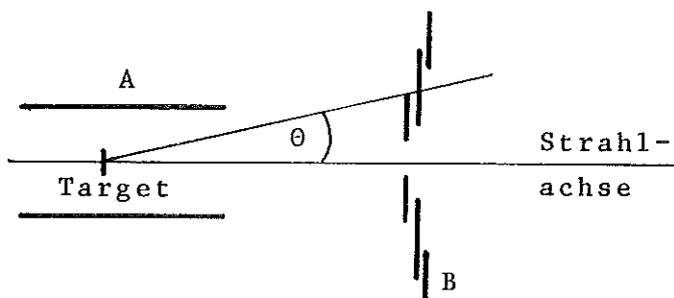
An dieser Stelle sollte man erwähnen, daß die relativen Strahlungslängen der verwendeten Targets mit Hilfe des Targeteffekts für Paarproduktion geprüft werden konnten. Der Targeteffekt wird folgendermaßen definiert:

$$TgtEft = \frac{N_{voll}^* - N_{leer}^*}{N_{voll}^*} \qquad N^* = \frac{\text{Zahl der Ereignisse}}{\text{Zahl der Photonen}}$$

In Abb. 10 ist er in Abhängigkeit von der Strahlungslänge des Targets aufgetragen, wie er gemessen (durchgezogene Kurve) und mit 3.3.1 berechnet (gestrichelte Kurve) wurde. Die Abweichung der Kurven voneinander ist wieder auf die nicht erfaßbare Materie im Strahl zurückzuführen. Mit Hilfe der recht genau gemessenen Kurve war es möglich, die effektive Targetdicke des Silbertargets zu bestimmen, das versehentlich schief aufgehängt war (Tab. 2). Außerdem konnte die Bestimmung der Dichte der Kohlenstofftargets aus Wägung und Messung geprüft werden.

### III.4 Korrektur auf elektromagnetische Ereignisse (Winkelkorrektur)

Die Trennung der hadronischen Ereignisse von den elektromagnetischen (hauptsächlich Paarproduktion und Comptoneffekt) erfolgte in diesem Experiment ausschließlich auf Grund ihrer verschiedenen Winkelverteilung. In Abb. 1 ist die Verteilung aufgetragen, wie sie sich aus Blaskammer- und Zählermessungen für hadronische Ereignisse an Wasserstoff ergibt (s. II.1). Die Winkelverteilung der elektromagnetischen Prozesse ist berechnet worden. Danach erwartet man für  $\theta \geq 4^\circ$  nur noch sehr wenige Teilchen aus rein elektromagnetischen Wechselwirkungen. Durch die ringförmige Bauweise des Detektors (s. Abb. 2c) kann man den Wirkungsquerschnitt  $\sigma^\theta$  berechnen, der alle Reaktionsprodukte berücksichtigt bis auf die in dem Kegel mit dem Öffnungswinkel  $2\theta$  enthaltenen (s. Skizze).



Trägt man den so erhaltenen Wirkungsquerschnitt über  $\theta$  auf (Abb. 11), so sieht man ein deutliches Ansteigen bei kleinen Winkeln. Das Ansteigen erfolgt je nach Photonenenergie und Target verschieden stark.

Die Korrektur, bezogen auf den Wirkungsquerschnitt  $\sigma^{\theta=4^\circ}$ , ist für Wasserstoff und Deuterium in Abb. 12a + b angegeben. Bei mittleren Energien beträgt sie für Wasserstoff ~4 %, für Deuterium ~2 % und steigt sowohl zu niedrigeren als auch zu höheren Energien an. Für schwere Kerne nimmt die Korrektur Werte von 2 % bei Be bis 10 % bei Au an.

Die Genauigkeit dieses Verfahrens dürfte bei Wasserstoff und Deuterium 1 - 1.5 % erreichen (bezogen auf  $\sigma_{\text{tot}}$ ), da hierbei über einen breiten Winkelbereich mit guter Statistik gemessen wurde. Das war möglich durch Verschieben der B- und P-Zähler längs der Strahlachse relativ zum Target.

Bei den Messungen an schweren Kernen wurde nur in einer Stellung der Winkelzähler B gemessen. Außerdem ist die Statistik geringer. Daher ist die Unsicherheit der Winkelkorrektur hier größer. Sie wurde mit 50 % der Korrektur, mindestens jedoch 2 % von  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma A)$  angesetzt.

In einem zukünftigen Experiment sollte man die Winkelverteilung genauer messen, obwohl das schwierig ist, da die Winkelverteilungen durch die endlichen Dimensionen des Targets verschmiert werden. Weiter sollte man versuchen, die Verteilung des elektromagnetischen Untergrundes bis möglichst nahe an  $0^\circ$  zu messen, um mit Rechnungen vergleichen zu können. Außerdem sollte man versuchen, mit Hilfe von Schauerzählern die elektromagnetischen Teilchen explizit als solche zu erkennen.

Der Schauerzähler P hinter den B-Zählern konnte dazu nicht verwendet werden, da er einen zu großen Winkelbereich überdeckte. Eine große Pulshöhe in P und ein Signal in B konnte sowohl von einem Elektron bzw. Positron stammen, aber auch von einem geladenen hadronischen Teilchen, das von einem  $\pi^0$  begleitet wurde. Die Verbesserung der Messungen an schweren Kernen hängt entscheidend von der sauberen Abtrennung des elektromagnetischen Untergrundes ab.

#### IV. Ergebnisse für $\sigma_{\text{tot}}(\gamma)$ und Vergleich mit anderen Messungen

##### IV.1 Ergebnisse für Wasserstoff und Deuterium

In Tabelle 6 sind die Ergebnisse dieses Experiments für die totalen Photoproduktionsquerschnitte von Wasserstoff und Deuterium aufgeführt. Angegeben ist auch  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma n)$ , dessen Bestimmung in Kap.V diskutiert wird. Sie sind von  $E_{\gamma} = 1.45$  GeV bis  $E_{\gamma} = 6.25$  GeV in Intervallen von 300 MeV angegeben. Sie haben im Mittel einen Fehler von  $\pm 4.5\%$ . Die Zahlen sind korrigiert auf zufällige Ereignisse, auf Doppelbremsstrahlung, Absorption von Photonen vor dem Target und auf die Beimischung elektromagnetischer Ereignisse. Im angegebenen Fehler sind berücksichtigt die statistischen Fehler der echten Ereignisse (im Mittel  $\pm 3.5\%$ ), die Unsicherheiten der Doppelbremsstrahlungskorrektur ( $\pm 1\%$ ), Absorptionskorrektur ( $\pm 0.5\%$ ), Winkelkorrektur ( $\pm 1.5\%$ ) und der Fehler der Targetkonstanten ( $\pm 1.5\%$ ).

Zusätzliche systematische Fehler könnten entstehen z.B. durch mangelnde Ansprechwahrscheinlichkeit von Zählern, zufällige Vetos des Schauerzählers S und dadurch, daß der hadronische Detektor nicht den ganzen Raumwinkel bedeckte. Der Einfluß auf das Meßergebnis ist in (WEB) abgeschätzt worden, es ergeben sich nur Fehler unter 1%, die einander zum Teil aufheben und daher vernachlässigt werden.

Eine möglicherweise größere systematische Unsicherheit kommt daher, daß Ereignisse, bei denen außer dem Proton nur neutrale Teilchen auslaufen ( $\gamma p \rightarrow p + m\pi^0$ ,  $\gamma d \rightarrow d + m\pi^0$ ;  $\gamma d \rightarrow p + n + m\pi^0$ ;  $m \geq 1$ ) und bei denen das Proton nicht genügend Impuls bekommt ( $\sim 50$  MeV/c), um im A- oder B-Zähler registriert zu werden. Für den Fall  $m = 1$  kann man aus den Zählermessungen am Proton (BRA) den Verlust an Ereignissen abschätzen. Er liegt für Wasserstoff zwischen 0.5 und 0.1  $\mu\text{b}$  zwischen 2 und 5 GeV Photonenenergie. Für  $m = 2$  sind in (WEB) theoretische Überlegungen angegeben worden, nach denen der Anteil dieser Reaktionen am totalen Wirkungsquerschnitt des Protons unter 2% liegt. Für Deuterium erwartet man einen höheren Verlust, da die Reaktion

$\gamma n \rightarrow n\pi^0$  gar kein geladenes Teilchen liefert und nur über die Zerfallsphotonen des  $\pi^0$  erkannt werden kann.

Einen Anhaltspunkt für die Größe des Verlustes gibt der Wirkungsquerschnitt für neutrale Teilchen, der mit Hilfe des P-Zählers gemessen wurde. Ereignisse, die im P-Zähler, nicht aber in den A- bzw. B-Zählern registriert wurden ( $\overline{\text{TAG} \cdot \text{P} \cdot \text{A} \cdot \text{B} \cdot \text{S}}$ ), hatten einen Wirkungsquerschnitt von  $\sim (0.5 \pm 2) \mu\text{b}$ . Trotz der beschränkten Akzeptanz des P-Zählers zeigt dieser Meßwert, daß der Verlust durch neutrale Ereignisse nur klein ist.

#### IV.2 Ergebnisse für schwere Kerne

In Tabelle 7 sind die totalen Wirkungsquerschnitte für schwere Kerne bei einer Photonenenergie  $E_\gamma = 5.4 \text{ GeV}$ , gemittelt über ein Intervall von  $\pm 500 \text{ MeV}$ , für die Elemente Be, C, Al, Ti, Cu, Ag und Au aufgeführt. Es sind dieselben Korrekturen angebracht wie bei den Wasserstoff- und Deuteriumwirkungsquerschnitten. Der Fehler setzt sich ebenso zusammen, wie im vorigen Kapitel beschrieben. Weiter ist in Tab. 8 für Be, C und Ti der Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Photonenenergie zwischen 1.45 und 5.71 GeV angegeben.

Ebenso wie bei Wasserstoff und Deuterium ist der Verlust an Ereignissen durch  $\gamma + A \rightarrow A + \pi^0$  gering. Abschätzungen mit Hilfe der Messungen von  $\pi^0$ -Produktion (BEL) ergaben Wirkungsquerschnitte  $< 0.001 \sigma_{\text{tot}}(\gamma A)$  in extremer Vorwärtsrichtung, wo der Primakoff-Effekt dominiert. Bei größeren Winkeln, bei denen kohärente Produktion überwiegt, beträgt der Anteil von  $\pi^0$ -Produktion weniger als  $\sim 1\%$  des gesamten gemessenen Wirkungsquerschnitts. Im Vergleich zu den Meßfehlern kann man einen solchen Verlust vernachlässigen. Eine Bestätigung dieser Abschätzung liefert wieder der Wirkungsquerschnitt für neutrale Teilchen, der mit Hilfe des P-Zählers gemessen wurde. Er ist für alle Elemente  $\lesssim 0.01 \sigma_{\text{tot}}(\gamma A)$ .

Bei den Messungen an schweren Elementen tritt eine weitere systematische Unsicherheit auf, die bei Wasserstoff und Deuterium völlig zu vernachlässigen war ( $\lesssim 0.2\%$ ). Sie soll im folgenden diskutiert werden. Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{veto}}$  für die Ereignisse, die durch das Veto des Schauerzählers S ausgeschaltet wurden (zum überwiegenden Teil aus elektromagnetischen Wechselwirkungen), wurde gemessen (Trigger TAG·TOT·S). Das Verhältnis  $V = \sigma_{\text{veto}}/\sigma_{\text{tot}}(\gamma A)$  ist in Abb. 13a in Abhängigkeit von A aufgetragen. Es ändert sich von 30 für Be auf 135 für Au. Da die Ansprechwahrscheinlichkeit  $\alpha$  des Schauerzählers von 1 verschieden ist (II.7), wird also bei den verschiedenen Kernen unterschiedlich viel elektromagnetischer Untergrund nicht eliminiert, und zwar beträgt dieser Anteil genau  $[(1 - \alpha) \cdot V(A) \cdot \sigma_{\text{tot}}(\gamma A)]$ .

Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Schauerzählers ist nicht bekannt und sehr schwer zu bestimmen, da der Untergrund sich zu  $\sim 70\%$  aus geladenen Teilchen und zu  $\sim 30\%$  aus Photonen zusammensetzt, die alle Energien zwischen 0 und Maximalenergie haben können. Die geladenen Teilchen werden zur Hauptsache durch  $e^+e^-$ -Paarproduktion erzeugt. Der neutrale Anteil  $\sigma_{\text{veto}}^{\text{neutral}}$  ist zum größten Teil auf einen Doppelprozeß im Radiator, nämlich Doppelbremsstrahlung, zurückzuführen, wie sein Verschwinden bei Radiatordicke 0 zeigt (Abb. 13b).

Für Photonen hat der Schauerzähler auf Grund der Strahlungslänge des in ihm vorhandenen Bleis eine Konversionswahrscheinlichkeit von 99.77 % bei 5 GeV und 98.14 % bei 50 MeV (s. auch Kap. II.6). Seine Ansprechwahrscheinlichkeit  $\alpha$  ist aber geringer, da elektronisch eine Koinzidenz von mindestens 2 Zählern verlangt wird. Die gesamte Ansprechwahrscheinlichkeit, gemittelt über alle Energien sowie für geladene Teilchen und Photonen, schätzen wir zu  $\alpha = (99.8 \pm 0.15) \%$  ab.

Diese Korrektur, die auf der von 1 abweichenden Ansprechwahrscheinlichkeit des Schauerzählers beruht, ist in den Endergebnissen in Tab. 7 und 8 enthalten. Sie ergibt einen zusätzlichen systematischen Fehler, der getrennt aufgeführt ist.

### IV.3 Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $e^+e^-$ -Paaren

An verschiedenen Stellen (II.4, II.5, III.3) wurde bereits erwähnt, daß im vorliegenden Experiment der Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma + A \rightarrow e^-e^+ + A$  gemessen wurde.

Es handelt sich hier um eine rein elektromagnetische Wechselwirkung, die im Prinzip im Rahmen der QED beliebig genau berechenbar ist. Trotzdem unterscheiden sich die numerischen Angaben verschiedener Autoren bis zu einigen Prozent. Diese Unterschiede kommen zustande durch die verschiedene Anzahl von Korrekturen, die die einzelnen Autoren berücksichtigen (einen ausführlichen Vergleich findet man in KNA). Unsere Messungen waren nicht genau genug, um zwischen diesen geringen Abweichungen zu entscheiden. Sie waren im wesentlichen nur als Normierungsmessung gedacht, um die Targetkonstanten zu bestimmen. Es stellte sich jedoch heraus, daß deren Bestimmung aus den geometrischen Abmessungen genauer war.

Der Paarwirkungsquerschnitt wurde durch den elektromagnetischen Trigger  $TAG \cdot (TOT + (G \cdot E)) \cdot S$  gemessen. Es genügt, Ereignisse zu nehmen, die den Zähler G unmittelbar vor dem Schauerzähler S setzen. Er hatte eine Akzeptanz von  $\theta = \pm 1^\circ$  im Polarwinkel.  $e^+e^-$ -Paare werden mit einem mittleren Winkel von  $\langle \theta^2 \rangle \approx \frac{m_e}{E} \cdot \ln \frac{E}{m_e}$  (ROS) erzeugt, der bei den Meßenergien maximal 3 mrad beträgt. Der Winkel wird vergrößert durch Vielfachstreuung der Elektronen bzw. Positronen auf dem Weg zum Zähler G. Um unter einem Winkel  $\theta > 1^\circ$  gestreut zu werden, muß die Energie des Teilchens jedoch unter  $\sim 200$  MeV liegen (für  $H_2$ ). Dann hat das 2. Teilchen des Paares immer noch genügend Energie, um in den Zähler G zu gelangen.

Man verliert praktisch keine Paare durch Bremsstrahlung der Paarelektronen auf dem Wege vom Target zum Zähler G. Das zeigt sich bei der Analyse des Wirkungsquerschnittes  $\sigma_{\text{veto}}^{\text{neutral}}$  für Teilchen, die G·E nicht setzten, aber im Detektor A oder B und in S registriert wurden.  $\sigma_{\text{veto}}^{\text{neutral}}$  ist in Abb. 13b in Abhängigkeit von der Radiatordicke aufgetragen. Man sieht, daß er bei Radiator 0 ( $= R_0$ ) verschwindet, d.h. die Ereignisse, die zu  $\sigma_{\text{veto}}^{\text{neutral}}$  beitragen,

werden durch Photonen aus einem Doppelprozeß im Radiator (Doppelbremsstrahlung) verursacht.

Die Ergebnisse für  $\sigma_{\text{paar}}$  sind in Tab. 10 und Abb. 14 zu finden. In Abb. 14a sind ebenfalls die Werte für  $\sigma_{\text{paar}}(\gamma p)$  aus (NOT) enthalten. Es handelt sich dabei um Daten dieses selben Experiments, die jedoch auf eine andere Art gewonnen und ausgewertet wurden. Die Meßdaten in (NOT) wurden parallel zu den hadronischen Messungen in Form von Zählraten ( $\text{TAG} \cdot \text{G} \cdot \text{E S}$ ) genommen. Sie haben wesentlich höhere Statistik und daher kleinere Fehler. Die hier gewonnenen Ergebnisse wurden dagegen unter Benutzung der modifizierten Auswertekette für hadronische Ereignisse gewonnen, bei der sich z.B. die Behandlung der Zufälligen von einer einfachen Subtraktion, wie sie in (NOT) durchgeführt wurde, unterscheidet. Es wurden dieselben Korrekturen angebracht wie bei der Bestimmung von  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma)$ , d.h. Absorptions- und Doppelbremsstrahlungskorrektur. Letztere wurde aus der Messung der Radiatorabhängigkeit von  $\sigma_{\text{paar}}$  an  $\text{H}_2$  und C zu  $(7 \pm 1)\%$  entnommen (Abb. 6). In Abb. 14b ist zum Vergleich zwischen Theorie und Messung  $\sigma_{\text{paar}}(\gamma A) / \sigma_{\text{theor}}$  in Abhängigkeit von A dargestellt. Als 'Theorie' wurden die Rechnungen von Wheeler und Lamb verwandt mit der Abschirmungskorrektur nach dem Thomas-Fermi-Modell (SPI, NOT). Es zeigt sich gute Übereinstimmung für alle A.

#### IV.4 Anpassungskurven

Um den allgemeinen Verlauf der Daten besser zu überblicken, und zum Vergleich mit theoretischen Überlegungen wurden Kurven an die Daten angepaßt, und zwar folgender Form:

Für den Energiebereich von  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma A)$ ,  $A = p, d, n$ :

$$\sigma_{\text{tot}}(\gamma A) = a + \frac{b}{\sqrt{E_{\gamma}}}$$

und

$$\sigma_{\text{tot}}(\gamma A) = a + \frac{b}{E_{\gamma}}$$

Es wurde einmal nur für die vorliegenden Messungen angepaßt (Fit 1) und einmal unter Hinzunahme der von (BAL1, 2 und CAL 2) (Fit 2). Die Parameter a und b dieser beiden Anpassungen sind in Tab. 9 zu finden. Die Werte der Anpassung 1, die nur unsere Messungen berücksichtigen, unterscheiden sich z. T. erheblich von dem Parametersatz 2. In letzterem sind die Messungen des Zählerexperimentes (CAL 2) enthalten, die sich über einen dreimal so großen Energiebereich erstrecken wie unsere. Da die dort angegebenen Fehler außerdem klein sind, erhalten sie bei den Anpassungen großes Gewicht. Trotz der Unterschiede sind die Parameterwerte noch verträglich.

Es soll betont werden, daß die so erhaltenen Parametrisierungen der Energieabhängigkeit von  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma)$  wenig theoretische Interpretationen zulassen. Denn die Energieabhängigkeit ist schwach, und man kann z.B. die Potenz von  $E_{\gamma}$  in einem großen Bereich variieren, ohne die Güte der Anpassung wesentlich zu beeinflussen. Selbst wenn wesentlich genauere Messungen zur Verfügung stehen, so daß die Anpassungen auch zuverlässiger werden, ist die Extrapolation zu wesentlich höheren Energien problematisch. Das ist durch die Messungen des totalen Wirkungsquerschnitts von  $\pi^{-}$ ,  $K^{-}$  und  $p^{-}$  bis 65 GeV in Serpukhow deutlich geworden (ALL).

## IV.5 Vergleich mit anderen Daten

### 5.1 Wirkungsquerschnitt des Protons

In Abb. 15 sind alle Ergebnisse für den totalen Wirkungsquerschnitt des Protons zwischen 1 und 18 GeV aufgetragen. Sie stammen aus 7 verschiedenen Experimenten (ABBHHM, BAL 1 + 2, BLO, CAL 2, PER und das vorliegende). Sie zeigen einen schwachen Abfall mit der Energie, bei Energien um 6 GeV ist  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p) \approx 120 \mu\text{b}$ .

Die Werte der verschiedenen Experimente stimmen recht gut miteinander überein. Nur 2 Datensätze zeigen größere Abweichungen: Die älteste Messung mit Hilfe der Blaskammer als hadronischem Detektor und energiemarkiertem Photonenstrahl (ABBHHM) zeigt niedrigere Werte. Die Abweichung kann leicht durch die großen systematischen Unsicherheiten dieses Experiments erklärt werden. Dagegen liegen die Werte, die durch inelastische Elektronenstreuung (BLO) erhalten wurden, insgesamt etwa 8 % höher als die übrigen Meßpunkte. Die Autoren dieses Experimentes geben einen zusätzlichen systematischen Fehler an, der im Bereich 3 - 10 GeV ca.  $\pm 20 \mu\text{b}$  beträgt. Daher ist die Abweichung ihrer Ergebnisse von den übrigen Messungen nicht bedenklich. Die Zählermessungen, die nach dem hier beschriebenen Prinzip gemacht wurden, stimmen im gemeinsamen Energiebereich gut überein. Auch die übrigen Messungen mit der Blaskammer und monochromatischem Photonenstrahl (Annihilations- bzw. Laserstrahl (BAL 1 und 2)) zeigen Übereinstimmung mit ihnen, ebenso wie die Daten aus inelastischer Müonenstreuung (PER).

### 5.2 Wirkungsquerschnitt am Deuteron

Die Ergebnisse der 2 Zählerexperimente zur Bestimmung von  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma d)$ , die nach dem hier erläuterten Prinzip ausgeführt wurden, sind in Abb. 16 eingetragen (CAL2 und dieses Exp.). Sie stimmen innerhalb der Fehlergrenzen überein.

$\sigma_{\text{tot}}(\gamma d)$  wurde außerdem noch mit Hilfe der Blaskammer und energiemarkierten Photonen bestimmt (HIL 1, ULL). Die Ergebnisse sind ebenfalls in Abb. 16 eingetragen. Sie haben große systematische Fehler, die auf die Unsicherheiten in der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes der Ereignisse mit 0 bzw. 1 auslaufendem geladenen Teilchen zurückzuführen sind. (Es müssen Korrekturen bis zu 40 % angebracht werden.)

$\sigma_{\text{tot}}(\gamma d)$  zeigt einen ähnlich schwachen Abfall mit der Energie  $E_\gamma$  wie  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$ , die absolute Höhe ist nicht ganz doppelt so groß wie die von  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$ . Die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes am Neutron aus der Differenz von  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma d)$  und  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$  wird in Kap. V behandelt.

### 5.3 Schwere Kerne

Messungen von  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma A)$  für  $A > 2$  sind in zwei Zählerexperimenten gemacht worden (CAL 2 und dieses). Außerdem wurde  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma A)$  mit Hilfe inelastischer Müonenstreuung bestimmt (HOF, LAK 1).

Die Ergebnisse sind unter zwei Gesichtspunkten interessant:

a) Energieabhängigkeit.

Die Meßergebnisse dieses Experiments sind in Abb. 17 in Abhängigkeit von  $E_\gamma$  in der Form

$$A_{\text{eff}}/A = \frac{\sigma_{\text{tot}}(\gamma A)}{A \cdot \sigma_{\text{tot}}(\gamma N)} \quad ; \quad \sigma(\gamma N) = \frac{1}{2} [\sigma(\gamma p) + \sigma(\gamma n)]$$

für Be, C und Ti aufgetragen. Man sieht, daß praktisch keine Energieabhängigkeit vorhanden ist, d.h.  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma A)$  hat im wesentlichen dieselbe Abhängigkeit von der Energie wie  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma N)$ .

Für C sind alle Daten bis 18 GeV in Abb. 18a eingetragen. Sie sind verträglich mit  $A_{\text{eff}}/A = \text{const} = 0.86 \pm 0.02$ .

In Abb. 18b sind  $A_{\text{eff}}/A$  für Cu aus (LAK 1,  $\mu$ -Streuung) und (CAL 1, Zählerexperiment) in Abhängigkeit von  $E_{\gamma}$  aufgetragen. Weiter sind unsere Daten für Ti aufgeführt.  $A_{\text{eff}}(\text{Cu})/A$  aus (LAK 1), inelastische Müonenstreuung, ist konstant  $\approx 0.98 \pm 0.04$  bis 6 GeV, oberhalb von 6 GeV zeigen die Daten des Zählerexperimentes (CAL 1) ebenfalls einen nahezu konstanten Verlauf, sie liegen aber bei  $0.73 \pm 0.03$ . Unsere Titandaten zeigen zwischen 3 und 6 GeV einen leichten Abfall. Noch ist die Meßgenauigkeit nicht groß genug, um quantitative Aussagen über eine Änderung des Verlaufs von  $A_{\text{eff}}/A$  mit der Energie  $E_{\gamma}$  bei wachsendem A zu machen.

b) A-Abhängigkeit.

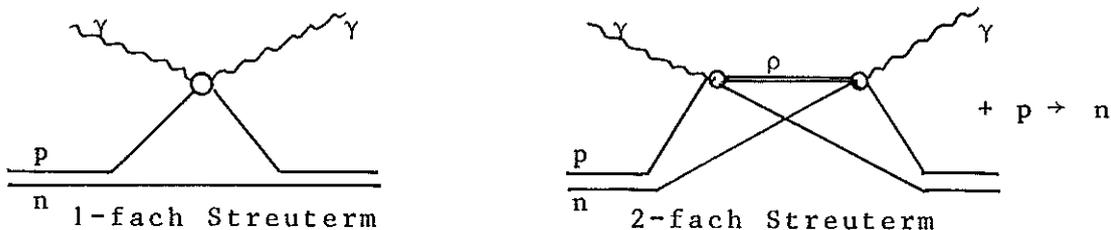
In Abb. 19 ist  $A_{\text{eff}}/A$  aus dem hier besprochenen Experiment für  $E_{\gamma} = 5.4$  GeV in Abhängigkeit von A dargestellt. Der systematische Fehler, der auf der von 1 verschiedenen Ansprechwahrscheinlichkeit des Schauerzählers beruht (IV.2), ist durch die gestrichelten Kurven angedeutet. Die Daten zeigen eine Abhängigkeit von A, die  $A_{\text{eff}} = A^x$ , mit  $x = 0.91 \pm 0.01$  entspricht (Tab. 9). Der Wert des Parameters x ändert sich praktisch nicht, wenn man die Messungen für Wasserstoff und Deuterium wegläßt oder die mit einem großen Fehler behafteten von Ag und Au. Die Berücksichtigung des systematischen Fehlers würde in x einen Fehler von  $\Delta x = \begin{matrix} + 0.05 \\ - 0.02 \end{matrix}$  ergeben. Die Ergebnisse des Zählerexperimentes (CAL 1) bei  $E_{\gamma} = 8.4$  GeV zeigen ungefähr die gleiche A-Abhängigkeit wie unsere Daten. Dagegen stimmen die Werte aus inelastischer Müonenstreuung (LAK 1) bei  $E_{\gamma} = 4.8$  GeV eher

mit  $A_{\text{eff}}/A = \text{const}$  überein. Es bleibt abzuwarten, ob diese Änderung der A-Abhängigkeit mit wachsender Energie, die sich hier abzeichnet, durch weitere Messungen bestätigt wird. Der Vergleich mit theoretischen Vorhersagen für  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma A)$  folgt in Kap. IX.

V. Der Wirkungsquerschnitt des Neutrons

V.1 Glauberkorrektur

Aus  $\sigma_{tot}(\gamma d)$  und  $\sigma_{tot}(\gamma p)$  kann man den totalen Wirkungsquerschnitt des Neutrons  $\sigma_{tot}(\gamma n)$  für die Photoproduktion von Hadronen bestimmen. Man bildet die Differenz  $\sigma_{tot}(\gamma d) - \sigma_{tot}(\gamma p)$  und bringt die Glauberkorrektur an (FRA). Diese berücksichtigt die Abschattung eines Nukleons durch das andere im Deuteron. G. Knies (KNI 1) hat den Korrekturfaktor ausgerechnet unter der Annahme, daß das Photon nur an das  $\rho$  koppelt (s. Skizze).



Man erhält dann:

$$\sigma_{tot}(\gamma n) = \frac{\sigma_{tot}(\gamma d)}{1-x} - \sigma_{tot}(\gamma p) \quad x = \text{Glauberkorrektur}$$

x ist in Abb. 20 als Funktion der Energie dargestellt. Es hat einen Wert von ~1.5 % bei 6 GeV. Die Glauberkorrektur, die in (CAL 2) unabhängig bestimmt wurde, ist in Abb. 20 ebenfalls eingezeichnet. Die Übereinstimmung beider Rechnungen ist zufriedenstellend.

Das Ergebnis für  $\sigma_{tot}(\gamma n)$ , das man aus unseren Messungen erhält, ist in Tab. 6 angegeben und in Abb. 16 in Abhängigkeit von der Photonenenergie dargestellt. Der Wirkungsquerschnitt des Protons ist in Form einer Anpassungskurve eingezeichnet. Man sieht, daß der Wirkungsquerschnitt des Neutrons etwas kleiner ist. Bildet man den Mittelwert der Differenz  $\Delta_{pn} = \sigma_{tot}(\gamma p) - \sigma_{tot}(\gamma n)$ , die ebenfalls in Abb. 16 enthalten ist, für Photonenenergien über 3 GeV, so erhält man  $\Delta_{pn} = (8.7 \pm 3.5) \mu b$ .

In dem Experiment (CAL 2) wurde ebenfalls der Wirkungsquerschnitt des Neutrons bestimmt für Photonenenergien von 4 bis 18 GeV. Mittelt man über alle Daten im Intervall  $3 \leq E_\gamma \leq 18$  GeV, so erhält man  $\Delta_{pn} = (8.7 \pm 2) \mu\text{b}$ .

Da die punktweise Subtraktion von  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$  und  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma n)$  große Fehler ergibt, wurden die Anpassungskurven (Fit 2 in Tab. 9) voneinander subtrahiert, man erhält:

$$\Delta_{pn}(E_\gamma) = \sigma_{\text{tot}}(\gamma p) - \sigma_{\text{tot}}(\gamma n) = (6.5 \pm 3.3) + (14.8 \pm 21.3)/E_\gamma$$

$$\text{bzw. } \Delta_{pn}(E_\gamma) = (2.5 \pm 6.3) + (16.9 \pm 16.8)/E_\gamma^{.5}$$

Die erste Kurve ist in Abb. 16 durch die Punkte  $\Delta_{pn}$  gezeichnet. Die Genauigkeit der Daten läßt offen, ob die Differenz bei großen Photonenenergien einem endlichen Wert zustrebt oder verschwindet.

## V.2 Diskussion des systematischen Fehlers von $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p) - \sigma_{\text{tot}}(\gamma n)$

Ein Unterschied zwischen den Wirkungsquerschnitten des Protons und des Neutrons hätte Konsequenzen für die theoretischen Modelle, in denen man die Photonenamplituden beschreibt, von denen einige in Kap. VII besprochen werden. Daher soll hier zunächst untersucht werden, in wieweit der Wert von  $\Delta_{pn} = \sigma_{\text{tot}}(\gamma p) - \sigma_{\text{tot}}(\gamma n) = 8.7 \mu\text{b}$ , der im vorigen Abschnitt bestimmt wurde, signifikant ist. Der angegebene Fehler von 3.5 bzw. 2  $\mu\text{b}$  ergibt sich aus der Zusammensetzung der Fehler der einzelnen Meßpunkte am Proton und Deuteron und berücksichtigt keine systematischen Effekte. Diese sollen hier behandelt werden.

$\sigma_{\text{tot}}(\gamma n)$  erhält man aus der Differenz  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma d) - \sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$  mit anschließender Glauberkorrektur. Die Glauberkorrektur ist ~1.5 % (bezogen auf  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma d)$ ). Daher würde selbst ein großer Fehler an ihr im Endergebnis nur einen Fehler von  $\Delta\sigma_{\text{tot}}(\gamma n)/\sigma_{\text{tot}}(\gamma n) < 1$  % bewirken.

Bei der Bildung der Differenz  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma d) - \sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$  können systematische Fehler entstehen auf Grund von relativen Fehlern, die aus der Apparatur, aus der Abtrennung des Untergrundes oder aus dem Unterschied der hadronischen Reaktionen bei  $H_2$  und  $D_2$  entstehen.

a) Die Apparatur war für die Messungen an  $H_2$  und  $D_2$  die gleiche. Daher erwartet man, daß sich keine relativen Fehler ergeben auf Grund der Zähler- bzw. Strahleigenschaften, durch Flußmessung, Radiatordicke usw. Der einzige Unterschied bestand in der Strahlungslänge der Targets. Sie wurden aus den geometrischen Daten einzeln bis auf  $\pm 1.5\%$  bestimmt und durch die Messung des Paarwirkungsquerschnitts geprüft. Da  $\sigma_{\text{paar}}$  für  $H_2$  und  $D_2$  besser als auf  $1\%$  übereinstimmten, ist auch der relative Fehler der Targetkonstanten  $< 1\%$ .

b) Bei der Abtrennung des elektromagnetischen Untergrundes, der ein Vielfaches der hadronischen Ereignisse ausmacht (Winkelkorrektur, Kap. III.4), könnte ein beträchtlicher Fehler entstehen. Die Wirkungsquerschnitte für elektromagnetische Prozesse hängen aber nur von  $Z$  ab und sind daher gleich für  $H_2$  und  $D_2$ . Sie fallen daher bei der Differenzbildung  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma d) - \sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$  heraus.

c) Falls der Bruchteil der hadronischen Ereignisse, der bei der Messung an  $H_2$  bzw.  $D_2$  nicht registriert wird, unterschiedlich ist, könnte ein weiterer relativer Fehler entstehen. Solch ein Unterschied kann hervorgerufen werden durch Ereignisse, bei denen nur neutrale Pionen erzeugt werden und der Impuls des Protons nicht ausreicht, um aus dem Target in die Zähler zu gelangen. Bei  $D_2$  gibt es mehr Ereignisse dieser Art, da ein Teil der Reaktionen am Neutron stattfindet. Bei Energien über  $2\text{ GeV}$  ist der Anteil der Einfach- $\pi^0$ -Produktion am totalen Wirkungsquerschnitt jedoch klein und man erwartet keinen großen Verlust. Zur Bestätigung dieser Annahme müßten in zukünftigen Experimenten möglichst auch diese 'neutralen' Ereignisse nachgewiesen werden.

$\sigma_{\text{tot}}(\gamma n)$  ist also weitgehend frei von systematischen Fehlern. Der systematische Fehler von  $\Delta_{\text{pn}} = \sigma_{\text{tot}}(\gamma p) - \sigma_{\text{tot}}(\gamma n)$  ist daher im wesentlichen gleich dem von  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$ . Ein systematischer Fehler,

der  $\Delta_{pn}$  zum Verschwinden bringt, müßte  $\sigma_{tot}(\gamma p)$  um 7 % erniedrigen. Eine Korrektur dieser Größenordnung ist nicht ausgeschlossen, aber nicht sehr wahrscheinlich.

Nach der Beschreibung des Experimentes und der phänomenologischen Diskussion der Ergebnisse wollen wir an einigen Beispielen im folgenden untersuchen, welchen Beitrag die Kenntnis von  $\sigma_{tot}(\gamma)$  zum theoretischen Verständnis der Wechselwirkung von Photonen und Hadronen liefert. Wir gehen dabei aus vom Vektordominanzmodell.

VI. Das Vektordominanzmodell für die Streuung von Photonen am Nukleon

Im Vektordominanzmodell (VDM) wird die Wechselwirkung von Photonen mit Hadronen auf die von Vektormesonen mit Hadronen zurückgeführt. Ausgehend von der Strom-Feld-Gleichung (Current-Field-Identity), die den elektromagnetischen Strom mit den Feldern der Vektormesonen verknüpft, leitet man folgende Beziehung zwischen den Streuamplituden  $f$  des Photons ( $\gamma$ ) bzw. Vektormesons ( $V$ ) an einem Hadron ( $A$ ) her (SCH):

$$6.1.1 \quad f(\gamma+A \rightarrow B) = \sum_V \frac{\sqrt{\pi\alpha}}{\gamma_V} f_{m_V^2=0}(V_{tr} + A \rightarrow B) \quad \alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}$$

Dabei ist  $B$  ein beliebiger hadronischer Endzustand.  $\gamma_V$  ist eine dimensionslose Konstante, die die Kopplung des Photons an das Vektormeson  $V$  beschreibt. Der Index 'tr' deutet an, daß das Vektormeson  $V$  die transversale Polarisierung des Photons hat. Der Übergang Photon  $\rightarrow$  Vektormeson geschieht bei der Mesonenmasse  $m_V^2 = 0$ . Die Summation erstreckt sich über alle Vektormesonen, die an das Photon koppeln. Heute bekannt sind  $\rho$ ,  $\omega$  und  $\phi$ .

Wendet man das VDM auf die elastische Streuung von Photonen an Nukleonen an, so erhält man:

$$6.1.2 \quad f(\gamma p \rightarrow \gamma p) = \sum_V \frac{\sqrt{\alpha\pi}}{\gamma_V} \cdot f(\gamma p \rightarrow V p)$$

$$6.1.3 \quad f(\gamma p \rightarrow \gamma p) = \sum_V \frac{\alpha\pi}{\gamma_V^2} \cdot f(V p \rightarrow V p) + \text{Interferenzterme}$$

(Wir werden für die Streuamplitude  $f(xp \rightarrow yp)$  im folgenden manchmal kurz  $f_{xy}$  bzw.  $f(xy)$  oder  $f(x \rightarrow y)$  schreiben.)

Mit Hilfe des optischen Theorems

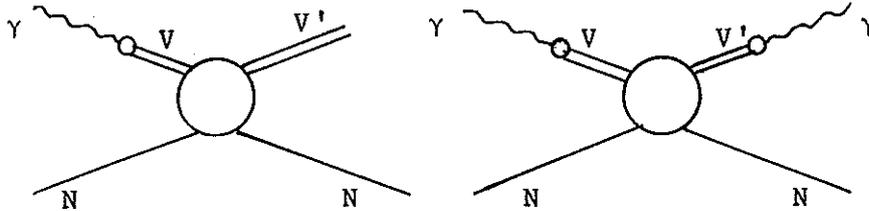
$$6.1.4 \quad \text{Im } f_{\gamma\gamma}(\theta=0, E_\gamma) = \frac{E_\gamma}{4\pi} \cdot \sigma_{\text{tot}}(\gamma)$$

erhält man aus 6.1.1 bis 6.1.3 folgende Beziehung zwischen meßbaren Größen (DAR, STO):

$$6.1.5 \quad \sigma_{\text{tot}}(\gamma p) = \sqrt{4\pi\alpha} \sum_V \left[ \frac{4\pi}{\gamma_V^2} \frac{\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0}(\gamma p \rightarrow V p)}{1 + \phi_{\gamma V}^2} \right]^{1/2}; \quad \phi_{\gamma V} = \frac{\text{Re } f(\gamma V)}{\text{Im } f(\gamma V)}$$

$$6.1.6 \quad \sigma_{\text{tot}}(\gamma p) = \frac{\alpha}{4} \sum_V \frac{4\pi}{\gamma_V^2} \sigma_{\text{tot}}(Vp)$$

Veranschaulicht werden diese Beziehungen durch folgende Diagramme:



I.a. macht man die Annahme  $V = V'$ , d.h. man vernachlässigt die Übergänge der Vektormesonen ineinander, die durch die Interferenzterme in 6.1.3 beschrieben werden. Diese Annahme würde durch eine endliche Differenz zwischen  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma)$  am Proton und Neutron widerlegt, wie in Kap. VII diskutiert wird. Bei den zur Zeit erreichten Meßgenauigkeiten ist diese Vernachlässigung aber noch gerechtfertigt.

Durch die Messung der Photoproduktion von Vektormesonen wurde gezeigt, daß die Kopplung des Photons an das  $\rho$  am stärksten ist; der  $\rho$ -Term liefert in 6.1.5 und 6.1.6 jeweils ~80 % der Summe. Daher gewinnt man bei dem Vergleich dieser Beziehungen mit Messungen im wesentlichen Aussagen über  $g_{\gamma\rho}$  und  $d\sigma/dt|_{t=0}(\gamma p)$  bzw.  $\sigma_{\text{tot}}(\rho N)$ .

Wir diskutieren zunächst 6.1.5.

#### VI.1. Vergleich von $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$ mit $\sum_V \frac{d\sigma}{dt}|_{t=0}(\gamma p \rightarrow Vp)$

Man kann 6.1.5 unter verschiedenen Gesichtspunkten auswerten und damit die Konsistenz des VDM prüfen. Zunächst wurden die Kopplungskonstanten

$$\gamma_\rho^2/4\pi = 0.50 \pm 0.07, \quad \gamma_\omega^2/4\pi = 4.0 \pm 0.9 \quad \text{und} \quad \gamma_\phi^2/4\pi = 3.1 \pm 0.7$$

aus (LOH) benutzt.  $d\sigma/dt|_{t=0}(\gamma p \rightarrow Vp)$  in Abhängigkeit von der Energie  $E_\gamma$  ist in Abb. 21 für  $\rho$ ,  $\omega$  und  $\phi$  dargestellt. Die Punkte stammen aus verschiedenen Experimenten (RHO), sie wurden von Hand gemittelt. Zunächst wurde angenommen, daß  $f(\gamma \rightarrow V)$  rein imaginär ist. Ein Realteil von 20 % wäre äquivalent einer Erniedrigung von  $d\sigma/dt|_{t=0}(\gamma V)$  bzw.  $\sigma_{tot}(\gamma p)$  oder einer Erhöhung von  $\gamma_V^2/4\pi$  um 4 %. Mit diesen Werten erhält man aus 6.1.5 die gestrichelte Kurve für  $\sigma_{tot}(\gamma p)$  in Abb. 22. Die Energieabhängigkeit stimmt mit der gemessenen gut überein, während der absolute Wert ~8 % unter den Meßwerten liegt, was aber noch innerhalb der Fehlergrenzen ist.

Die Kopplungskonstanten  $\gamma_V^2/4\pi$  und  $d\sigma/dt|_{t=0}(\gamma V)$  sind in verschiedenen Experimenten bestimmt worden, die z.T. recht unterschiedliche Ergebnisse lieferten. Der oben benutzte Wert  $\gamma_\rho^2/4\pi = 0.50$  stellt eine Mittelung über Ergebnisse von Speicherringmessungen und Messungen des Verzweigungsverhältnisses ( $\rho \rightarrow e^+e^-/\rho \rightarrow \text{alles}$ ) dar. Bei der Analyse von Photoproduktion an schweren Kernen (RNUC) erhält man Werte, die geringfügig höher liegen oder sich sogar um einen Faktor 2 unterscheiden (Tab. 12).

Ein Wert von  $\gamma_\rho^2/4\pi = 1$  ergibt einen totalen Photoproduktionsquerschnitt, der nahezu einen Faktor 2 unter den Meßwerten liegt.

Bei 4.8 GeV ergab die Analyse der  $\rho$ -Produktion mit einem monoenergetischen Strahl und einer Blaskammer (RHO 5)

$d\sigma/dt|_{t=0}(\gamma p \rightarrow \rho p) \approx 90 \mu\text{b}/\text{GeV}^2$ , die früheren Messungen ergaben Werte um  $130 \mu\text{b}/\text{GeV}^2$  (Abb. 21). Mit diesem niedrigen Wert und  $\gamma_\rho^2/4\pi = 0.50$  erhält man  $\sigma_{tot}(\gamma p) \approx 93 \mu\text{b}$ , Übereinstimmung mit den Messungen würde eine Kopplungskonstante von ~0.3 ergeben. In Tab. 11 sind die verschiedenen Wertekombinationen zusammengestellt. Der Betrag des  $\omega$ - und  $\phi$ -Terms ist dabei festgehalten worden.

Es ist offensichtlich, daß die mit 6.1.5 bestimmten Werte für  $\sigma_{tot}(\gamma p)$  immer unter den Meßwerten liegen, gleich welche Messungen von  $\gamma_\rho^2/4\pi$  oder dem differentiellen Wirkungsquerschnitt man benutzt.

Nur mit  $\gamma_{\rho}^2/4\pi = 0.50$  und  $d\sigma/dt|_{t=0}(\gamma \rightarrow \rho) = 130 \mu\text{b}/\text{GeV}^2$  liegt das Ergebnis wenigstens innerhalb der Fehlergrenzen. Falls sich herausstellt, daß die Kopplungskonstante für Photoproduktion ( $m_V^2 = 0$ ) doch einen größeren Wert hat, so ist in dieser Tatsache vielleicht ein Hinweis darauf zu sehen, daß der elektromagnetische Strom durch die Kopplung an die drei bekannten Vektormesonen noch nicht abgesättigt ist. Hinweise auf die Existenz weiterer kohärent erzeugter  $1^-$  Zustände - die bei den Relationen 6.1.5 und 6.1.6 natürlich berücksichtigt werden müßten - hat man bei der Analyse von Ereignissen mit mehr als 2 auslaufenden Pionen gefunden (Speicherringmessungen (BRB, BRT) und Photoproduktion an C in der Streamerkammer mit einem energiemarkierten Photonenstrahl (DIT)).

## VI.2 Vergleich von $\sigma_{\text{tot}}(\gamma)$ mit $\Sigma\sigma_{\text{tot}}(\text{VN})$

Wir wenden uns jetzt der Diskussion der Beziehung 6.1.6 zwischen  $\sigma_{\text{tot}}(\text{YN})$  und  $\sigma_{\text{tot}}(\text{VN})$  zu. Sie bietet die Möglichkeit, mit einer anderen Klasse von Experimenten zu vergleichen.

Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Vektormesonen kann nur indirekt bestimmt werden, da sie nicht stabil sind. Anstelle der klassischen Absorptionsmethode mißt man an schweren Kernen. Der Kern stellt dann sowohl die Quelle für die Vektormesonen dar als auch den Absorber. Durch Variation der Kernmasse läßt sich  $\sigma_{\text{tot}}(\text{VN})$  bestimmen. (Dabei wird gemittelt über Protonen und Neutronen. Deshalb wird in diesem Abschnitt

$\sigma_{\text{tot}}(\text{YN}) = \frac{1}{2}(\sigma_{\text{tot}}(\gamma\text{p}) + \sigma_{\text{tot}}(\gamma\text{n}))$  anstelle von  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma\text{p})$  benutzt. Wegen des geringen Unterschiedes von  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma\text{p})$  und  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma\text{n})$  gelten die Aussagen praktisch ungeändert für  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma\text{p})$ ). Als weitere Parameter gehen in die Analyse die Kopplungskonstanten  $g_{\gamma\text{V}}$  und das Verhältnis von Real- zu Imaginärteil der elementaren Streuamplitude ein. Die Ergebnisse der verschiedenen Autoren

(RNUC, Tab. 12) zeigen daher dieselben Diskrepanzen, die schon im vorigen Abschnitt bei den Kopplungskonstanten erwähnt wurden. Der Beitrag des  $\rho$  ist auch hier ungefähr 80 %, so daß die Ungenauigkeit der Messungen für  $\omega$  und  $\phi$  nicht schwerwiegend ist.

Wir benutzten zunächst:  $\sigma(\rho N) = 26.7 \pm 2.0$  mb (RNUC 4),  $\sigma(\omega N) = \sigma(\rho N)$  (RNUC 6,7) und  $\sigma(\phi N) = 12$  mb (RNUC 9). Mit den Kopplungskonstanten 0.5, 4.0 und 3.1 für  $\rho, \omega$  bzw.  $\phi$  erhält man  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma N) = 117 \pm 13$   $\mu\text{b}$ , was innerhalb der Fehlergrenzen mit dem Meßwert  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma N) = 0.5 (\sigma_{\text{tot}}(\gamma p) + \sigma_{\text{tot}}(\gamma n)) = 119 \pm 5$   $\mu\text{b}$  bei 6 GeV übereinstimmt. Mit  $\gamma_{\rho}^2/4\pi = 1$  erhält man  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma N) = 68$   $\mu\text{b}$ . Diese Diskrepanz wird selbst bei Einsetzen des höchsten publizierten Meßwertes für  $\sigma_{\text{tot}}(\rho N) \approx 40$  mb nicht kompensiert, man erhält damit 83  $\mu\text{b}$ . Berechnet man aus dem Meßwert  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma N) = 119 \pm 5$   $\mu\text{b}$  die Kopplungskonstante des  $\rho$ , so erhält man  $\gamma_{\rho}^2/4\pi = 0.49 \pm 0.04$ . Die Ergebnisse dieses Abschnitts sind in Tab. 11 zusammengestellt.

### VI.3 Beziehung von $\sigma_{\text{tot}}(\gamma)$ zu $\sigma_{\text{tot}}(\pi^{\pm})$ bzw. $\sigma_{\text{tot}}(K^{\pm})$

Mit Hilfe des Quarkmodells (QM) kann man die totalen Wirkungsquerschnitte für die Streuung von Vektormesonen ausdrücken durch die direkt meßbaren von  $\pi$ - und K-Mesonen (LIP, GRE).

$$\sigma_{\text{tot}}(\rho p) = \frac{1}{2} [\sigma_{\text{tot}}(\pi^+ p) + \sigma_{\text{tot}}(\pi^- p)]$$

$$\sigma_{\text{tot}}(\omega p) = \sigma_{\text{tot}}(\rho p)$$

$$\sigma_{\text{tot}}(\phi p) = \sigma_{\text{tot}}(K^+ p) + \sigma_{\text{tot}}(K^- p) - \sigma_{\text{tot}}(\pi^- p)$$

Benutzt man die mit hoher Genauigkeit gemessenen Wirkungsquerschnitte der  $\pi(K)$ -Mesonen, so erhält man den in Abb. 22 eingezeichneten Verlauf für  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$ , der im Rahmen der Genauigkeit

mit den ebenfalls eingezeichneten Meßwerten übereinstimmt.  
Dabei ist die Kopplungskonstante  $\gamma_p^2/4\pi = 0.5$  benutzt worden.

Die Messungen der  $\pi^-$ - und K-Wirkungsquerschnitte sind in jüngster Zeit bis zu 65 GeV ausgedehnt worden (ALL). Bei 50 GeV ergeben sie eine Vorhersage für  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p) = 107 \mu\text{b}$ , in Übereinstimmung mit den nach den Anpassungskurven extrapolierten Werten (Fit 2, Tab. 9) von  $107 \pm 5 \mu\text{b} (\sim E_\gamma^{-0.5})$  bzw.  $112 \pm 5 \mu\text{b} (\sim E_\gamma^{-1})$ .

## VII. Isospin-1-Austausch in der Comptonamplitude

### VII.1 Bestimmung des Anteils der Isospin-1-Austausch-Amplitude für Comptonstreuung

Wir nehmen in diesem Kapitel an, daß die Comptonamplitude in Vorwärtsrichtung durch den Austausch von Teilchen (bzw. Regge-polen) im t-Kanal beschrieben werden kann.

Das Photon ist kein reiner Isospinzustand, sondern setzt sich zusammen aus einem isoskalaren ( $I=0$ ) und einem isovektoriellen ( $I=1$ ) Anteil (ROL). Daher kann im Prinzip bei der Streuung des Photons am Nukleon  $\gamma N \rightarrow \gamma N$  Isospinaustausch stattfinden. Sei  $T_I$  die Amplitude für den Austausch eines Teilchens mit Isospin  $I$ , so erhält man für die elastische Streuung am Proton bzw. Neutron:

$$T(\gamma p \rightarrow \gamma p) = T_0 + T_1$$

$$T(\gamma n \rightarrow \gamma n) = T_0 - T_1$$

$$\curvearrowright T(\gamma p) - T(\gamma n) = 2 T_1$$

Mit Hilfe des optischen Theorems ergibt sich daraus in Vorwärtsrichtung:

$$\text{Im} T(\gamma p) = \frac{E_\gamma}{4\pi} \sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$$

$$\text{Im} T(\gamma n) = \frac{E_\gamma}{4\pi} \sigma_{\text{tot}}(\gamma n)$$

$$2\text{Im} T_1 = \frac{E_\gamma}{4\pi} (\sigma_{\text{tot}}(\gamma p) - \sigma_{\text{tot}}(\gamma n))$$

Nach Definition würde man für reine Diffraktionsstreuung  $T_1 = 0$  erwarten. Dann wäre auch  $\Delta_{pn} = \sigma_{\text{tot}}(\gamma p) - \sigma_{\text{tot}}(\gamma n) = 0$ . Aus der gemessenen Differenz  $\Delta_{pn} = (8.7 \pm 3.5) \mu\text{b}$  folgt:

$$\frac{\text{Im} T_1}{\text{Im} T_0} = \frac{\sigma_{\text{tot}}(\gamma p) - \sigma_{\text{tot}}(\gamma n)}{\sigma_{\text{tot}}(\gamma p) + \sigma_{\text{tot}}(\gamma n)} = (3.5 \pm 1.4)\%$$

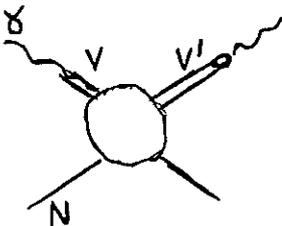
Die Isospin-1-Austausch-Amplitude  $T_1$  liefert also zur Comptonamplitude einen endlichen Beitrag. Man sollte bei dieser Feststellung und den folgenden Betrachtungen jedoch die Vorbehalte berücksichtigen, die in Abschnitt V.2 über den möglichen systematischen Fehler von  $\Delta_{pn}$  gemacht wurden.

Allerdings ist der Hinweis auf Isospin-1-Austausch, der sich hier für die Comptonamplitude zeigt, nicht der erste. Auch bei der Photoerzeugung von  $\rho$ -Mesonen am Proton und Neutron zeigte sich eine endliche Differenz im differentiellen Wirkungsquerschnitt in Vorwärtsrichtung, der durch das VDM mit  $\sigma_{tot}(\gamma N)$  verknüpft ist (HIL2, RH06). Dort reichte die experimentelle Genauigkeit aber auch nicht für einen sicheren Nachweis der Existenz von Isospin-1-Austausch. Im nächsten Abschnitt wird gezeigt, daß Isospin-1-Austausch bei der Photoerzeugung des  $\omega$  einen größeren Beitrag zum gesamten Wirkungsquerschnitt liefert als bei  $\rho$ -Erzeugung und daher möglicherweise experimentell genauer zu bestimmen ist.

Dabei wird das Austauschmodell dahingehend präzisiert, daß bei Photonenreaktionen ( $\gamma p \rightarrow \gamma p$  bzw.  $\gamma p \rightarrow V p$ ,  $V = \rho, \omega, \phi$ ) im t-Kanal  $P$ ,  $P'$  und  $A_2$  ausgetauscht werden. Es ist bekannt (DRE2), daß die Kopplung des Pomeranchuk  $P$  an das  $\gamma\bar{\gamma}$  System im t-Kanal bei  $t = 0$  verschwindet. Diese Schwierigkeit würde z.B. durch die Einführung eines "festen Pols" behoben, der die Kopplung des  $P$  an  $\gamma\bar{\gamma}$  wieder herstellt. Die Existenz eines festen Pols in der Comptonamplitude wird durch die Meßdaten nicht ausgeschlossen, wie in (CRE) und (DAM) gezeigt wurde.

## VII.2 Isospin-1-Austausch bei der Photoerzeugung des $\omega$ -Mesons

Im VDM (Kap. VI) wird die Kopplung von Photonen an Nukleonen über Vektormesonen  $V$  beschrieben. Dabei werden i.a. Übergänge der verschiedenen Vektormesonen ineinander wie  $\rho \rightarrow \omega$  oder  $\omega \rightarrow \rho$  vernachlässigt. (Die Übergänge von  $\rho$  und  $\omega$  in das  $\phi$ -Meson werden vernachlässigt, da man annimmt, daß die Amplituden dafür klein sind.) Genau diese 'Kreuzterme'

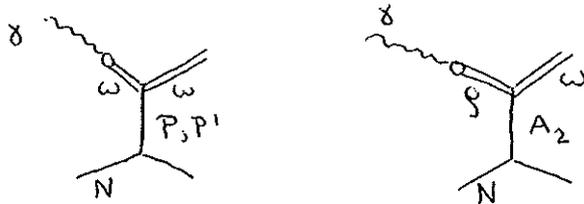


berücksichtigen aber den Austausch von Isospin 1, da der Isospin des  $\rho$   $I = 1$  und der des  $\omega$   $I = 0$  ist.

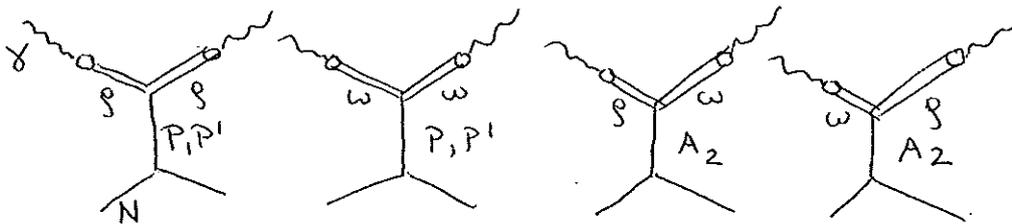
H. Harari (HAR) hat gezeigt, daß die Isospin-1-Austausch-Amplitude, die auf Austausch von  $A_2$  (BUC) zurückgeführt wird, einen großen Beitrag bei der Photoerzeugung des  $\omega$  liefern würde.

Betrachten wir den Anteil der Vorwärtsamplitude  $f(\gamma p \rightarrow \omega p)$ , bei dem natürliche Parität ausgetauscht wird. Der Beitrag, den Austausch von unnatürlicher Parität liefert (Ein-Pion-Austausch), ist experimentell durch Messung mit polarisierten Photonen bestimmt worden (RHO 9).

Wir haben dann folgende Beiträge zu berücksichtigen:



Der Beitrag des 2. Graphen zur gesamten Amplitude wird bestimmt aus der Differenz  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p) - \sigma_{\text{tot}}(\gamma n)$ . Zur Comptonamplitude tragen (bis auf Beiträge des  $\phi$ -Mesons) folgende Amplituden bei:



Die letzten beiden Graphen bewirken den Unterschied der totalen Wirkungsquerschnitte an Proton und Neutron, da sie mit entgegengesetzter Phase eingehen (s. vorigen Abschnitt). Nimmt man an, daß ihr Beitrag in der Comptonamplitude  $\sim 4\%$  des  $P, P'$ -Beitrags ist, so erhält man, daß  $\sim 30\%$  der Amplitude  $f(\gamma p \rightarrow \omega p)$  auf  $A_2$ -Austausch zurückzuführen sind. D.h. der diffraktive Anteil (kein Austausch von Isospin) von  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p \rightarrow p\omega)$  ist nur  $\sim 70\%$  des

Wirkungsquerschnitts für Austausch natürlicher Parität. Eine Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für  $\omega$ -Erzeugung am Neutron, der nach den obigen Überlegungen ca. 60 % kleiner sein sollte als der am Proton, würde Aufschluß über das Vorhandensein eines nicht-diffraktiven Anteils bei der Photoerzeugung von Vektormesonen, und über das VDM auch bei Comptonstreuung, geben.

### VII.3 Bestimmung der Isospin-1-Austausch-Amplitude mit Hilfe einer Summenregel für endliche Energie (FESR)

Wie im vorigen Abschnitt bereits gesagt wurde, bedeutet Austausch von Isospin 1 im t-Kanal der Comptonamplitude im Reggepolmodell, daß außer P und P' (I = 0) auch die Trajektorie des A<sub>2</sub> (I = 1) beiträgt (BUC). Mit Hilfe einer Summenregel für endliche Energie kann man die Größe des A<sub>2</sub>-Beitrags bei hohen Energien aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten für Ein-Pion-Erzeugung unter 1 GeV bestimmen (RSN).

Nach Fox und Freedman (FOX) hat der Imaginärteil der Reggepolamplitude  $B_1^3(\nu, 0)$  für Isovektoraustausch folgende Gestalt:

$$\text{Im } B_1^3(\nu, t=0) = G_{A_2}(0) \cdot \nu^{\alpha_{A_2}(0) - 2}$$

$\nu = 2 \cdot M_N \cdot E_\gamma$ ;  $M_N$  = Nukleonmasse;  $E_\gamma$  = Laborenergie des Photons.  $G_{A_2}(0)$  ist die Residuumsfunktion,  $\alpha_{A_2}(0)$  der Wert der A<sub>2</sub>-Trajektorie bei  $t = 0$ .  $G_{A_2}(0)$  erhält man aus folgender Summenregel für endliche Energie:

$$I_1^3(1) \Big|_{t=0} \equiv \frac{1}{\pi} \int_{\nu_0}^{\nu_c} d\nu \cdot \nu \cdot \text{Im } B_1^3(\nu, 0) = \frac{1}{\pi} G_{A_2}(0) \frac{\nu_c^{\alpha_{A_2}(0)}}{\alpha_{A_2}(0)}$$

$\nu_0$  = 1-Pion Erzeugungsschwelle;  $\nu_c = 2 M_N \cdot 1.12$  (GeV)

Das Integral  $I_1^3(1) \Big|_{t=0}$  wurde in (FOX) berechnet. Es wurden

dazu Ergebnisse der Multipolanalysen von Walker und Berends et al. (Literaturangaben in FOX) von Ein-Pion-Produktion benutzt. Fox und Freedman erhalten  $I_1^3(1) \Big|_{t=0} = 0.125$ . Damit bleibt als einziger freier Parameter zur Bestimmung von  $\text{Im } B_1^3(\nu, t=0)$  der Wert der  $A_2$ -Trajektorie bei  $t=0$   $\alpha_{A_2}(0)$ .

Setzt man  $\alpha_{A_2}(0) = 0.5$  ein, in Anlehnung an die Ergebnisse bei hadronischen<sup>2</sup> Wirkungsquerschnitten (BGO), so erhält man mit Hilfe des optischen Theorems bei  $E_\gamma = 6$  GeV:

$$\Delta_{pn} = \sigma_{\text{tot}}(\gamma p) - \sigma_{\text{tot}}(\gamma n) = E_\gamma \text{Im } B_1^3(\nu, 0) = 8.3 \mu\text{b}$$

Diese sehr gute Übereinstimmung mit unserer Messung von  $\Delta_{pn} = (8.7 \pm 3.5) \mu\text{b}$  muß vorsichtig bewertet werden im Hinblick auf die grundsätzlichen Schwierigkeiten des Reggepolmodells in der Photoproduktion, die z.B. von Drell und Harari in (DRE, HAR) diskutiert werden.

### VIII. Dispersionsrelationen und Comptoneffekt

In den letzten beiden Kapiteln wurden Aussagen behandelt, die man im Rahmen von Modellen (insbesondere des VDM) für  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma)$  bekommt. Im folgenden Abschnitt wollen wir die fundamentalen Dispersionsbeziehungen diskutieren, die Real- und Imaginärteil der Streuamplitude des Photons verknüpfen.

Gell-Mann, Goldberger und Thirring (GEL) sind für die elastische Streuung von Photonen an Protonen (Proton-Comptoneffekt) von der folgenden Streuamplitude für die Vorwärtsrichtung ausgegangen:

$$8.1.1 \quad f(\nu) = f_1(\nu)(\epsilon' \cdot \epsilon) + i f_2(\nu)(\vec{\sigma} \cdot (\epsilon' \times \epsilon))$$

$\epsilon$  bzw.  $\epsilon'$  sind die Polarisationsvektoren des ein- bzw. auslaufenden Photons,  $\vec{\sigma}$  ist die Spinmatrix des Protons,  $\nu$  die Photonenenergie (die wir nur in diesem Kapitel in Anlehnung an die Literatur mit  $\nu$  bezeichnen wollen).

Seien  $\sigma_A$  bzw.  $\sigma_P$  die totalen Wirkungsquerschnitte für den Fall antiparalleler bzw. paralleler Einstellung der Spins von Photon und Proton. Dann gelten folgende Beziehungen (DAM):

$$8.1.2 \quad \text{Im } f_1(\nu) = \frac{\nu}{4\pi} \frac{\sigma_A + \sigma_P}{2} = \frac{\nu}{4\pi} \sigma_{\text{tot}}(\gamma P)$$

$$8.1.3 \quad \text{Im } f_2(\nu) = \frac{\nu}{4\pi} \frac{\sigma_A - \sigma_P}{2} = \frac{\nu}{4\pi} \sigma'(\nu)$$

Um  $f_2(\nu)$  zu bestimmen, müßte man den totalen Wirkungsquerschnitt für parallele und antiparallele Stellung des Photonen- und Targetspins messen. Es muß also ein zirkular polarisierter Photonenstrahl und ein polarisiertes Target verwendet werden. Die heute existierenden Messungen geben nur Auskunft über  $\text{Im } f_1$ . Der Realteil kann aus dem Verlauf von  $\text{Im } f_1$  unter gewissen Voraussetzungen abgeleitet werden, die im folgenden Abschnitt besprochen werden.

### VIII.1 Der Realteil der Streuamplitude

Zwei Annahmen genügen, um eine Dispersionsrelation für eine komplexe Streuamplitude abzuleiten, die eine Beziehung zwischen Real- und Imaginärteil herstellt (GEL, ERI):

- 1) Die Streuamplitude  $f(\nu)$  ist eine analytische Funktion der (komplexen) Energie  $\nu$  bis auf gewisse Singularitäten.
- 2) Für  $\text{Im } f(\nu) > 0$  gibt es keine Singularitäten in  $f(\nu)$ .

Die 2. Forderung ist unter der Bezeichnung "Kausalität" bekannt. Für den Fall der Streuung von Teilchen mit Spin 0 oder 1 wurde in (GEL) präzisiert: Der Kommutator zweier Feldoperatoren soll verschwinden, wenn sie an Punkten mit raumartigem Abstand genommen werden. Das ist die quantenmechanische Formulierung der Forderung, daß Wellen sich nicht schneller als mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten.

Die Dispersionsrelationen lauten für die Comptonamplitude:

$$8.1.4 \quad \text{Re } f_1(\nu) = f_1(0) + \frac{\nu^2}{2\pi^2} P \int_{\mu}^{\infty} \frac{d\nu' \sigma_{\text{tot}}(\nu')}{\nu'^2 - \nu^2}$$

$$8.1.5 \quad \text{Re } f_2(\nu) = \frac{1}{4\pi^2} P \int_{\mu}^{\infty} \frac{d\nu' 2\sigma'(\nu')}{\nu'^2 - \nu^2}$$

$\mu = 1$ -Pionerzeugungsschwelle;  $P$  gibt an, daß der Cauchy'sche Hauptwert des Integrals zu nehmen ist.

Da für  $\sigma' = \frac{1}{2}(\sigma_A - \sigma_P)$  noch keine Messungen vorliegen, wie bereits gesagt, beschränken wir uns auf die Diskussion von 8.1.4.

Die Dispersionsrelation für den spinunabhängigen Teil  $f_1$  der Comptonamplitude ist in einfach subtrahierter Form aufgeschrieben. Die Subtraktion ist durchgeführt bei  $\nu = 0$  und führt zu dem Term  $f_1(0)$  in 8.1.4.  $f_1(0)$  hat den Wert (GEL, SEG):

$$f_1(0) = -\frac{\alpha}{M} \quad (\text{Thomsonlimit})$$

$\alpha =$  Feinstrukturkonstante;  $M =$  Protonenmasse

Bisher existiert eine Messung des Realteils der Comptonstreuamplitude nicht. Mit der Hilfe von 8.1.4 könnte man sonst für den Fall der Photoproduktion die allgemeinen Voraussetzungen 1) und 2) nachprüfen, wie es schon mit großer Genauigkeit bei der Streuung von Pionen gemacht wurde (FOL).

Der Realteil von  $f_1(\nu)$  wurde berechnet unter Benutzung folgender Daten für  $\sigma_{\text{tot}}(\nu)$ :

a)  $\mu \lesssim \nu \lesssim 1.0$  GeV: Es wurde die Summe der Wirkungsquerschnitte der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ ,  $n\pi^+$ ,  $p\pi^+\pi^-$  und  $p\eta$  gebildet, die aus Blaskammer- und Zählermessungen bekannt sind (PJO1). Damit erhält man eine untere Grenze für den totalen Wirkungsquerschnitt in diesem Energiebereich.

b)  $1.0 \lesssim \nu \lesssim 20$  GeV: Die Anpassungskurve an die Meßdaten wurde eingesetzt:  $\sigma_{\text{tot}}(\nu) = 110.9 + 76.7/\nu$  (Tab. 9, Fit 2)

c)  $\nu > 20$  GeV: Eine Extrapolation parallel zum  $\pi^0$ -Wirkungsquerschnitt wurde verwendet ( $\sigma(\pi^0 p) = 0.5 (\sigma(\pi^+ p) + \sigma(\pi^- p))$ );

$$\sigma_{\text{tot}} = 100 + 80/\nu \cdot 6$$

Dieser Satz von Daten wird im folgenden mit A bezeichnet.

In der Abb. 23 sind sowohl die benutzte Funktion für  $\sigma_{\text{tot}}(\nu)$  zu sehen (durchgezogene Kurve in Abb. a) als auch das Ergebnis der Berechnung von 8.1.4 in der Form:

$$\phi(\nu) = \frac{\text{Re } f_1(\nu)}{\text{Im } f_1(\nu)}$$

Man sieht, daß  $\phi(\nu)$  oberhalb von  $\nu \approx 200$  MeV negativ ist und  $|\phi|$  beträchtliche Werte ( $\sim 1$ ) erreicht, um oberhalb von  $\nu = 2$  GeV rasch abzufallen. Bei 6 GeV ist  $\phi = -0.25$ .

Um die Abhängigkeit dieses Ergebnisses vom genauen Verlauf von  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$  als Funktion der Energie zu bestimmen, wurden verschiedene Änderungen am totalen Wirkungsquerschnitt in 8.1.4 angebracht. Die prozentuale Änderung von  $\phi$  gegenüber  $\phi_A$ , das mit den Daten A bestimmt wurde, ist in Abb. 24 aufgetragen.

- i) Eine Änderung der Daten A um  $\pm 5\%$  für alle  $\nu$  ergibt eine Änderung in  $\phi$  von weniger als  $\pm 2.5\%$ .
- ii) Im Niederenergiebereich  $\nu \lesssim 2.0$  GeV wurden die mit Hilfe inelastischer  $e^-$ -Streuung (BLO) gemessenen Werte für  $\sigma_{\text{tot}}(\nu)$  eingesetzt (gestrichelte Kurve in Abb. 23a). Die gemessene Resonanzstruktur zeigt sich auch in  $\phi(\nu)$  bei niedrigen Energien (Abb. 23b). Der Einfluß dieser Änderung auf  $\phi$  bei Energien  $\nu > 2$  GeV ist jedoch gering (Abb. 24).
- iii) Drittens wurde die Extrapolation zu hohen Energien mit den Anpassungswerten  $\sim \nu^{-1}$  bzw.  $\nu^{-0.5}$  aus Tab. 9 (Fit 2) durchgeführt.
- iv) Weiter wurde eine Extrapolation  $\nu \rightarrow \infty$  unter Berücksichtigung der Daten von Pionstreuung bis zu 60 GeV (ALL) durchgeführt. Es wurden die Anpassungen von (BAR) benutzt. Da  $\sigma_{\text{tot}}(\pi^+p)$  noch nicht gemessen ist, wurde  $\sigma_{\text{tot}}(\pi^-n) = \sigma_{\text{tot}}(\pi^+p)$  genommen, was mit den Daten sehr gut verträglich ist. In Abb. 24 ist der Effekt dieser Abänderung zu sehen, der erst oberhalb  $\sim 10$  GeV signifikant wird und zu einem schnelleren Abfall von  $|\phi|$  führt. Daher erfolgt der Übergang zu positiven Werten von  $\phi$  möglicherweise schon im Bereich einiger 10 GeV. Durch eine Messung des Realteils bei solchen Energien wäre also Aufschluß über den Verlauf von  $\sigma_{\text{tot}}$  bei hohen Energien zu gewinnen.
- v) Es zeigt sich, daß das Ergebnis der Integration bei einer festen Energie  $\nu_0$  nicht sehr empfindlich ist auf den Verlauf von  $\sigma_{\text{tot}}(\nu)$  bei Energien  $\nu$ , die sich stark von  $\nu_0$  unterscheiden ( $\nu^2 - \nu_0^2$  im Nenner!). Die Integration wurde einmal bei 100 GeV abgebrochen (sonst wurde bis 10 000 GeV integriert). Selbst dann ändert sich  $|\phi|$  bei 10 GeV nur um  $+30\%$ .

Insgesamt läßt sich sagen, daß  $\phi(\nu) = \text{Re } f_1(\nu) / \text{Im } f_1(\nu)$  in Anbetracht der Genauigkeit des totalen Wirkungsquerschnittes zwischen 3 und 10 GeV bis auf etwa  $\pm 10\%$  bestimmt ist. Das hier gewonnene Ergebnis stimmt überein mit ähnlichen Rechnungen, die von Damashek und Gilman (DAM) durchgeführt wurden. Es scheint außer Zweifel, daß ein nicht verschwindender Realteil in der Comptonstreuamplitude auch außerhalb des Resonanzbereiches vorhanden ist. Über seinen Verlauf bei sehr hohen Energien lassen sich aber noch keine bestimmten Aussagen machen.

VIII.2 Vergleich von  $\phi_{\gamma\gamma}$  mit  $\phi_{\gamma\rho}$ ,  $\phi_{\rho\rho}$  und  $\phi_{\pi\pi}$

Nach der Bestimmung des Realteiles der Comptonamplitude mit Hilfe der Dispersionsbeziehung kehren wir zum VDM zurück, um  $\phi_{\gamma\gamma}$  mit der Phase der Streuamplituden von Vektormesonen zu vergleichen.

Vernachlässigt man in den VDM-Beziehungen 6.1.2 und 6.1.3 die  $\omega$ - bzw.  $\phi$ -Terme ( $\rho$ -Dominanz), so erhält man:

$$f(\gamma p \rightarrow \gamma p) \approx \frac{\sqrt{\pi\alpha}}{\gamma_\rho} f(\gamma p \rightarrow \rho p)$$

$$f(\gamma p \rightarrow \gamma p) \approx \frac{\pi\alpha}{2\gamma_\rho} f(\rho p \rightarrow \rho p)$$

Es folgt:

$$\phi_{\gamma\gamma} \approx \phi_{\gamma\rho}$$

$$\phi_{\gamma\gamma} \approx \phi_{\rho\rho}$$

Die Phase  $\phi_{\gamma\rho} = \text{Re } f(\gamma\rho) / \text{Im } f(\gamma\rho)$  ist kürzlich direkt gemessen worden (ALV). Man benutzte die Interferenz der reellen Bethe-Heitler Amplitude für  $e^+e^-$ -Paarproduktion mit der Amplitude für  $\gamma + A \rightarrow A + \rho^0 \rightarrow A + e^+ + e^-$  bei 6 GeV. Das Ergebnis war  $\phi_{\gamma\rho} = -0.20 \pm 0.10$ . Im Abschnitt VIII.1 erhielten wir aus den Dispersionsrelationen  $\phi_{\gamma\gamma} = -0.25$ , die Übereinstimmung ist also innerhalb der Fehlergrenzen gut.

Durch Photoproduktion von  $\rho$ -Mesonen an Kernen mit Massenzahlen  $A > 2$  kann  $\phi_{\rho\rho}$  bestimmt werden (MAR). In den Analysen werden als weitere Parameter  $g_{\gamma\rho}$  und  $\sigma_{\text{tot}}(\rho N)$  gebraucht. Die Genauigkeit der Meßdaten reicht nicht, um die drei Parameter gleichzeitig genau zu bestimmen. Man erhält aber Übereinstimmung mit anderen Messungen und theoretischen Vorhersagen (z.B. der Bestimmung von  $g_{\gamma\rho}$  aus Speicherringmessungen oder Vergleich von  $\sigma_{\rho N}$  mit dem  $\pi N$ -Wirkungsquerschnitt), wenn man einsetzt:

$$\phi_{\rho\rho} \approx -0.20$$

Man hat also näherungsweise:

$$\phi_{\gamma\gamma} \approx \phi_{\gamma\rho} \approx \phi_{\rho\rho} \approx -0.20$$

Schließlich kann man  $\phi_{\gamma\gamma}$  mit der Phase für die elastische Streuung des  $\pi^0$ -Mesons an Nukleonen vergleichen. Nach dem Quarkmodell hat man für die Imaginärteile der Streuamplituden die Beziehung  $\text{Im } f_{\pi\pi} = \text{Im } f_{\rho\rho}$ . Falls für die Realteile eine ähnliche Beziehung gilt, folgt:  $\phi_{\pi\pi} = \phi_{\rho\rho}$  und mit dem VDM:

$$\phi_{\pi\pi} \approx \phi_{\gamma\gamma}$$

Für  $f(\pi^0 p) = 0.5(f(\pi^+ p) + f(\pi^- p))$  gilt folgende Dispersionsrelation (FOL):

$$\begin{aligned} \text{Re } f_{\pi^0 p}(\nu) = \text{Re } f_{\pi^0 p}(\mu) &+ \frac{d^2 k^2}{M [1 - (\frac{\mu}{2M})^2]} \cdot \frac{1}{\nu^2 - (\frac{\mu}{2M})^2} + \\ &+ \frac{k^2}{8\pi^2} P \int_{\mu}^{\infty} \frac{\nu' d\nu'}{k'} \cdot \frac{\sigma_{\text{tot}}(\pi^0 p)}{\nu'^2 - \nu^2} \end{aligned}$$

$d = \pi N$ -Kopplungskonstante

$k, \nu =$  Impuls und Energie des  $\pi^0$

$\mu =$  Ein-Pionschwelle

$M =$  Protonenmasse

Das Ergebnis der Berechnung von  $\phi_{\pi\pi} = \text{Re } f_{\pi^0 p} / \text{Im } f_{\pi^0 p}$  ist in Abb. 25b in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie  $\nu_{\text{CMS}}$  aufgetragen zusammen mit  $\phi_{\gamma\gamma}(\nu_{\text{CMS}})$ . Man sieht, daß nach unterschiedlichem Verlauf im Resonanzbereich die Kurven sich annähern, wenn man zu höheren Energien fortschreitet. Das ist zu erwarten, da der Einfluß der Subtraktionskonstanten mit wachsender Energie abnimmt. Es bleibt nur der Integralterm, der bei hohen Energien ( $\nu' \approx k'$ ) mit dem in 8.1.4 für Comptonstreuung bis auf eine Proportionalitätskonstante übereinstimmt, falls  $\sigma_{\pi^0 p}$  und  $\sigma_{\gamma p}$  einander proportional sind (Abb. 25a).

Die Ergebnisse der letzten beiden Abschnitte lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

Die Amplitude für Comptonstreuung am Proton ist zum überwiegenden Teil imaginär. Der Realteil beträgt bei 6 GeV ~25 % des Imaginärteils und hat entgegengesetztes Vorzeichen. Dasselbe Verhältnis von Real- zu Imaginärteil findet man für die Photo-Produktion von  $\rho$ -Mesonen, und man erhält keine falschen Aussagen, wenn man annimmt, daß es auch für die Streuung von  $\rho$ -Mesonen an Nukleonen gilt. Außerdem ist bei Energien oberhalb des Resonanzbereiches  $\phi_{\gamma\gamma} \approx \phi_{\pi\pi}$ .

### VIII.3 Comptonstreuung

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für Comptonstreuung in Vorwärtsrichtung ist:

$$\frac{v^2}{\pi} \cdot \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} (\gamma p \rightarrow \gamma p) = |f(v)|^2 = |f_1(v)|^2 + |f_2(v)|^2$$

Mit Hilfe des optischen Theorems (6.1.4) erhält man eine Beziehung zu  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$ :

$$8.3.1 \quad \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} (\gamma\gamma) = \frac{1}{16\pi} \sigma_{\text{tot}}^2(\gamma p) (1 + \phi^2(v)) + \frac{\pi}{v^2} |f_2(v)|^2$$

Über  $f_2(v)$  liegen, wie bereits gesagt, keine Messungen vor. Da man annimmt, daß die Wirkungsquerschnitte bei hohen Energien spinunabhängig werden, vernachlässigen wir  $f_2$  und erhalten eine untere Grenze für  $d\sigma/dt|_{t=0}(\gamma\gamma)$ , die bei hohen Energien gegen den richtigen Wert konvergieren sollte.

In Abb. 26 ist in Abhängigkeit von der Photonenenergie  $d\sigma/dt|_{t=0}(\gamma\gamma)$  aufgetragen, wie man es nach 8.3.1 aus den Daten A für  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$  (Abb. 23a) erhält. Der Realteil (durchgezogene Kurve in Abb. 23b) ist mitberücksichtigt. Sein Beitrag ist ebenfalls eingezeichnet. Der Fehler von  $\pm 7\%$ , der durch die gestrichelten Kurven angedeutet ist, setzt sich zusammen aus

$$\Delta\sigma_{\text{tot}}/\sigma_{\text{tot}} = \pm 5\% \text{ und } \Delta\phi/\phi = \pm 10\%.$$

Die in Abb. 26 eingetragenen Meßpunkte für  $d\sigma/dt|_{t=0}(\gamma\gamma)$  stammen aus 3 Experimenten (BUS, AND, JAC). Sie wurden durch Messung von  $d\sigma/dt(\gamma\gamma)$  bei kleinen Werten von  $|t|$  und Extrapolation  $|t| \rightarrow 0$  gewonnen. Sie haben Fehler von 10 - 20 %. Die Meßpunkte liegen bis auf die Punkte bei  $\nu = 5$  GeV alle unter den optischen Punkten, obwohl diese eine untere Grenze für  $d\sigma/dt|_{t=0}(\gamma p)$  angeben. Möglicherweise müssen die Messungen des Comptoneffekts am Proton noch bis zu kleineren  $t$ -Werten fortgesetzt werden, um eine genügend genaue Extrapolation zu erhalten. Insbesondere bei den Messungen unter 4 GeV (JAC) war  $|t|_{\min} = 0.12$  (GeV/c)<sup>2</sup> im Vergleich zu  $|t|_{\min} = 0.05$  (GeV/c)<sup>2</sup> bei den anderen.

## IX. Der totale Wirkungsquerschnitt für Photoproduktion an schweren Kernen

Bevor wir die Wechselwirkung von Photonen mit Atomkernen der Massenzahl  $A > 2$  quantitativ im Rahmen des VDM behandeln, wollen wir eine modellunabhängige Aussage über die A-Abhängigkeit von  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma)$  diskutieren, die man durch Verallgemeinerung des optischen Theorems für inelastische Prozesse erhält.

### IX.1 Optisches Theorem für inelastische Prozesse

Wir haben bereits an mehreren Stellen das optische Theorem erwähnt, das eine Verknüpfung zwischen dem totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma)$  und dem Imaginärteil der spinunabhängigen Comptonamplitude in Vorwärtsrichtung lieferte. Das optische Theorem, welches aus der Unitarität der S-Matrix folgt, gilt für elastische Prozesse  $a_1 + a_2 \rightarrow a_1 + a_2$ , wo  $a_1$  und  $a_2$  beliebige Teilchen sind. Eine ähnliche, fundamentale Beziehung kann man für inelastische Prozesse  $a_1 + a_2 \rightarrow b_1 + b_2$  herleiten. Man erhält durch Anwendung der Schwarz'schen Ungleichung auf die Vorwärtsamplituden für  $a_1 + a_2 \rightarrow a_1 + a_2$ ,  $b_1 + b_2 \rightarrow b_1 + b_2$  und  $a_1 + a_2 \rightarrow b_1 + b_2$  folgende Ungleichung (KNI2):

$$c(a,b) \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{\theta=0} (a \rightarrow b) \leq \frac{1}{16\pi} \sigma_{\text{tot}}(a) \cdot \sigma_{\text{tot}}(b) \quad \begin{array}{l} a \equiv a_1 + a_2 \\ b \equiv b_1 + b_2 \end{array}$$

(Wir nehmen an, daß die Streuamplituden rein imaginär sind. Andernfalls muß auf der linken Seite der Ungleichung noch ein Faktor  $(1+\phi^2)$  berücksichtigt werden;  $\phi = \text{Re}f/\text{Im}f$ ).  $c(a,b)$  ist ein kinematischer Faktor, der gegen 1 geht bei wachsender Energie, falls die Teilchen im Anfangs- und Endzustand gleichen Spin haben.

Man kann die Ungleichung in eine Gleichung verwandeln durch die Einführung der Proportionalitätskonstanten  $k$ .  $k$  ist ein Maß für die Ähnlichkeit der Zustände  $a$  und  $b$ . Zwei Extremfälle sind möglich:  $k = 0$ , d.h. die Streuamplitude  $f(a \rightarrow n)$  und  $f(b \rightarrow n)$

- n ist ein beliebiger Endzustand - sind orthogonal zueinander.  $k = 1$  bedeutet, daß sich beide Amplituden nur um einen (komplexen) Faktor unterscheiden.

Macht man die Annahme, daß die Streuamplituden bei hohen Energien spinunabhängig werden, so läßt sich die Ungleichung direkt auf die Photoerzeugung von Vektormesonen anwenden:

$$9.1.1 \quad c(\gamma V) \cdot \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{\theta=0} (\gamma A \rightarrow VA) = \frac{k}{16\pi} \sigma_{\text{tot}}(\gamma A) \sigma_{\text{tot}}(VA)$$

Diese modellunabhängige Beziehung kann angewendet werden, um bei zwei bekannten Wirkungsquerschnitten untere bzw. obere Grenzen für den dritten anzugeben (KNI 2). Falls alle drei Wirkungsquerschnitte in 9.1.1 bekannt sind, kann man  $k$  als Funktion der Energie bzw. Massenzahl berechnen. Wir wollen diese letzte Möglichkeit diskutieren.

Da uns vor allem interessiert, wie  $k$  als Funktion der Massenzahl verläuft, haben wir  $k$  berechnet für den Prozeß  $\gamma + A \rightarrow V + A$ ,  $V = \rho, \omega$  oder  $\phi$ . Der Bereich der Massenzahlen liegt zwischen  $A=1$  (Proton) und  $A=197$  (Gold).

In Tab. 13 sind die Wirkungsquerschnitte zusammengestellt, die zur Berechnung von  $k$  mit Hilfe von 9.1.1 benutzt wurden.

$d\sigma/dt_{t=0}(\gamma A \rightarrow VA)$  ist gemessen ( $\rho$ : RNUC 4,  $\omega$ : RNUC 7,  $\phi$ : RNUC 8,9).

Für  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma A)$  wurden die Ergebnisse des hier besprochenen Experiments benutzt. Der dritte Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{tot}}(VA)$  ist nicht direkt meßbar. Er wurde mit Hilfe der Glauberschen Theorie für Vielfachstreuung im Kern (GLA) aus  $\sigma_{\text{tot}}(VN)$ , dem totalen Wirkungsquerschnitt von Vektormesonen am Nukleon, bestimmt.

Da diese Rechnung mit Erfolg bei den meßbaren Wirkungsquerschnitten von Pionen und Protonen an schweren Kernen angewendet wurde (ABU), sollte sie in erster Näherung auch für Vektormesonen gelten.

Die Ergebnisse für  $k_V(A)$  sind in Abb. 27 dargestellt.  $k$  hat für das Proton ( $A = 1$ ) einen Wert von  $\sim 0.9$  beim  $\rho$ , für  $\omega$  bzw.  $\phi$  ist es deutlich kleiner,  $\sim 0.3$  bzw.  $\sim 0.2$ . Nach Definition

von  $k_\rho$  bedeutet das, daß die Wechselwirkung von  $\gamma+p$  bis auf eine Proportionalitätskonstante praktisch gleich der von  $\rho+p$  ist. Diese Tatsache findet ihren Ausdruck in der erfolgreichen Anwendung des VDM auf  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$  (Kap. VI). Diese Äquivalenz von  $\gamma+p$  und  $\rho+p$  ist praktisch energieunabhängig, wie man in Abb. 27 b am Verlauf von  $k_\rho$  als Funktion von  $E_\gamma$  sieht. Setzt man für  $d\sigma/dt|_{\theta=0}(\gamma p \rightarrow \rho p)$  aber den unlängst gemessenen Wert von  $90 \mu\text{b}/\text{GeV}^2$  (RHO 5) ein, der ca. 30% unter allen übrigen Meßwerten liegt, so erhält man  $k_\rho(p) \sim 0.6$  (offener Punkt in Abb. 27.a). Sollte sich dieser Punkt als wahr erweisen, so sind wahrscheinlich neue grundsätzliche Überlegungen zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für  $\rho$ -Erzeugung sowohl am Proton als auch an schweren Kernen notwendig. Wir nehmen im folgenden an, daß  $k_\rho \sim 0.9$  ist in Übereinstimmung mit der Mehrzahl der Experimente ( $d\sigma/dt|_{\theta=0}(\gamma\rho) \sim 130 \mu\text{b}/\text{GeV}^2$ ).

Als Funktion der Massenzahl  $A$  zeigt  $k_\rho$  einen leichten Abfall, d.h. die Ähnlichkeit von  $\gamma+A$  und  $\rho+A$  nimmt mit wachsendem  $A$  ab. An Targets mit hohen Massenzahlen verläuft die Streuung von Photonen also nicht wie man es nach der  $\rho$ -Photon-Analogie erwarten würde. Sekundäreffekte spielen eine zunehmend wichtige Rolle. Sie können quantitativ mit Hilfe des VDM berücksichtigt werden, was in den nächsten Abschnitten geschehen soll.

## IX.2 Die Wechselwirkung von Photonen mit Atomkernen

Die Absorption von Photonen in Kernen mit hohen Massenzahlen ( $A > 2$ ) soll jetzt genauer betrachtet werden. Von einem naiven Standpunkt aus erhält man zwei verschiedene Aussagen über die  $A$ -Abhängigkeit von  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma A)$ .

- a) Geht man von einem totalen Wirkungsquerschnitt für das Photon am Nukleon von  $\sim 120 \mu\text{b}$  aus, so beträgt die mittlere freie Weglänge des Photons im Kern  $\sim 700 f$ . Da der Durchmesser des Kerns von der Größenordnung einiger  $f$  ist,

sollte die Photonenwelle praktisch ungeschwächt durch den Kern gehen. Dann tragen alle Nukleonen zu  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma A)$  bei, und man hat:

$$9.2.1 \quad \sigma_{\text{tot}}(\gamma A) = A \cdot \sigma_{\text{tot}}(\gamma N)$$

- b) Wendet man dagegen die VDM-Relation 6.1.1 auf  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma A)$  an, so wird  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma A)$  proportional zu  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma A)$ , d.h. der totale Wirkungsquerschnitt des Photons zeigt dieselbe A-Abhängigkeit wie der der hadronischen Vektormesonen. Deren mittlere freie Weglänge im Kern beträgt nur einige f. Zum Wirkungsquerschnitt tragen im wesentlichen nur die Nukleonen an der Oberfläche bei. Man erhält:

$$9.2.2 \quad \sigma_{\text{tot}}(\gamma A) \sim A^x \quad 2/3 < x \leq 1$$

Diese widersprüchlichen Aussagen für die A-Abhängigkeit von  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma A)$  sind zuerst von Stodolsky (STO) bemerkt worden. Sie wurden danach von mehreren Autoren diskutiert (BRO, GOT, MRG, NAU). Das Ergebnis ihrer Untersuchungen ist folgendes Bild für die Wechselwirkung von Photonen mit Atomkernen:

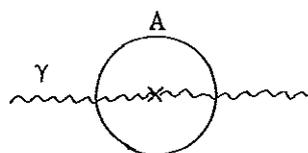
Im Kern überlagern sich zwei Wellen. Einmal ist die primäre Photonenwelle auf Grund ihrer großen freien Weglänge im ganzen Kern praktisch ungeschwächt vorhanden. Dazu kommt eine regenerative Photonenwelle, die durch kohärente Erzeugung von Hadronen und deren Absorption unter Aussendung eines Photons zustande kommt. Die beiden Wellenfelder interferieren miteinander. I.a. wird dadurch ein Teil der primären Photonen ausgeschaltet, was sich wie eine Abschattung der tiefer liegenden Nukleonen durch Oberflächennukleonen auswirkt. Man erhält eine A-Abhängigkeit für  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma A)$ , die zwischen den Extremfällen 9.2.1 und 9.2.2 liegt.

Es soll betont werden, daß dieser Schatteneffekt nicht auf Annahmen des VDM beruht. Allein die Tatsache, daß Hadronen kohärent erzeugt werden, bewirkt die Abschattung. Das VDM wird erst benutzt, um quantitative Aussagen über den Schatteneffekt zu machen.

IX.3  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma A)$  im Vektordominanzmodell

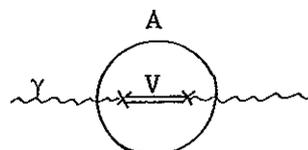
Margolis und Mitarbeiter (MRG, BOC 1) haben die Vorwärtsstreuamplitude  $F_{\gamma\gamma}^A(0)$  für  $\gamma+A \rightarrow \gamma+A$  im Rahmen des Glauberschen Modells für die Vielfachstreuung im Kern (GLA) in der Eikonalapproximation hergeleitet. Man erhält eine Summe von zwei Termen:

$$F_{\gamma\gamma}^A(0) = F_{\gamma\gamma}^{(1)}(0) + F_{\gamma\gamma}^{(2)}(0)$$



1-Stufen-Prozeß

$F_{\gamma\gamma}^{(1)}$  berücksichtigt den 1-Stufen-Prozeß  $\gamma+N \rightarrow \gamma+N$ ;  $F_{\gamma\gamma}^{(1)}(0) = A \cdot f_{\gamma\gamma}(0)$ , wobei  $f_{\gamma\gamma}(0)$  die Comptonamplitude für das Nukleon ist.



2-Stufen-Prozeß

$F_{\gamma\gamma}^{(2)}(0)$  beschreibt den 2-Stufen-Prozeß  $\gamma \rightarrow V \rightarrow \gamma$ . Hier wird explizit das VDM gebraucht: die hadronischen Zwischenzustände, die zu dem Schatteneffekt führen, werden mit Vektormesonen identifiziert.

Über das optische Theorem 6.1.4 erhält man aus  $F_{\gamma\gamma}^A(0)$  den totalen Wirkungsquerschnitt:

9.3.1 
$$\sigma_{\text{tot}}(\gamma A) = A_{\text{eff}} \cdot \sigma_{\text{tot}}(\gamma N)$$

Zur Bestimmung der effektiven Nukleonenzahl  $A_{\text{eff}}$  werden folgende Parameter gebraucht:

- i)  $\sigma_{\text{VN}}$ , der totale Wirkungsquerschnitt für die Wechselwirkung von Vektormesonen mit Nukleonen.
- ii)  $\phi_{\text{VN}}$ , das Verhältnis von Real- zu Imaginärteil der Vektormeson-Nukleon-Streuamplitude.
- iii)  $r(A) = r_0 \cdot A^{1/3}$ , der Kernradius. Für die Dichteverteilung des Kerns wird eine Woods-Saxon-Form benutzt:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{r-r(A)}{\alpha}}} \quad \alpha=0.545$$

Diese liefert nur für hohe Massenzahlen ( $A \geq 20$ ) eine gute

Beschreibung. Ein Vergleich mit Rechnungen, bei denen für kleine A eine andere Verteilung benutzt wurde, ergab aber, daß die Abweichung geringer war als die Meßgenauigkeit. Für die Woods-Saxon-Verteilung wurde  $r_0 = 1.12 f$  (RNUC 4b) gemessen.

Der resultierende Ausdruck für  $A_{\text{eff}}$  ist sehr komplex und kann nur durch numerische Integration gelöst werden. Das Verhalten der Beiträge von 1-Stufen-Prozeß und 2-Stufen-Prozeß zu  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma A)$  versteht man leichter, wenn man zur Vereinfachung eine gleichförmige Dichteverteilung im Kern annimmt. Gottfried und Yennie (GOT) kamen damit zu folgendem Ergebnis:

$$9.3.2 \quad \sigma_{\text{tot}}(\gamma A) = \sum_V g_{\gamma V}^2 \{A \cdot \sigma_{\text{tot}}(VN) \cdot g_V(E_\gamma) + 2\pi r^2 G_V(E_\gamma, r)\}$$

$g_V$  und  $G_V$  sind Funktionen der komplexen Streuamplituden  $f(VN)$ , die den relativen Anteil des ersten Terms, der proportional zu A ist, und des zweiten Terms, der proportional zu  $A^{2/3}$  ist, bestimmen.

Für  $V=\rho$  haben wir den Verlauf von  $g_\rho$  und  $G_\rho$  als Funktion von  $E_\gamma$  berechnet, das Ergebnis für  $A=12$  und  $A=197$  (C bzw. Au) ist in Abb. 28 zu sehen. Man sieht, daß bei niedrigen Energien  $g_\rho$  dominiert.  $G_\rho$  ist bei niedrigen Energien klein, steigt dann aber schnell an - je nach A verschieden stark - und ist bei hohen Energien der dominierende Term.

Wir erwarten also folgende A-Abhängigkeit von  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma A)$  (zunächst sei  $\phi_{\rho N} = 0$ ): Bei niedrigen Energien ist  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma A) \sim A$ . Bei hohen Energien überwiegt der Term  $\sim A^{2/3}$ . Da aber der zu A proportionale Term endlich bleibt, bleibt die A-Abhängigkeit über  $A^{2/3}$ . Dazwischen liegt ein Bereich, in dem beide Terme in 9.3.2 vergleichbare Beiträge liefern. Die Größe dieser Übergangsenergie hängt ab vom Wert für  $\sigma_{\rho N}$ .

Berücksichtigt man eine Phase  $\phi_{\rho N} = -0.25$ , so wird  $g_\rho$  im gesamten Energiebereich erniedrigt, während  $G_\rho$  bei niedrigen Energien größer, bei hohen aber kleiner wird. Der Schatteneffekt

wird bei hohen Energien durch einen Realteil also verstärkt, während sich der Effekt von  $\phi_{\rho N}$  bei niedrigen Energien teilweise herausheben kann.

#### IX.4 Vergleich der Messung von $\sigma_{\text{tot}}(\gamma A)$ mit der Vorhersage des VDM

##### a) A-Abhängigkeit

$A_{\text{eff}} = \sigma_{\text{tot}}(\gamma A) / \sigma_{\text{tot}}(\gamma N)$  wurde nach der Lösung von Margolis et al. (BOC 2) berechnet. In Abb. 30 ist  $A_{\text{eff}}/A$  als Funktion von A aufgetragen für  $E_{\gamma} = 5.5$  GeV.

Für die durchgezogene Kurve wurden folgende Werte der Parameter i - iii (Abschnitt IX.3) benutzt:

$\sigma_{\rho N} = \sigma_{\omega N} = 26$  mb (RNUC 4,7);  $\sigma_{\phi N} = 12$  mb (RNUC 9,10);  $\phi_{VN} = -0.25$  und  $r_0 = 1.1$  f (RNUC 4b). Sie ergibt eine zufriedenstellende (für  $A \leq 64$  sogar eine gute) Übereinstimmung mit den Meßwerten, die ebenfalls eingezeichnet sind.

In Anbetracht des systematischen Fehlers von  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma A)$ , dessen Grenzen durch die dünn gestrichelten Linien in Abb. 30 wiedergegeben werden, können jedoch andere Parameterwerte nicht ausgeschlossen werden. Der Effekt einer Änderung von  $\sigma_{\rho N}$ ,  $\phi_{VN}$  bzw.  $r_0$  auf die A-Abhängigkeit bei 5.5 GeV ist in Abb. 30 ebenfalls zu sehen.

##### b) Energieabhängigkeit

Über die Energieabhängigkeit von  $\sigma_{VN}$  ist experimentell direkt nichts bekannt. Wir haben deshalb angenommen, daß  $\sigma_{\rho N}$  dieselbe Energieabhängigkeit hat wie  $\sigma_{\pi p}$ . Die energieabhängigen Werte für  $\phi_{VN}$  wurden aus Abb. 23b für  $\phi_{\gamma\gamma}$  genommen (s. auch Kap. VIII.2). Das Ergebnis für  $A_{\text{eff}}/A$  bei C ist in Abb. 18a und bei Ti/Cu in Abb. 18b zu sehen.

Die bei der Diskussion der Messungen für C (Kap. IV.2) beobachtete Konstanz von  $A_{\text{eff}}/A$  als Funktion von  $E_{\gamma}$  wird durch die Theorie gut wiedergegeben. Auch die absolute Höhe stimmt in Anbetracht der Genauigkeit der Messungen gut überein.

Die theoretische Energieabhängigkeit von  $A_{\text{eff}}/A$  ist für Ti/Cu geringfügig stärker als für C (Abb. 18b), was durch die Messungen anscheinend bestätigt wird. Eine geringfügige Abweichung in der absoluten Höhe von Theorie und Messung ist im Hinblick auf die großen Fehler der einzelnen Experimente und die Unterschiede untereinander nicht schwerwiegend.

Der Einfluß einer Variation der Parameter i - iii ist in Abb. 29 dargestellt für  $A=12$  und  $A=197$  (C bzw. Au). Die Energieabhängigkeit ist in jedem Falle sehr schwach. Setzt man  $\Phi_{\text{VN}}=0$  oder  $\sigma_{\rho\text{N}} = \text{const}$  ein (oder beides), so wird sie zwar stärker als bei energieabhängigem  $\Phi_{\text{VN}}$  bzw.  $\sigma_{\rho\text{N}}$ . Die Änderung von  $A_{\text{eff}}/A$  zwischen 3 und 7 GeV (dem Meßbereich des hier besprochenen Experiments) bleibt aber selbst bei Au unter  $\sim 20\%$ . Es sind also wesentlich genauere Messungen notwendig, um die VDM-Vorhersagen zu bestätigen oder zu widerlegen.

Insgesamt läßt sich über die Anwendung des VDM auf  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma A)$  bei schweren Kernen sagen, daß es sowohl die gemessene A-Abhängigkeit als auch Energieabhängigkeit zufriedenstellend beschreibt. Eine schärfere Prüfung des VDM wird erst bei genaueren Messungen von  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma A)$  möglichst bei großen A und einer unabhängigen zuverlässigen Bestimmung von  $\sigma_{\text{VN}}$ , insbesondere  $\sigma_{\rho\text{N}}$ , möglich.

### Zusammenfassung

Ein Experiment zur Messung des totalen Wirkungsquerschnitts für die Photoproduktion von Hadronen  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma)$  an  $H_2$ ,  $D_2$  und 7 schweren Kernen (Be, C, Al, Ti, Cu, Ag, Au) wurde beschrieben. Die Messungen wurden mit einem energiemarkierten Photonenstrahl und einem Zählerdetektor zum Nachweis der hadronischen Reaktionen im Bereich  $1.5 \leq E_\gamma \leq 6.5$  GeV gemacht. Die Genauigkeit beträgt für  $H_2$  und  $D_2$   $\pm 4.5$  %. Bei den schweren Elementen kommt zu dem Fehler, der je nach Massenzahl zwischen 5 und 20 % liegt, noch ein A-abhängiger systematischer Fehler hinzu (6-25 %). Der Vergleich mit Ergebnissen anderer Experimente lieferte gute Übereinstimmung.

Einige theoretische Anwendungen von  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma)$  wurden diskutiert. Die wichtigsten Ergebnisse sind:

- a)  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma N)$  wird durch das Vektordominanzmodell gut beschrieben, wenn man die Meßwerte  $d\sigma/dt|_{t=0}(\gamma\rho) \approx 130 \mu\text{b}/\text{GeV}^2$ ,  $\sigma_{\rho N} \approx 26$  mb und  $\gamma_\rho^2/4\pi \approx 0.50$  wählt. Abweichende Meßwerte, die ebenfalls vorliegen, ergeben Diskrepanzen.
- b) Unsere Messungen geben einen starken Hinweis dafür, daß  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p) - \sigma_{\text{tot}}(\gamma n) > 0$  ( $\sim 8 \mu\text{b}$ ) ist. Daraus folgt, daß bei Energien im GeV-Bereich ein endlicher nicht-diffraktiver Anteil in der Comptonamplitude vorhanden ist, bei dem Isospin-1-Austausch stattfindet.
- c) Durch Anwendung einer Dispersionsrelation wurde  $\phi = \text{Re } f_1 / \text{Im } f_1$  für den spinunabhängigen Anteil der Vorwärts-Comptonamplitude am Proton bestimmt; bei 6 GeV beträgt  $\phi \approx -0.25$ . Die optischen Punkte  $\frac{d\sigma}{dt}|_{t=0}(\gamma p \rightarrow \gamma p)$  für Comptonstreuung wurden als Funktion der Photonenenergie berechnet. Sie liegen im ganzen Energiebereich  $\sim 20\%$  höher als die Messungen des Proton-Comptoneffekts, sind aber innerhalb der Fehlergrenzen noch mit ihnen verträglich.

- d)  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma A)$  wurde unter Anwendung der Glauberschen Theorie für Vielfachstreuung im Kern im Rahmen des VDM berechnet. Bei der Wahl der Parameter, wie sie durch die Messung am Nukleon nahegelegt wurde (Punkt a), ergibt sich gute Übereinstimmung mit dem Experiment. Es zeigt sich, daß der erwartete Schatteneffekt, der durch kohärente Vektormeson-erzeugung zustandekommt, bei Energien bis  $\sim 6$  GeV klein ist. Sein Vorhandensein scheint uns aber sicher zu sein.

## Literatur

Folgende Konferenzberichte werden zitiert:

Wien Konf.: 14th International Conference on High Energy Physics,  
Wien 1968, Herausgeber: J. Prentki und J. Steinberger

Lund Konf.: Lund International Conference on Elementary Particles;  
Lund, Sweden 1969, Herausgeber: G. von Dardel

Liverpool Konf.: 4th International Symposium on Electron and  
Photon Interactions at High Energies, Liverpool, Sept.14-20, 1969  
Herausgeber: D.W. Braben, Daresbury Nuclear Physics Laboratory

Kiew Konf.: 15th International Conference on High Energy Physics,  
Kiew, Aug/Sept 1970 (Veröffentlichung in Vorbereitung)

Abkürzungen:

NC Nuovo Cimento  
NP Nuclear Physics  
PL Physics Letters  
PR Physical Review  
PRL Physical Review Letters

ABBHMM H.G. Hilpert u.a., PL 27B, 474 (1968)

ABS J.V. Allaby u.a., IHEP-CERN KOLL., NP Internal Report 70-4  
W. Galbraith u.a., Brookhaven BNL 11598

G.J. Igo u.a., NP B3, 181 (1967)

Die früheren Messungen an schweren Kernen werden in diesen  
Arbeiten zitiert.

ABU A.Y. Abul-Magd u.a., PL 30B, 182 (1969)

A.Y. Abul-Magd, NP B8, 638 (1968)

ACH A. Achieser-Berestezki, Quantenelektrodynamik 1962,  
Frankfurt/M.

N.F. Mott, H.S.W. Massey, Atomic Collisions,  
Clarendon, Oxford 1949

ALL J.V. Allaby u.a., PL 30B, 500 (1969)

ALV H. Alvensleben u.a., DESY 70/39 (1970)

AMA U. Amaldi u.a., NC 34, 825 (1964)

- BAL 1) J. Ballam u.a., PRL 21, 1544 (1968)  
2) J. Ballam u.a., PRL 23, 498 (1969)
- BAR V. Barger und R.J.N. Phillips, PRL 24, 291 (1970)
- BGO V. Barger und M. Olsson, PR 146, 1080 (1966)
- BEL G. Bellettini u.a., NC 66A, 243 (1970) und  
DESY 69/48 (1969)
- BLO E.D. Bloom u.a., SLAC-PUB-653 (1969)
- BOC 1) G. v. Bochmann u.a., PRL 24, 483 (1970)  
2) Das Programm wurde uns von G.v.Bochmann überlassen.
- BRA M. Braunschweig u.a., PL 26B, 405 (1968)
- BRO S.J. Brodsky und J. Pumplin, PR 182, 1794 (1969)
- BRB G. Barbiellini u.a., Hadron Production by  $e^+e^-$ -Colliding Beams, Beitrag Kiew-Konf.
- BRT B. Bartoli u.a., Frascati LNF-70/37 (1970)
- BUC F. Bucella und M. Colocci, PL 24B, 61 (1967)
- BUS G. Buschhorn u.a., DESY 70/46 (1970) und Beitrag Kiew-Konf.
- CAL 1) D.O. Caldwell u.a., PRL 23, 1256 (1969)  
2) W.P. Hesse u.a., PRL 25, 613 (1970)
- CRE M.J. Creutz u.a., PR 178, 2300 (1969)
- DAM M. Damashek und F. Gilman, PR D1, 1319 (1970)
- DAR A. Dar u.a., PRL 20, 1261 (1968)
- DIE R. Diebold, SLAC-PUB-676 (1969)
- DIT P. Dittmann u.a., Beitrag zur Kiew-Konf.
- DRE S.D. Drell, Int. Symposium on Electron and Photon Interactions, Stanford 1967
- ERI T.E.O. Ericson und M.P. Locher, CERN 69-30 (1969)
- FOL K.J. Foley u.a., PRL 19, 193 und 330 (1967)
- FOX G.C. Fox und D.Z. Freedman, PR 182, 1628 (1969)
- FRA V. Franco und R.J. Glauber, PR 142, 1195 (1966)
- GEL M. Gell-Mann u.a., PR 95, 1612 (1954)

- GIA G. Giacomelli u.a., CERN HERA 69-1 bis -3 (1969)  
(Kompilation der totalen Wirkungsquerschnitte von  $\pi$ , K und p am Nukleon)
- GLA R.J. Glauber in: Lectures in Theoretical Physics,  
Herausgeber: W.E. Brittin und L.G. Dunham, Interscience  
Publishers, London 1959
- GOT K. Gottfried und D.R. Yennie, PR 182, 1595 (1969)
- GRE G.K. Greenhut, Northeastern Un. Boston, NUB 2008 (1970)
- HAR 1) H. Harari, Liverpool-Konf.  
2) H. Harari, SLAC-PUB-463 (1969)
- HEY V. Heynen, Diplomarbeit, Hamburg 1970
- HIL 1) H. Hilpert u.a., Beitrag Liverpool-Konf.  
2) H. Hilpert u.a., DESY 70/16 (1970)
- HOF C.M. Hoffmann u.a., PRL 22, 659 (1969)
- HUB J.H. Hubbell, Photon Cross-sections, Attenuation Coef-  
ficients, and Energy Absorption Coefficients from  
10 keV to 100 GeV, NSRDS-NBS 29, Washington 1969
- JAC D.F. Jacobs u.a., Beitrag zur Kiew-Konf.
- KNA T.M. Knasel, Dissertation, Harvard Un. Cambridge,  
Mass. (1967) und DESY 69/8 (1969)
- KNI 1) G. Knies, private Mitteilung; s.auch L. Bertocchi,  
Herceg Novi Schule 1969  
2) G. Knies, PL 27B, 288 (1968) und DESY 68/28 (1968)
- LAK 1) W.L. Lakin u.a., Beitrag zur Kiew-Konf.  
2) W.L. Lakin u.a., Stanford HEPL 627 (1970)
- LIP H.J. Lipkin und F. Scheck, PRL 16, 71 und 1015 (1966)
- LOH E. Lohrmann, Lund-Konf. und DESY 69/21 (1969)
- LUB D. Lublow, DESY Notiz A2.96 (1963)
- MAN E. Mandelkow, Diplomarbeit, Hamburg 1969
- MAR R. Marshall, DESY 70/32 (1970)

- MEY H. Meyer u.a., NC 28, 1399 (1963)
- MRG B. Margolis und C.L. Tang, NP B10, 329 (1966)  
B. Margolis, Canadian Research and Development, Mai 1970
- NAR B. Naroska, Diplomarbeit, Hamburg 1967
- NAU M. Nauenberg, PRL 22, 556 (1969)
- NOT D. Notz, Diplomarbeit, Hamburg 1969
- PER M.L. Perl u.a., PRL 23, 1191 (1969)
- PJO 1) P. Joos, Kompilation der Wirkungsquerschnitte für  
Photoproduktion (Veröffentlichung in Vorbereitung)  
2) Private Mitteilung
- RHO Photoerzeugung von Vektormesonen am Proton  
 $\rho$   
1) ABBHMM-Kollaboration, PR 175, 1669 (1968)  
2) H. Blechschmidt u.a., NC 52A, 1348 (1967)  
3) H. Alvensleben u.a., PRL 23, 1058 (1969)  
4) R. Anderson u.a., PR D1, 27 (1970)  
5) a: J. Ballam u.a., PL 30B, 421 (1969)  
b: J. Ballam u.a., PRL 24, 955 (1970)  
6) G. McClellan u.a., PRL 22, 374 (1969)  
7) Y. Eisenberg u.a., PRL 22, 669 (1969)  
 $\omega$   
8) = 1) und F. Schilling und F. Storim, NP B7, 559 (1968)  
9) J. Ballam u.a., PRL 24, 1364 (1970)  
10) M. Davier u.a., PL 28B, 619 (1969)  
 $\phi$   
11) = 1)  
12) = 10)  
13) G. McClellan u.a., Cornell CLNS-70 (1970)
- RNUC Photoerzeugung von Vektormesonen an schweren Kernen  
 $\rho$   
1) J.G. Asbury u.a., PRL 19, 865 (1967)  
PRL 20, 227 (1968)  
2) a: G. McClellan u.a., PRL 22, 377 (1969)  
b: J. Swartz und R. Talman, PRL 23, 1078 (1969)

RNUC  $\rho$  Fortsetzung

- 3) F. Bulos u.a., PRL 22, 490 (1969)
- 4) a: H. Alvensleben u.a., PRL 24, 786 (1970)  
b: H. Alvensleben u.a., PRL 24, 792 (1970)  
c: H. Alvensleben u.a., NP B18, 333 (1970)
- 5) H.J. Behrend u.a., PRL 24, 336 (1970)

$\omega$

- 6) P.L. Braccini u.a., DESY 70/33 (1970)
- 7) H.J. Behrend u.a., PRL 24, 1246 (1970)
- 8) J. Ballam u.a., PRL 24, 1364 (1970)

$\phi$

- 9) S.C.C. Ting Wien-Konf.
- 10) G. McClellan u.a., Cornell CLNS-69 und -70 (1969)

ROL H. Rollnik, Herceg-Novik Schule 1967

ROS B. Rossi, High Energy Particles, Prentice-Hall Inc. 1956

RSN J.L. Rosner, private Mitteilung

SCH D. Schildknecht, DESY 69/10 (1969) und 70/31 (1970) sowie dort angegebene Literatur

SEG E. Segré, Nuclei and Particles, Benjamin Inc. New York, Amsterdam 1965

SPI Die Werte für  $H_2$  stammen aus: H. Spitzer, Dissertation, Hamburg 1967 und interner DESY Bericht F1/4 (1967)  
Für schwere Kerne wurden sie von D. Notz berechnet (private Mitteilung)

STO L. Stodolsky, PRL 18, 135 (1967)

ULL G. Ullrich, Diplomarbeit, Hamburg 1970

WEB J. Weber, Dissertation, Hamburg 1969 und interner DESY Bericht F1-69/3 (1969)

WOL Das Datenband wurde von G. Wolf zur Verfügung gestellt.

Tabelle 1

Eichung des Energiemarkierungssystems (EMS) bei 15 kΓ  
im C-Magneten

$$E_{\gamma} = E_o - E_e \quad (2.1.1)$$

Kanal	mittlere Energie $E_e$ [GeV]	Breite $2\Delta E_e$ [GeV]
1	.286	.190
2	.414	.248
3	.649	.257
4	.808	.236
5	.981	.288
6	1.140	.207
7	1.305	.289
8	1.485	.226
9	1.608	.299
10	1.812	.399
11	1.988	.307
12	2.143	.282

Tabelle 2

Targetkonstanten

Material	Länge [cm]	Dichte [g/cm <sup>3</sup> ]	Strahlungs- länge %	Target Konstante F [b]*
H <sub>2</sub>	11.57 ± 0.14	0.07076	1.24	2.025 ± 1.6 %
D <sub>2</sub>	11.57 ± 0.14	0.1665	1.64	1.72 ± 1.2 %
Be	0.643	1.848	1.80	12.652 ± 0.8 %
C <sub>1</sub>	0.126	1.6032	0.50	98.720 ± 2.5 %
C <sub>2</sub>	0.457	1.6559	1.80	26.352 ± 2.5 %
Al	0.497	2.643	5.57	34.104 ± 0.8 %
Ti <sub>1</sub>	0.104	4.3844	2.90	174.42 ± 0.8 %
Ti <sub>2</sub>	0.312	4.4594	8.70	57.165 ± 0.8 %
Cu <sub>1</sub>	0.0985	8.809	6.81	121.58 ± 0.8 %
Cu <sub>2</sub>	0.0555	8.591	3.83	221.275 ± 0.8 %
Ag**	0.0514	10.358	6.00	359.6 ± 3 %
Au	0.0107	18.0153	3.20	1696.67 ± 0.8 %

\* 
$$F = \frac{A [g]}{\rho [g/cm^3] \cdot l [cm] \cdot N_L [mol^{-1}]}$$

\*\* effektiver Wert, bestimmt aus dem Wirkungsquerschnitt für e<sup>+</sup>e<sup>-</sup>-Paarproduktion

Tabelle 3

Zahl der ausgewerteten Ereignisse

A. Wasserstoff

Primärenergie $E_0$ [GeV]	Trigger		echte Ereignisse	
	voll	leer	voll	leer
1.9	7 767	1 100	4 064	510
3	40 800	27 700	22 783	8 468
4	10 400	5 000	5 356	1 422
5	18 800	7 300	8 983	2 140
6	49 900	26 200	21 925	11 533
7	43 200	17 000	17 400	3 622
gesamt	170 867	84 300	80 511	27 695

B. Deuterium

Primärenergie $E_0$ [GeV]	Trigger		echte Ereignisse	
	voll	leer	voll	leer
3	32 500	9 400	20 176	2 543
4	24 300	9 000	16 850	1 821
5	24 700	5 200	16 296	1 583
6	25 000	7 300	15 027	1 687
7	37 400	9 200	21 094	2 414
gesamt	143 900	40 100	89 443	10 048

Tabelle 3 - Fortsetzung.

C. Schwere Kerne

Primärenergie $E_0$ [GeV]	Target- material	Trigger	echte Ereignisse
6.5	leer	6 595	5 486
	Be	5 708	3 154
	C	17 624	9 969
	Al	5 685	3 251
	Ti	5 771	3 326
	Cu	7 687	4 426
	Ag	3 218	2 141
	Au	2 331	1 393
4.8	leer	1 450	638
	C	6 822	4 140
	Ti	3 764	2 223
3.0	leer	4 207	2 029
	Be	3 127	1 855
	C	7 078	2 310
	Ti	4 171	3 155
gesamt		85 238	49 496

Tabelle 4

a) Material im Strahl zwischen C-Magnet und E-Zähler

Vor dem Reaktionstarget:

Material	Länge	$N_{e^+e^-}/1000\gamma$
Mylar	770 $\mu$	2.08
Tape	800 $\mu$	1.47
He (50 Torr)	282 cm	.45
Luft	60 cm	1.38
insgesamt		5.38

Hinter dem Reaktionstarget:

Material	Länge	$N_{e^+e^-}/1000\gamma$
Mylar	345 $\mu$	.93
Luft	60 cm	1.38
Tape	400 $\mu$	.74
Szintillator	.25 mm	4.60
insgesamt		7.65

b) Zahl der Elektronenpaare bei 1000 einfallenden Photonen

Target	$N_{e^+e^-}$ -(berechnet)	$N_{e^+e^-}$ -(gemessen)	Differenz
leer	13.0	19.5	6.5
H <sub>2</sub>	22.6	30.0	7.4
D <sub>2</sub>	25.0	28.5	3.5
Be	26.4	34.7	8.3
C	26.4	32.0	5.6
Al	55.6	64.7	9.1
Ti	79.8	87.1	7.3
Cu	42.1	47.6	5.5
Ag	104.8	110.5	5.7
Au	37.2	41.6	4.4
		Mittel	6.3

Tabelle 5

Absorptionskorrektur A

$$N_Y^{\text{korrr}} = (1 - A) \cdot N_Y^{\text{gemessen}}$$

Target	A [%]	$\Delta\sigma_{\text{tot}}/\sigma_{\text{tot}}$ [%]
leer	1.24	
H <sub>2</sub>	1.74	1.4 <sup>+</sup>
D <sub>2</sub>	1.87	1.3 <sup>+</sup>
Be	1.94	2.3
C <sub>1</sub>	1.49	1.7
C <sub>2</sub>	1.94	2.6
Al	3.39	4.1
Ti <sub>1</sub>	2.36	2.8
Ti <sub>2</sub>	4.60	5.7
Cu <sub>1</sub>	3.87	5.0
Cu <sub>2</sub>	2.72	3.4
Ag	3.56	4.5
Au	2.48	3.6

<sup>+</sup> In dieser Zahl ist der Effekt der Subtraktion der Zufälligen in der Flußmessung enthalten.

Tabelle 6

Totale Photoproduktionswirkungsquerschnitte for  $H_2$ ,  $D_2$  und n.

$E_\gamma$ [GeV]	$\sigma_{tot}(\gamma p)$ [ $\mu b$ ]	$\sigma_{tot}(\gamma d)$ [ $\mu b$ ]	$\sigma_{tot}(\gamma n)$ [ $\mu b$ ]	$\sigma_{tot}(\gamma p) - \sigma_{tot}(\gamma n)$
1.45	$160.5 \pm 6.3$	$291.6 \pm 9.9$	$131.7 \pm 11.7$	$28.8 \pm 13.3$
1.75	$152.0 \pm 6.4$	$283.5 \pm 9.7$	$133.1 \pm 11.7$	$19.9 \pm 13.3$
2.05	$149.6 \pm 6.4$	$268.0 \pm 8.5$	$120.9 \pm 10.6$	$28.7 \pm 12.4$
2.35	$143.2 \pm 7.8$	$267.1 \pm 9.9$	$126.9 \pm 12.6$	$16.3 \pm 14.8$
2.65	$147.5 \pm 9.8$	$269.6 \pm 9.8$	$125.4 \pm 13.9$	$22.1 \pm 17.0$
2.95	$134.5 \pm 7.2$	$262.0 \pm 8.9$	$131.0 \pm 11.4$	$3.5 \pm 13.5$
3.25	$134.0 \pm 6.1$	$253.6 \pm 8.4$	$123.1 \pm 10.4$	$10.9 \pm 12.0$
3.55	$127.7 \pm 6.3$	$247.0 \pm 9.4$	$122.9 \pm 11.3$	$4.8 \pm 12.9$
3.85	$134.2 \pm 6.3$	$252.6 \pm 10.3$	$122.2 \pm 12.1$	$12.0 \pm 13.6$
4.15	$132.3 \pm 6.7$	$248.0 \pm 8.1$	$119.5 \pm 10.5$	$12.8 \pm 12.5$
4.45	$126.3 \pm 5.8$	$237.7 \pm 8.4$	$115.1 \pm 10.2$	$11.2 \pm 11.7$
4.75	$124.2 \pm 5.2$	$236.9 \pm 8.2$	$116.5 \pm 9.7$	$7.7 \pm 10.9$
5.05	$123.1 \pm 4.6$	$247.1 \pm 7.7$	$128.0 \pm 9.0$	$-4.9 \pm 10.1$
5.35	$125.7 \pm 5.5$	$236.3 \pm 8.4$	$114.5 \pm 10.1$	$11.2 \pm 11.5$
5.65	$118.6 \pm 4.9$	$231.5 \pm 7.7$	$116.8 \pm 9.2$	$1.8 \pm 10.4$
5.95	$122.4 \pm 5.4$	$224.1 \pm 7.7$	$105.5 \pm 9.4$	$16.9 \pm 10.8$
6.25	$123.7 \pm 5.8$	$225.8 \pm 7.6$	$106.0 \pm 9.5$	$17.7 \pm 11.1$

$$\langle \sigma_{tot}(\gamma p) - \sigma_{tot}(\gamma n) \rangle_{3.25 - 6.25 \text{ GeV}} = 8.7 \pm 3.5$$

Tabelle 7

$\sigma_{\text{tot}}(\gamma A)$

A-Abhängigkeit bei  $E_{\gamma} = (5.4 \pm 0.5) \text{ GeV}$

Kern	A	$\sigma_{\text{tot}}(\gamma A) [\mu\text{b}]$	syst.Fehler [%]*	$A_{\text{eff}}/A^{**}$	$\Delta_{\text{syst}}(A_{\text{eff}}/A)$
Be	9	867 ± 38	+4.5 - 3	.80 ± .04	+ .04 - .03
C	12	1167 ± 59	+ 6 - 4	.82 ± .04	+ .05 - .03
Al	27	2350 ± 121	+12 - 8	.73 ± .04	+ .09 - .06
Ti	48	3888 ± 226	+16.5 -11	.67 ± .03	+ .11 - .07
Cu	64	5178 ± 405	+17.3 -11.5	.67 ± .04	+ .12 - .08
Ag	108	9008 ± 1720	+19 -12.7	.69 ± .10	+ .13 - .09
Au	197	16931 ± 3298	+20 -13.5	.72 ± .11	+ .14 - .10

\* elmag. Untergrund wegen S-Ansprechwahrscheinlichkeit (Kap.IV.2)

\*\*  $A_{\text{eff}} = \sigma_{\text{tot}}(\gamma A) / \sigma_{\text{tot}}(\gamma N)$  ;  $\sigma(\gamma N) = \frac{1}{2} [\sigma(\gamma p) + \sigma(\gamma n)] = 120 \mu\text{b}$

Tabelle 8

$\sigma_{\text{tot}}(\gamma A)$

Energieabhängigkeit

Be

$E_{\gamma}$ [GeV]	$\sigma_{\text{tot}}(\gamma A)$ [ $\mu\text{b}$ ]	$A_{\text{eff}}/A^*$	$\Delta_{\text{syst}}(A_{\text{eff}}/A)$
$1.45 \pm .16$	$1220 \pm 80$	$.87 \pm .06$	
$2.21 \pm .26$	$1070 \pm 66$	$.86 \pm .06$	$+.04$
$5.12 \pm .16$	$789 \pm 50$	$.72 \pm .06$	$-.03$
$5.71 \pm .26$	$978 \pm 43$	$.91 \pm .07$	

C

$1.45 \pm .16$	$1406 \pm 123$	$.76 \pm .07$	
$2.21 \pm .26$	$1440 \pm 101$	$.86 \pm .08$	
$3.40 \pm .16$	$1320 \pm 125$	$.84 \pm .08$	$+.05$
$4.01 \pm .26$	$1293 \pm 71$	$.86 \pm .07$	$-.03$
$5.12 \pm .16$	$1181 \pm 59$	$.82 \pm .07$	
$5.71 \pm .27$	$1179 \pm 61$	$.82 \pm .07$	

Ti

$1.45 \pm .16$	$5617 \pm 388$	$.75 \pm .06$	
$2.21 \pm .26$	$5554 \pm 320$	$.83 \pm .06$	
$3.40 \pm .16$	$4843 \pm 481$	$.78 \pm .05$	$+.15$
$4.01 \pm .26$	$4444 \pm 315$	$.74 \pm .06$	$-.08$
$5.12 \pm .16$	$4085 \pm 318$	$.70 \pm .06$	
$5.71 \pm .27$	$3707 \pm 263$	$.64 \pm .05$	

\*  $A_{\text{eff}} = \sigma_{\text{tot}}(\gamma A) / \sigma_{\text{tot}}(\gamma N)$

Tabelle 9

Anpassungskurven:  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma A) = a + \frac{b}{E_{\gamma}^x}$

Fit	A	x = .5		x = 1.		Bemerkungen
		a	b	a	b	
1	p	86.7±11.4	85.9±23.7	108.1± 5.6	84.6±23.2	nur dieses Experiment
	d	151.9±20.3	188.6±42.9	197.5±10.1	191.9±44.0	
	n	63.8±25.1	113.9±53.2	91.6±12.5	115.1±54.7	
2	p	98.1± 2.6	65.2± 6.6	110.9± 1.4	76.7± 7.9	+ Ref(BAL1)
	d	187.4± 4.6	118.3±12.5	209.0± 2.4	151.5±16.1	+ Ref(BAL2)
	n	95.6± 5.7	48.3±15.4	104.4± 3.0	61.9±19.8	+ Ref(CAL2)
	N*	97.3± 6.3	60.1±16.8	107.6± 3.3	69.1±21.3	
	$\Delta_{pn}^{**}$	2.5± 6.3	16.9±16.8	6.5± 3.3	14.8±21.3	

\*  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma N) = \frac{1}{2} [\sigma_{\text{tot}}(\gamma p) + \sigma_{\text{tot}}(\gamma n)]$

\*\*  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p) - \sigma_{\text{tot}}(\gamma n)$

A-Abhängigkeit:

$A_{\text{eff}} = \sigma_{\text{tot}}(\gamma A) / \sigma_{\text{tot}}(\gamma N) = A^x$

x	
0.905 ± 0.007	dieses Experiment
0.914 ± 0.005	+ (CAL1)

Tabelle 10

Wirkungsquerschnitte für  $e^+e^-$ -Paarproduktion

a) Wasserstoff

$E_\gamma$ (GeV)	$\sigma_{\text{paar}}$ [mb]
1.30	$17.9 \pm 1.2$
1.77	$18.5 \pm 1.0$
2.45	$18.2 \pm 1.3$
3.09	$19.2 \pm 1.3$
3.57	$18.1 \pm 0.9$
3.93	$22.0 \pm 1.5$
4.25	$18.9 \pm 1.1$
4.57	$20.5 \pm 1.1$
4.88	$19.6 \pm 1.0$
5.52	$19.6 \pm 0.9$
6.20	$19.1 \pm 1.3$

b) A-Abhängigkeit bei  $E_\gamma = (5.4 \pm 0.5)$  GeV

Kern	$\sigma_{\text{paar}}$ mb	$\sigma_{\text{paar}}/\sigma_{\text{theor.}}$
H <sub>2</sub>	$19.8 \pm .6$	$1.01 \pm .03$
Be	$173 \pm 6$	$1.01 \pm .04$
C	$357 \pm 11$	$0.98 \pm .04$
Al	$1389 \pm 36$	$1.00 \pm .03$
Ti	$3628 \pm 78$	$0.98 \pm .02$
Cu	$6092 \pm 132$	$0.98 \pm .02$
Au	$39943 \pm 1132$	$1.02 \pm .09$
gewichtetes Mittel		$.99 \pm .02$

Tabelle 11

Vektordominanzrelationen\*

$$A. \sigma_{tot}(\gamma p) = \sqrt{4\pi\alpha} \sum_V \left[ \left( \frac{\gamma_V^2}{4\pi} \right)^{-1} \frac{\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} (\gamma p \rightarrow V p)}{1 + \phi_V^2} \right]^{1/2}$$

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} (\gamma p \rightarrow p \omega) = (15 \pm 5) \frac{\mu b}{GeV^2} \quad \gamma_\omega^2/4\pi = 4.0 \pm .9$$

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} (\gamma p \rightarrow p \varphi) = (3 \pm 1) \frac{\mu b}{GeV^2} \quad \gamma_\varphi^2/4\pi = 3.1 \pm .7$$

$\gamma_\rho^2/4\pi$	$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right _{t=0} (\gamma p) \left[ \frac{\mu b}{GeV^2} \right]$	$\sigma_{tot}(\gamma p) [\mu b]$	
		$\phi_V = 0$	$\phi_V = -.20$
.50 ± .07	130 ± 15	113.8 ± 12.9	111.6
1.	130 ± 15	86.9	85.2
.50	90	97.7	94.7
1.	90	74.1	71.9
.41 ± .06	130 ± 15	124 ± 5	
.28 ± .04	90 ± 9	124 ± 5	
.38 ± .06	130 ± 15		124 ± 5

$$B. \sigma_{tot}(\gamma N) = \frac{\alpha}{4} \sum_V \left( \frac{\gamma_V^2}{4\pi} \right)^{-1} \sigma_{tot}(VN)$$

$\gamma_\rho^2/4\pi$	$\sigma_{tot}(\rho N) = \sigma_{tot}(\omega N)$ [mb]	$\sigma_{tot}(\gamma N)$	$\sigma_{tot}(\gamma N)$ [μb]
0.57 ± .10	26.7 ± 2.0	12.0 ± 3.9	104.7 ± 12.9
1.1 ± .2	30 ± 6	12.0	69.0 ± 18.7
.57 ± .10	26.7 ± 2.0	20	109.4
.49 ± .04	26.7 ± 2.0	12.0 ± 3.9	119 ± 5
.55	30	12.0	119 ± 5

C. Quarkmodell

.51 ± .03	27.3 ± .7	12.6	119 ± 5
-----------	-----------	------	---------

\* Dick. eingerahmte Zahlen sind jeweils mit Hilfe der anderen Parameter berechnet worden.

Tabelle 12

Parameter der Vektormeson-Nukleon-Wechselwirkung

V	$E_\gamma$ [GeV]	Kerne	$\sigma_{VN}$ [mb]	$\gamma_V^2/4\pi$	$\Phi_{\gamma V}$	i	Literatur (RNUC) <sub>i</sub>
ρ	2.7-4.5	Be, C, Al, Cu, Ag, Pb	26.0 ± 3.0	.45 ± .1	0	1	Asbury et al. (1967/68)
	4.8-7.2	Be, C, Al, Ti, Cu, Ag, Cd, In, Ta, W, Au, Pb, U	26.7 ± 2.0	.57 ± .1	-.20	4	Alvensleben et al. (1970)
	6.2 6.6	D, Be, C, Mg, Cu, Ag, Au, Pb	38.0 ± 3.0 27.0 26.4	1.1 ± .15 0.65 ± .1 0.62	0 -.45 -.20	2a 2b	Mc Clellen et al. (1969) Analyse von Swartz u. Talman mit Radien aus Alvensleben
	8	Be, C, Al, Cu, Sn, W, Pb	26.8 ± 2.4	0.62 ± 0.1	-.20	5	Behrend et al. (1970)
	8.8	Be, C, Al, Cu, Ag, Pb	30.0 + 6.0 - 4.0	1.1 ± 0.2	0	3	Bulos et al. (1969)
					0.50 ± .07		
ω	6.8	Be, C, Al, Cu, Pb $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	33.5 ± 5.5	9.5 ± 2.1 7.3 ± 1.0	-.20	7	Behrend et al. (1970) mit $\sigma_{\omega N} = \sigma_{\rho N} = 27$ mb
	5.7	C, Al, Zn, Ag, Ta, Pb $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$	26.3 + 7.5 - 6.0 35.2 + 8.7 - 7.1	5.6 + 1.3 - 1.6 6.8 + 1.5 - 1.4	-.20	6	Braccini et al. (1970) (verschiedene Mo- delle)
	4.7	p		4.6 ± 1.4		8	mit $\sigma_{\rho N} = 27$ mb Ballam et al. (1970)
					4.0 ± .9		
φ	6.2 8.25	D, C, Mg, Cu, Ag, Pb	20 ± 3 12 ± 4	8.5 ± .3 3.4	0 -.35	10	Mc Clellen et al. (1969)
	5.2	Be, C, Al, Cu, Ag, Ta Pb	12.0 ± 3.9	3.7 ± 1.4	-.20	9	S.C.C. Ting (1968)
				3.1 ± 0.7			Lohrmann

Tabelle 13

Optisches Theorem für inelastische Reaktionen

$$K_V = \frac{\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} (\gamma V)}{\sigma_{\text{tot}}(\gamma) \cdot \sigma_{\text{tot}}(V)}$$

A	$\sigma_{\rho A}$ [mb]	$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right _{t=0} (\gamma\rho)$ [ $\mu\text{b}/\text{GeV}^2$ ]	$K_\rho$	$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right _{t=0} (\gamma\omega)$ [ $\mu\text{b}/\text{GeV}^2$ ]	$K_\omega$	$\sigma_{\gamma A}$ [mb]	$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right _{t=0} (\gamma\varphi)$ [ $\mu\text{b}/\text{GeV}^2$ ]	$K_\varphi$
1	26	135(90)	.93(.62)	15	.30	12	3	.20
9	195	5 643	.79	440	.22	105	78	.13
12	249	9 270	.79	720	.22	137	130	.13
27	503	35 635	.76	2900	.23	291	421	
48	795	86 298	.74					
64	1026	134 656	.70	10200	.19	633	1220	.11
108	1550	278 965	.67			1005	1966	.09
197	2432	626 331	.61					

$E_\gamma$	$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right _{t=0} \gamma\rho$	$K_\rho$	$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right _{t=0} \gamma\omega$	$K_\omega$	$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right _{t=0} \gamma\varphi$	$K_\varphi$
2	145	.81	6	.16	1	.15
3	140	.92	10	.24	2	.21
4	135	.93	12	.27	3	.23
5	132	.94	14	.31	3	.23
6	130	.93	15	.32	3.8	.25
10	116	.91	15	.33	4	.24
15	110	.89	15	.33	4	.24

Abbildungen

- 1) Laborwinkelverteilung für hadronische und elektromagnetische Ereignisse. Es wurde jeweils nur die geladene Spur mit dem kleinsten Produktionswinkel berücksichtigt.
- 2) a) Strahlführungssystem für den Positronenstrahl.  
b) Energiemarkierungssystem und Vetoähler.  
c) Reaktionstarget, hadronischer Detektor, Schauerzähler
- 3) a) Tagging-Efficiency  $TE = TAG \cdot S / TAG = \text{Zahl der markierten Photonen} / \text{Zahl der im EMS registrierten Teilchen}$  für die 12 Kanäle des EMS. Parameter: Radiatordicke ( $\mu$  Au). Hinzu kommt der Nullradiator  $R_0 \hat{=} 20 \mu$  Au, der die Restmaterie im Strahl berücksichtigt.  
b)  $\sigma_{\text{dopp}}$  = Wirkungsquerschnitt für hadronische Reaktionen an C, die 2 Energiemarkierungen haben, als Funktion der Radiatordicke.
- 4) Raten einiger Vetoähler in Koinzidenz mit dem EMS ( $V_i \cdot TAG$ ), bezogen auf den energiemarkierten Fluß ( $TAG \cdot S$ ) als Funktion der Radiatordicke.
- 5) Schaltplan der schnellen Logik
- 6)  $\sigma_{\text{paar}}$  = Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von  $e^+e^-$ -Paaren als Funktion der Radiatordicke (Nullradiator s. Abb.3b),  $E_\gamma = 5.4$  GeV.  
a) an  $H_2$ ; b) an C
- 7) Doppelbremsstrahlungskorrektur in %, bezogen auf den markierten Fluß ( $TAG \cdot S$ ) als Funktion der oberen Grenzenergie  $E_0$  des Bremsstrahlungsspektrums (=Positronenenergie). Parameter: Radiatordicke ( $\mu$  Au)
- 8) Doppelbremsstrahlungskorrektur bei  $E_0 = 6$  GeV als Funktion der Radiatordicke in  $\mu$  Au und Strahlungslängen
- 9)  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma C) / 12$  als Funktion der Radiatordicke nach Korrektur auf Zufällige, Doppelbremsstrahlung und elektromagnetische Ereignisse. Die Gerade stellt den gewichteten Mittelwert dar.

10) Targeteffekt =  $(N_{\text{voll}}^+ - N_{\text{leer}}^+) / N_{\text{voll}}^+ - N^+$  = Zahl der Ereignisse normiert auf den Fluß - für  $e^+e^-$ -Paarproduktion als Funktion der Strahlungslänge  $x/X_0$  des Reaktionstargets.

\_\_\_\_\_ Messung

----- Rechnung unter Berücksichtigung der Materie im Strahl

11) Winkelextrapolation zur Bestimmung der Korrektur auf elektromagnetische Ereignisse.  $\theta$  ist der Winkel gegen die Strahlrichtung.

a) für  $H_2$  bei  $E_\gamma = 2$  GeV

b) für C bei  $E_\gamma = 5.4$  GeV

Der gestrichelte Fehlerbalken an  $\sigma^{\theta=4}$  ist statistisch; die anderen Fehlerbalken geben den möglichen systematischen Fehler an, der durch die Differenzbildung von  $\sigma^\theta$  zu  $\sigma^{\theta=4}$  zustande kommen kann.

12) Korrektur auf elektromagnetische Ereignisse (Winkelkorrektur) in %, bezogen auf  $\sigma^{\theta=4}$  als Funktion der Photonenenergie

a) für  $H_2$ ; b) für  $D_2$

13) a)  $\sigma_{\text{veto}} / \sigma_{\text{tot}}(\gamma A)$  als Funktion der Massenzahl A. Trigger für  $\sigma_{\text{veto}}$  ist TAG·TOT·S; die eingezeichnete Kurve ist von Hand gemittelt.

b)  $\sigma_{\text{veto}}^{\text{neutral}}$  als Funktion der Radiatordicke.  $\sigma_{\text{veto}}^{\text{neutral}}$  ist der Anteil von  $\sigma_{\text{veto}}$ , bei dem kein geladenes Teilchen mit  $|\theta| \leq 1^\circ$  (Zähler G) vorhanden ist.

14) a) Wirkungsquerschnitt für  $e^+e^-$ -Paarproduktion  $\sigma_{\text{paar}}$  am Proton als Funktion der Photonenenergie,

♦ diese Auswertung

┌ Auswertung von (NOT) anderer Daten dieses Experiments

— Theorie

b)  $\sigma_{\text{paar}} / \sigma_{\text{theor}}$  für  $e^+e^-$ -Paarproduktion als Funktion von A. Die Kurve gibt den gewichteten Mittelwert an.

15)  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$  als Funktion der Photonenenergie

16)  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma d)$ ,  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma n)$  und  $\Delta_{pn} = \sigma_{\text{tot}}(\gamma p) - \sigma_{\text{tot}}(\gamma n)$  als Funktion der Photonenenergie. Eingezeichnet sind durch die Punkte  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma n)$  die Anpassungskurve an  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$  (Fit 2, Tab.9) und die Differenz der Anpassungskurven  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$  und  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma n)$  durch  $\Delta_{pn}$ .

- 17)  $A_{\text{eff}}/A = \sigma_{\text{tot}}(\gamma A)/(A \cdot \sigma_{\text{tot}}(\gamma N))$  als Funktion der Photonenenergie für Be, C und Ti. Der systematische Fehler, dessen Größe in der Bildüberschrift eingezeichnet ist, ist nicht in den Fehlerbalken enthalten.
- 18) a)  $A_{\text{eff}}/A$  als Funktion der Photonenergie für C, alle Daten.  
 - - - gewichtetes Mittel ohne den Wert von (HOF)  
 \_\_\_\_\_ VDM-Vorhersage,  $\sigma_{\rho N}$  und  $\phi_{VN}$  energieabhängig  
 (s. Kap. IX.4b)
- b)  $A_{\text{eff}}/A$  als Funktion der Photonenenergie für Ti (dieses Experiment) und Cu (alle übrigen). Die Kurven sind VDM-Vorhersagen mit denselben Parametern wie unter a).
- 19)  $A_{\text{eff}}/A$  als Funktion der Massenzahl A  
 - - - - Grenzen des systematischen Fehlers unserer Daten  
 \_\_\_\_\_  $A_{\text{eff}} = A^{0.91}$  (Anpassung, Tab.9)
- 20) Glauberkorrektur x als Funktion der Photonenenergie  

$$x = 1 - \frac{\sigma(\gamma d)}{\sigma(\gamma p) + \sigma(\gamma n)}$$
- 21)  $\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} (\gamma p \rightarrow pV^0)$  für  $V^0 = \rho, \omega$  und  $\phi$  als Funktion der Photonenenergie, die Kurven sind von Hand gemittelt.
- 22)  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$  als Funktion der Photonenenergie  
 \_\_\_\_\_ Anpassungskurve an die Daten (Fit 2, Tab.9)  
 - - - VDM-Vorhersage  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p) \sim \sum \frac{4\pi}{\gamma V} \frac{d\sigma}{dt}(\gamma \rightarrow V)$   
 - - - - VDM/QM-Vorhersage  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p) \sim \sum \frac{4\pi}{\gamma V} \sigma(V)$
- 23) Dispersionsrelationen
- a)  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$  als Funktion der Photonenenergie im Laborsystem  
 \_\_\_\_\_ Datensatz A (Beschreibung s. Text)  
 - - - unter 2 GeV Daten aus inelastischer  $e^-$ -Streuung (BLO)
- b)  $\phi_{\gamma} = \text{Re } f_{\gamma\gamma} / \text{Im } f_{\gamma\gamma}$  als Funktion der Photonenenergie.  
 Durchgezogene und gestrichelte Kurve entsprechen denjenigen in a). In der strichpunktierten Kurve wurde der Thomsonterm weggelassen.
- 24) Prozentuale Änderung von  $\phi$  gegenüber  $\phi_A$  (durchgezogene Kurve in Abb. 23b bei Abänderung von  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$  wie es an den einzelnen Kurven angegeben ist.

25) Vergleich von  $\phi_\gamma$  und  $\phi_\pi$  als Funktion der Schwerpunktenergie  $\sqrt{s}$  <sup>cms</sup>

a) ———  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$  = gestrichelte Kurve in Abb. 23a

-----  $\sigma_{\text{tot}}(\pi^0 p) \cdot 4.57 \cdot 10^{-3}$

b)  $\phi = \text{Re } f / \text{Im } f$

26) Comptoneffekt

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} (\gamma p \rightarrow \gamma p)$$

———— berechnet aus Datensatz A (Abb. 23a) unter Berücksichtigung des Realteiles, dessen Anteil ebenfalls eingezeichnet ist

----- Grenzen des Fehlers ( $\approx 7\%$ )

27)  $\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{\theta=0} (\gamma A \rightarrow \nu A)$

$$k \sim \frac{\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{\theta=0} (\gamma A \rightarrow \nu A)}{\sigma_{\text{tot}}(\gamma A) \cdot \sigma_{\text{tot}}(\nu A)} \quad \text{für } \nu = \rho, \omega, \phi$$

a) k als Funktion von der Massenzahl A. Der offene Punkt wurde mit  $d\sigma/dt|_{t=0}(\gamma \rightarrow \rho) = 90 \mu\text{b}/\text{GeV}^2$  aus (RH05b) berechnet.

b) k als Funktion der Photonenenergie für  $\text{H}_2$

28)  $g_\rho, G_\rho$  als Funktion der Photonenenergie für C und Au

$$\begin{array}{l} \text{———— } \phi_{\rho N} = 0 \\ \text{----- } \phi_{\rho N} = -0.25 \end{array} \quad \sigma_{\rho N} = 26 \text{ mb}; r_0 = 1.2 \text{ f}$$

29)  $A_{\text{eff}}/A$  für C und Au als Funktion der Photonenenergie nach dem VDM (s. Abb. 30) bei Variation der Parameter.

30)  $A_{\text{eff}}/A$  als Funktion der Massenzahl A. Die Kurven sind nach dem VDM-Modell von Margolis et al. (BOC 2) berechnet. Parameter in der Bildüberschrift;  $\sigma_{\omega N} = \sigma_{\rho N}$  und  $\sigma_{\phi N} = 12 \text{ mb}$  blieben fest. Die Meßpunkte sind unsere Daten, die gestrichelten Kurven geben den systematischen Fehler an.

Abb. 1

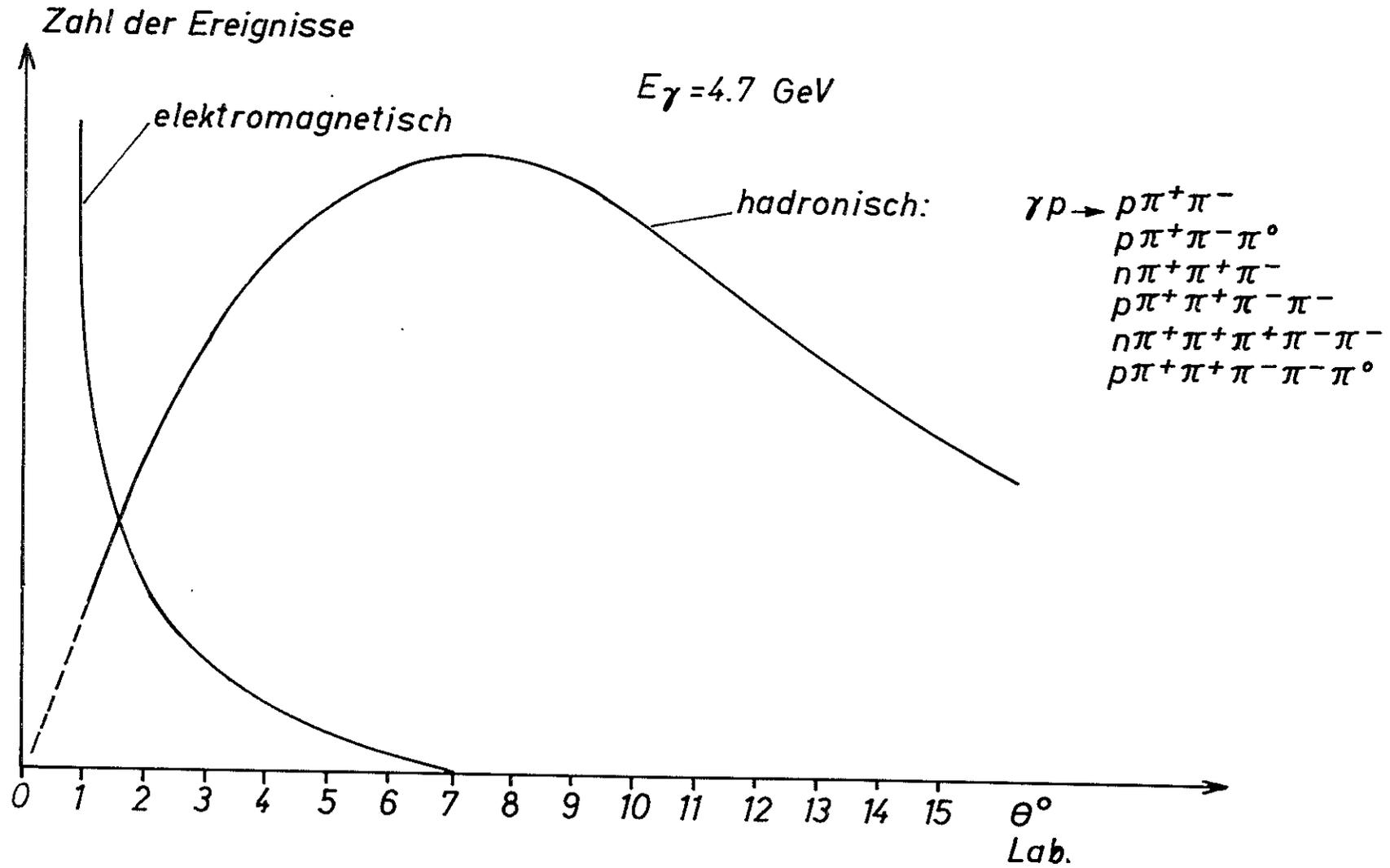


Abb. 2a

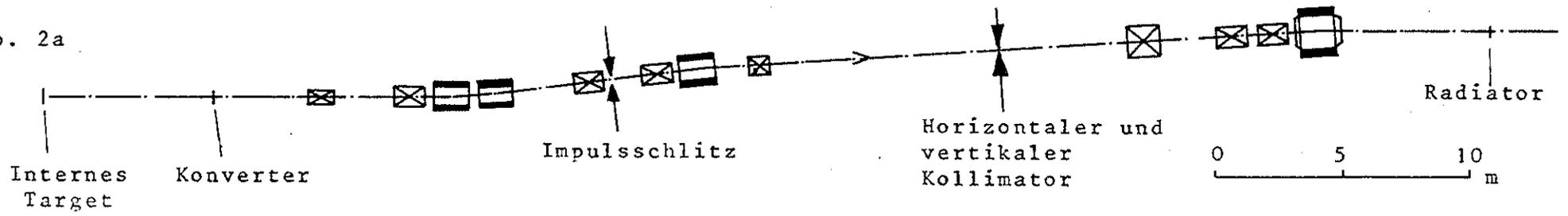


Abb. 2b

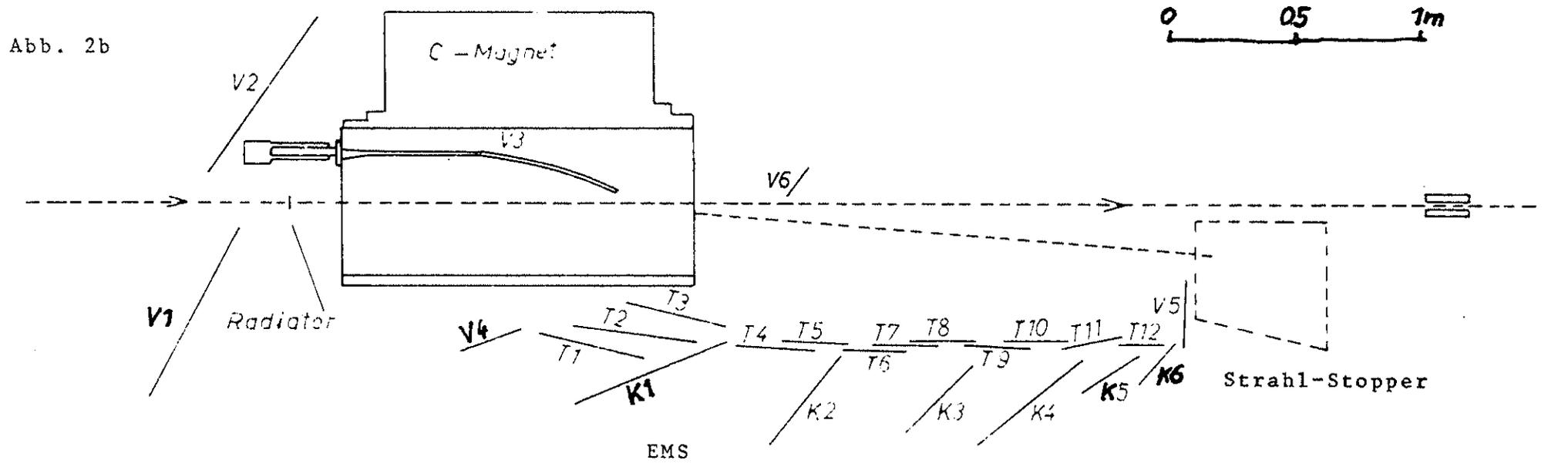
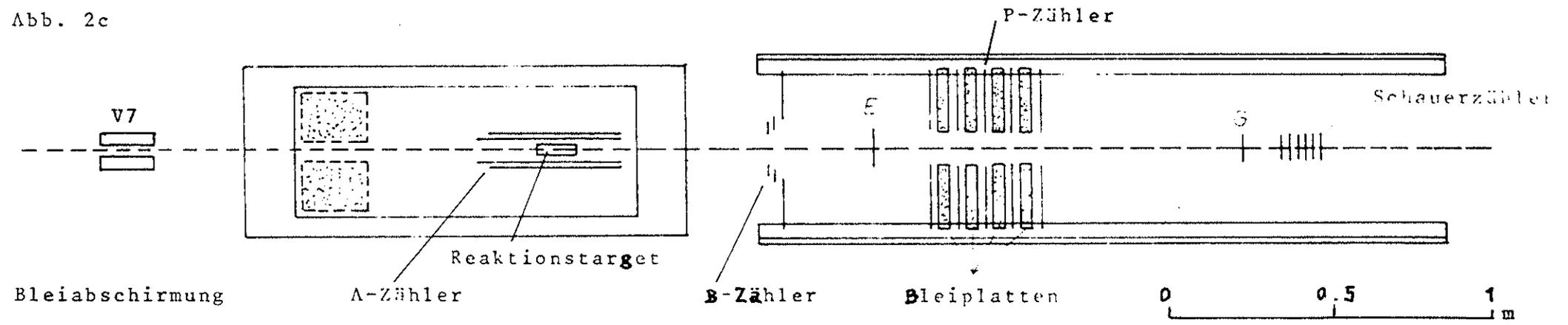


Abb. 2c



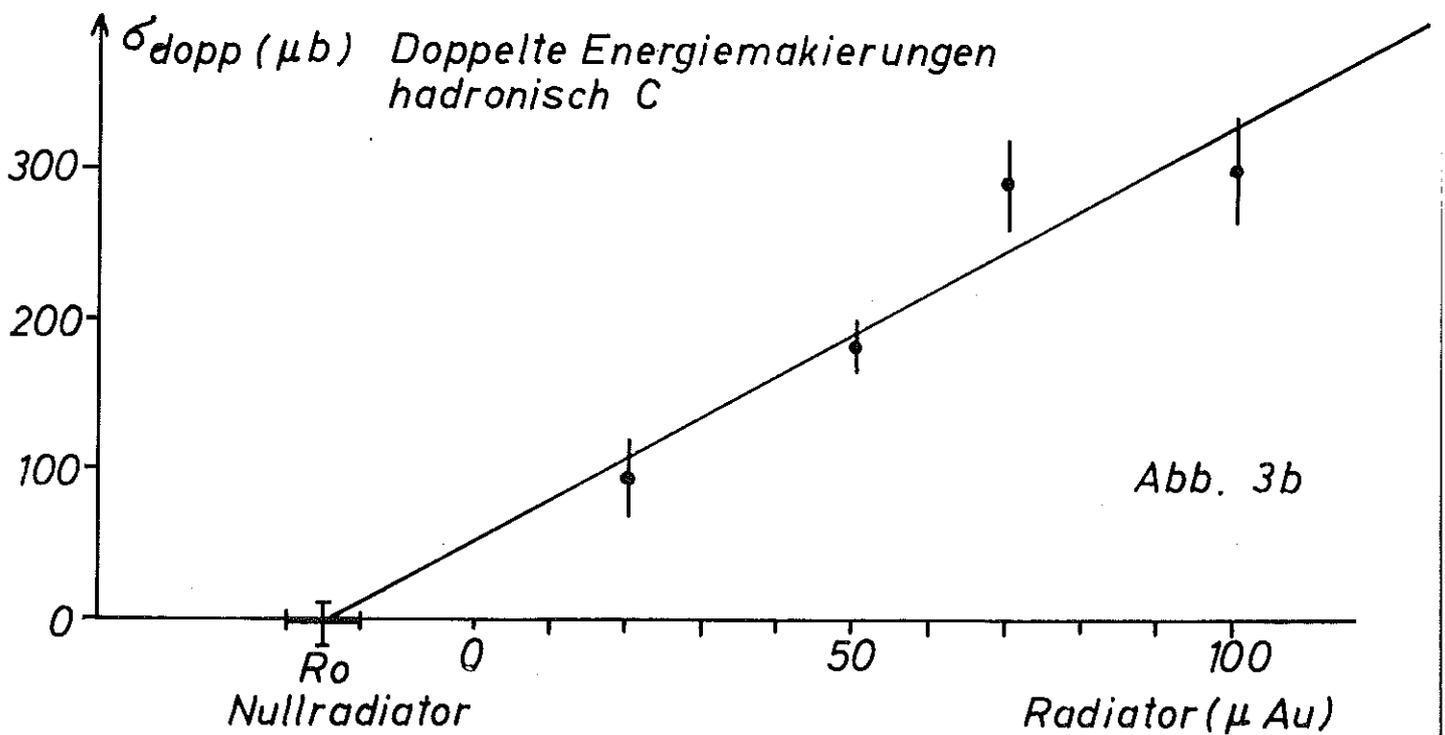
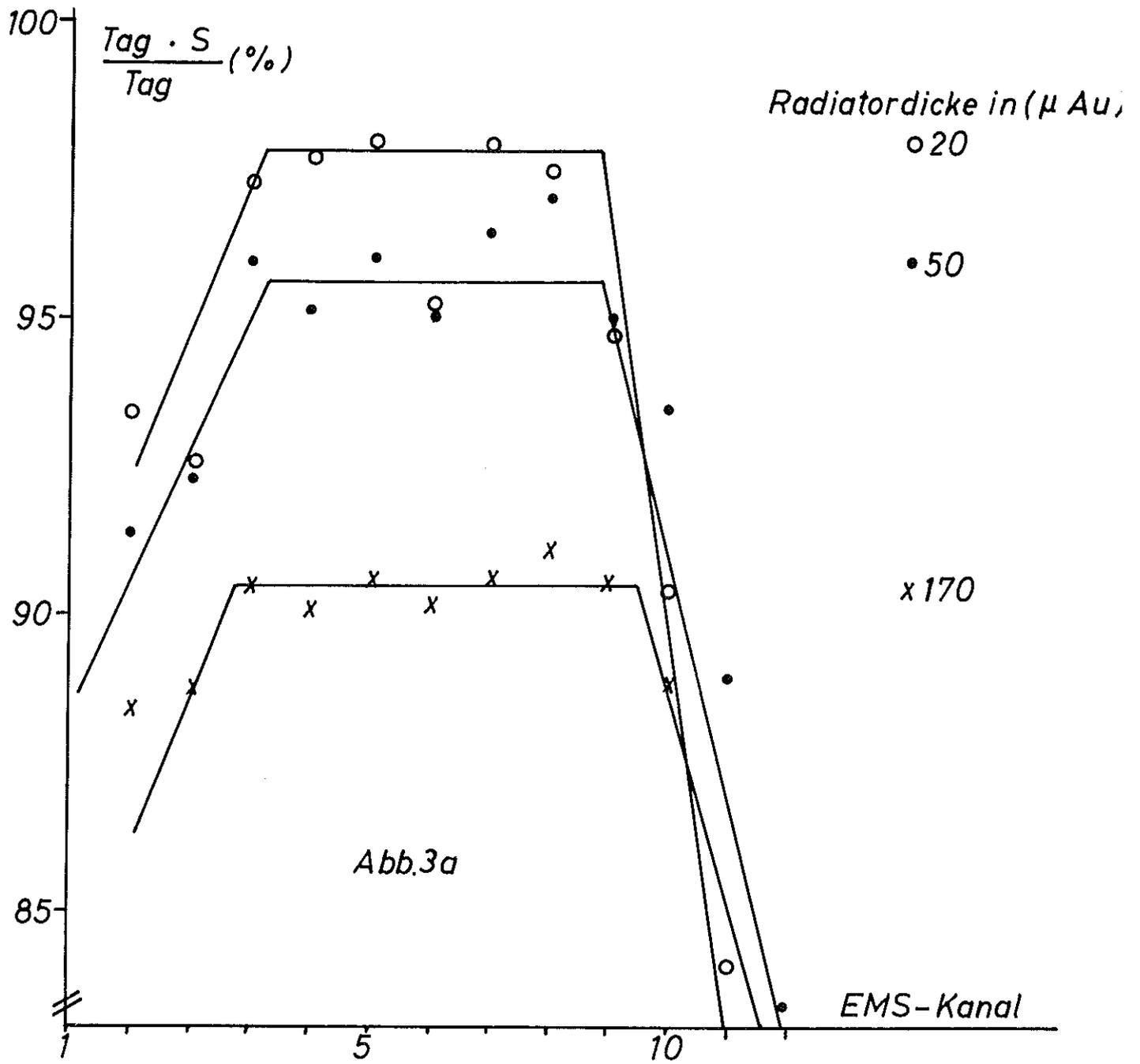
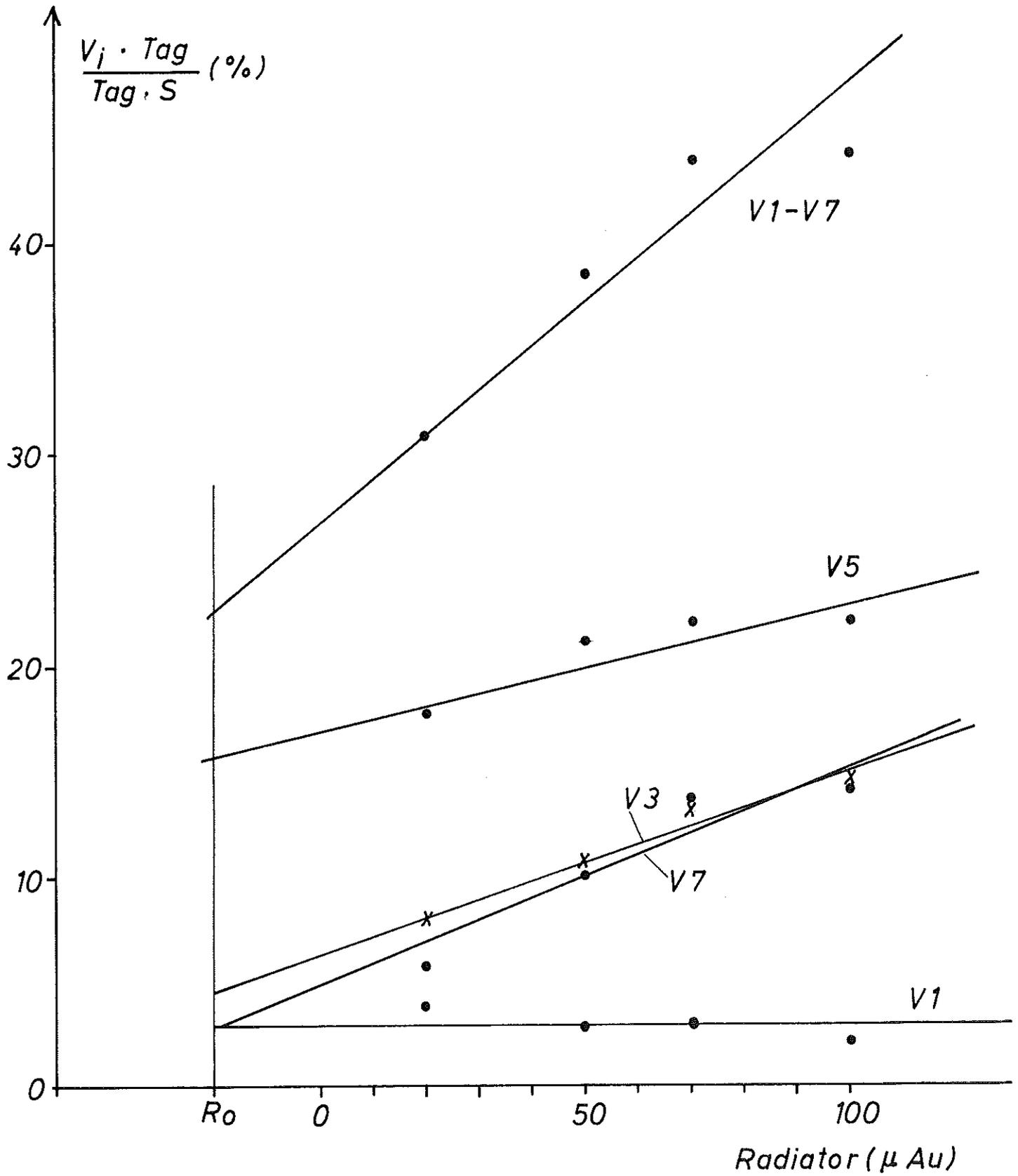


Abb. 4



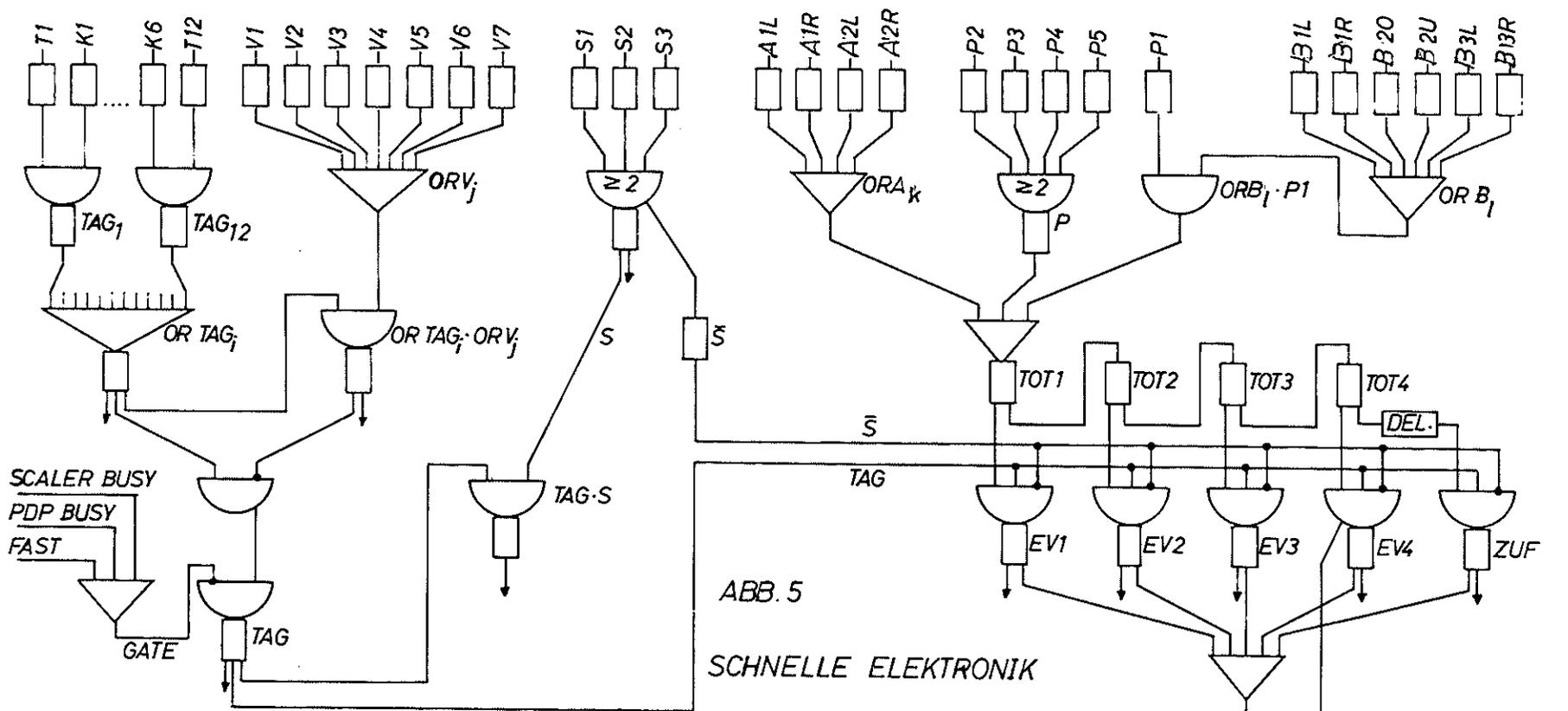
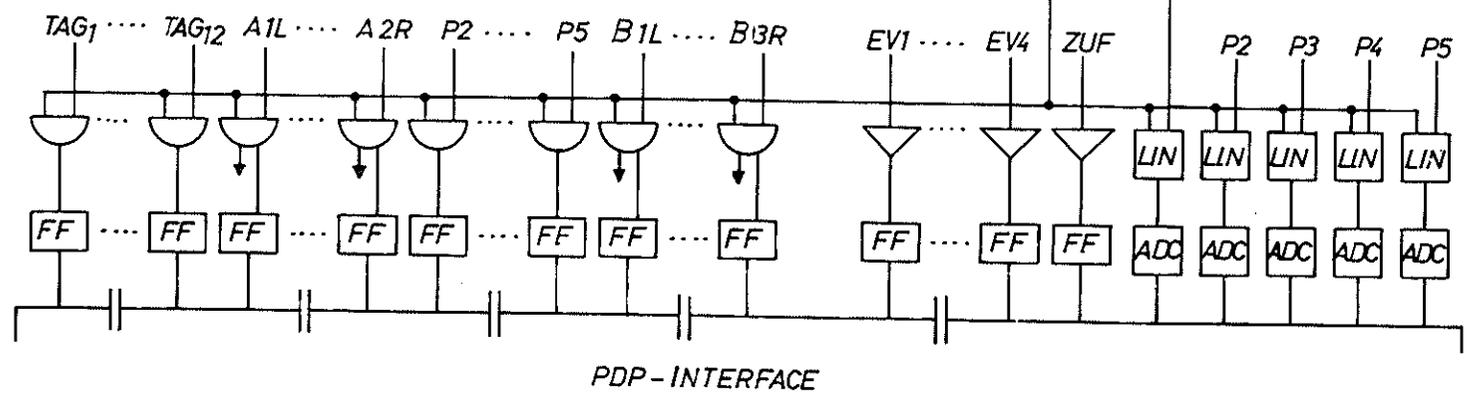


ABB. 5  
SCHNELLE ELEKTRONIK

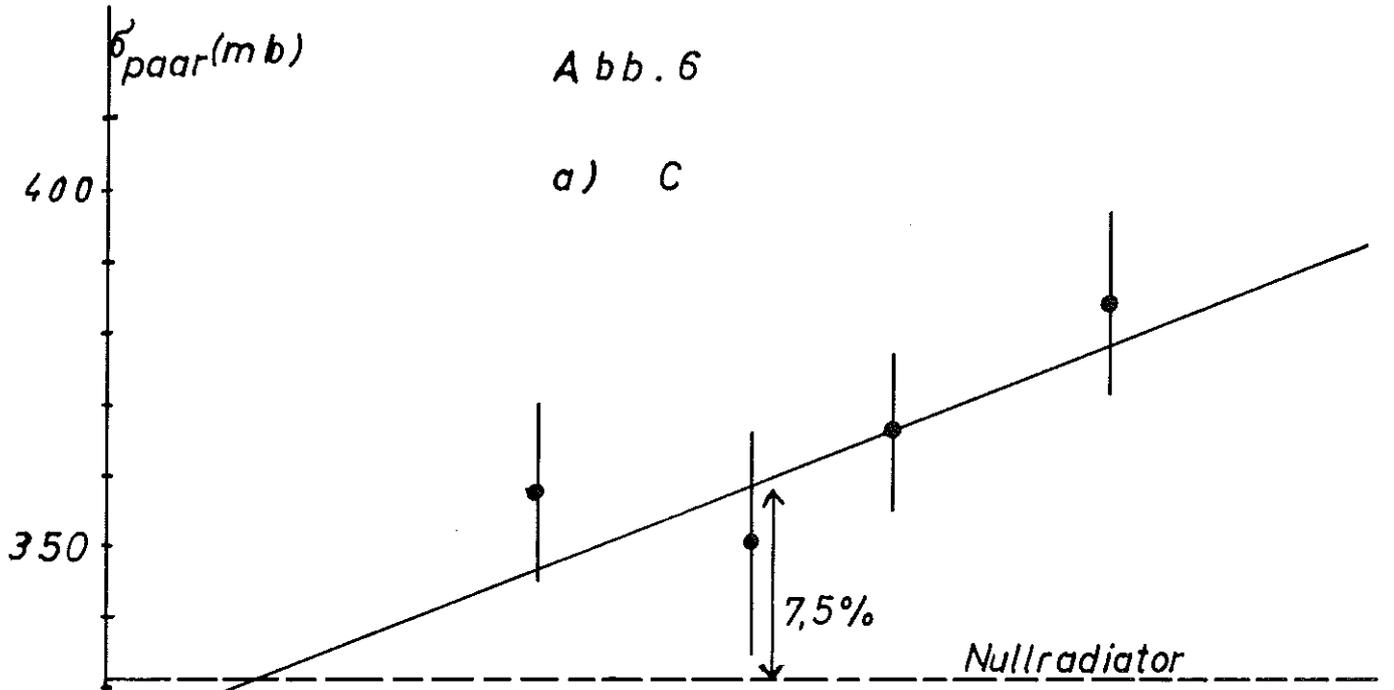
-  = DISKRIMINATOR (PULSFORMER)
-  = LOGISCHES UND
-  = LOGISCHES ODER
-  = LINEARES GATE MIT STRETCHER
-  = FLIP-FLOP
- ↓ = AUSGANG ZUM SCALER



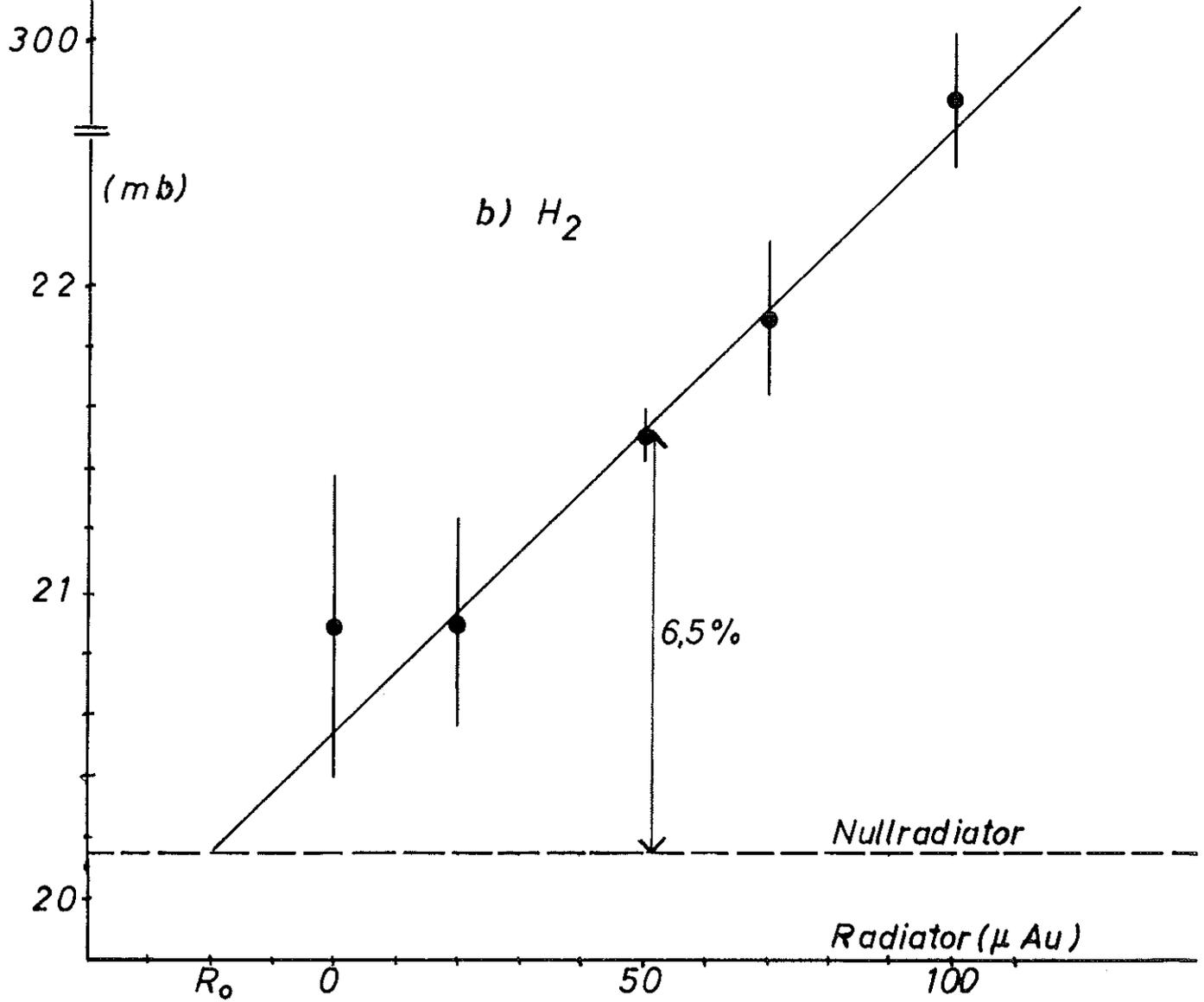
PDP-INTERFACE

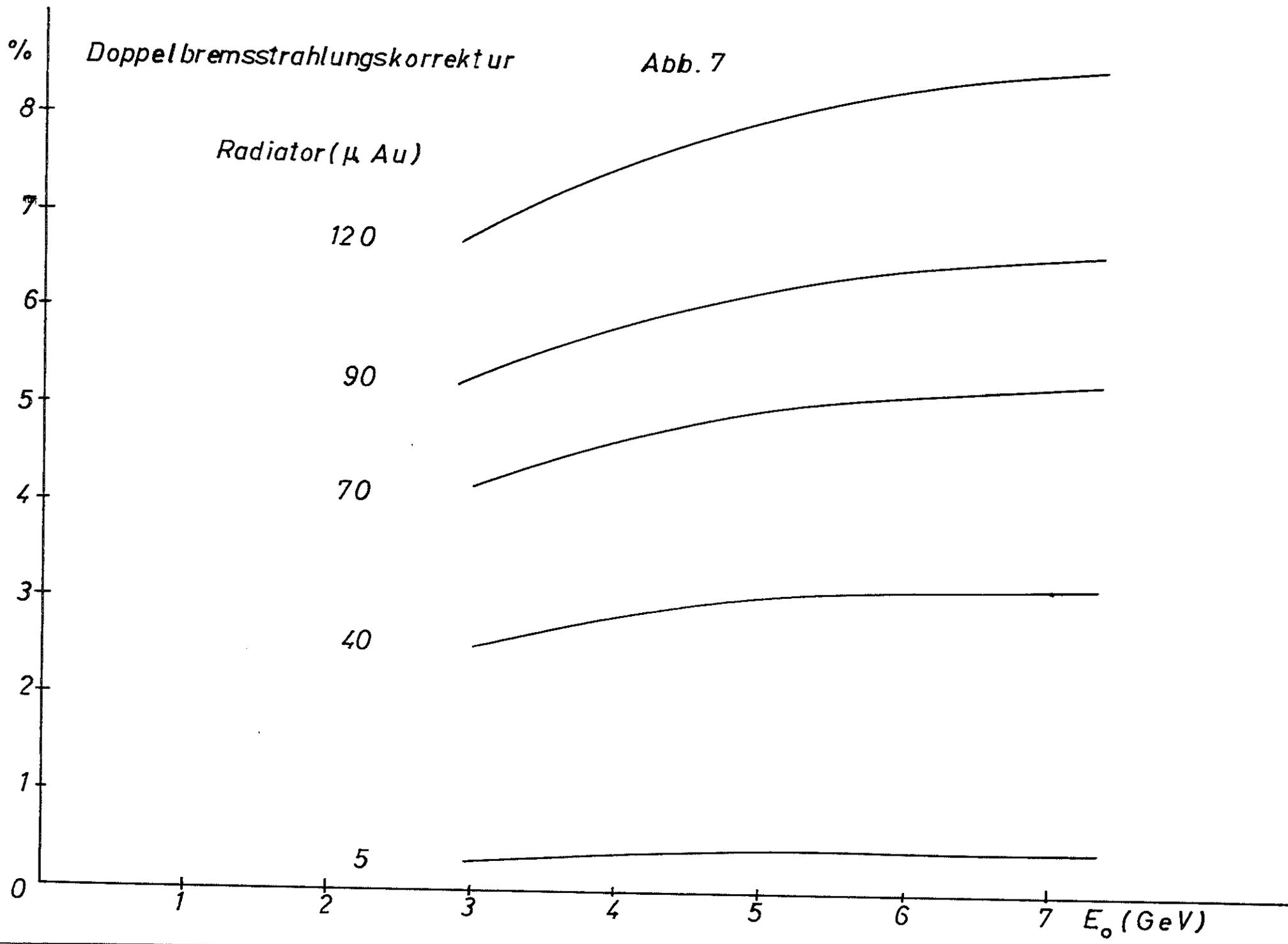
Abb. 6

a) C



b) H<sub>2</sub>





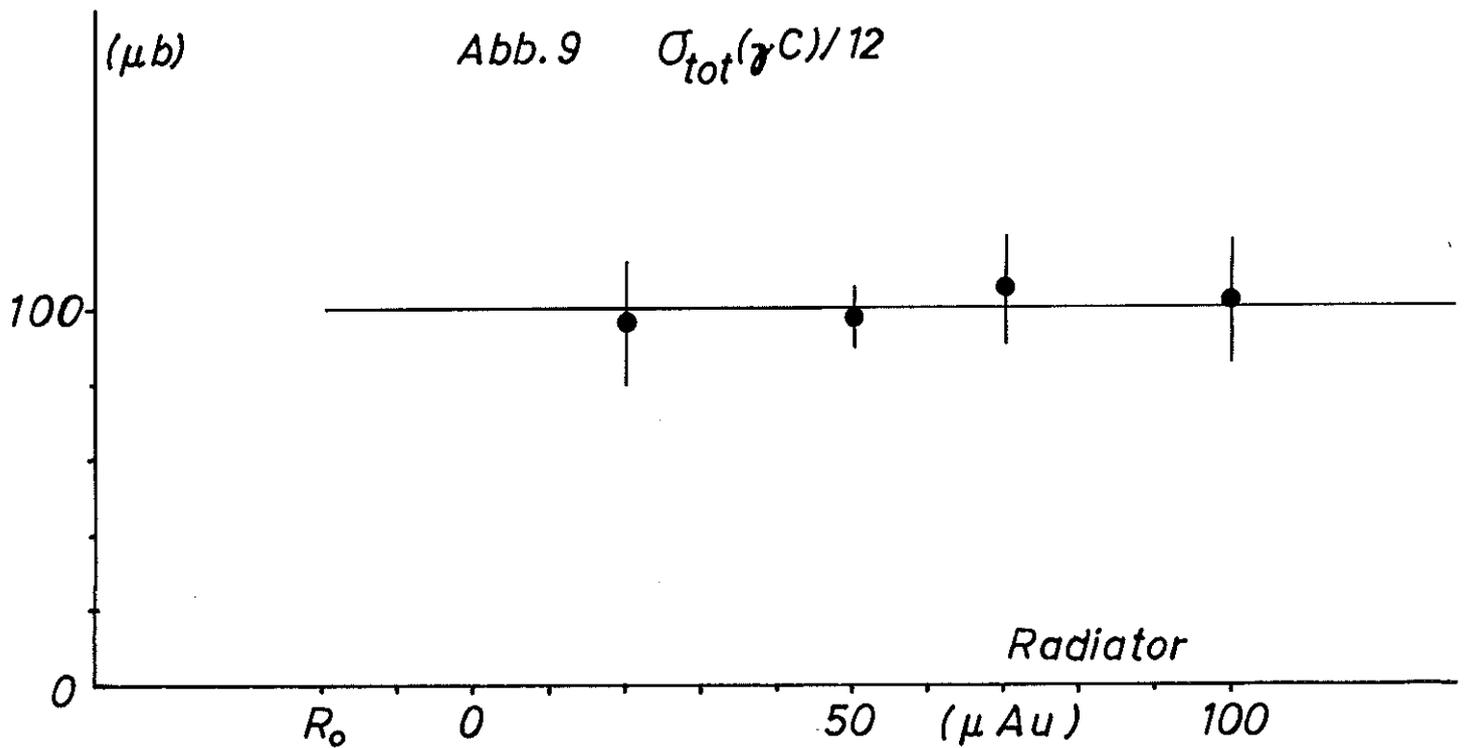
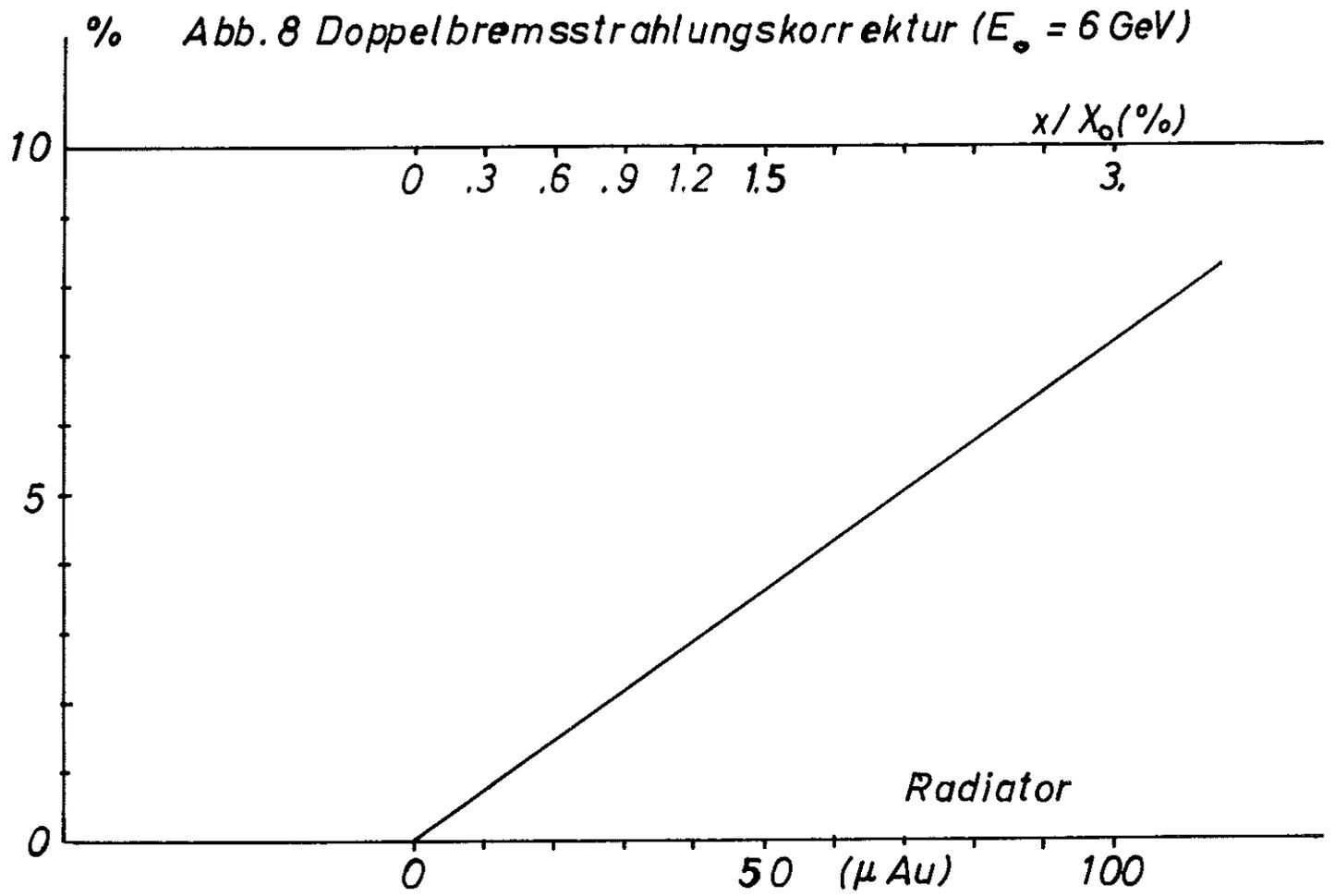
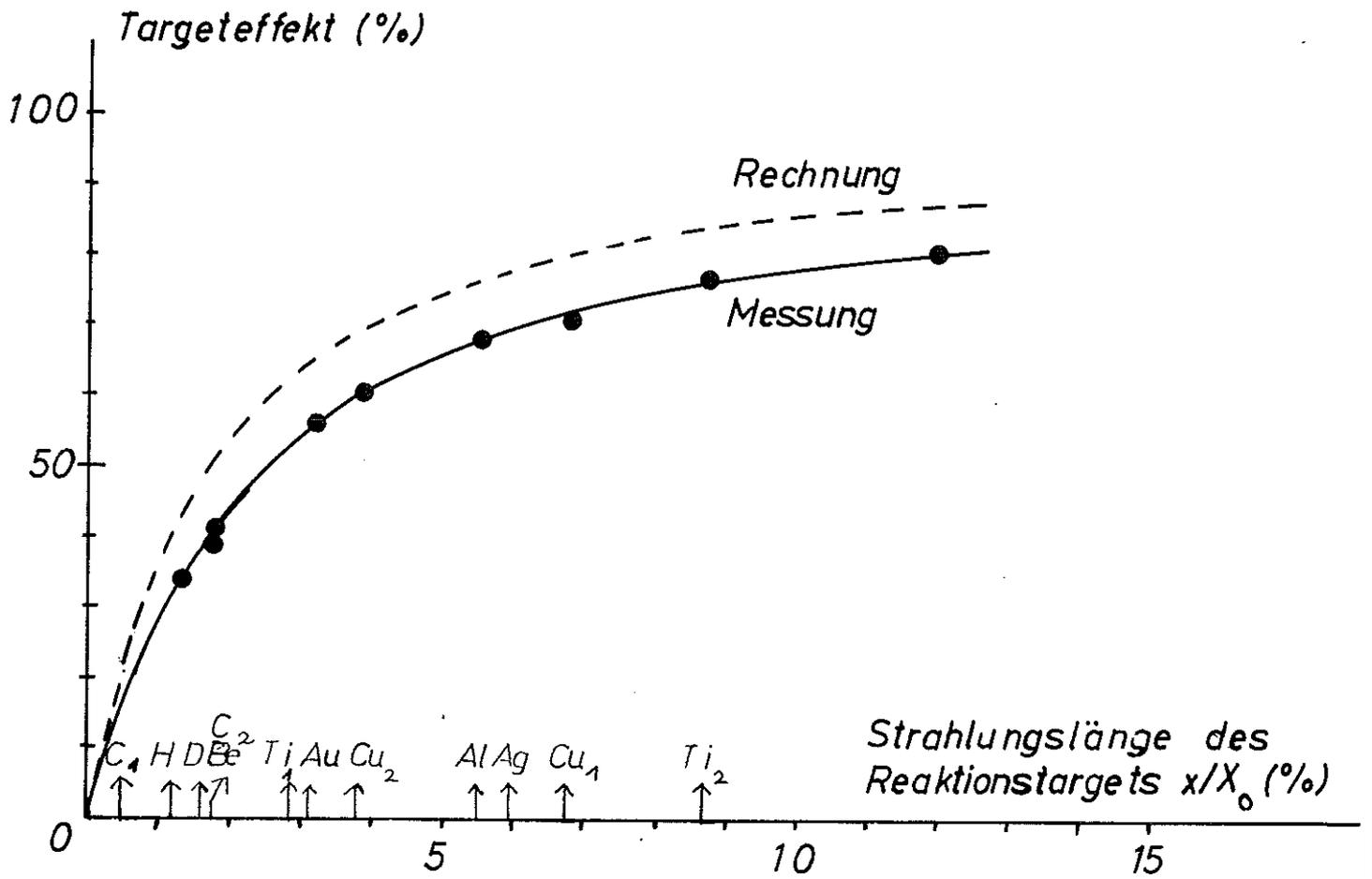


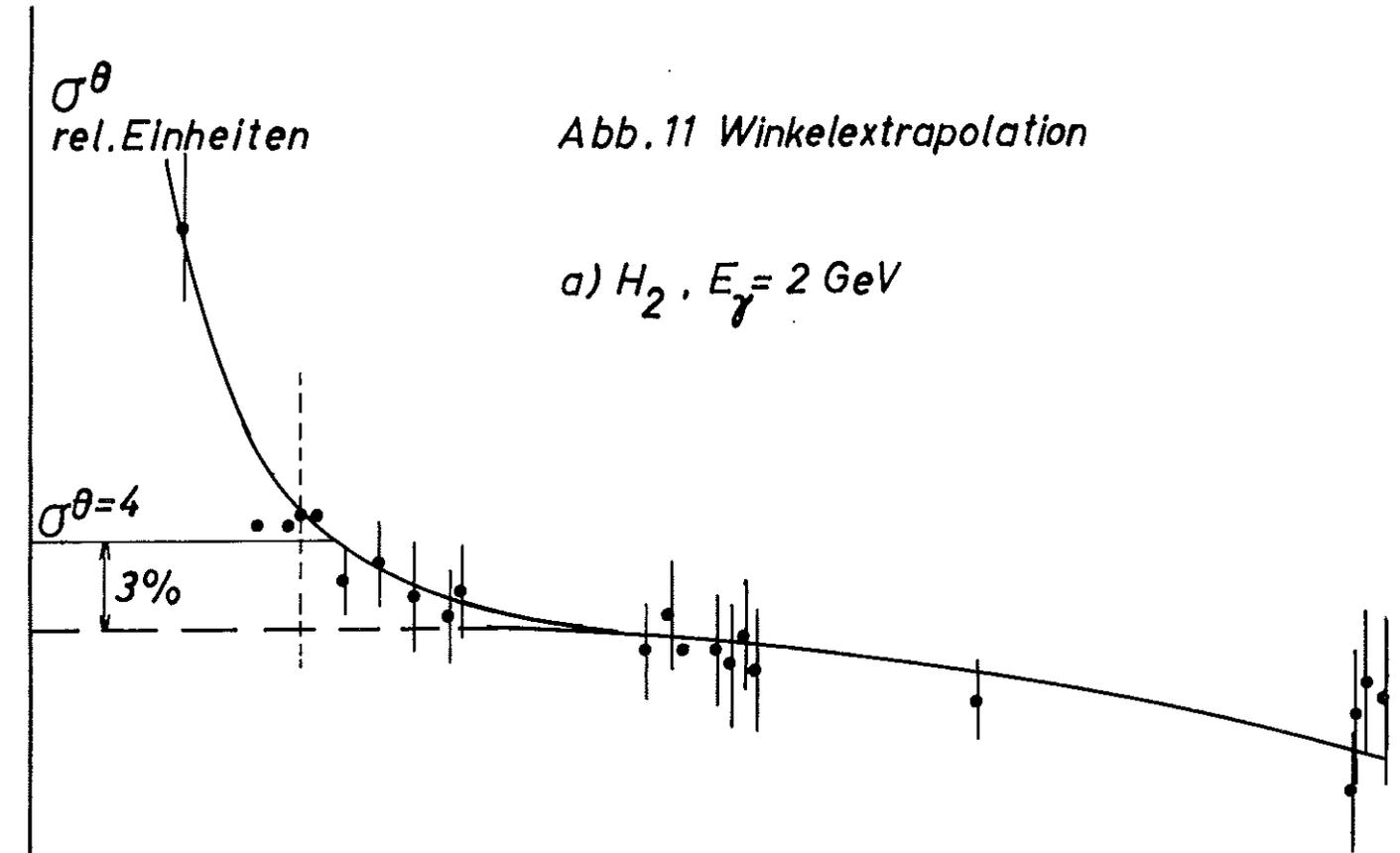
Abb. 10  $e^+e^-$ -Paarbildung



$\sigma^\theta$   
rel. Einheiten

Abb. 11 Winkelextrapolation

a)  $H_2, E_\gamma = 2 \text{ GeV}$



b)  $Cu, E_\gamma = 5.4 \text{ GeV}$

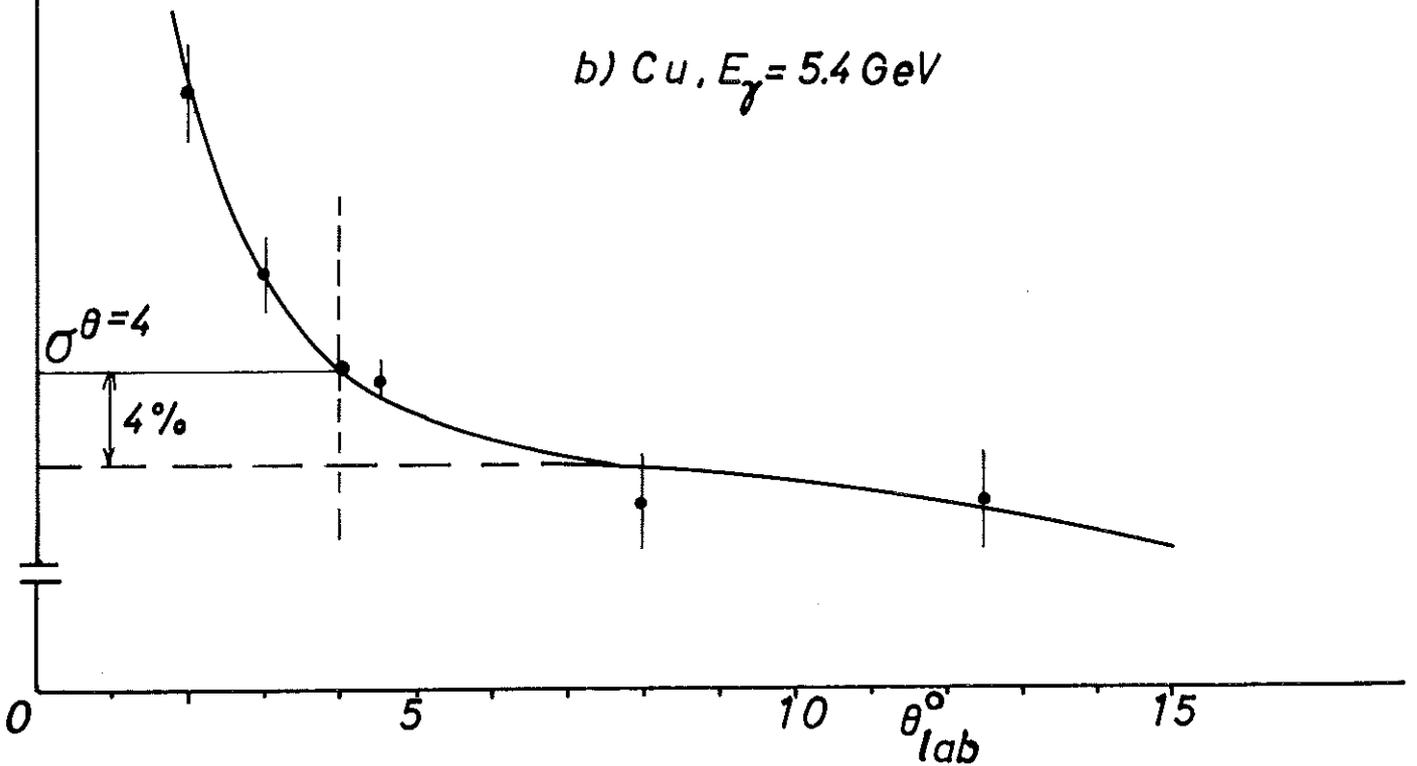
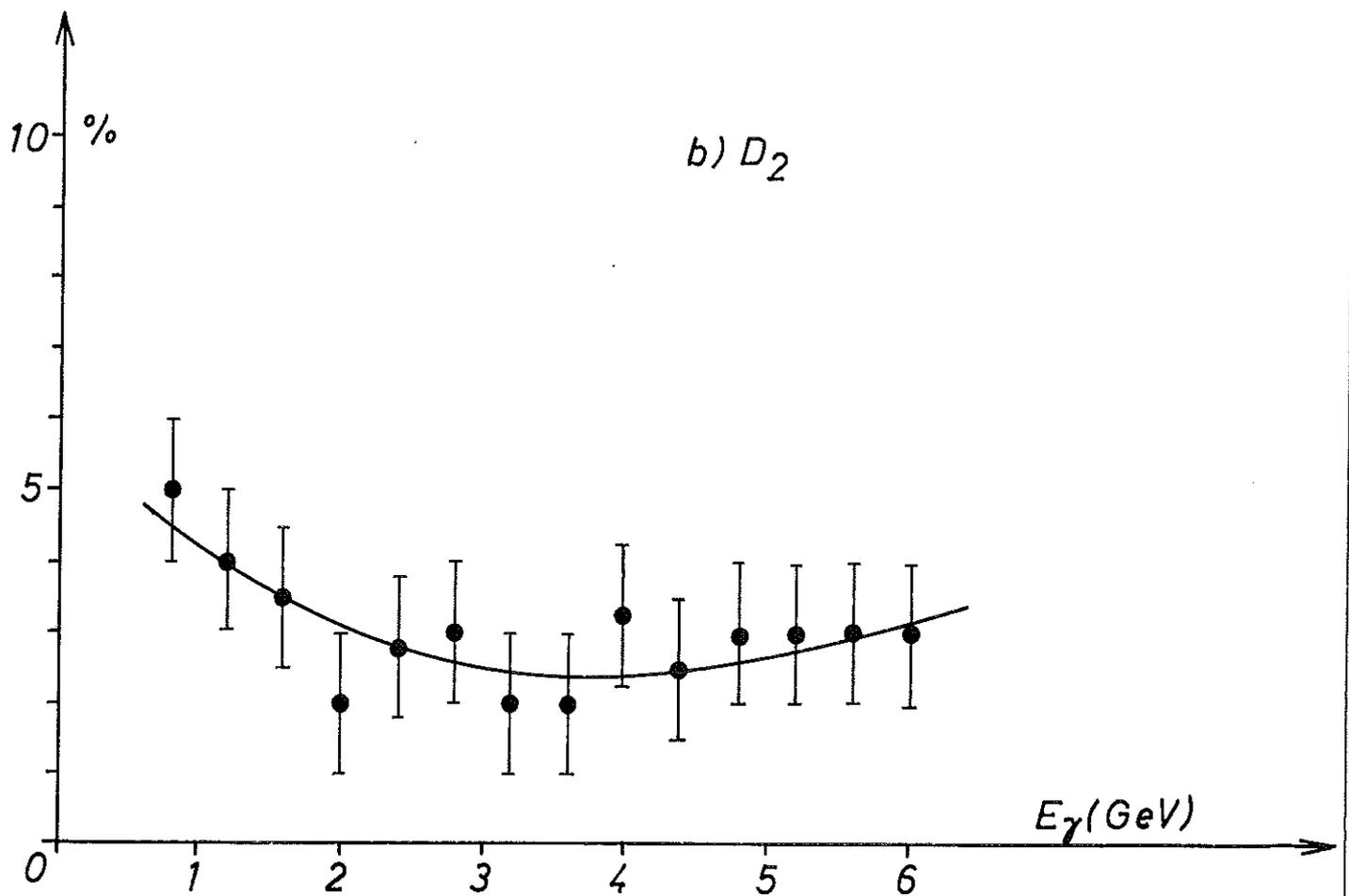
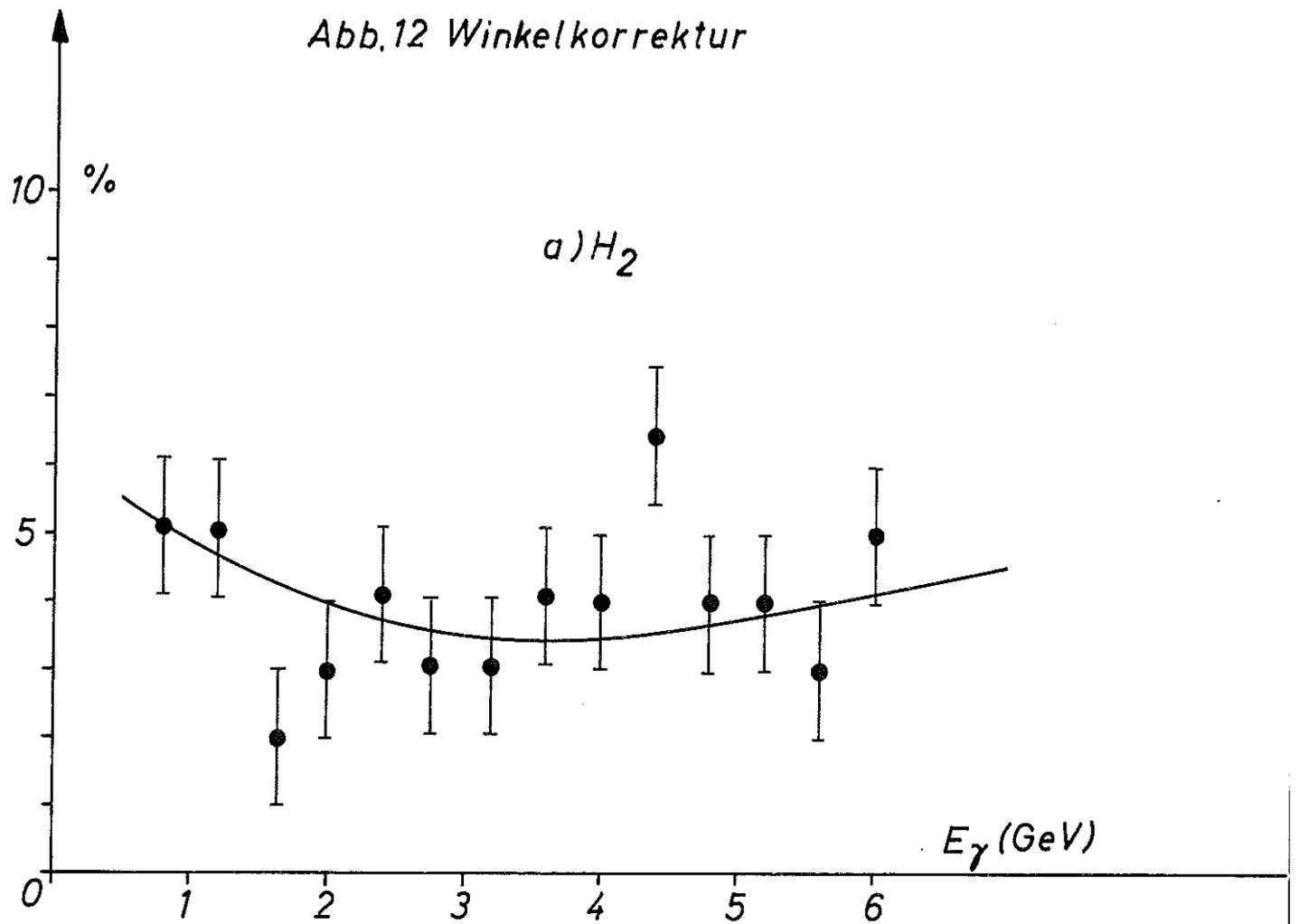


Abb.12 Winkelkorrektur



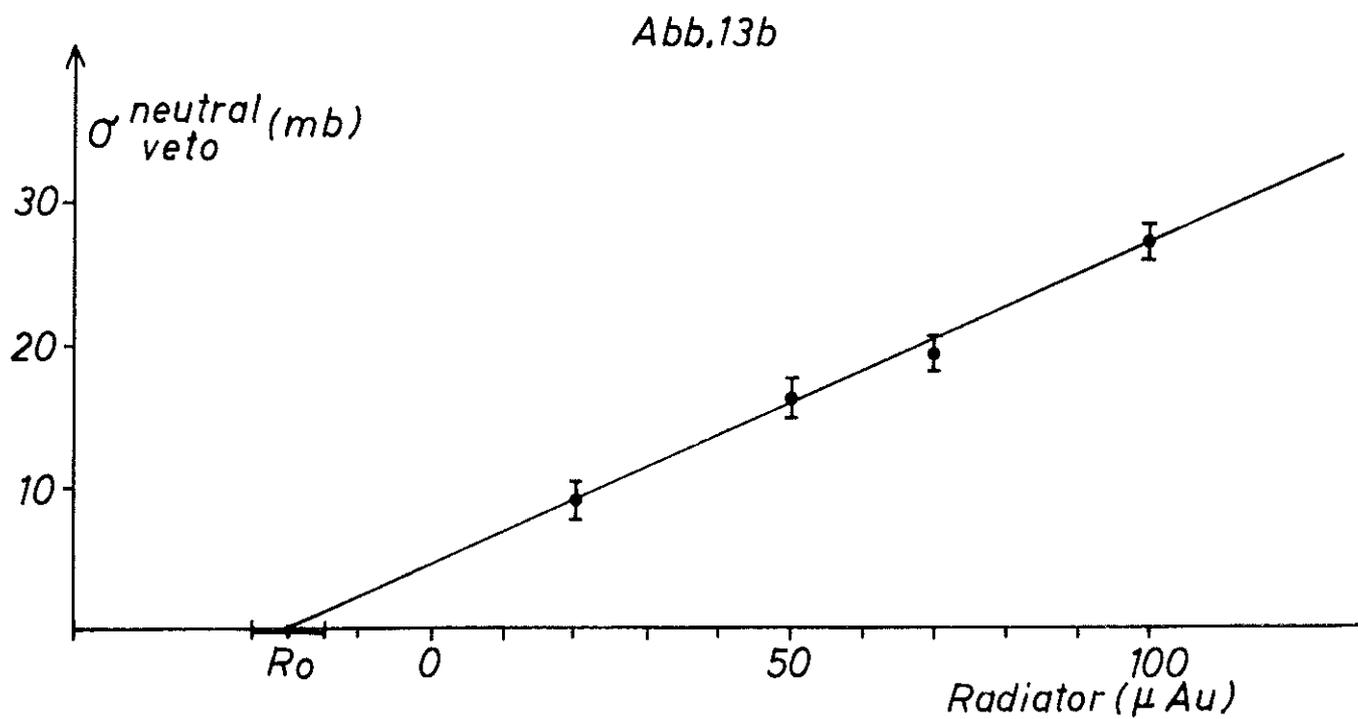
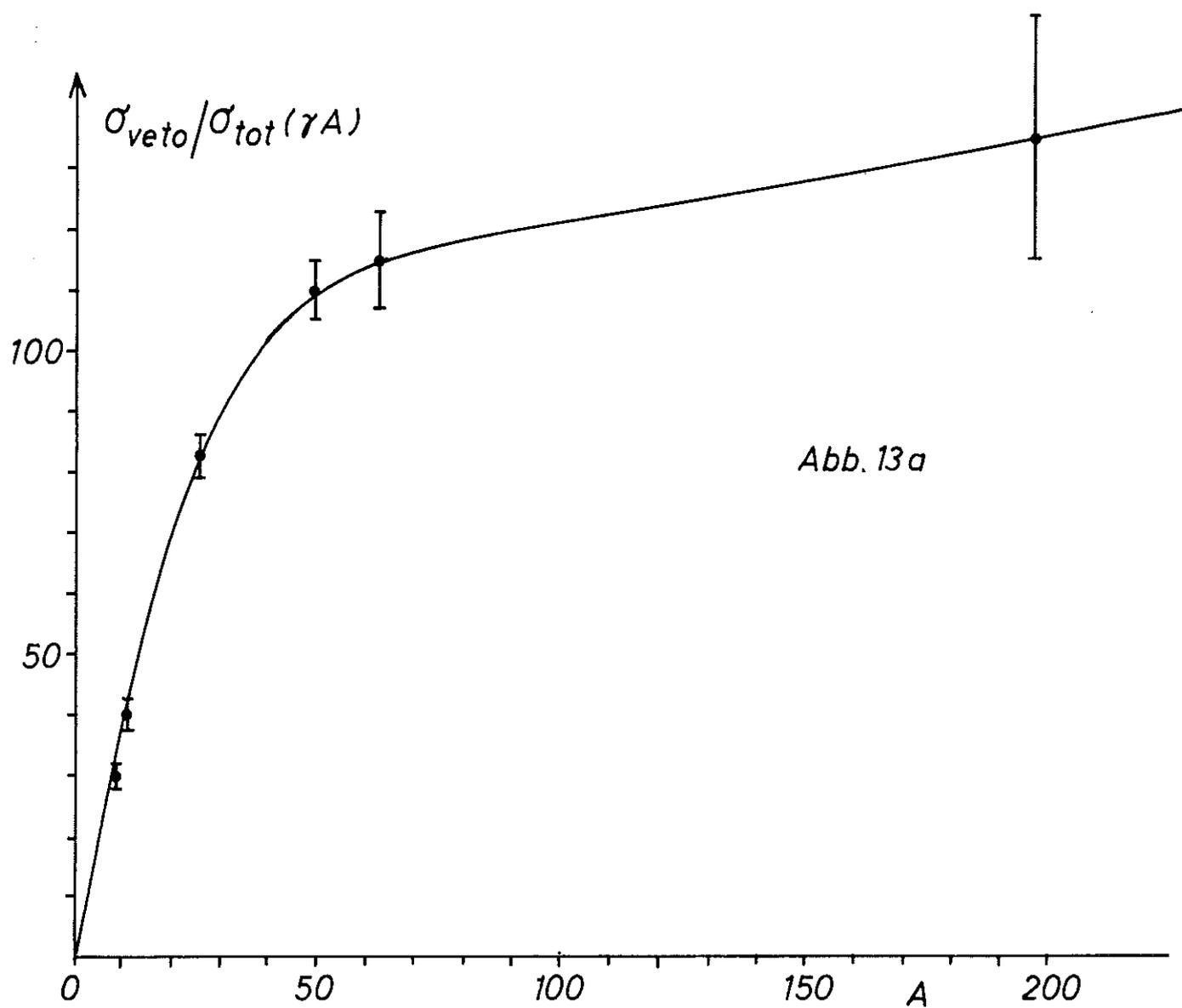


Abb.14a  $H_2$

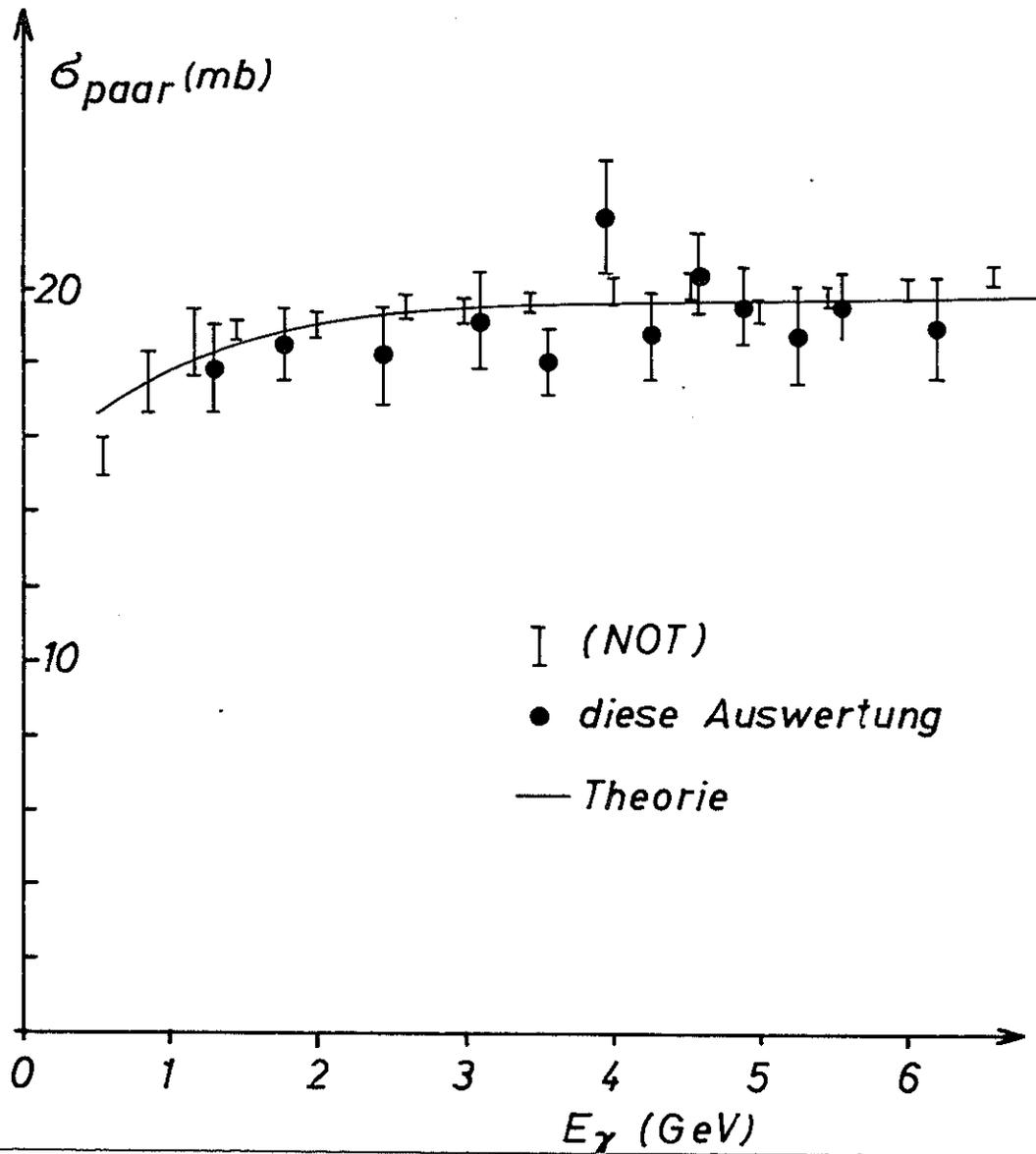


Abb.14b

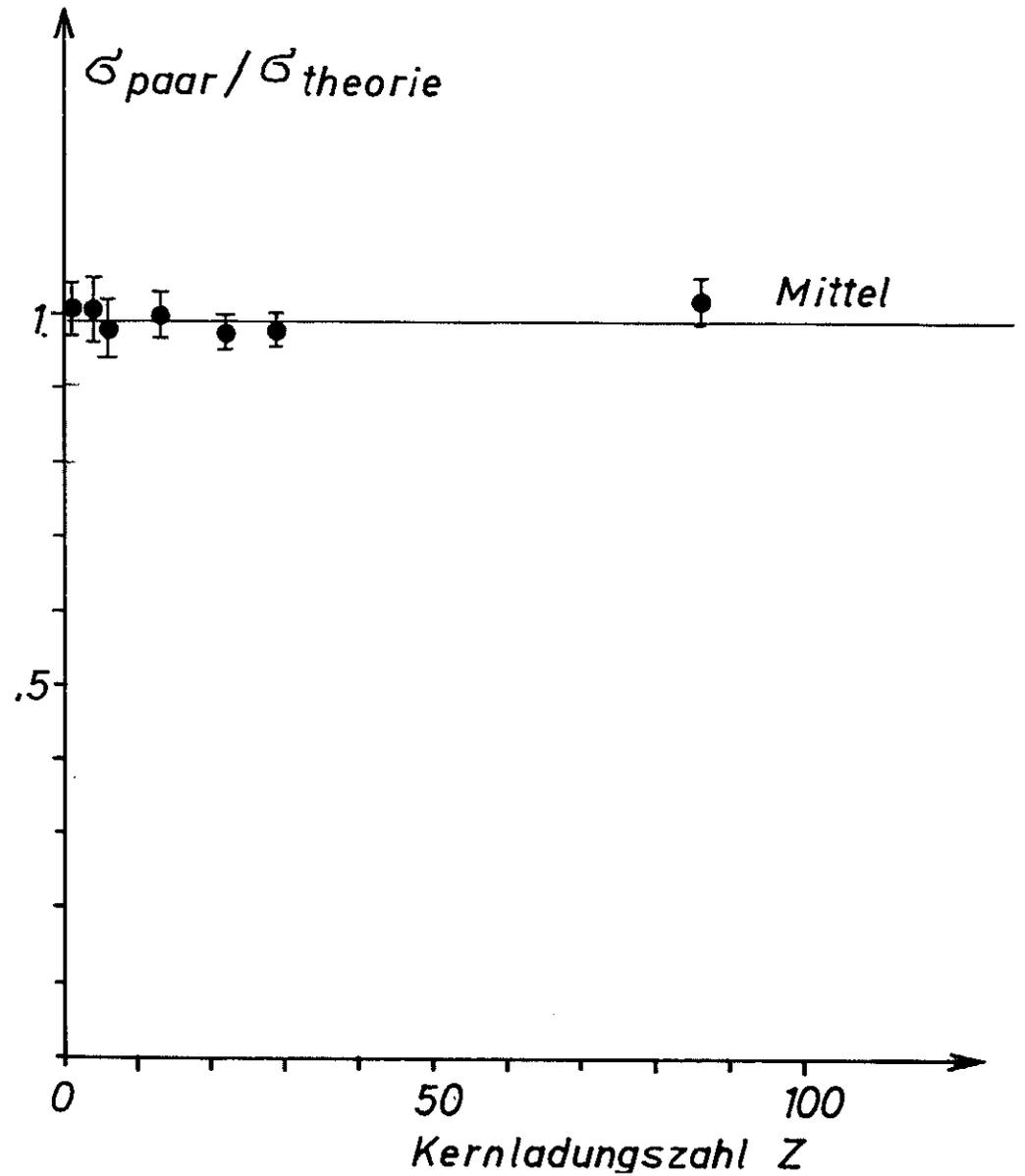
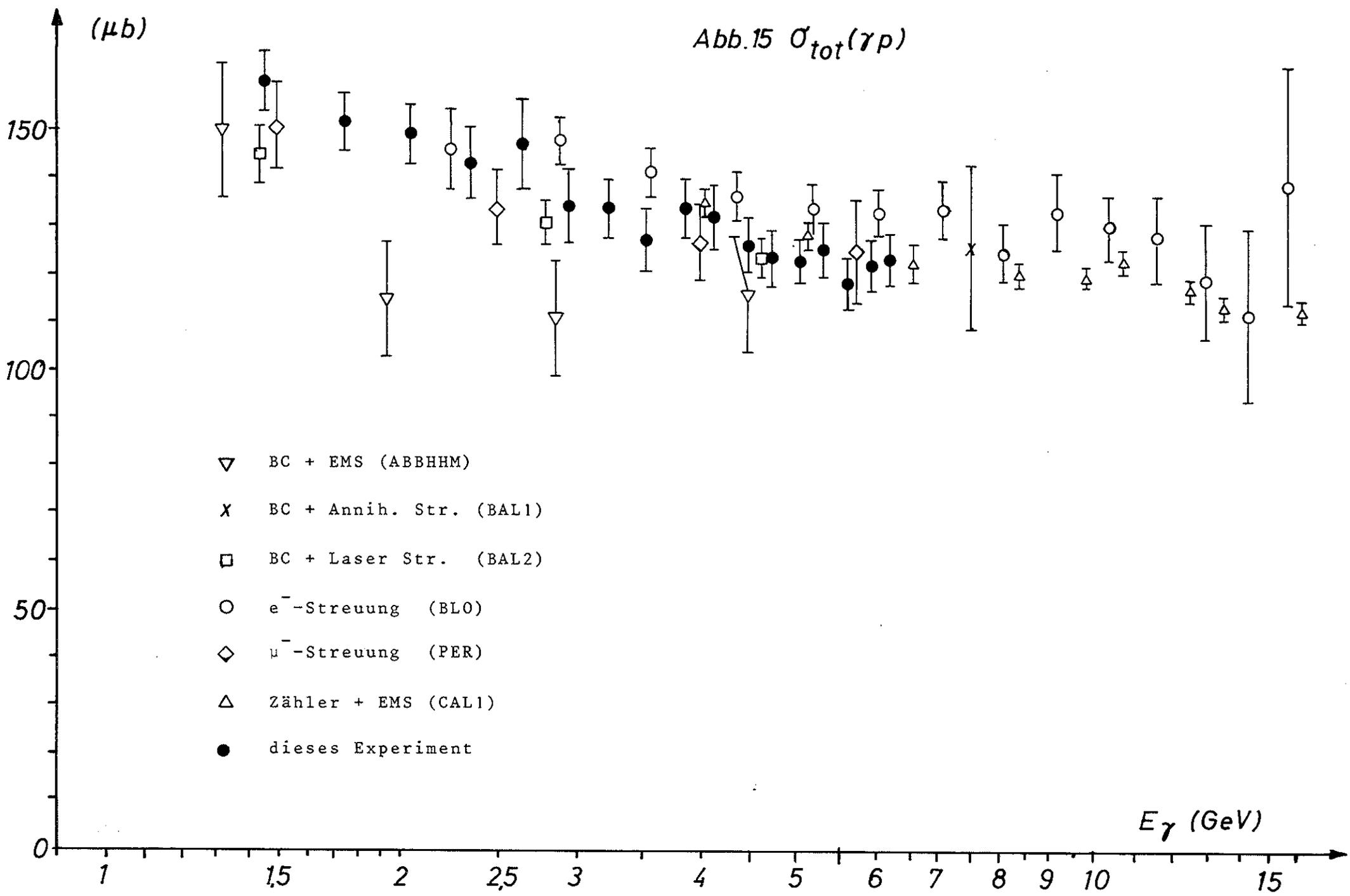


Abb.15  $\sigma_{tot}(\gamma p)$



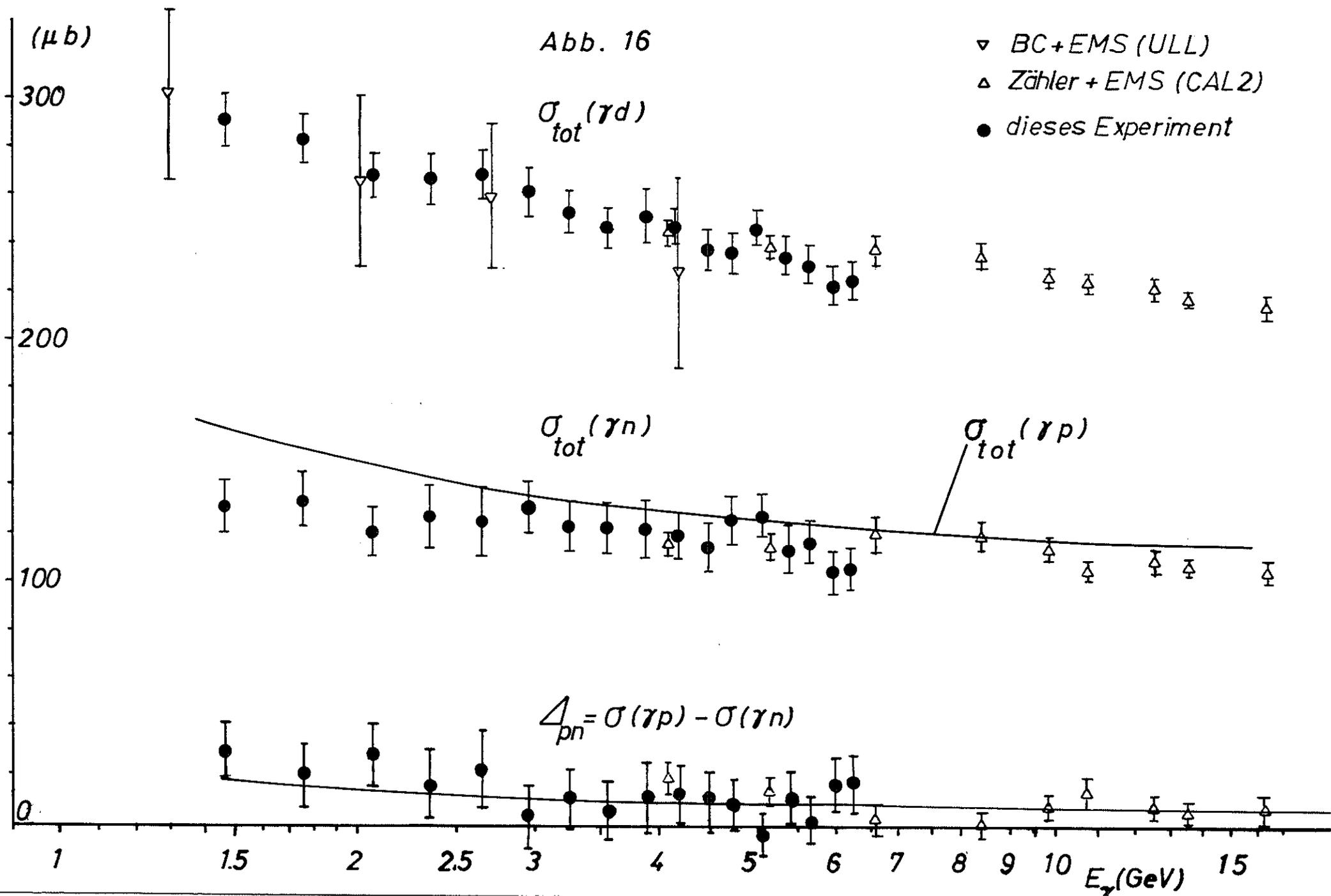


Abb. 17

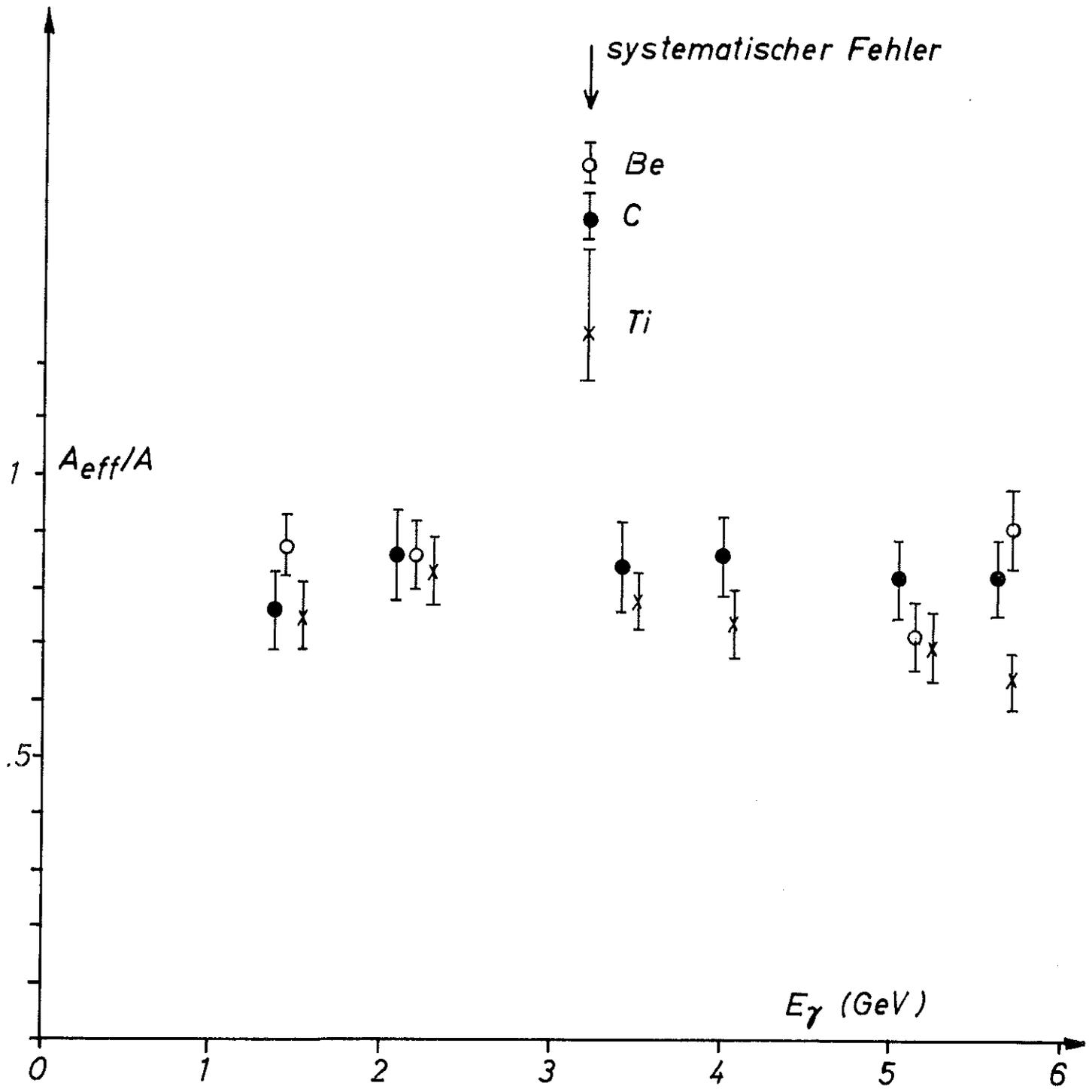


Abb. 18a  $\gamma C$

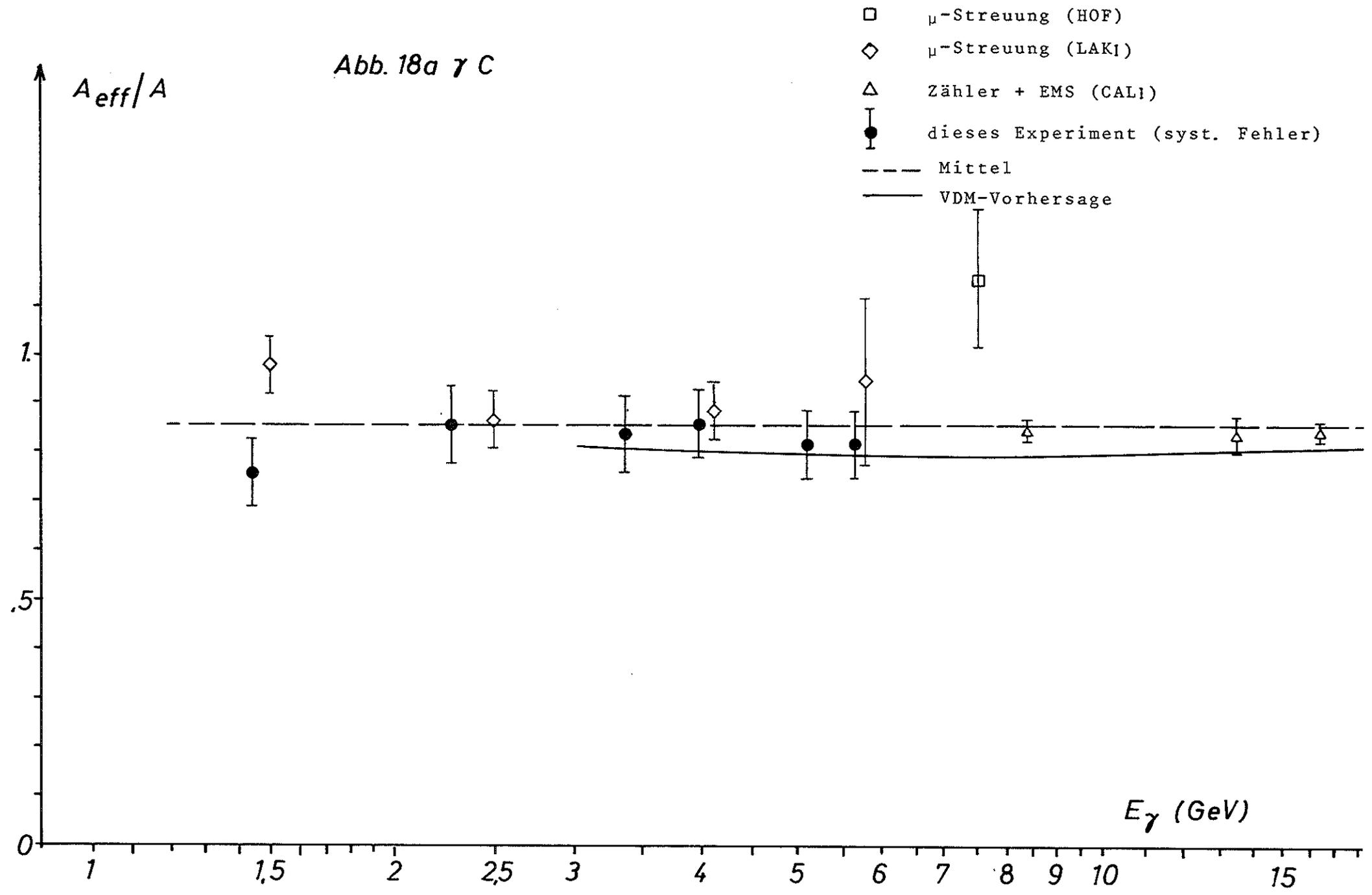


Abb 18b  $\gamma$  Ti ;  $\gamma$  Cu

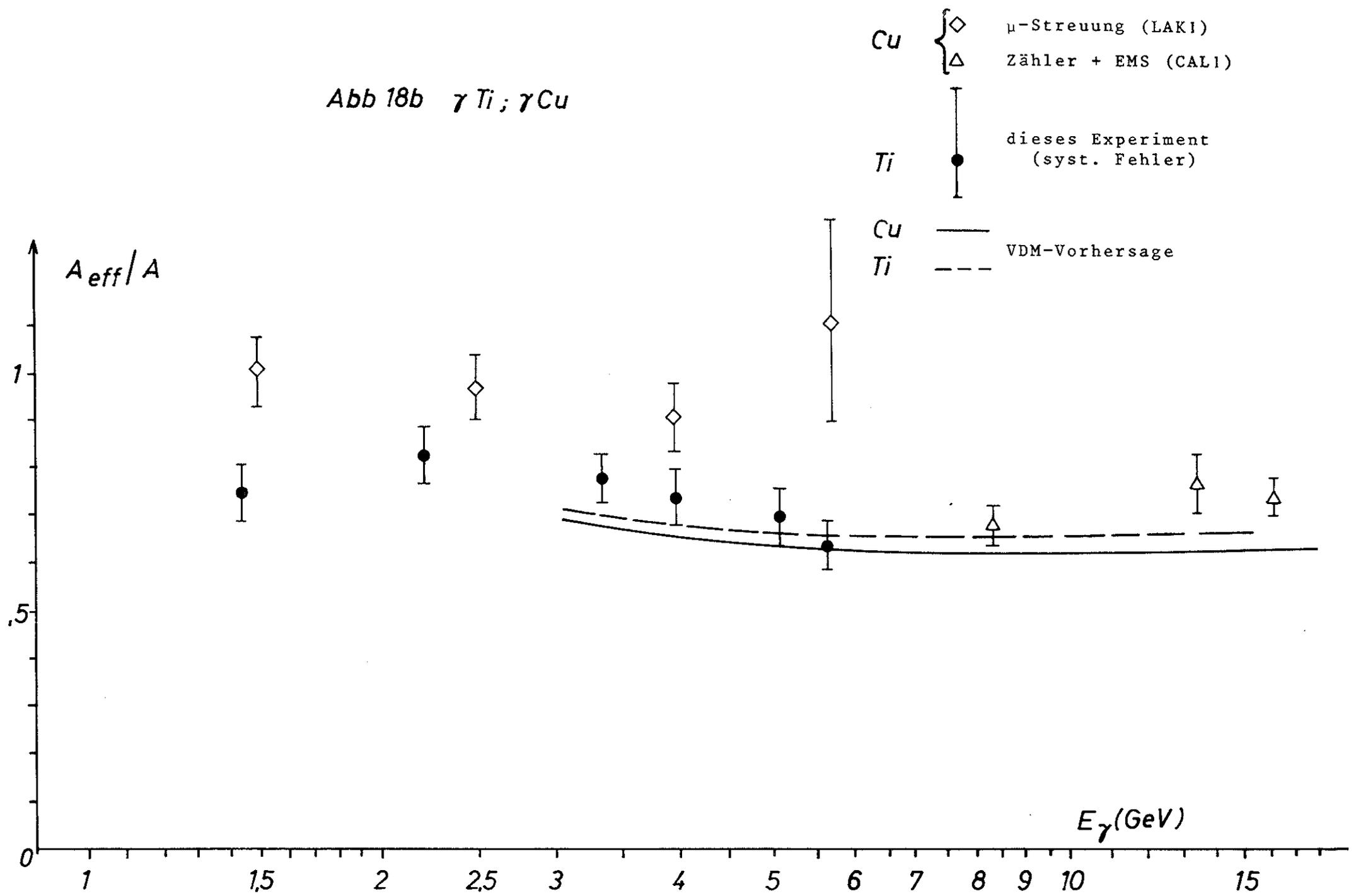


Abb. 19

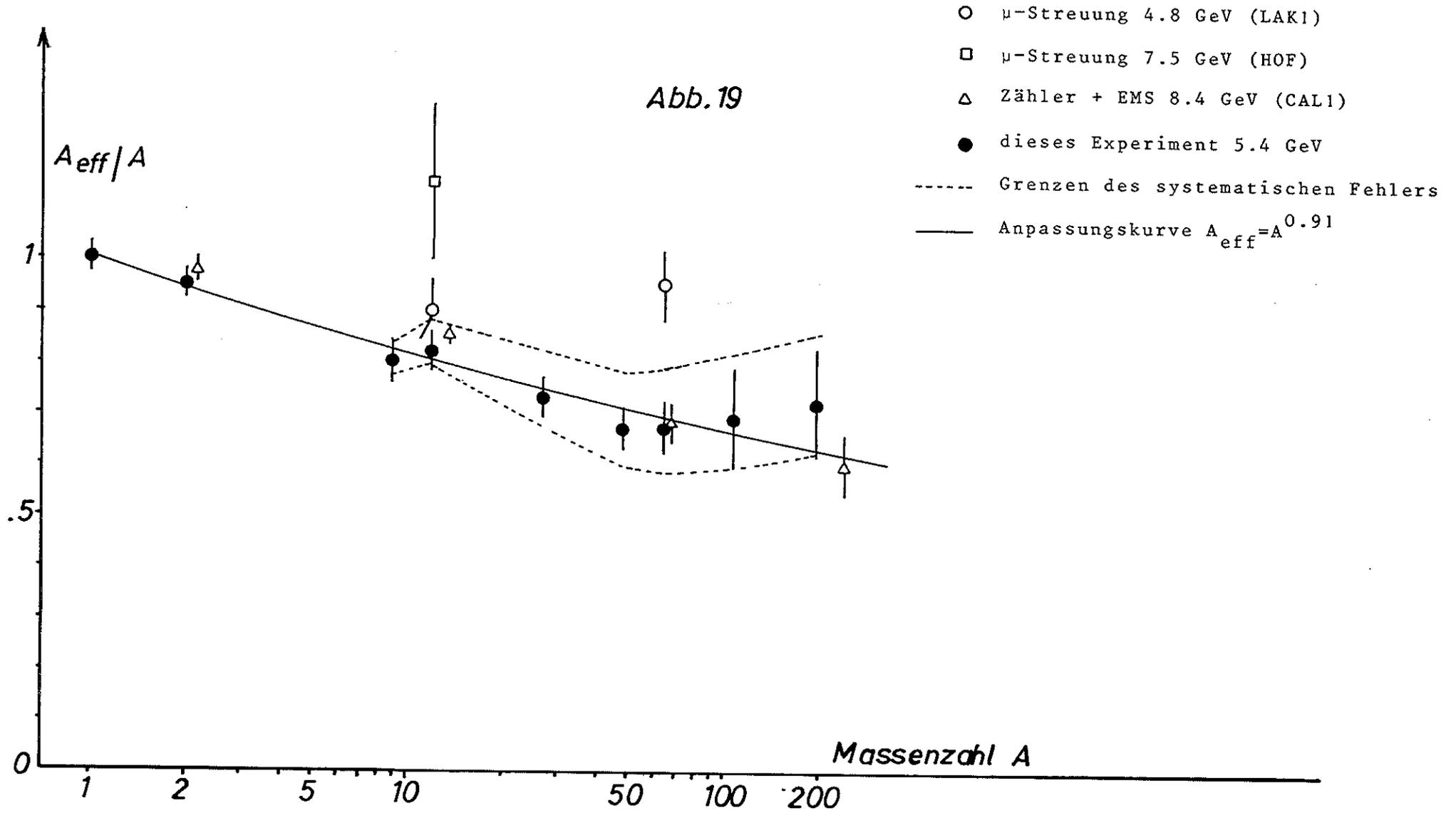


Abb. 20 Glauberkorrektur

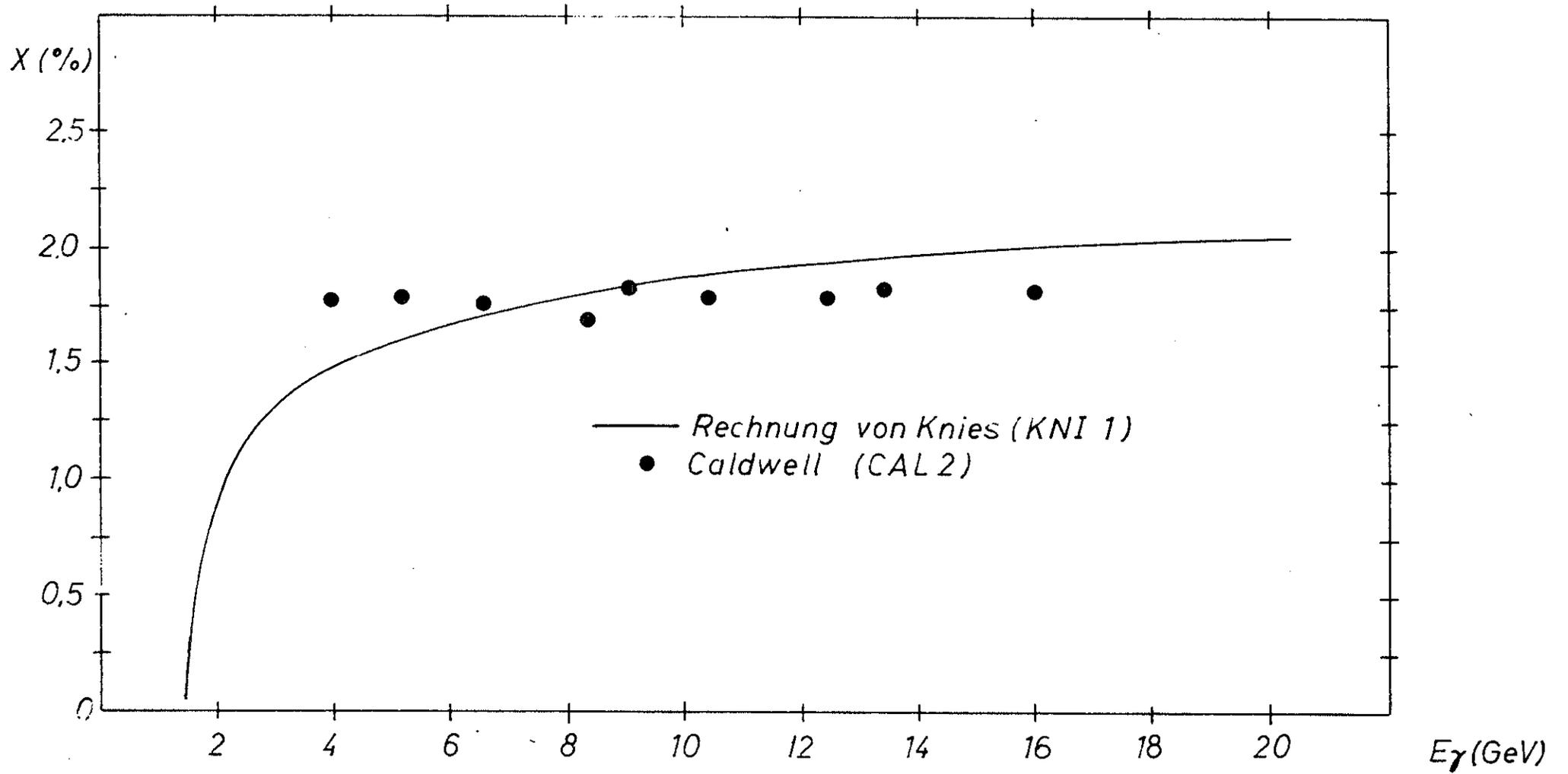


Abb. 21  $\frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} (\gamma p \rightarrow pV)$

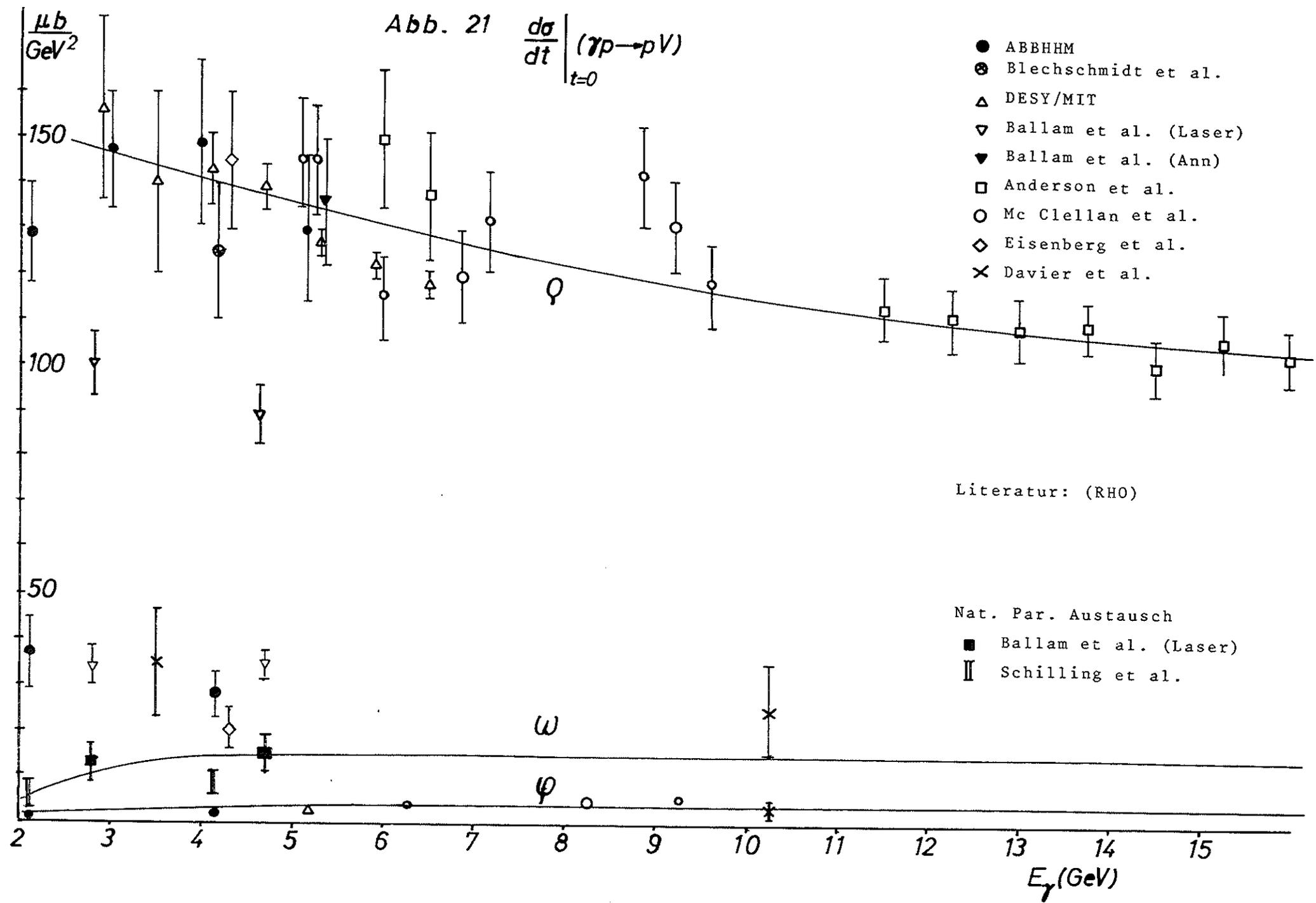
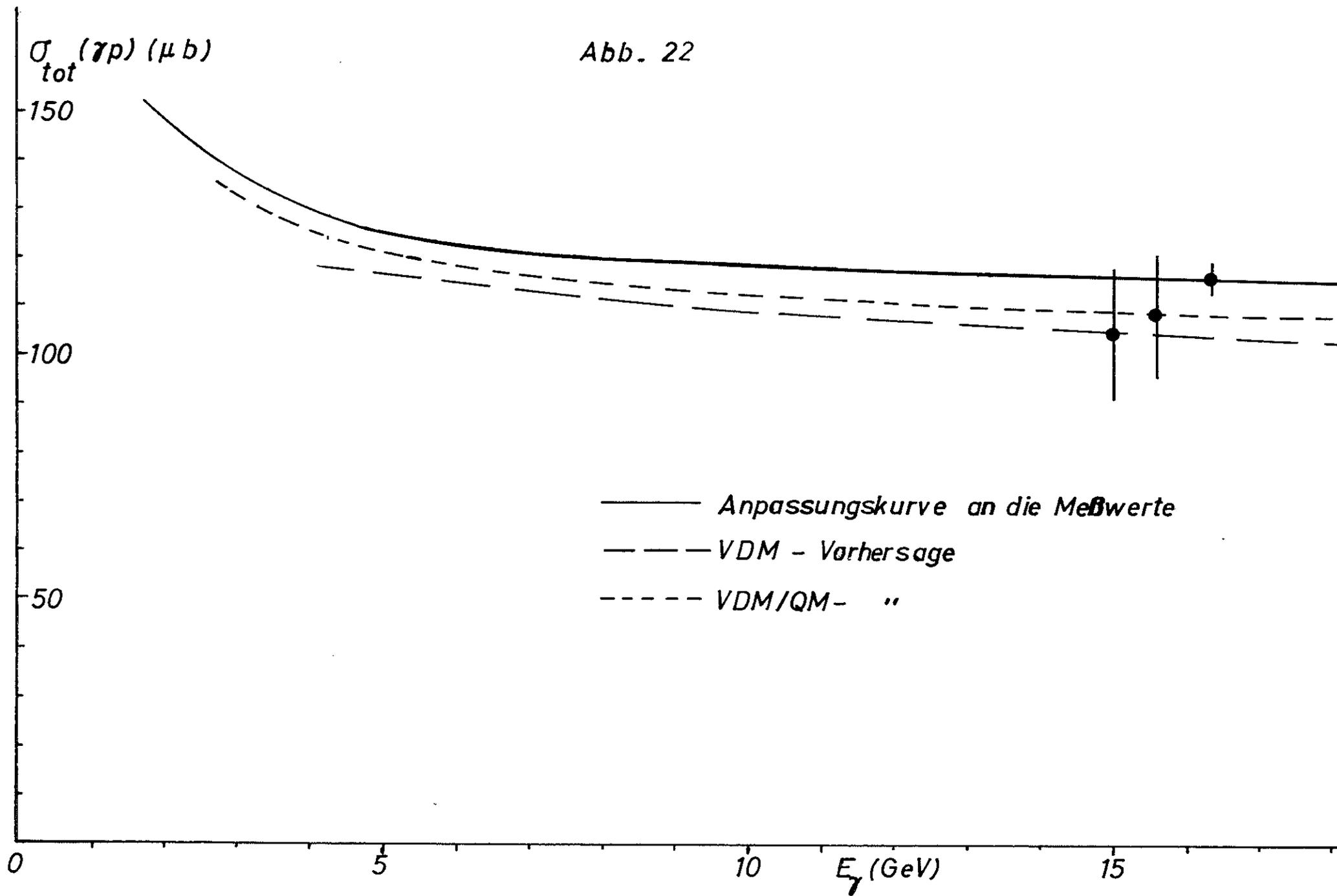
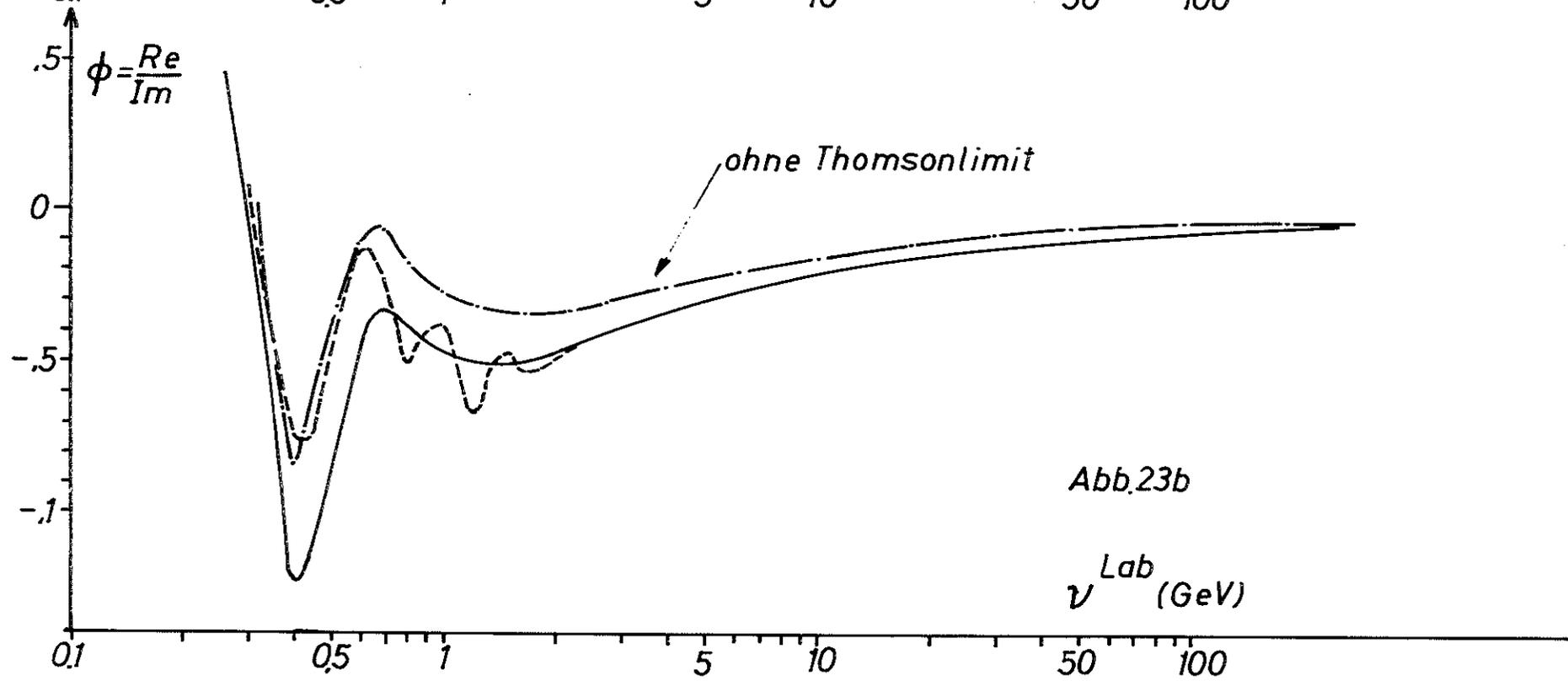
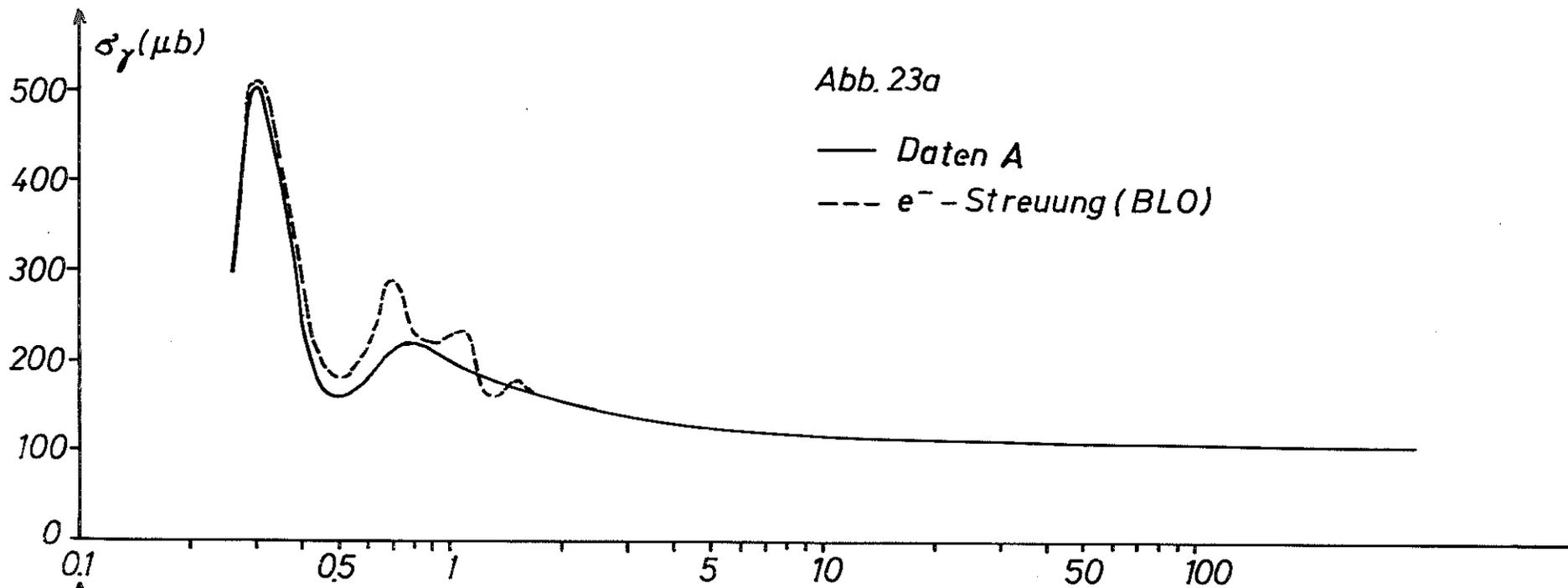
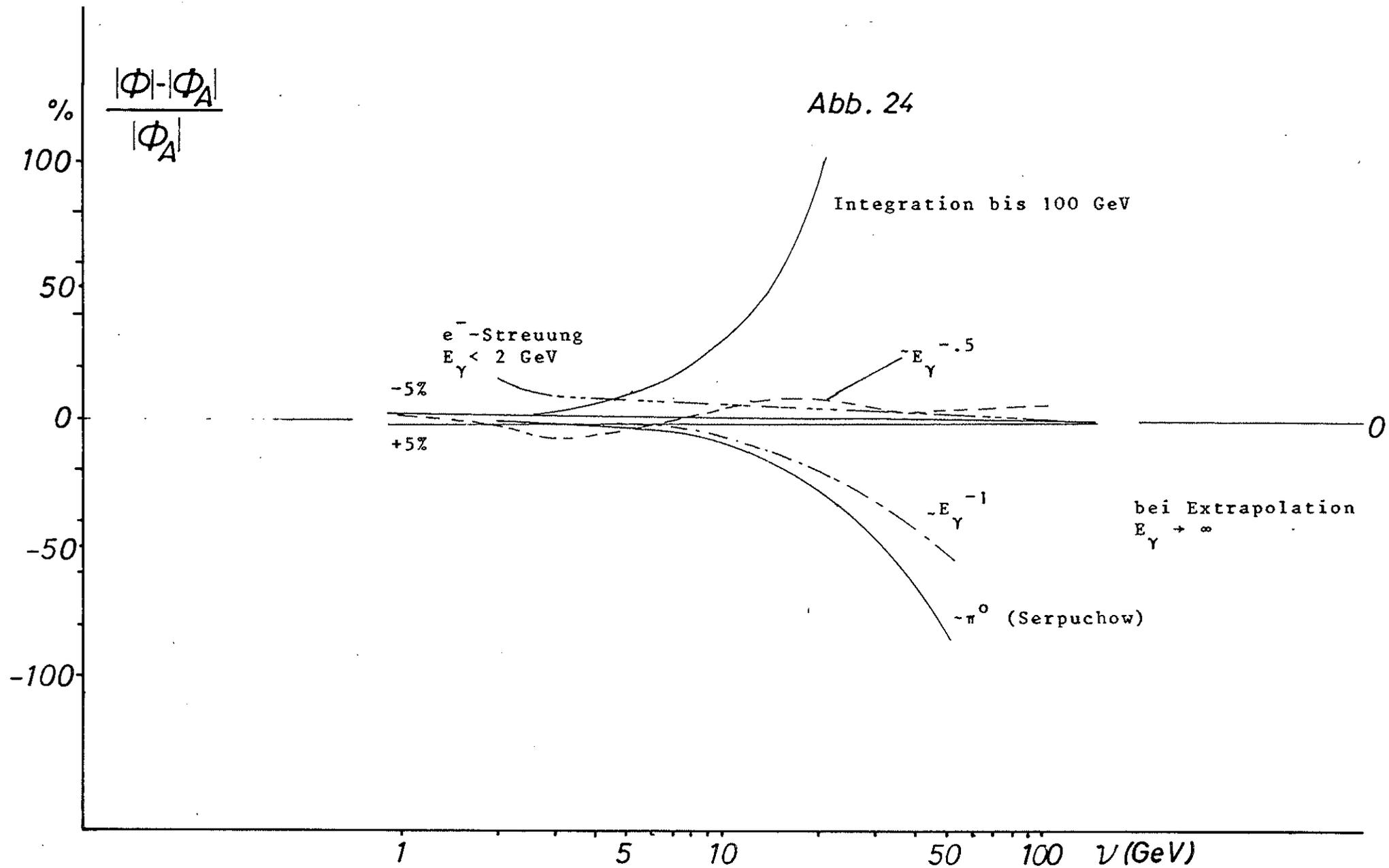
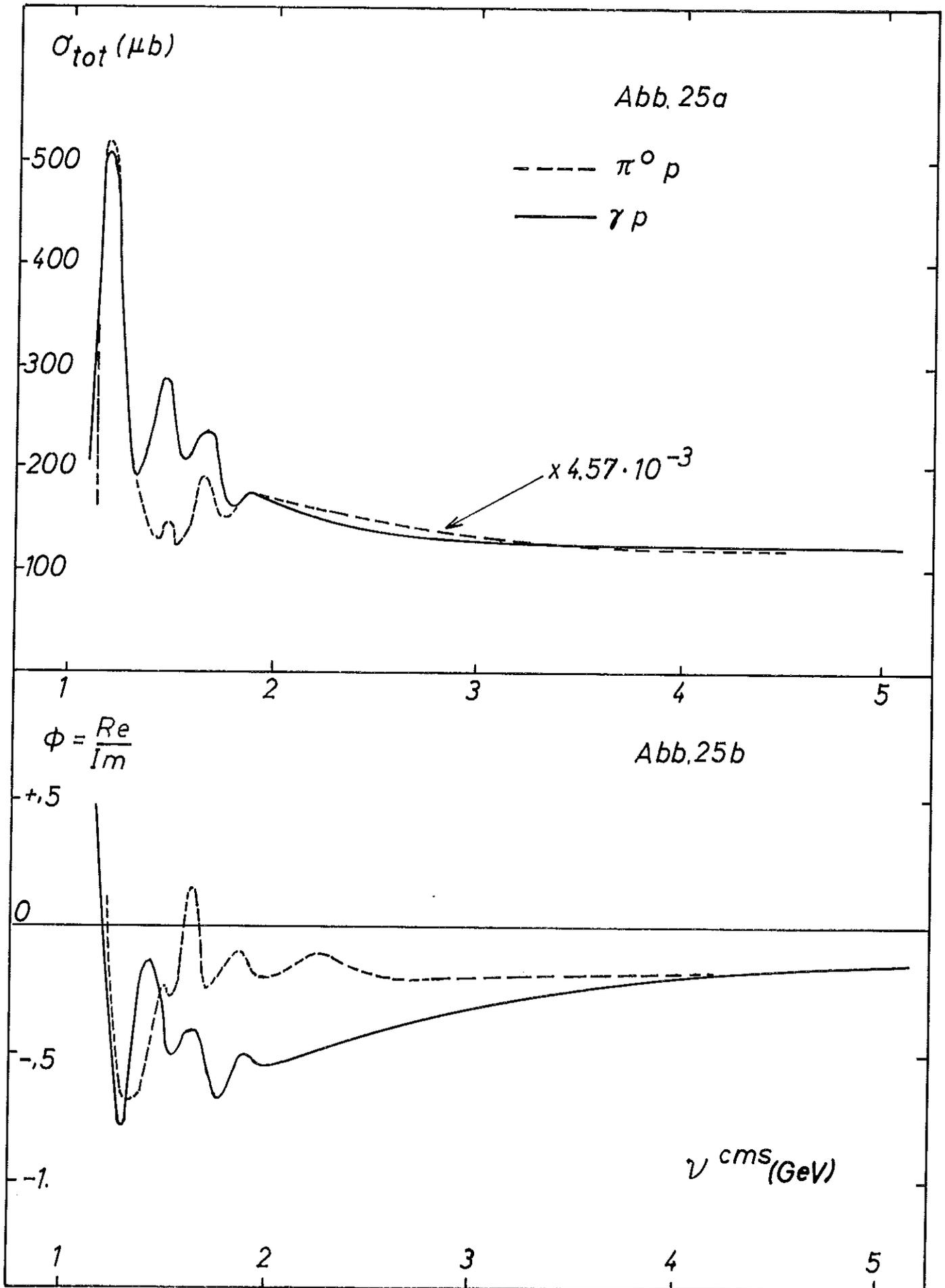


Abb. 22









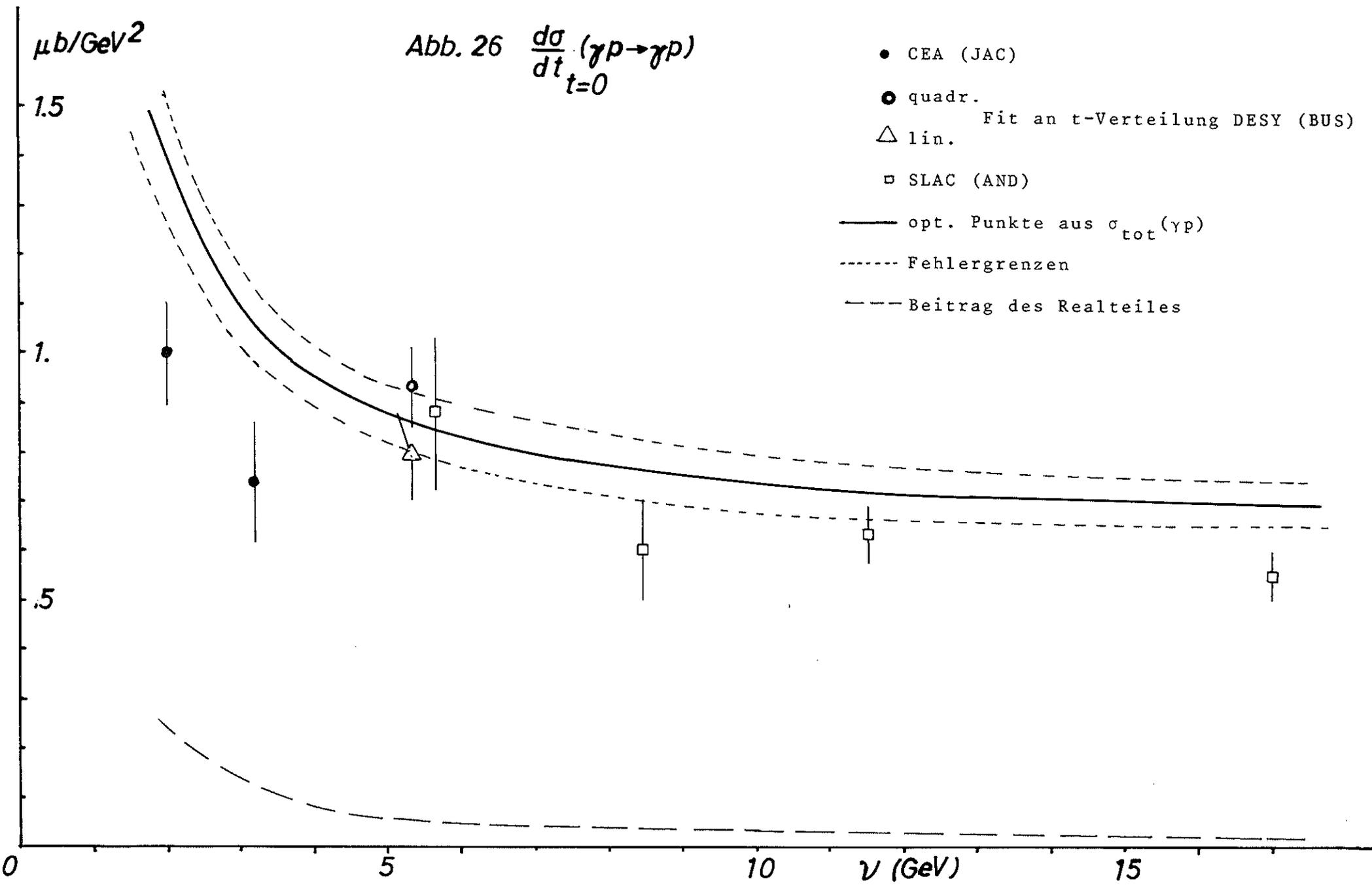
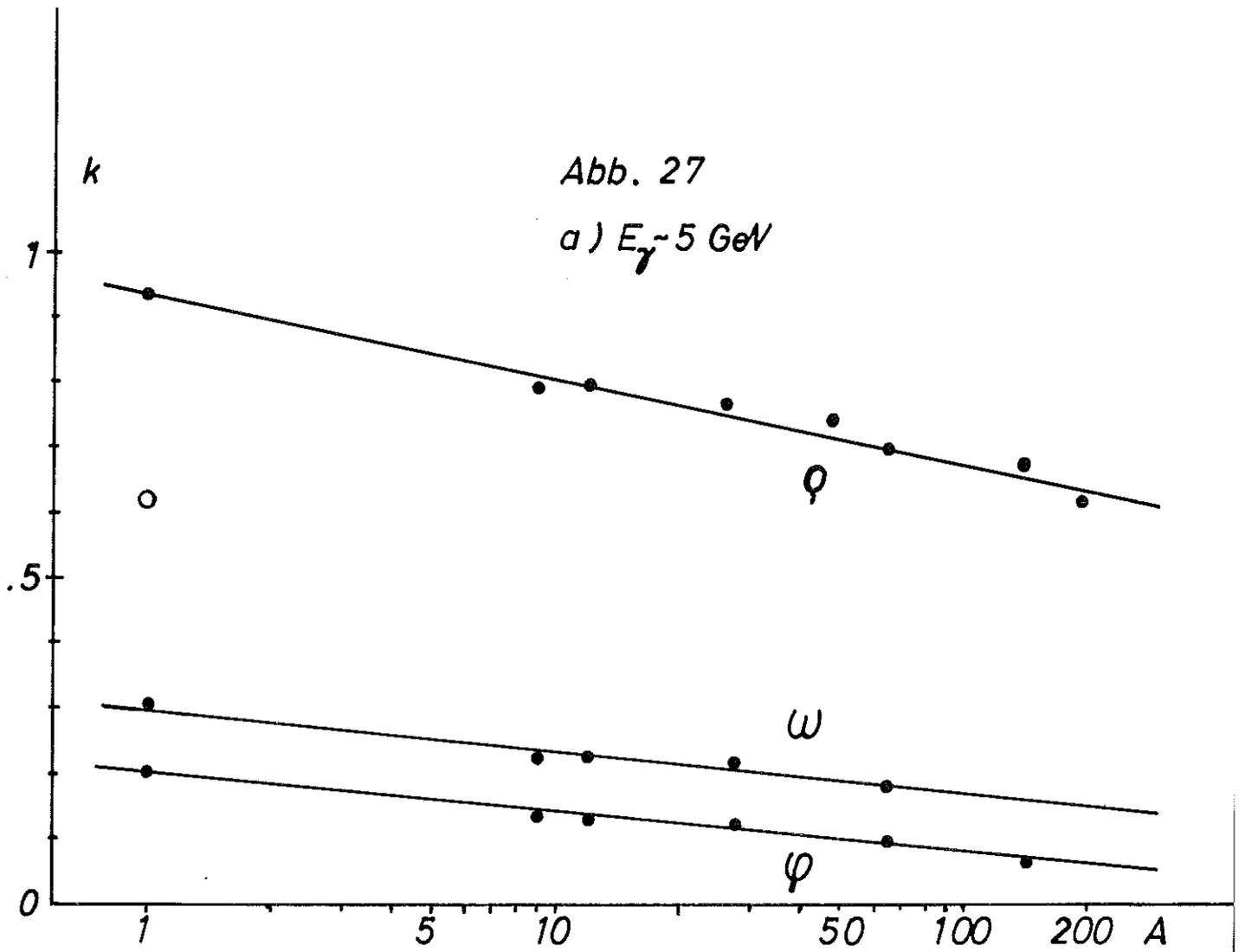


Abb. 27

a)  $E_\gamma \sim 5 \text{ GeV}$



b)  $H_2$

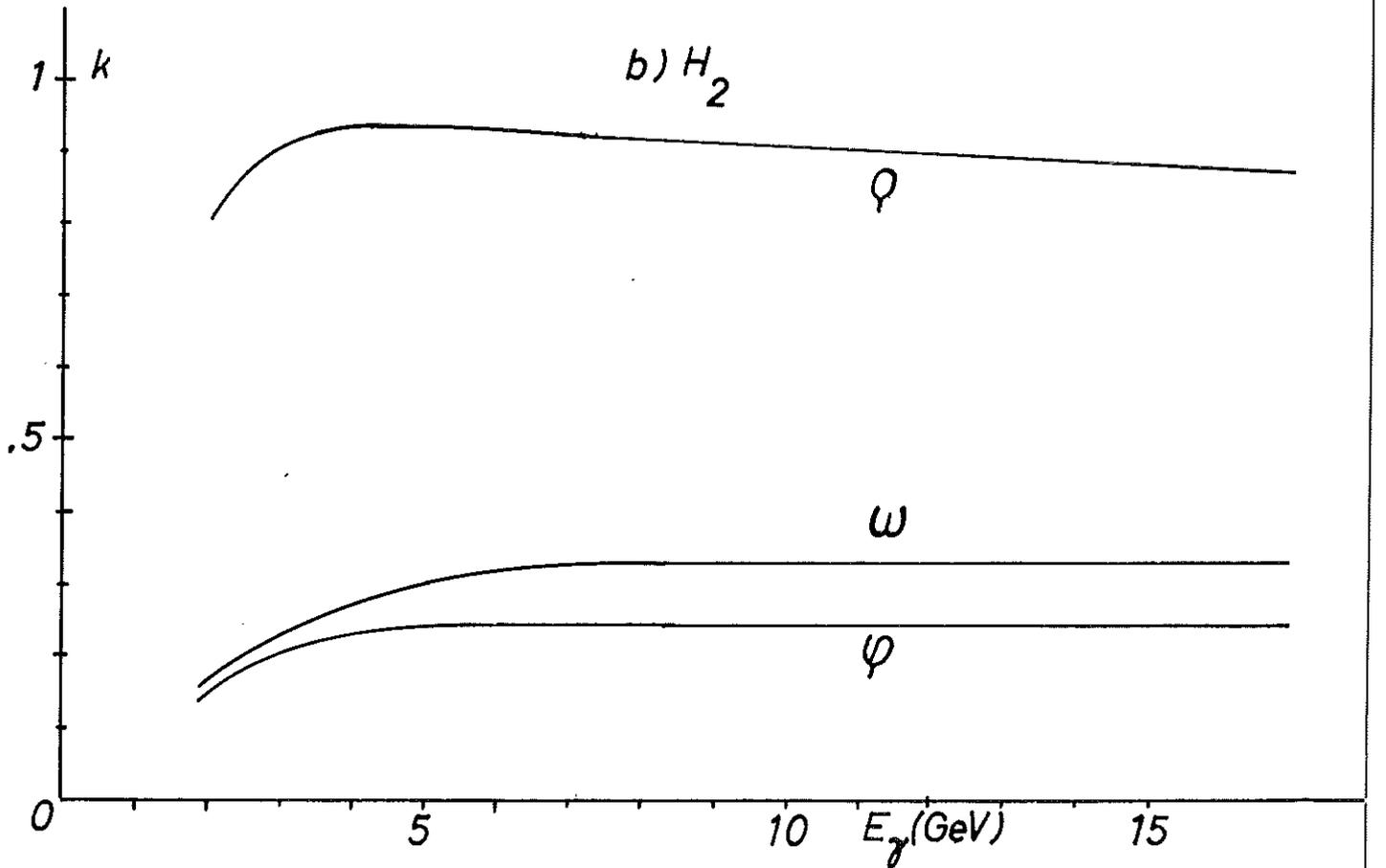


Abb. 28

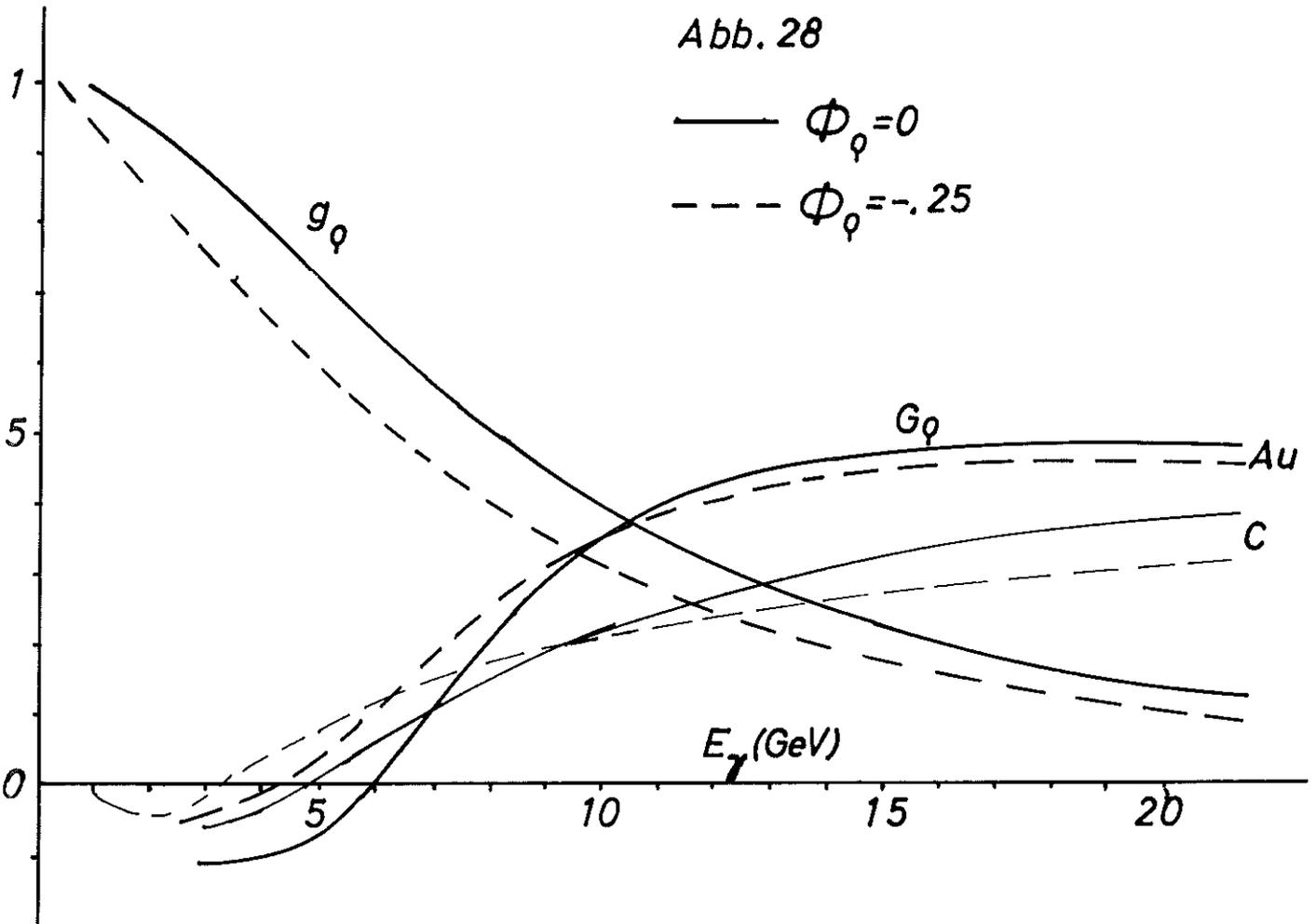
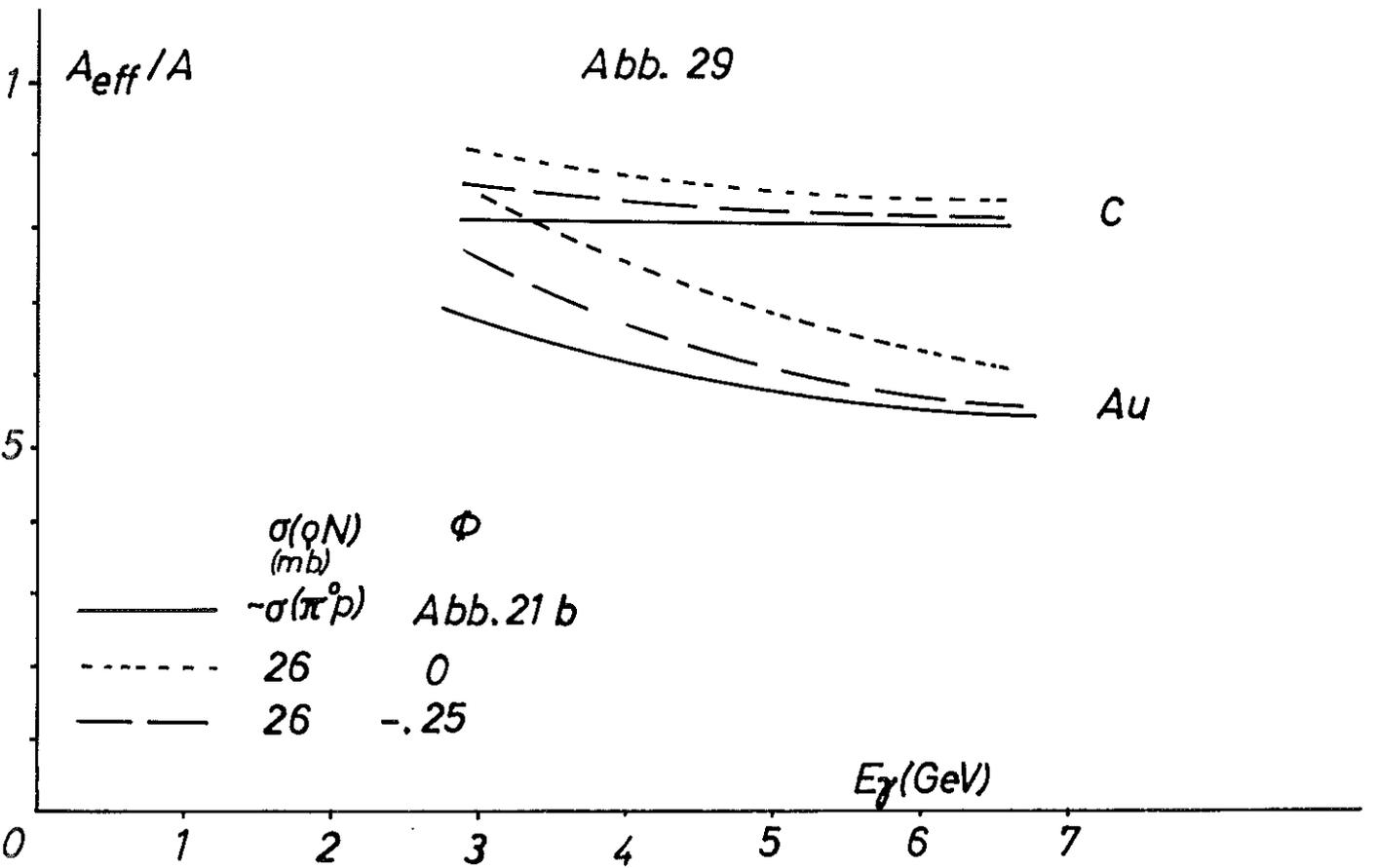


Abb. 29



VDM-Vorhersage

$\sigma_{\rho N}$  (mb)  $r_0$  (f)  $\phi$

———— 26 1.1 -.25

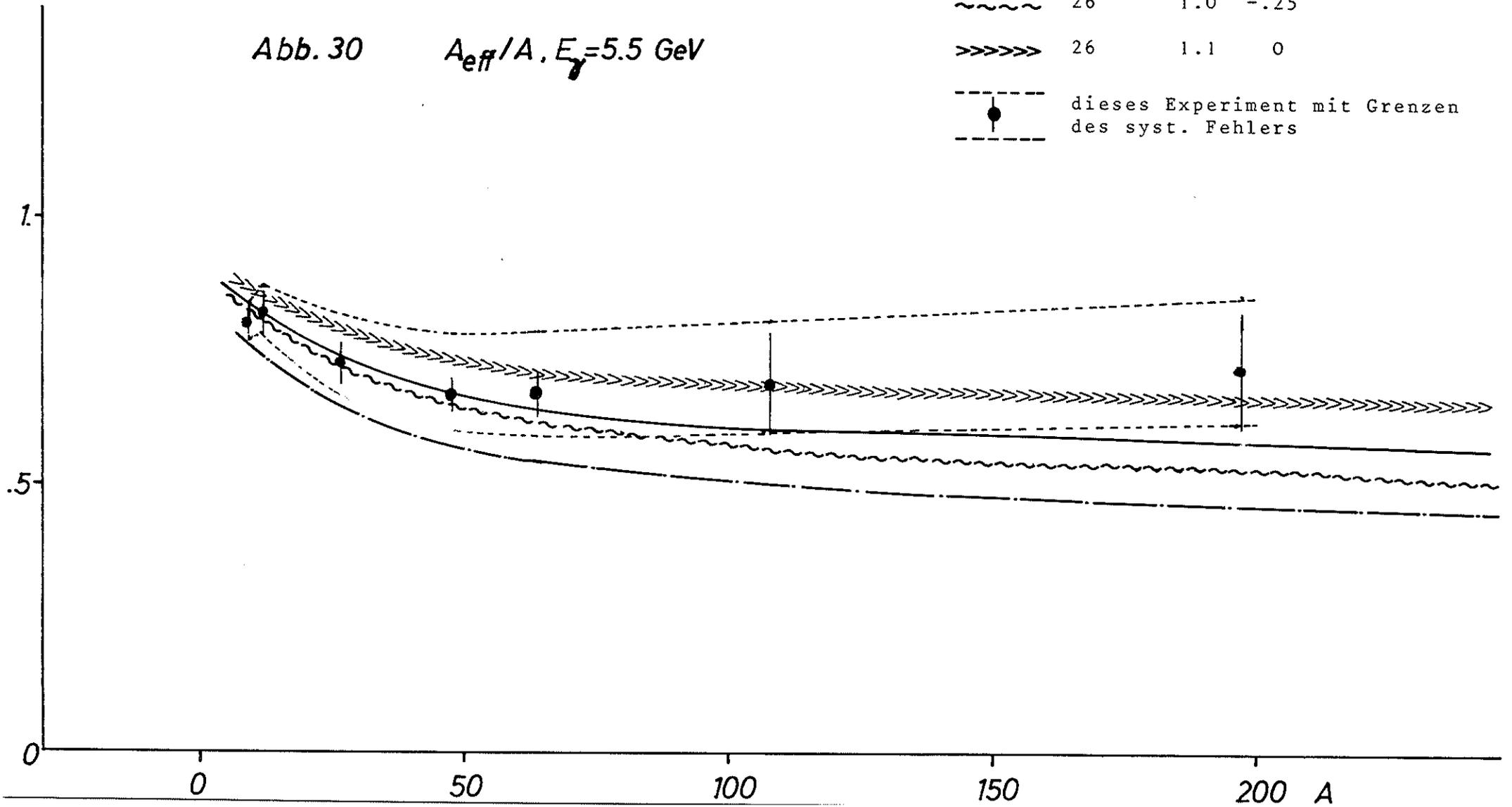
- · - · - 40 1.1 -.25

~~~~~ 26 1.0 -.25

>>>>> 26 1.1 0

— · — dieses Experiment mit Grenzen  
des syst. Fehlers

Abb. 30  $A_{eff}/A, E_\gamma = 5.5 \text{ GeV}$



## Danksagung

Ich danke Herrn Prof. E. Lohrmann und Herrn Prof. M.W. Teucher dafür, daß sie mir die Anfertigung dieser Arbeit möglich gemacht haben. Sie entstand im Rahmen des Experimenteprogramms der Gruppe F1 am Deutschen Elektronensynchrotron Desy.

Dem Leiter der Gruppe, Herrn Dr. H. Meyer, möchte ich besonders herzlich für die Unterstützung bei allen physikalischen Problemen danken.

Allen Mitgliedern der Gruppe danke ich für die erfreuliche Zusammenarbeit, die zum erfolgreichen Abschluß des Experimentes führte. Besonders erwähnen möchte ich die Herren V. Heynen, E. Mandelkow, D. Notz, Dr. J. Weber und Dr.M. Wong. Für die bereitwillige Hilfe bei allen technischen Fragen danke ich Frau E. Hell, den Herren G. Kraft, H.H. Sabath und K. Westphal.



