

DESY - Proposal Nr. 117
eingegangen am 29. 3. 1973

Experimentiermöglichkeiten mit
Elektron - Proton - Strahlen in DORIS

B. H. Wiik und G. Wolf

DORIS as an e-p Colliding Beam Facility

A. Febel, H. Gerke, G. Hemmie, H. Kumpfert
M. Tigner, H. Wiedemann, B. H. Wiik

Experimentiermöglichkeiten mit
Elektron - Proton - Strahlen in DORIS

B.H.Wiik und G.Wolf

I. Einleitung

In den letzten Jahren hat sich die tief inelastische Elektronenstreuung zu einem der interessantesten Arbeitsgebiete der Hochenergiephysik entwickelt. Dieses Interesse beruht vor allem auf den experimentellen Ergebnissen der SLAC-MIT Gruppe ¹⁾. Diese Experimente ergaben einen unerwartet hohen Wirkungsquerschnitt, der ausserdem noch relativ langsam mit Q^2 , der Masse des virtuellen Photons, abnimmt. Es ergibt sich, falls man bei festem Q^2 über ν , den Energieverlust des Elektrons, integriert, ein Wirkungsquerschnitt der gleichen Grössenordnung wie bei der Streuung an einem punktförmigen Proton. Weiterhin besitzt der Wirkungsquerschnitt das von Bjorken vorgeschlagene Skalenverhalten - d.h. im tief inelastischen Bereich sind die Formfaktoren nicht mehr von Q^2 und ν , sondern nur noch von dem Verhältnis ν/Q^2 abhängig. Es ist wichtig, dieses Verhalten über einen grösseren kinematischen Bereich zu bestätigen und ausserdem noch zu sehen, wie sich die einzelnen hadronischen Kanäle verhalten. Es ist aber sehr aufwendig und teuer, den jetzigen kinematischen Bereich mittels herkömmlicher Beschleuniger wesentlich zu vergrössern. Daher haben Pellegrini u.a. ²⁾ vorgeschlagen, einen ep-Speicherring zu benutzen. Sie weisen ausserdem darauf hin, dass man mit einer solchen Anlage auch Photoproduktionsprozesse sowie die schwache Wechselwirkung studieren kann.

Der Vorschlag hat grosses Interesse geweckt und zur Zeit werden die Möglichkeiten grosse ep-Ringe zu bauen von SLAC-Berkeley, Brookhaven, CERN und einer Rutherford-Daresbury Kollaboration untersucht. Dabei werden Speicherringe für 200 GeV Protonen und 15 GeV Elektronen in Betracht gezogen. Mit einer solchen Anlage können Schwerpunktennergien von 110 GeV entsprechend einer

Laborenergie von rund 6400 GeV erreicht werden. Der maximale Wert von Q^2 ist 12000 GeV².

Um den zur Verfügung stehenden kinematischen Bereich auszunützen, sind Luminositäten von mindestens $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ erforderlich ²⁾. Da aber bei dem Bau solcher Beschleuniger viele neuartige Probleme auftreten, lassen sich diese hohen Luminositäten nicht sicher voraussagen. Es scheint uns daher sinnvoll - bevor man solche Projekte ernsthaft in Erwägung zieht - die Beschleunigerprobleme experimentell zu untersuchen. Wir haben daher geprüft, ob DORIS auch als ep-Speicherring benutzt werden kann. Dies scheint möglich zu sein und relativ wenig zu kosten.

Als Protonenquelle soll ein 3 MeV Van de Graaff dienen. Die Protonen werden im DESY Synchrotron injiziert und dort auf etwa 2 (GeV/c) beschleunigt. Die Injektion im DORIS erfolgt über den normalen Injektionskanal. Die dabei auftretenden technischen Probleme wurden ausführlich untersucht und sind in internen DESY-Berichten ^{3, 4)} zusammengefasst. Die Untersuchung ergab, dass es möglich ist, die notwendigen Umbauten innerhalb von etwa zwei Jahren zu bewerkstelligen. Die erreichbare Luminosität beträgt $(2 - 10) 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ bei einer Schwerpunktsenergie von 6 GeV.

Die vorgeschlagene Erweiterung von DORIS zu einem ep-Ring würde nicht nur wertvolle Erfahrungen im Bau und Betrieb von ep-Speicherringen liefern, sondern zusätzlich gestatten, eine Reihe von wichtigen Experimenten durchzuführen. Zum Beispiel wäre es mit der hier vorgeschlagenen Erweiterung bei DESY zum ersten Male möglich, Experimente im tief inelastischen Bereich durchzuführen.

In diesem Bericht stellen wir das mögliche Experimentierprogramm am ep-Speicherring zusammen. Für die Abschätzung der Zählraten wurden die bisher genehmigten Detektoren Pluto und DASP zugrunde gelegt.

Wir diskutieren zunächst den zur Verfügung stehenden kinematischen Bereich sowie die Kinematik der Reaktion $e p \rightarrow e' x$. Danach werden die Zählraten von $e p \rightarrow e' x$ abgeschätzt und mit den zu erwartenden Untergrundraten verglichen. Im zweiten Teil werden Koinzidenzexperimente diskutiert, in denen neben dem gestreuten Elektron ein Hadron nachgewiesen wird. Weiter werden die Zählraten für spezifische Zweikörperkanäle wie $\gamma_V p \rightarrow \rho^0 p$, $\gamma_V p \rightarrow \pi^+ n$ usw. abgeschätzt. Durch eine Abänderung des HF-Systems ist es auch möglich, Deuteronen in DORIS zu speichern. Auf diese Möglichkeit wird am Ende kurz eingegangen.

II. Übersicht

II.1. ep-Streuung

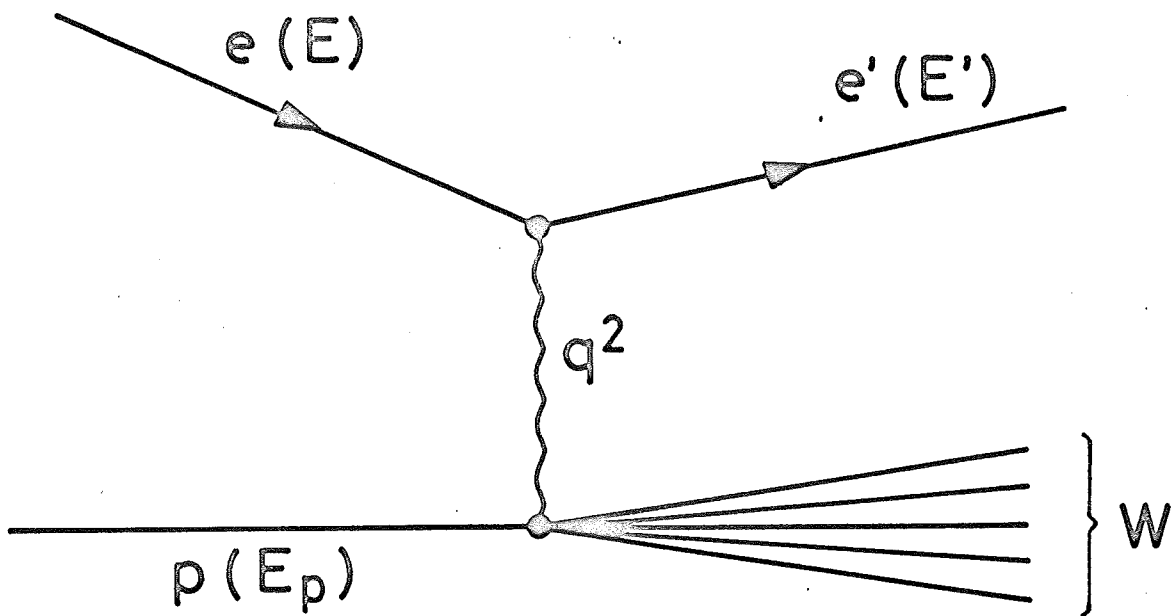
Die kinematischen Grössen der Reaktion $e p \rightarrow e' x$ sind in Fig. 1 definiert. Ein Elektron der Energie E stösst auf ein Proton mit dem Viererimpuls p . Durch den Austausch eines Photons mit dem Viererimpuls Q wird ein hadronischer Zustand mit der Masse W erzeugt und das Elektron unter einen Winkel θ (im Labor) gestreut. Mit der Annahme, dass nur das gestreute Elektron im Endzustand nachgewiesen wird, kann der Wirkungsquerschnitt durch zwei Strukturfunktionen $W_1(\nu, Q^2)$ und $W_2(\nu, Q^2)$ ausgedrückt werden:

$$\frac{d^2 \sigma}{dQ^2 dE'} = \frac{4\pi\alpha^2 E'}{Q^4 E} \left\{ 2 W_1(\nu, Q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} + W_2(\nu, Q^2) \cos^2 \frac{\theta}{2} \right\}$$

Die Strukturfunktionen $W_1(\nu, Q^2)$ und $W_2(\nu, Q^2)$ sind nur von den beiden Variablen $\nu = -q \cdot p/M$ und Q^2 abhängig. Das besondere an der inelastischen Elektronenstreuung ist, dass die Masse eines der externen Teilchen (nämlich des Photons) in einer wohldefinierten Weise verändert werden und damit die Abhängigkeit der Streuamplitude von dieser Masse untersucht werden kann. In rein hadronischen Prozessen ist eine solche Untersuchung nicht möglich.

Die Messungen ¹⁾ der SLAC-MIT Gruppe zeigten, dass die Strukturfunktionen in tief inelastischem Bereich nur Funktionen einer einzigen Variablen $\omega' = W^2/Q^2 + 1$ (oder $\omega = \omega' + M^2/Q^2$) sind (Skaleninvarianz). Der Bereich, in dem Skaleninvarianz gilt, setzt dabei oberhalb $Q^2 \geq 1 \text{ GeV}^2$ und $W \geq 2 \text{ GeV}$ ein.

Abb. 2 zeigt den kinematischen Bereich, in dem bisher Messungen durchgeführt worden sind. In dem punktierten Gebiet sind die beiden Strukturfunktionen W_1 und W_2 getrennt gemessen worden, d.h. aussserhalb dieses Bereichs



$$\nu^* = E - E'$$

$$q^2 = -4EE' \sin^2 \theta/2$$

$$W^2 = (E + E_p)^2 - 2E'(E + E_p)$$

Fig. 1

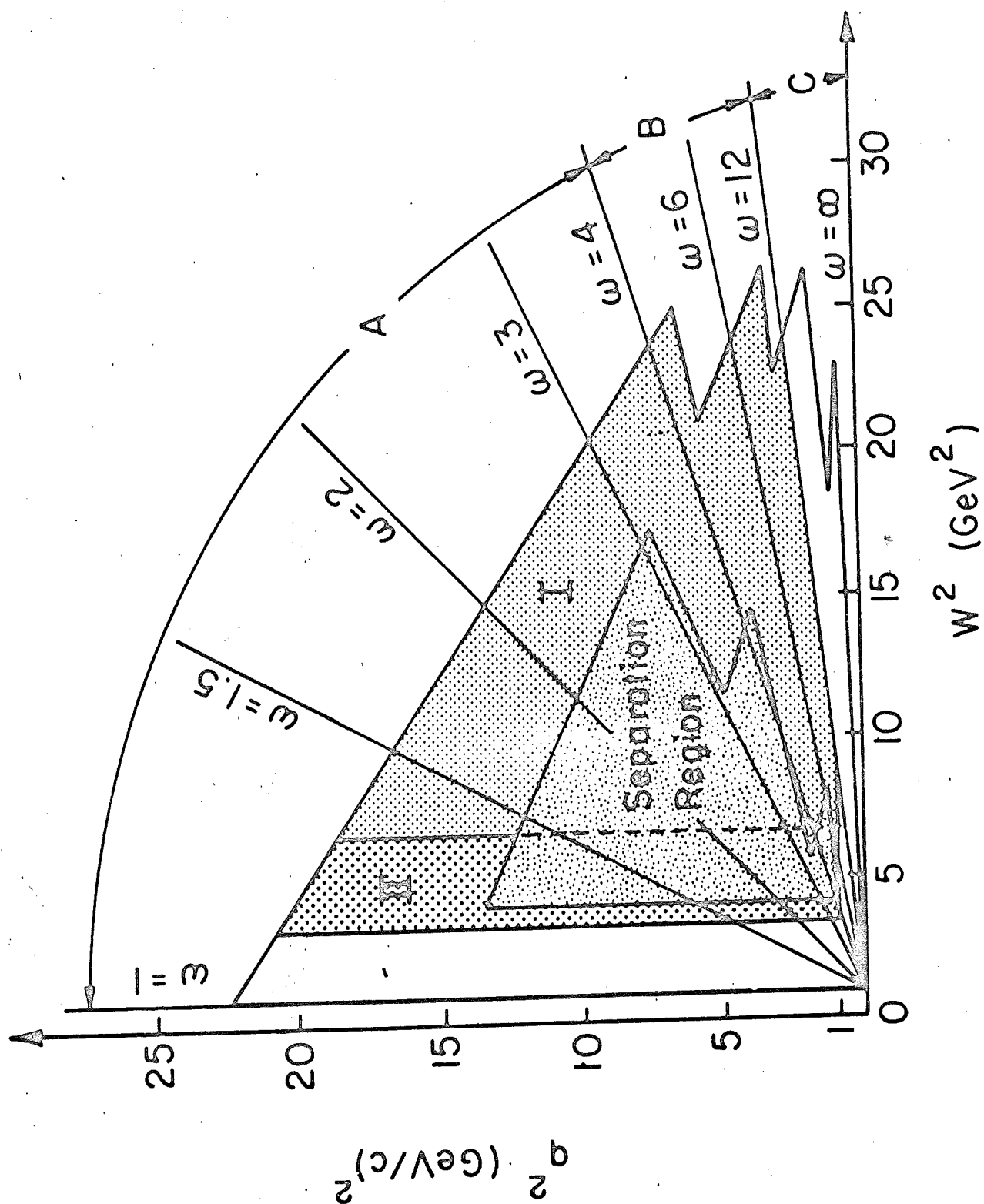


FIG.2

müssen zusätzlich Annahmen über eine der Strukturfunktionen gemacht werden, um auf Skaleninvarianz zu prüfen. Skaleninvarianz ist bisher nur bis zu $W^2 \sim 17 \text{ GeV}^2$ und $Q^2 \sim 13 \text{ GeV}^2$ gemessen worden. Bisher wurden Messungen für $\omega' \geq 6$ ausserhalb der Resonanzgegend nicht veröffentlicht. Neben der Ausweitung der Messungen des totalen inelastischen Wirkungsquerschnitts zu grösseren Q^2 und W -Werten ist es besonders wichtig, das Q^2 , W Verhalten der einzelnen hadronischen Kanäle zu untersuchen. Entsprechende Experimente gibt es wegen der experimentellen Probleme bisher nur in einem kleinen kinematischen Bereich, nämlich

$$W < 5.2 \text{ GeV} \quad Q^2 \leq 2.5 \text{ GeV}^2$$

Für solche Untersuchungen ist ein ep-Speicherring besonders geeignet, da der Schwerpunkt im Laborsystem liegt und die Teilchenimpulse deshalb verhältnismässig klein sind. Ausserdem ist es möglich, einen Detektor zu bauen, der den grössten Teil von 4π umfasst.

II.2. Kinematik

Treffen Elektronen mit Impuls $\vec{p}$ auf Protonen mit demselben Impuls $\vec{p}$, so können maximal die folgenden Werte für Q^2 und W^2 auftreten:

$$Q_{\text{max}}^2 \approx W_{\text{max}}^2 = (E_e + E_p)^2$$

Die entsprechende Laborenergie ν ist gegeben durch

$$\nu = (E_e + E_p)^2 / 2m_p$$

Bei DORIS sind zunächst Impulse bis zu $3.5 \text{ GeV}/c$ erreichbar. Dies entspricht Laborenergien bis zu 26.5 GeV mit einem maximal erreichbaren Q^2 von etwa 50.0 GeV^2 . Elektronenenergien bis zu 4.5 GeV können durch zusätzliche HF-Leistung und zusätzliche Magnetnetzgeräte erreicht werden.

Diese Ausbaustufe entspricht einer Laborenergie von 44 GeV und einem Q^2 von maximal 82.5 GeV². Diese Bereiche sind in Fig. 3 angedeutet.

Zum Vergleich ist auch der bei DESY am Synchrotron zur Verfügung stehende kinematische Bereich in Fig. 3 gestrichelt eingezeichnet. Der ep-Ring bringt also eine grosse Erweiterung des Messbereichs sowohl in Q^2 wie in ν . Ebenfalls sind in Abb. 3 die kinematischen Bereiche angegeben, in denen bisher Einarm- sowie Koinzidenzexperimente durchgeführt worden sind.

Die Kinematik des gestreuten Elektrons ist in Fig. 4 für 3.5 (GeV/c) Elektronen auf 3.5 (GeV/c) Protonen gezeigt. Die Kurven konstanter Masse (W) des produzierten Hadronensystems sind gestrichelt eingezeichnet. Zu bemerken ist, dass die gestreuten Elektronen im Labor unter relativ grossen Winkeln erscheinen, d.h. im Gegensatz zu rein hadronischen Prozessen sind grosse Transversalimpulse relativ häufig.

II.3. Zählraten und Untergrund

Nach Bloom und Gilman⁵⁾ lassen sich die Strukturfunktionen wie folgt parametrisieren:

$$W_2(\nu, Q^2) = .56(1 - 1/\omega')^3 + 2.2(1 - 1/\omega')^4 - 2.54(1 - 1/\omega')^5$$

$$W_1(\nu, Q^2) = (1 + \nu^2/Q^2) W_2(\nu, Q^2) \cdot \frac{1}{1 + \sigma_L/\sigma_T}$$

Das Verhältnis der totalen Wirkungsquerschnitte für virtuelle transversale und longitudinale Photonen, σ_L/σ_T wurde in Übereinstimmung mit den SLAC-MIT Daten gleich 0.18 gesetzt. Die mit diesen Formeln berechneten Zählraten sind in Figur 5 als Funktion von ν^* und Q^2 dargestellt. (ν^* = Photonenenergie im Speicherring).

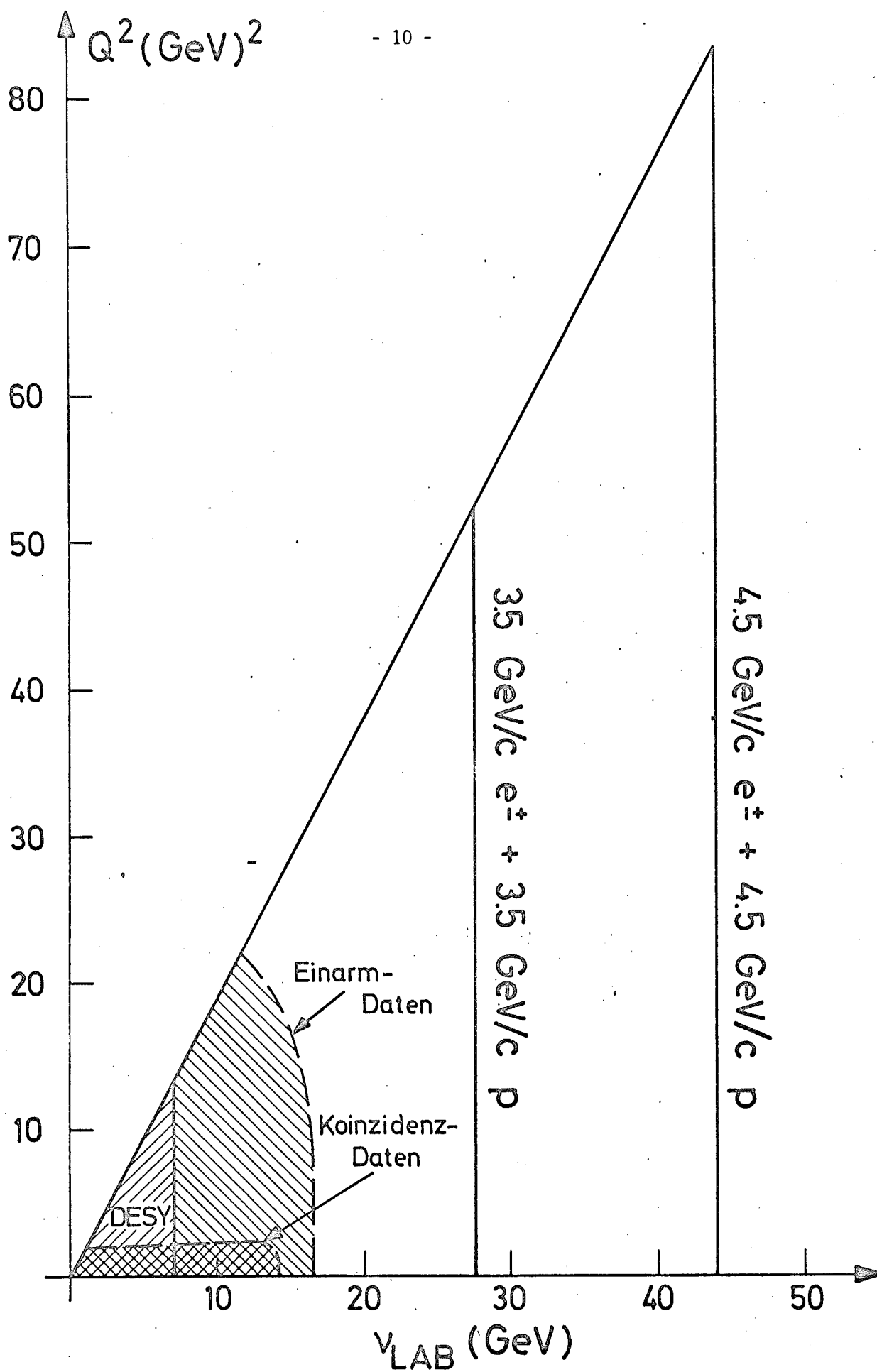


Fig.3

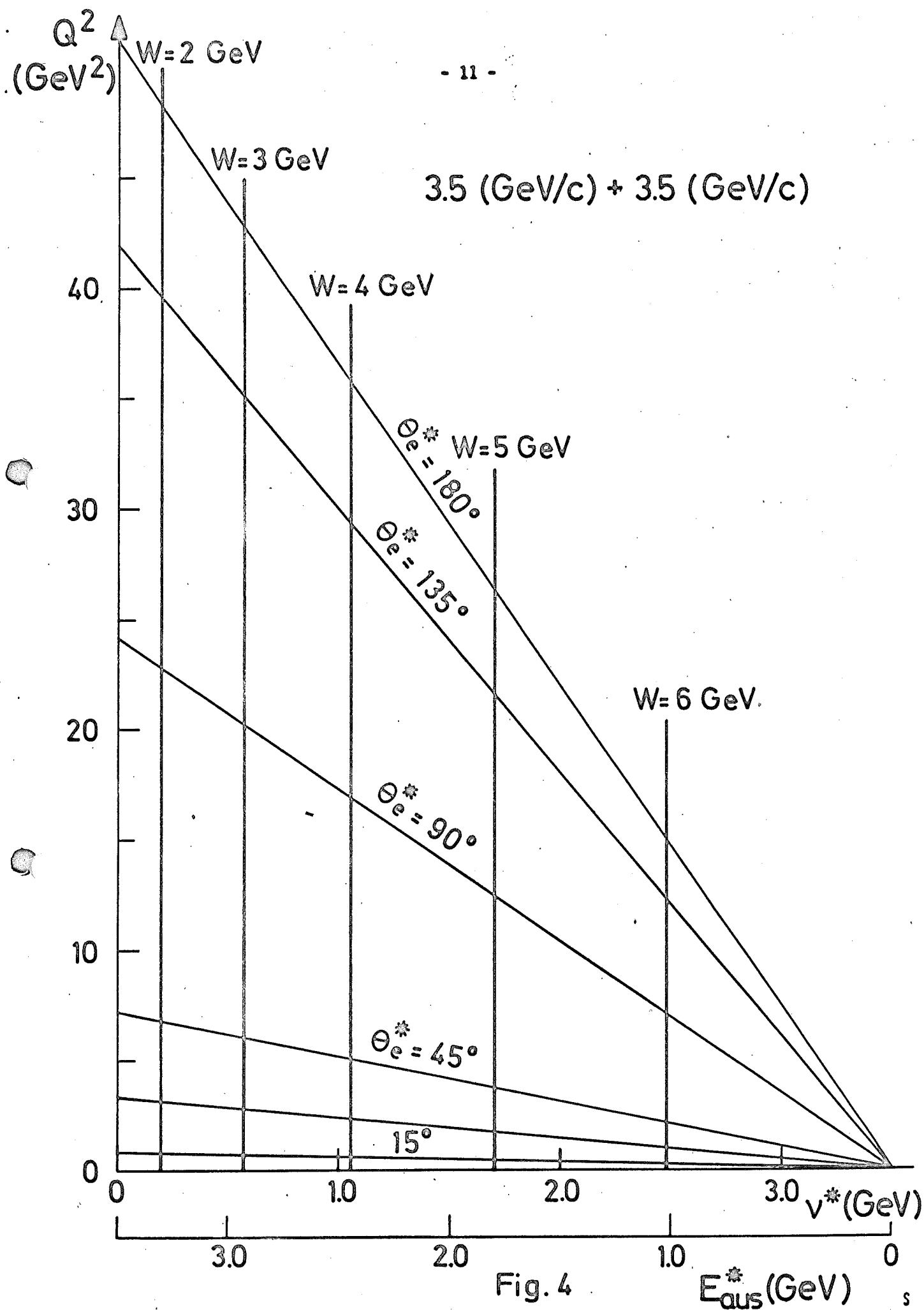


Fig. 4

3.5 GeV × 3.5 GeV

Zahl der Ereignisse/Stunde in

$$\Delta q^2 \Delta v^* = 1 \text{ GeV}^3$$

$$\Delta\varphi = 2\pi \quad L = 2 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$$

$$\omega' = W^2/q^2 + 1$$

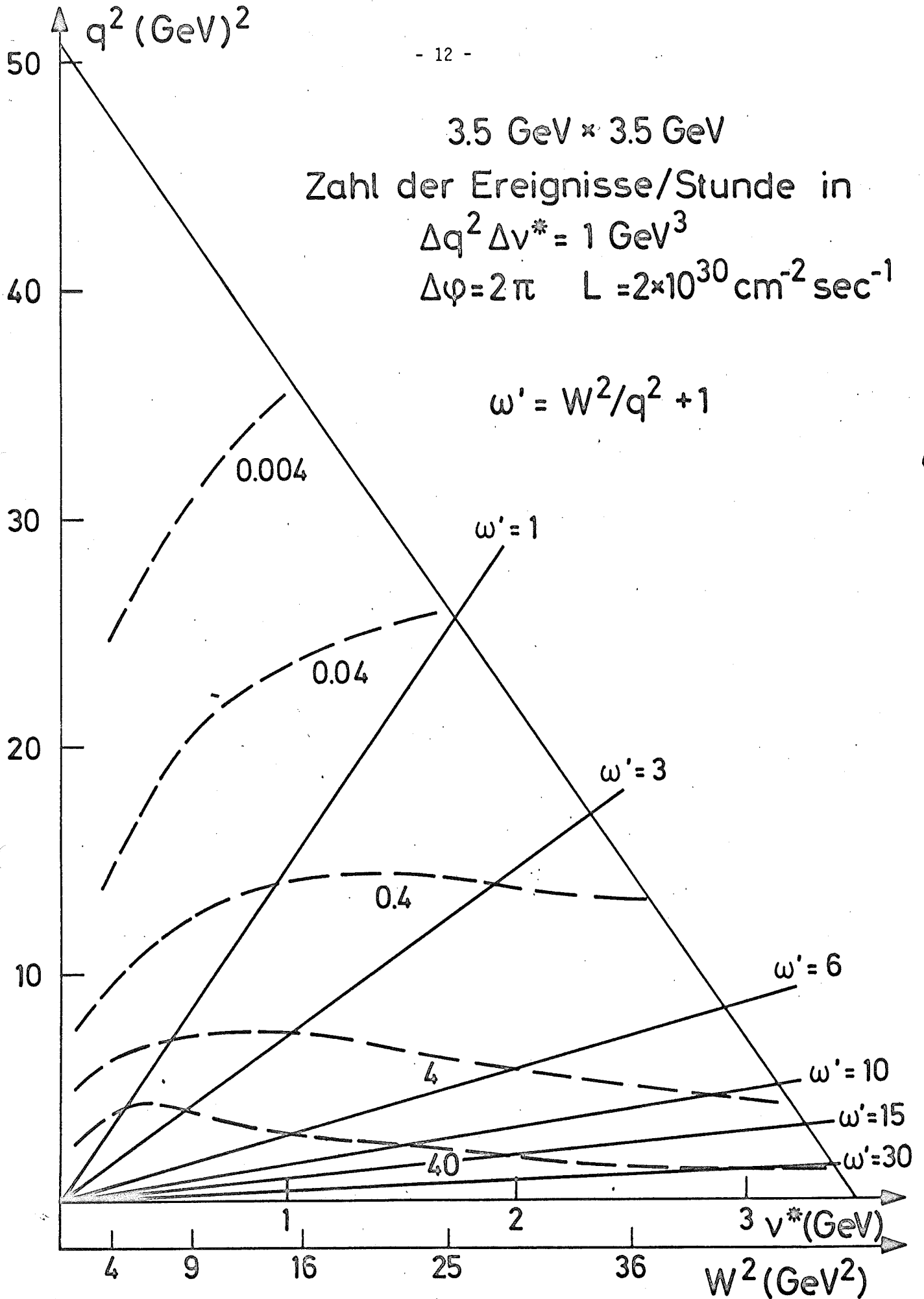


Fig. 5

Aufgetragen ist die Zählrate in einem Intervall der Grösse $\Delta^2 Q \Delta v = 1 \text{ GeV}^3$ für eine Luminosität von $L = 2 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ und 2π Akzeptanz im Azimuth. Punkte konstanter Zählraten sind durch die gestrichelten Linien verbunden; ferner sind die Linien mit konstantem ω' eingezeichnet. Die Zählraten sind ausreichend um Messungen bis zu Q^2 von etwa 20 GeV^2 und $W^2 = 45 \text{ GeV}^2$ durchzuführen. Das heisst, die bisherigen SLAC-Messungen können - insbesondere in der Skalenvariablen ω' - erheblich erweitert werden. Während die SLAC Messungen im wesentlichen nur ein $\omega' \leq 6$ erreicht haben, scheinen hier Messungen bis $\omega' \leq 30$ möglich zu sein.

In Elektroproduktionsexperimenten mit einem flüssigen Wasserstofftarget rührt der grösste Teil des Untergrundes in Vorwärtsrichtung von den rein elektromagnetischen Prozessen her - d.h. von der Wechselwirkung mit den Elektronen im Target. Dieser Untergrund entfällt in einem ep-Ring. Der wesentliche Untergrund entsteht hier durch Photoproduktion ($Q^2 \sim Q_{\min}^2$) von Pionen $\gamma p \rightarrow N + \pi$'s. Wir haben die zu erwartenden Pionraten auf folgende Weise abgeschätzt:

Die Zahl der "fast" reellen Photonen je Elektron ergibt sich zu:

$$N(v) \simeq \frac{1}{E} \frac{E'}{\pi} \frac{\alpha}{2EE'} \left(1 + \frac{v^2}{2EE'}\right) \ln \left(\frac{Q_{\min}^2}{0.01} \right) = \frac{1}{v} \left(\frac{x}{x_0} \right)$$

wobei alle Energien im Ruhesystem des einlaufenden Protons berechnet werden. Die "effektive" Strahlungslänge x/x_0 ist typischerweise von der Grössenordnung 0.02 - 0.04.

Für die Berechnung der Pionphotoerzeugung wurde Skaleninvarianz bezüglich $x = p^{\text{cm}}/p_{\text{max}}^{\text{cm}}$ (p^{cm} , $p_{\text{max}}^{\text{cm}}$ longitudinaler Pionimpuls und maximaler Pionimpuls im Hadronschwerpunktsystem) angenommen:

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} (\gamma p \rightarrow \pi X) = F(x, p^2)$$

mit

$$F(x, p^2) = F(x) \{ a e^{-ap^2} + 0.1 b e^{-bp^2} \}$$

Für die Strukturfunktion $F(x)$ und die Steigungen a, b wurden die Ergebnisse der SBT Blasenkammerkollaboration und von Boyarski et al.⁷⁾ verwendet:

$$F(x) = \begin{array}{ll} 20\mu\text{b} \exp(6.3x) & -1.00 \leq x \leq -0.05 \\ 20\mu\text{b} \exp(-x) & -0.05 < x < 0.65 \\ 330\mu\text{b} \exp(-5.4x) & 0.65 < x < 1.0 \end{array}$$

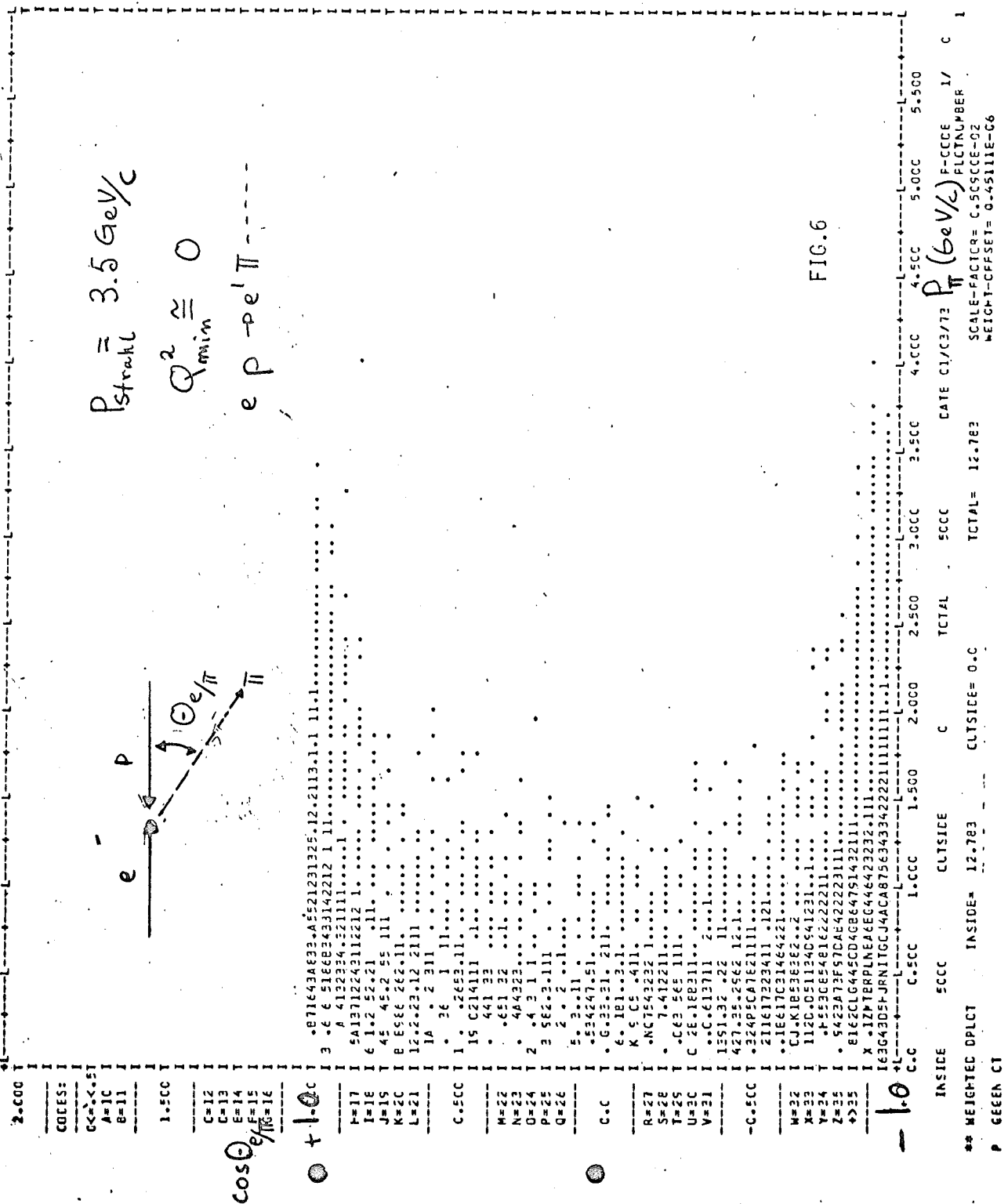
$$a = 8 \text{ GeV}^{-2}$$

$$b = 2 \text{ GeV}^{-2}$$

Typische Winkelverteilungen der Pionen im Speicherringsystem sind in Fig. 6 gezeigt. Die Häufung der Pionen nahe $\theta = 180^\circ$ liegt daran, dass die inklusiven π Wirkungsquerschnitte ihr Maximum bei $x = 0$ haben.

(x ist im Schwerpunktsystem des Photons und Protons definiert). Im Speicherringsystem laufen die Reaktionsprodukte bevorzugt entlang der Primär- richtung des Protons (d.h. unter 180° bezüglich der Richtung des Elek- trons), da der Protonimpuls i.a. viel grösser als der des Photons ist.

In Fig. 7 ist das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für inelastische Elektroerzeugung $e p \rightarrow e' X$ und Pionerzeugung $\gamma p \rightarrow \pi X$ aufgetragen. Dabei wurden im Falle der Pionenerzeugung die Pionen als Elektronen behandelt und Q^2, ν^* auf Pionimpuls und -winkel berechnet. Man sieht, dass über einem grossen Q^2, W Bereich die Zahl der Elektronen grösser als die Zahl der Pionen ist. Mit einem Detektor, der eine $e-\pi$ Trennung von etwa 10^3 gestattet, kann der grösste Teil des erreichbaren kinematischen Bereichs ausgenutzt werden.



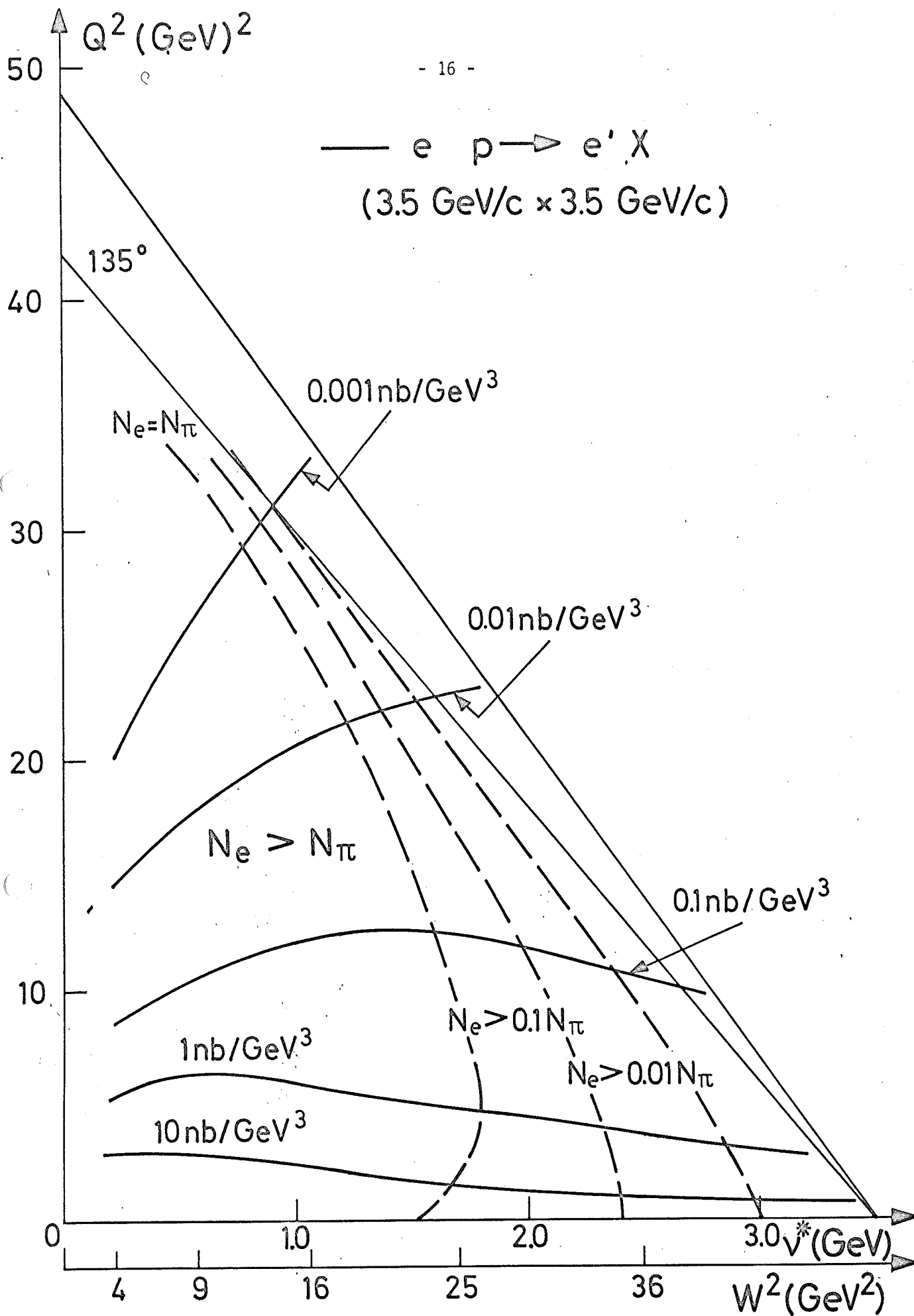


Fig. 7

II.4. Luminositätsmonitor und Detektor

Die Luminosität kann über die Reaktion $e p \rightarrow e p$ bei kleinen Q^2 bestimmt werden. Elektron und Proton werden in Koinzidenz nachgewiesen. Mit der Annahme, dass Luminositätsmonitore den Winkelbereich von 5° bis 10° in θ und 2π in ϕ umfassen, erreicht man bei einer Luminosität von $2 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ und einem Strahlimpuls von 3.5 GeV/c eine Zählrate von 6×10^3 Ereignisse je Stunde.

Von den Zählraten her ist man für die inelastische ep-Streuung auf Werte von $Q^2 \leq 20 \text{ (GeV)}^2$ begrenzt. Der Untergrund schränkt den erforschbaren Bereich auf etwa $\theta \lesssim 130^\circ$ und $W \lesssim 6 - 6.5 \text{ GeV}$ ein bei $2E = 7 \text{ GeV}$.

Pluto umfasst den Winkelbereich zwischen $30^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$ d.h. Pluto zusammen mit einem Elektronendetektor in Vorwärtsrichtung ⁸⁾ (Bleiglas oder NaJ und Proportionalkammern) könnten σ_L und σ_T getrennt werden sowie das Verhältnis $\sigma(e^+ p)/\sigma(e^- p)$

gemessen werden. Auch um die Multiplizitäten zu bestimmen sowie ρ und ϕ Elektroproduktionsexperimente durchzuführen, wäre diese Anordnung geeignet.

Dagegen erfordern die inklusiven Reaktionen $\gamma p \rightarrow c x$ eine genaue Teilchenidentifikation. Dafür ist das magnetische Detektor des DASP besonders geeignet. Die Elektronen würden im nichtmagnetischen Innendetektor und einem weiteren nichtmagnetischen Vorwärtsdetektor (Bleiglas oder NaJ und Proportionalkammern) nachgewiesen.

III. Experimentierprogramm

III.1. Messung des totalen tiefinelastischen Streuquerschnitts, $e p \rightarrow e' X$

In Abb. 8 sind die in bestimmten Q^2 , ν Intervallen zu erwartenden Ereignisraten zusammengestellt. Für die Berechnung wurde ein Strahlimpuls von 3.5 GeV/c, Luminosität $2 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ und 400 Std. Strahlzeit angenommen. Die Zählraten sind mit 1.8×10^5 Ereignissen im Bereich $1 \leq Q^2 \leq 5 \text{ GeV}^2$ und $W \geq 3 \text{ GeV}$ ausserordentlich günstig. Für $10 \leq Q^2 \leq 20 \text{ GeV}^2$ und $W \geq 3 \text{ GeV}$ werden immerhin noch 3000 Ereignisse beobachtet.

III.2. Trennung von σ_T , σ_L

Die Trennung der totalen Wirkungsquerschnitte für transversale (σ_T) und longitudinale (σ_L) Photonen ist aus vielen Gründen interessant:

- Prüfung der Skaleninvarianz für die Strukturfunktionen W_1 und W_2
- Test von Parton- und Lichtkegel- und Vektordominanzmodellen.

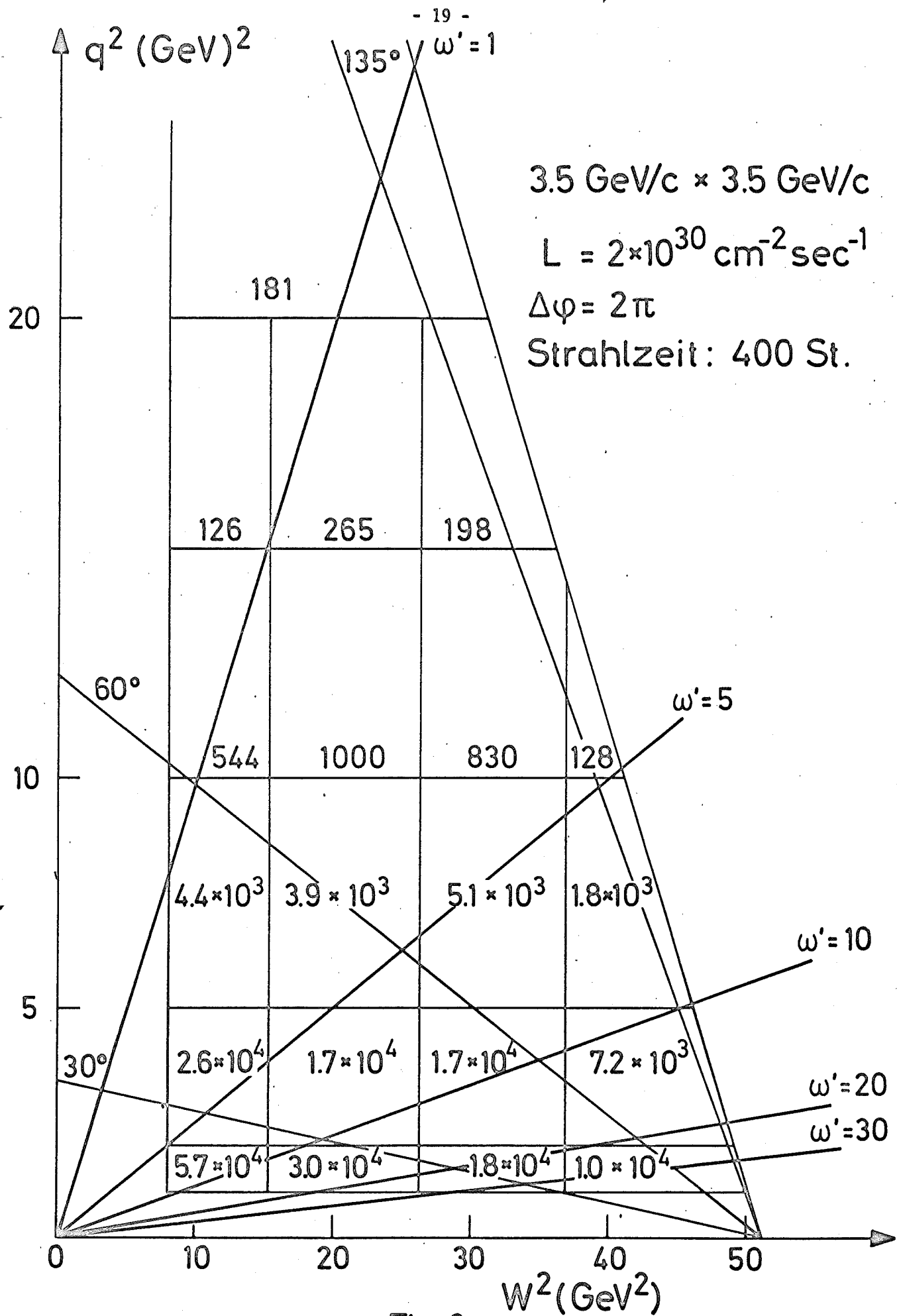
Im Rahmen des Partonmodells ist $\sigma_L = 0$ für Partonspin = 1/2, $\sigma_T = 0$ für Partonspin = 0. Da im allgemeinen halbzahliger Partonspin angenommen wird, erwartet man dass σ_L / σ_T gegen 0 mit wachsendem Q^2 geht.

Die bisherigen Messungen sind verträglich mit $R = \sigma_L / \sigma_T = 0.18$ aber auch mit $R = Q^2 / \nu^2 = (4 m_V^2 / Q^2) \omega^{-2}$. Diese Messungen sind in Fig. 9 gezeigt ⁹⁾.

Um σ_L / σ_T zu bestimmen sind Messungen bei zwei verschiedenen Energien, aber gleichen Werten von Q^2 und W^2 notwendig. Die Zählraten sind dann proportional zu

$$N_1 = \Gamma_1 (\sigma_T + \epsilon_1 \sigma_L)$$

$$N_2 = \Gamma_2 (\sigma_T + \epsilon_2 \sigma_L)$$



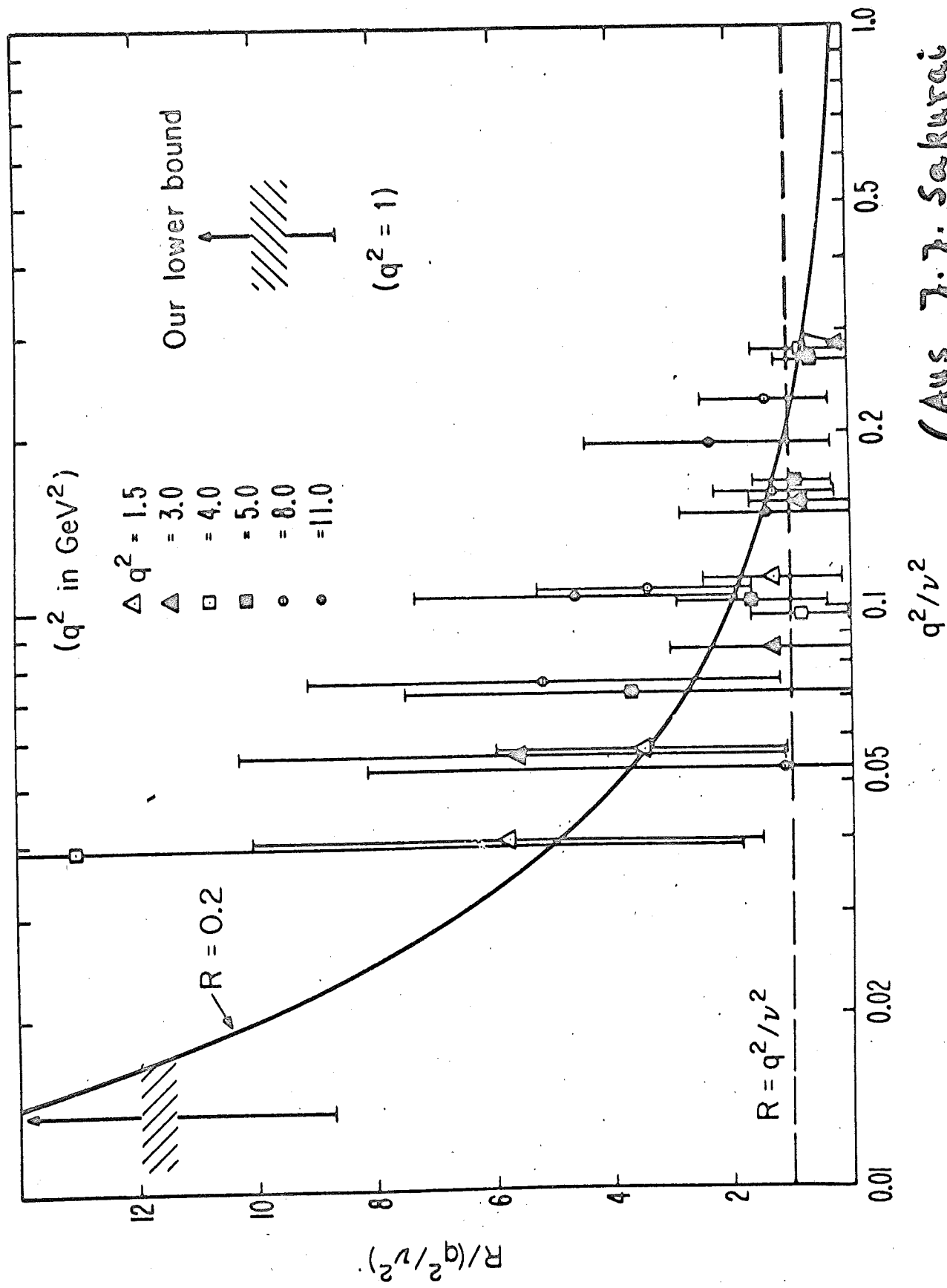


FIG.9

(Aus J. J. Sakurai
Phys. Rev. Letters 30, 245
1973)

wobei die Γ_i ein (bekannter) kinematischer Faktor und ϵ_i der Polarisationsparameter ist, der durch Variation des Strahlimpulses und des Elektron-Streuwinkels verändert werden kann.

In Tabelle I wurde die σ_L/σ_T Trennung für verschiedene Fälle durchgespielt. Es wurden 500 Stunden je Strahlenergie angesetzt und mit einer Luminosität von $2 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ gerechnet. Für die Azimuthakzeptanz wurde 2 angenommen. Die Zählraten sind ausreichend um σ_T und σ_L bis zu $Q^2 \sim 15 \text{ GeV}^2$ und $W \sim 6 \text{ GeV}$ zu trennen. Der (statistische) Fehler für σ_T liegt unterhalb von 9%.

Es ist also möglich, das Verhältnis $R = \sigma_L/\sigma_T$ sowohl bei kleinen Werten von Q^2 , bzw. Q^2/v^2 als auch bei grossen Q^2 zu bestimmen und eindeutig die Frage über das Verhalten von R zu klären.

III.3. Beitrag des Zwei-Photonen-Austausches

Falls neben dem Ein-Photon- auch der Zwei-Photonen-Austausch beiträgt, kann eine Interferenz zwischen beiden Prozessen beobachtet werden. Wegen der Ladungskonjugation hat der Interferenzterm für e^-p und e^+p -Streuung verschiedenes Vorzeichen und kann durch eine Differenzmessung abgetrennt werden. Werden mit T_Y und T_{YY} die entsprechenden Amplituden gezeichnet, so gilt

$$\sigma(e^\pm p \rightarrow x) = |T_Y \pm T_{YY}|^2$$

oder

$$A = \frac{\sigma(e^- p \rightarrow e^- x) - \sigma(e^+ p \rightarrow e^+ x)}{\sigma(e^- p \rightarrow e^- x) + \sigma(e^+ p \rightarrow e^+ x)} = \frac{\text{Re } T_{\gamma\gamma}}{|T_{\gamma}|}$$

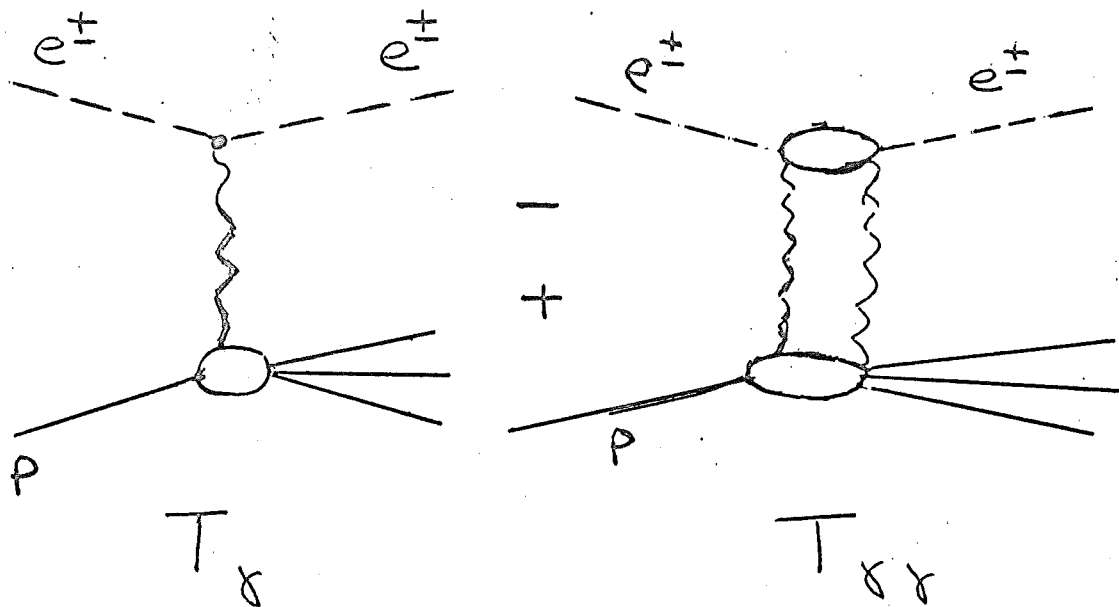


FIG.10

Tabelle II gibt eine Vorstellung von der (statistischen) Genauigkeit, die erreicht werden kann.

Dazu wurde 3.5 GeV/c Strahlimpuls und $L(e^+p) = L(e^-p) = 2 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ bei je 500 Stunden Messzeit vorausgesetzt. Die statistischen Fehler für das Verhältnis $\text{Re } T_{\gamma\gamma}/|T_{\gamma}|$ sind kleiner als 2% für $Q^2 \leq 10 \text{ GeV}^2$ und $W \leq 6.3 \text{ GeV}$.

Eine andere Möglichkeit Zweiphotonenaustauschbeiträge zu erkennen, besteht darin, die im vorhergehenden Abschnitt erwähnte σ_L/σ_T Trennung bei mehreren ϵ -Werten zu wiederholen. Der Wirkungsquerschnitt gegen ϵ aufgetragen, ist im Falle des Einphoton-Austauschs eine Gerade.

TABELLE I :

Bestimmung von σ_L/σ_T

Beispiel: Strahlimpuls 3.0 und 3.5 GeV/c, $4.65 \text{ GeV} \leq W \leq 5.35 \text{ GeV}$, Luminosität $2 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$

Messzeit: 2 x 500 Stunden

	(3.5 x 3.5) GeV		(3.0 x 3.0) GeV	
q^2	$N_1 \sim N_2$	ϵ_1	ϵ_2	$\Delta\sigma_T/\sigma_T$
1 - 2	1.9×10^4	.789	.559	3%
2 - 4	1×10^4	.749	.476	3.7%
4 - 6	3.5×10^3	.703	.385	5.1%
6 - 10	2.2×10^3	.627	.239	5.5%
10 - 15	738	.451	.034	8.7%

TABELLE II :

Statistischer Fehler in $\text{Re } T_{\gamma\gamma}/|T_{\gamma}|$

Angegeben ist die Zahl der Ereignisse für Einphotonenaustausch und der kleinste noch nachweisbare Wert von

$\text{Re } T_{\gamma\gamma}$ relativ zu $|T_{\gamma}|$.

(Strahlimpuls $3.5 \text{ GeV}/c$, $L(e^+p) = L(e^-p) = 2 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$)

Messzeit: 2×500 Stunden)

Q^2/W (GeV^2)	2.4 - 3.6 GeV N(1γ)	Re $T_{\gamma\gamma}/ T_{\gamma} $	3.55 - 4.45 GeV N(1γ)	Re $T_{\gamma\gamma}/ T_{\gamma} $	4.65 - 5.35 GeV N(1γ)	Re $T_{\gamma\gamma}/ T_{\gamma} $	5.7 - 6.3 GeV N(1γ)	Re $T_{\gamma\gamma}/ T_{\gamma} $
1 - 2	8.8×10^4	.24%	3.8×10^4	.36%	1.9×10^4	.5%	$.97 \times 10^4$	.7%
2 - 4	3.3×10^4	.39%	2×10^4	.5%	1×10^4	.7%	5.4×10^3	1.0%
4 - 6	7.6×10^3	.81%	5.8×10^3	.92%	3.5×10^3	1.2%	2.0×10^3	1.6%
6 - 10	2.7×10^3	1.4%	2.9×10^3	1.3%	2.2×10^3	1.5%	1.4×10^3	1.9%
10 - 15	513	3.0%	765	2.6%	738	2.6%	594	2.9%

Bisher gibt es keine systematischen Untersuchungen der Zweiphotonen-Beiträge im tiefinelastischen Gebiet.

Es ist klar, dass die Existenz nennenswerter Beiträge wichtige Konsequenzen für unser Verhältnis der tiefinelastischen Streuung hätte.

III.4. Koinzidenzexperimente

Die bisher zur Messung von Vielteilchenendzuständen durchgeführten Experimente mit grosser Raumwinkelakzeptanz können Elektronströme von höchstens $5 \cdot 10^6$ e/sec verarbeiten. Bei einem 10 cm langen Wasserstofftarget entspricht das einer Luminosität von $4 \cdot 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$, wenn noch berücksichtigt wird, dass die Azimuthakzeptanz für das gestreute Elektron weniger als 25% beträgt. Die bei DORIS zu erwartende Luminosität ist daher grösser. Wichtiger ist noch, dass ein Speicherringexperiment eine Reihe von messtechnischen Vorteilen gegenüber konventionellen Koinzidenzexperimenten bietet: Die Impulse der Sekundärteilchen sind verhältnismässig klein, können also mit grosser Genauigkeit gemessen werden. Die Teilchenidentifikation ist einfacher. Ausserdem kann ein Detektor verwendet werden, der nahezu 4π erfasst. Da das "Target" im Speicherring keine Elektronen enthält, sind Untergrundprozesse seltener.

III.5. Teilchenmultiplizität

Das Q^2 und W Verhalten der Zahl der erzeugten Teilchen liefert eine wichtige Information für das Verständnis der tiefinelastischen Streuung; z.B. kann die Messung der topologischen Wirkungsquerschnitte die Frage beantworten, wie sich das Skalenverhalten aus den einzelnen Kanälen aufbaut. In der Hadronphysik hat sich gezeigt, dass man bei hohen Energien die entstehenden

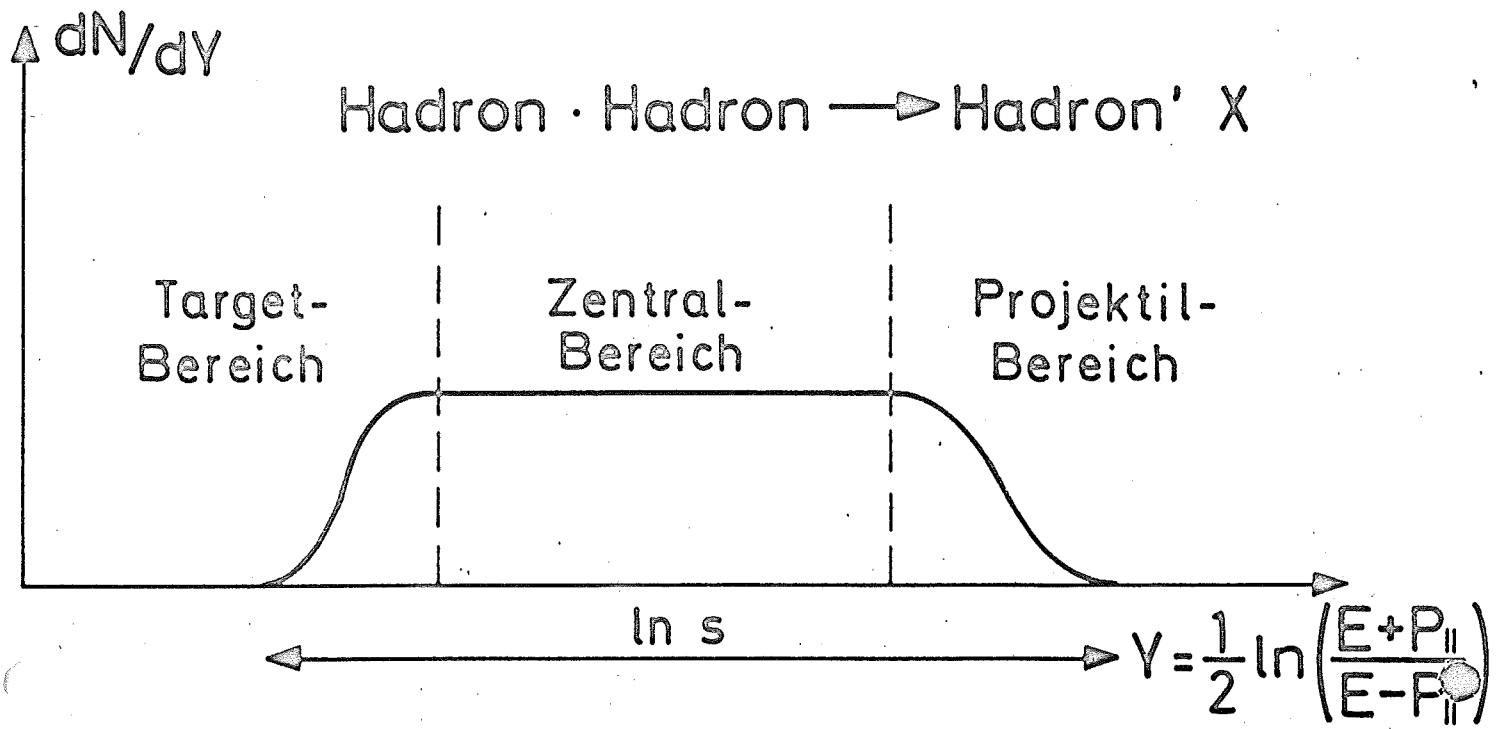


Fig. 11a

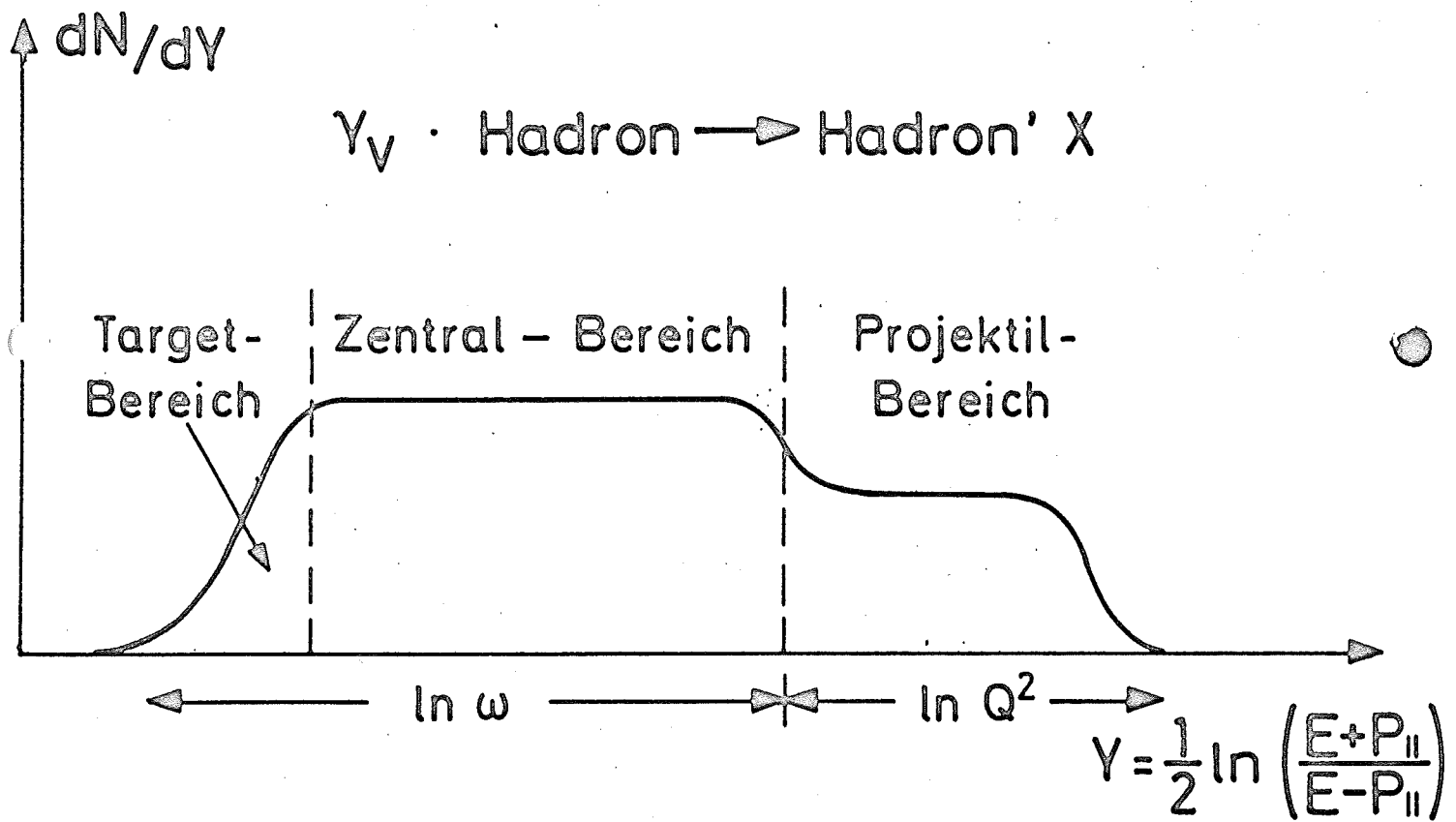


Fig. 11b

Sekundärteilchen je nach Impuls in drei kinematische Bereiche unterteilen kann: Fragmentationsbereich des Targets, Zentralbereich und Fragmentationsbereich des Strahls. Am besten lassen sich die verschiedenen Bereiche in einer Verteilung der Rapidität

$$y = \frac{1}{2} \ln \left((E + p_{||}) / (E - p_{||}) \right)$$

darstellen (siehe Abb. 11a). In Hadron-Hadronstößen ist die Multiplizität proportional zu $\ln s$ (s = Quadrat der Schwerpunktsenergie).

Bei Prozessen mit virtuellen Photonen ändert sich mit wachsendem Q^2 nur das Strahlteilchen. Wir erwarten also nur für den Strahlfragmentationsbereich eine Q^2 Abhängigkeit (Korrelationslänge $\approx \Delta y = 2$). Nach Bjorken¹⁰⁾ ist die Länge dieses Bereichs $\ln Q^2$ und die mittlere Multiplizität

$$\bar{n}(\omega, Q^2) \sim \ln \omega + \ln Q^2 \sim \ln s,$$

also gleich wie für reine Hadronprozesse.

Dagegen folgt aus dem Partonmodell von Drell, Levy und Yan¹¹⁾, dass die Multiplizität im Photonfragmentationsbereich nur von ω abhängt, d.h.

$\bar{n}(\text{Photonfrag.}) \sim \text{Konst.} + \ln \omega$. Ein gleiches Ergebnis lieferten auch Rechnungen mit dem Multipheripheren Modell¹²⁾. Dagegen steigt nach Chou und Yang¹³⁾ die Multiplizität im Photonfragmentationsbereich mit einer Potenz von Q^2 an. Die gesamte Multiplizität soll sich aber wie $\bar{n}(\omega, Q^2) \sim s^{\alpha(\omega)}$ mit $\alpha(\omega) \rightarrow 0$ für $\omega \rightarrow \infty$ verhalten.

III.6. Inklusive Experimente

Inklusive Reaktionen vom Typ $a + b \rightarrow c + X$ werden durch den Impuls p und die Masse μ des gestreuten Teilchens c sowie durch die Schwerpunktsenergie $s^{1/2}$ festgelegt. Üblicherweise wird dann mit diesen Variablen ein Lorentzinvarianter Wirkungsquerschnitt $d^3\sigma$ definiert:

$$d^3\sigma = (d^3\vec{p}/E) \cdot f(\vec{p}, s)$$

Häufig werden neben der Rapidität, y , die Variablen $x = p^{\text{cm}}/p_{\text{max}}^{\text{cm}}$ und der Transversalimpuls $p_{\perp}$ zur Beschreibung der inklusiven Spektren verwendet. Eine wichtige Frage, auf die inklusive Spektren eine Antwort geben können, steht in Zusammenhang mit der Grösse des Photons. Nach den Überlegungen von Cheng und Wu ¹⁴⁾ soll der effektive Photonradius mit zunehmendem Q^2 schrumpfen. In diesem Fall muss die Transversalimpulsverteilung von Pionen und Kaonen im Photonfragmentationsbereich breiter werden.

Eine andere Frage betrifft die Ladungsverhältnisse für π und K Erzeugung und die relative Grösse der π und K Wirkungsquerschnitte.

Messungen über das Verhalten der Multiplizität der erzeugten Teilchen liegen bisher für den Bereich $Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$, $W < 3.8 \text{ GeV}$ vor ¹⁵⁾. Dabei wurden nur geladene Teilchen nachgewiesen. Über die Erzeugung von Neutralen gibt es noch keine Daten. Mit DORIS kann die Multiplizität für $Q^2 < 20 \text{ GeV}^2$ und $W < 6 \text{ GeV}$ sowohl für geladene wie neutrale Teilchen gemessen werden. Wegen des grossen Raumwinkels können bei DORIS die Multiplizitäten und die Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Topologien (auch für neutrale Teilchen) mit guter statistischer Genauigkeit gemessen werden.

Mit reellen Photonen als Projektil ist die relative Zahl der verschiedenen Sekundärteilchen experimentell ermittelt worden. Die Messungen in dem Fragmentationsbereich des Photons zeigten schon bei 6 GeV, dass das π^+/π^- Verhältnis nahe bei 1 liegt und dass das K^+/K^- Verhältnis mit zunehmender Energie wie erwartet auch gegen 1 strebt. ^{7, 16)} Die re-

relative Zahl von Pionen und Kaonen ist dabei ungefähr 10 zu 1. Aus dem Parton-Modell mit Quarks als Partonen erwartet man für kleine Werte von ω ($\omega \leq 10$ aber Q^2 und ν gross), dass die π und K Erzeugung in folgendem Verhältnis steht ¹⁷⁾:

$$\pi^+ : \pi^0 : \pi^- : K^+ = 8 : 9/2 : 1 : 8$$

D.h., relativ zu den Ergebnissen mit reellen Photonen muss das π^+/π^- -Verhältnis um einen Faktor 8 anwachsen und die relative Häufigkeit von K^+ Mesonen um eine Grössenordnung zunehmen. Die bisherigen Messungen ¹⁸⁾ zeigen, dass tatsächlich das π^+/π^- Verhältnis mit Q^2 zunimmt und dass auch die K^+ Ausbeute relativ zu der π^+ Produktion zunimmt. Für grosse Werte von ω , also im "diffraktiven Bereich", erwartet man ¹⁷⁾

$$\pi^+ : \pi^- : K^+ : K^- = 8 : 5 : 2 : 8 : 2..$$

Ein weiterer Test zum Partonmodell ergibt sich aus der Azimuthalwinkelverteilung der gestreuten Elektronen in der Reaktion

$$\gamma_V p \rightarrow \text{Hadron } X.$$

Der invariante Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion ist eine Funktion von vier Strukturfunktionen W^{00} , W^{++} , W^{+-} und W^{+0} wobei die Indizes die Helizität des virtuellen Photons ($\lambda_\gamma = \pm 1, 0$) angeben.

$$E_h \left(\frac{d^5 \sigma}{dQ^2 d\nu d^3 p_h} \right) \sim \{ W^{++} + \epsilon W^{00} - \epsilon W^{+-} \cos \phi - 2(\epsilon + \epsilon^2)^{1/2} (\text{Re } W^{+0}) \cos \phi \}$$

ϕ ist der Winkel zwischen der Elektronstreuenebene und der von Photon und Hadron aufgespannten Ebene. Das Partonmodell sagt voraus, dass W^{+-} und W^{+0} mit zunehmendem Q^2 gegen Null gehen. Dieses Ergebnis ist unabhängig vom Spin des Partons. Mit der Annahme, dass die Partonen Spin 1/2 haben kann die Q^2 Abhängigkeit explizit angegeben werden:

$$\frac{W^{00}}{W^{++}} \sim 1/Q^2$$

$$\frac{W^{+-}}{W^{++}} \sim 1/Q^2$$

$$\text{Re} \left(\frac{W^{+0}}{W^{++}} \right) \sim 1/Q$$

Inklusive $\pi^\pm$ Erzeugung wurde bisher mit virtuellen Photonen im Bereich $Q^2 \leq 2.5 \text{ (GeV)}^2$ und $W \leq 5.2 \text{ GeV}$ untersucht. Für inklusive $K^\pm$ -Erzeugung liegen Messungen im Bereich $Q^2 \leq 1.16 \text{ GeV}^2$ und $W \leq 2.63 \text{ GeV}$ vor.

Wir haben die bei DORIS zu erwartenden Zählraten für inklusive π^- Erzeugung abgeschätzt. Der in Abschnitt I.3 für reelle Photonen angegebene Wirkungsquerschnitt wurde auf den Bereich $Q^2 > 0$ übertragen, wobei eine Q^2 Abhängigkeit wie der des totalen Wirkungsquerschnitts angenommen wurde. Tabelle III zeigt die Zahl der erzeugten π^- Mesonen für verschiedene Q^2 und W Bereiche, wobei $P_{\text{Strahl}} = 3.5 \text{ GeV/c}$, $L = 2 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ und Strahlzeit 500 Stunden vorausgesetzt wurde. Ausserdem wurde angenommen, dass die Elektronen in dem Winkelbereich $15^\circ \leq \theta_e \leq 165^\circ$ und $45^\circ \leq \theta_\pi \leq 135^\circ$ (z.B. Pluto) nachgewiesen werden.

Für die azimuthale Akzeptanz wurde 2π angesetzt. Falls die inklusive Teilchenerzeugung mit DASP gemessen wird - dort können Pionen, Kaonen und Protonen identifiziert werden - erniedrigen sich die Zählraten um einen Faktor 10.

In Fig. 12 sind die Ereignisse mit $Q^2 \geq 5(\text{GeV})^2$ als Funktion von $x = p^{\text{cm}}/p_{\text{max}}^{\text{cm}}$ und p^2 , mit den unten aufgeführten Schnitten gezeigt:

$$15^\circ \leq \theta_e \leq 165^\circ$$

$$45^\circ \leq \theta_\pi \leq 135^\circ$$

$$W \geq 3 \text{ GeV}$$

$$p_p \geq 0.5 \text{ GeV/c}$$

In Fig. 13 sind die gleichen Ereignisse über p^2 integriert gegen x auf-

TABELLE III :

Zahl der erzeugten π^- in $\gamma\gamma p \rightarrow \pi^- X$

$L = 2 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$, $P_{\text{Strahl}} = 3.5 \text{ GeV/c}$, Strahlzeit: 500 Stunden

$15^\circ \leq \theta_e \leq 165^\circ$ $45^\circ \leq \theta_\pi \leq 135^\circ$ $\Delta\phi_e = \Delta\phi_\pi = 2\pi$

Q^2 GeV ²	$1 \leq W^2 \leq 15 \text{ GeV}^2$	$15 \leq W^2 \leq 30 \text{ GeV}$	$30 \leq W^2 \leq 43.5 \text{ GeV}^2$
1 - 5	146000	55000	31000
5 - 10	15000	5000	2600

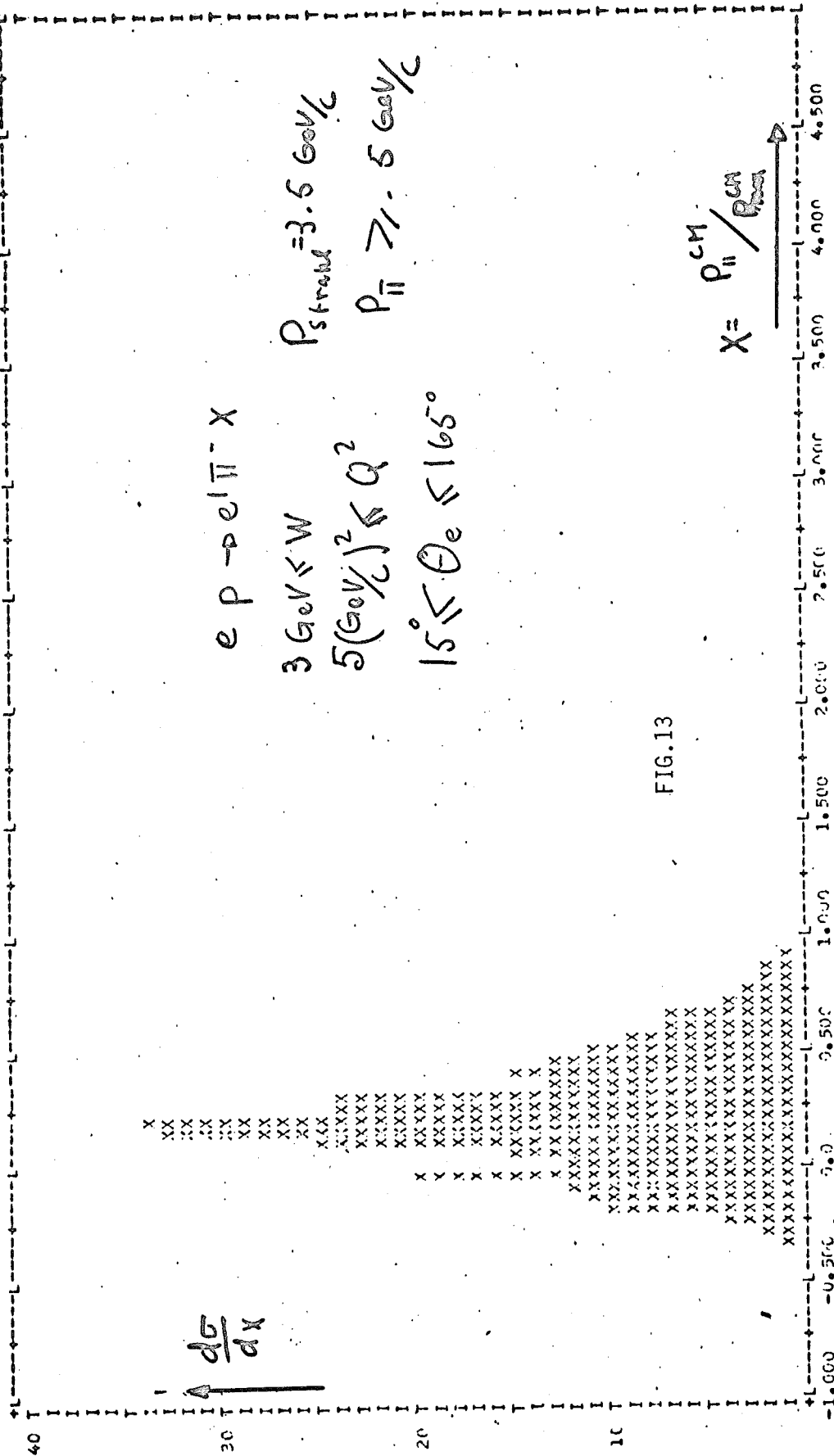


FIG. 13

11111233221111
 ***** 11401291452333243186643211
 0000000112427233379943797910769204972

INSIDE 0.31383E-02 OUT LOW 0.00 OUT HIGH 0.00 TOTAL 0.00 DATE 09/03/73 P-CODE 76/ 0 76
 TOTAL NUMBER OF ENTRIES 4614 SCALE FACTOR 0.10000E-04 PLOTNUMBER
 X - PT2 W>3. Q2>5. Y-PROJECTION

getragen. Die Akzeptanz ist besonders gross im Photonfragmentationsbereich und daher gut geeignet, um diesen Bereich zu untersuchen.

III.7. Elektroerzeugung von Vektormesonen

Unter den inelastischen Streuprozessen nimmt die Erzeugung von Vektormesonen über

$$e p \rightarrow e' p V, \quad V = \rho, \omega, \phi, \dots$$

eine Sonderstellung ein. Im Vektordominanzbild (VDM) koppelt das Photon direkt an das Vektormeson, das dann elastisch am Proton streut. Diese Prozesse sind dann repräsentativ für virtuelle Compton Streuung und können über das optische Theorem direkt mit dem totalen Wirkungsquerschnitt verglichen werden. Der Vergleich liefert die Grösse der γ -V Kopplung, die nach VDM nicht von Q^2 abhängen soll.

Die Q^2 -Abhängigkeit der V Erzeugung durch transversale Photonen wird durch den Photonpropagator bestimmt:

$$\sigma_T(\gamma_V p \rightarrow pV, Q^2) = \left(\frac{m_V^2}{m_V^2 + Q^2} \right)^2 \sigma(\gamma p \rightarrow pV, Q^2 = 0)$$

Für den longitudinalen Wirkungsquerschnitt liefern theoretische Überlegungen

$$\sigma_L(\gamma_U p \rightarrow pV, Q^2) = \frac{Q^2}{m_V^2} \left(\frac{m_V^2}{m_V^2 + Q^2} \right) \sigma(\gamma p \rightarrow pV, Q^2 = 0)$$

Bei grossen Q^2 müssten demnach die longitudinalen Beiträge überwiegen.

Neben dem Erzeugungsquerschnitt kann die Zerfallswinkelverteilung ¹⁹⁾

der Vektormesonen gemessen und daraus die Spinstruktur der Vektormesonenerzeugung und - falls VDM gilt - die der Compton-Streuung bestimmt werden.

In der Photoerzeugung wurde bis zu mittleren Impulsüberträgen ($|t| \leq 0.4 \text{ GeV}^2$)

auf das Nuleon s-Kanal Helizitätserhaltung beobachtet²⁰⁾. Messungen der obigen Prozesse werden zeigen, ob dieses einfache Verhalten auch bei grosser Photonmasse noch gilt.

Sowohl die Trennung von σ_T , σ_L als auch die vollständige Bestimmung der V-Dichtematrix erfordert Messungen bei gleichem Q^2 , W , aber verschiedenem Elektron-Streuwinkel. Wie weiter unten gezeigt wird, sind solche Messungen in einem grossen W , Q^2 Bereich möglich.

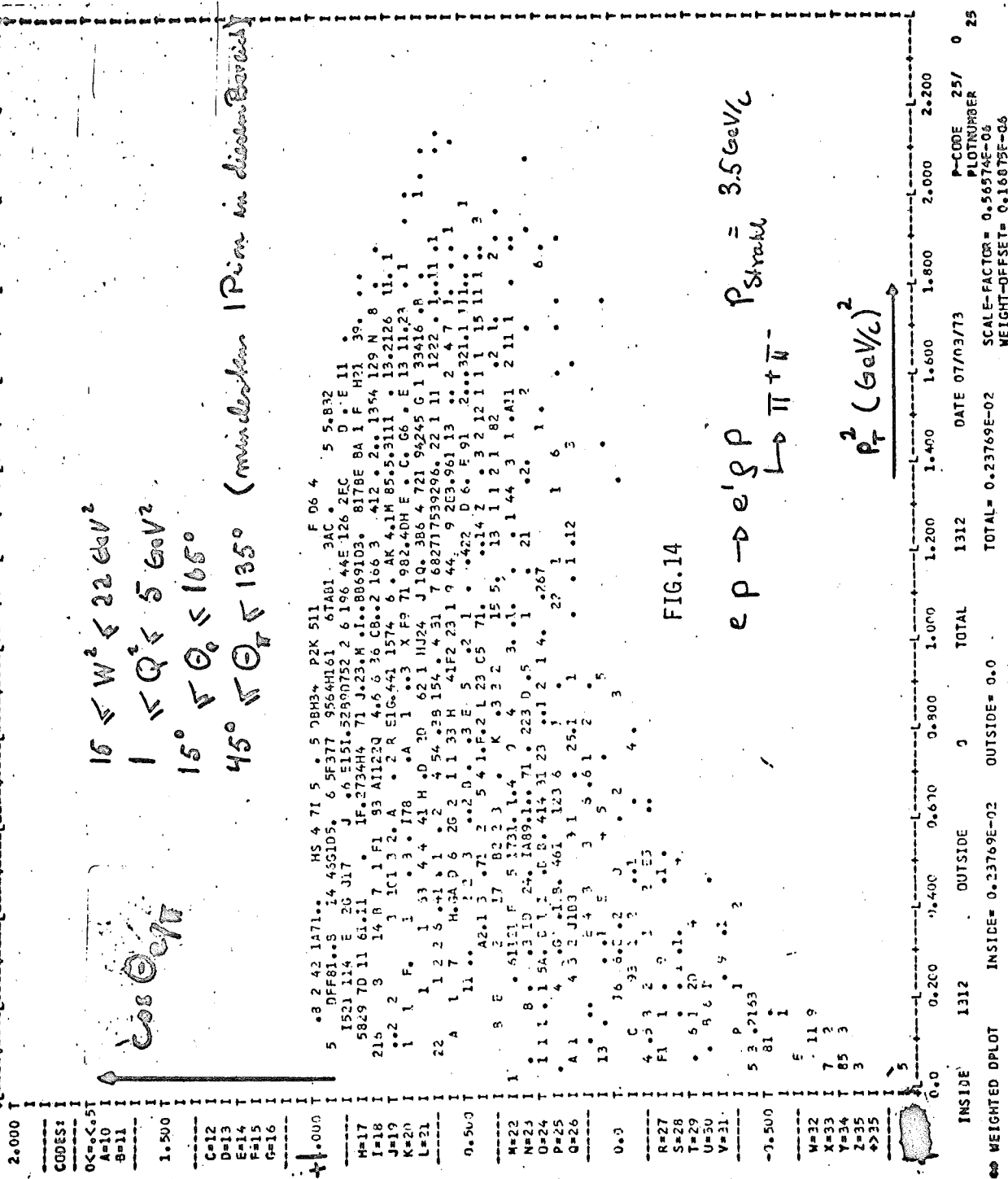
Im Rahmen des Partonbildes spielt die direkte γ -V Kopplung und damit diffraktive Prozesse im tiefinelastischem Gebiet keine Rolle, hier streut das Photon direkt am Parton. Die Vektormesonerzeugung ist dann qualitativ nicht verschieden von anderen hadronischen Endzuständen. Eine interessante Aussage liefert das Partonmodell zu dem Verhältnis von σ_L und σ_T :

$$\begin{aligned}\sigma_T &= 0 && \text{für Partonspin } 0 \\ \sigma_L &= 0 && \text{für Partonspin } 1/2\end{aligned}$$

Im letzteren Fall wurde eine $\sigma_L \neq 0$ voraussichtlich aus dem noch verbliebenen diffraktiven Beitrag zur virtuellen Photon Nukleon Streuung stammen. Eine Messung des longitudinalen Wirkungsquerschnitts für Vektormesonerzeugung erscheint daher besonders wichtig.

In den Tabellen IV und V sind die zu erwartenden Zählraten für ρ und ϕ Erzeugung aufgeführt. (Die zu erwartende ω Zählrate ist etwa 10% der Rhozählrate).

Zur Berechnung der Zählraten wurde σ_T nach der obigen Gleichung, $\sigma_L = 0$ angenommen.



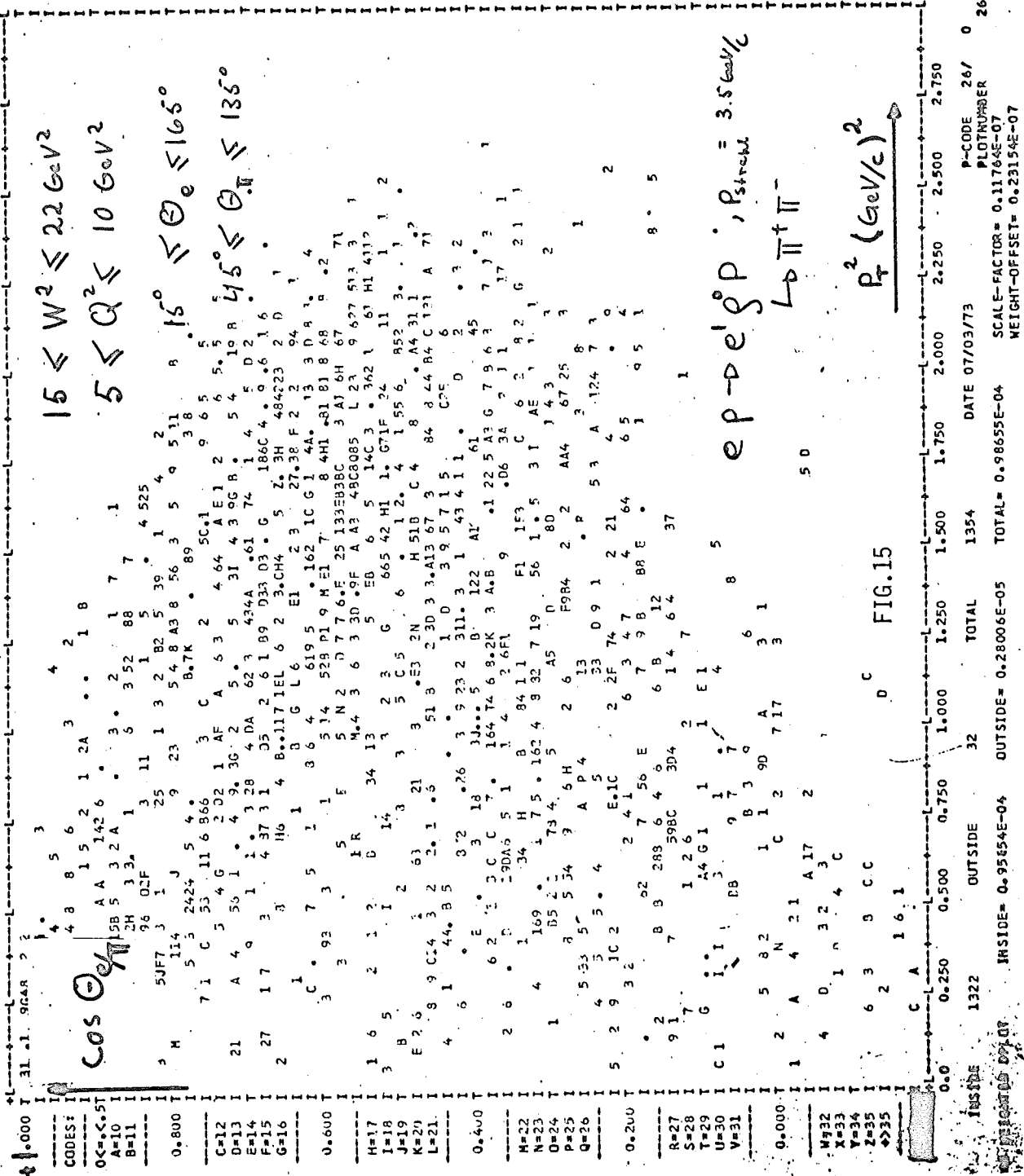


TABELLE IV :

Zahl der erzeugten Rho-Mesonen

($P_{\text{Strahl}} = 3.5 \text{ GeV}/c$, $L = 2 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$, Strahlzeit: 400 Stunden)

$Q^2 (\text{GeV})^2$	$4 \leq W^2 \leq 11.6 \text{ GeV}^2$	$11.6 \leq W^2 \leq 22.2 \text{ GeV}^2$	$22.2 \leq W^2 \leq 32.9 \text{ GeV}^2$	$32.9 \leq W^2 \leq 43.6 \text{ GeV}^2$	$43.6 \leq W^2 \leq 50.7 \text{ GeV}^2$
0 - 1	a) 24566 b) 8556	13029 7754	4533 2964	2593 963	1010 0
1 - 2	9605 9348	5365 5246	2195 1168	1249 84	403 0
2 - 5	3182 3154	1969 1945	945 551	570 47	113 0
5 - 10	370 370	300 293	162 102	99 10	

a) Gesamtzahl der erzeugten Rho-Mesonen - über alle Winkel integriert
b) $\theta_e \geq 15^\circ$ und mindestens ein Pion von $\rho \rightarrow \pi^+ \pi^-$ innerhalb von $45^\circ \leq \theta \leq 135^\circ$

TABELLE V :

Zahl der erzeugten Phi-Mesonen ^{†)}

(W = 7 GeV, L = $2 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$, Strahlzeit: 400 Stunden)

$Q^2 (\text{GeV}^2)$	$4 \leq W^2 \leq 11.6 \text{ GeV}^2$	$11.6 \leq W^2 \leq 22.2 \text{ GeV}^2$	$22.2 \leq W^2 \leq 32.9 \text{ GeV}^2$	$32.9 \leq W^2 \leq 43.6 \text{ GeV}^2$	$43.6 \leq W^2 \leq 50.7 \text{ GeV}^2$
0 - 1	240	300	376	460	378
1 - 2	290	300	142	68	29
2 - 5	100	117	59	36	10
5 - 10	10	17	10	4	

^{†)} Diese Raten müssen mit .5 multipliziert werden, um den Zerfall $\phi \rightarrow K^+ K^-$ zu berücksichtigen.

Vom experimentellen Nachweis her sind ρ und ϕ Erzeugung besonders günstig, da nur geladene Teilchen im Endzustand auftreten. Um die vollständige Dichtematrix des erzeugten Rhomesons zu bestimmen, muss mindestens eins der Pionen aus dem Zerfall $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ gemessen werden. In Fig. 14 und Fig. 15 ist die Zahl der Pionen als Funktion von $\cos\theta_{e/\pi}$ ($\theta = \angle e, \pi$) und $p_{\perp}^2$ für zwei verschiedene Werte von Q^2 gezeigt. In beiden Fällen ist $15 \leq W^2 \leq 22 \text{ GeV}^2$ und das gestreute Elektron wurde zwischen $15 \leq \theta_e \leq 165^\circ$ gemessen. - In Tabelle V sind ausserdem die Zählraten für den Fall angegeben, dass das gestreute Elektron im Bereich $165^\circ \geq \theta_e \geq 15^\circ$, und die Zerfallspionen im Pluto im Bereich $135^\circ \geq \theta_\pi \geq 45^\circ$ nachgewiesen werden.

Die Zählraten reichen aus, um σ_T und σ_L bis Q^2 von $5(\text{GeV}/c)^2$ zu trennen.

Neben dem klassischen 3 Vektormesonon werden voraussichtlich weitere 1⁺ Mesonensysteme zu beobachten sein; z.B. sind die für das kürzlich entdeckte ρ' (1500) ²¹⁾ zu erwartenden Zählraten etwa von gleicher Grösse wie für das ϕ Meson.

III.8. Elektroerzeugung von Pseudoskalaren Mesonen

Experimentell wurde die Elektroerzeugung von pseudoskalaren Mesonen im wesentlichen bis etwa $W = 3 \text{ GeV}$ durchgeführt. Da die Wirkungsquerschnitte etwa wie W^{-4} abfallen, sind die zu erwartenden Zählraten bei höheren Energien sehr klein. Wir haben in Tabelle VI die Zählraten für die

Reaktionen $\gamma_V p \rightarrow \pi^+ n$, $\gamma_V p \rightarrow \pi^0 p$ und $\gamma_V p \rightarrow K^+ \Lambda$ bei einer Luminosität von $2 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ und einer Strahlzeit von 500 Stunden abgeschätzt.

Für die Abschätzung wurde der folgende Ansatz für diese Wirkungsquerschnitte benutzt:

$$\left(e p \rightarrow \begin{matrix} \pi & N \\ K & \Lambda \end{matrix} \right) = \left(\frac{m_p^2}{m_p^2 + Q^2} \right) \frac{\sigma_0}{\frac{W^2 - m_p^2}{2m_p}}$$

Für die Konstante σ_0 wurde angenommen $\pi^+ n$, $\sigma_0 = 60 \mu b \text{ GeV}^2$,

$\pi^0 p$, $\sigma_0 = 15 \mu b \text{ GeV}^2$, $K^+ \Lambda$, $\sigma_0 = 20 \mu b \text{ GeV}^2$.

Die Messung der pseudoskalaren Reaktionen kann voraussichtlich bis $W \sim 4 \text{ GeV}$ ausgedehnt werden.

TABELLE VI :

Zahl der Ereignisse nach 500 Stunden Strahlzeit

($P_{\text{Strahl}} = 3.5 \text{ GeV/c}$, $L = 2 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$,

$0.3 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 1 \text{ GeV}^2$).

Reaktion	$2.5 \leq W \leq 3.5 \text{ GeV}$	$3.5 \leq W \leq 4.5 \text{ GeV}$	$4.5 \leq W \leq 5.5 \text{ GeV}$
	$3.3 \leq \nu \leq 6.5^* \text{ GeV}$	$6.5 \leq \nu \leq 10.8 \text{ GeV}$	$10.8 \leq \nu \leq 16.1 \text{ GeV}$
$\gamma \gamma_p \rightarrow \pi^+ n$	13000	1900	470
$\gamma_p \rightarrow \pi^0 p$	3000	600	140
$\gamma_p \rightarrow K^+ \Lambda$	4000	650	160

* ν = äquivalente Photonenergie im Labor

IV. Elektron-Neutron-Streuung

Wiederholt man die bisher beschriebenen ep-Experimente mit einem Neutronentarget so kann - aus dem Vergleich der beiden Datensätze - eine Aussage über die Isospinstruktur der Streuamplitude gemacht werden. Die verschiedenen Modelle, die zur Erklärung der Protonendaten herangezogen werden, machen im allgemeinen auch Voraussagen über die Neutronendaten. Z.B. falls die Partonen die Quantenzahlen von Quarks haben, so muss $\nu W_2^n(\nu, Q^2) / \nu W_2^p(\nu, Q^2) \geq 1/4$ sein ²²⁾. Auch die relative Häufigkeit der verschiedenen Sekundärteilchen ¹⁷⁾ wird vorausgesagt.

Elektron-Neutron-Streuung wird im allgemeinen mit einem Deuteriumtarget durchgeführt. Dabei wird vorausgesetzt, dass das Proton sich wie ein "Spectator"-Teilchen benimmt, d.h. $e D \rightarrow e n X(p_s)$. In den meisten Fällen stoppt das Proton im Target und kann nicht beobachtet werden.

Ohne grössere Umbauten - nur mit einer Deuterium-Ionenquelle und einer zusätzlichen Beschleunigungsstrecke im DESY - können Deuteronen in DESY beschleunigt und in DORIS gespeichert werden.

Die Summe der Impulse des Neutrons und des Protons muss gleich dem Impuls des Deuterons sein. Nach der Wechselwirkung fliegt das "Spectatorproton" daher im Mittel mit der Hälfte des ursprünglichen Impulses des Deuterons weiter und kann beobachtet werden. Für das Neutron steht im Mittel die Hälfte des Impulses des Deuterons zur Verfügung, d.h. bei einem Strahlimpuls von 3.5 GeV/c wäre der Neutronimpuls im Mittel 1.75 (GeV/c). Dazu

kommt der innere Impuls des Neutrons im Deuteron von typisch 200 MeV, d.h. der Impuls würde zwischen 1.55 GeV/c und 1.95 GeV/c schwanken. Der für Elektron-Neutron-Streuung zur Verfügung stehende kinematische Bereich ist in Fig. 16 gezeigt. - Auch gezeigt ist der kinematische Bereich für einen Strahlimpuls von 4.5 GeV/c. Es ist ersichtlich, dass um ϵ_p und ϵ_n über einen grossen kinematischen Bereich vergleichen zu können, ein Strahlimpuls von 4.5 GeV/c benötigt wird.

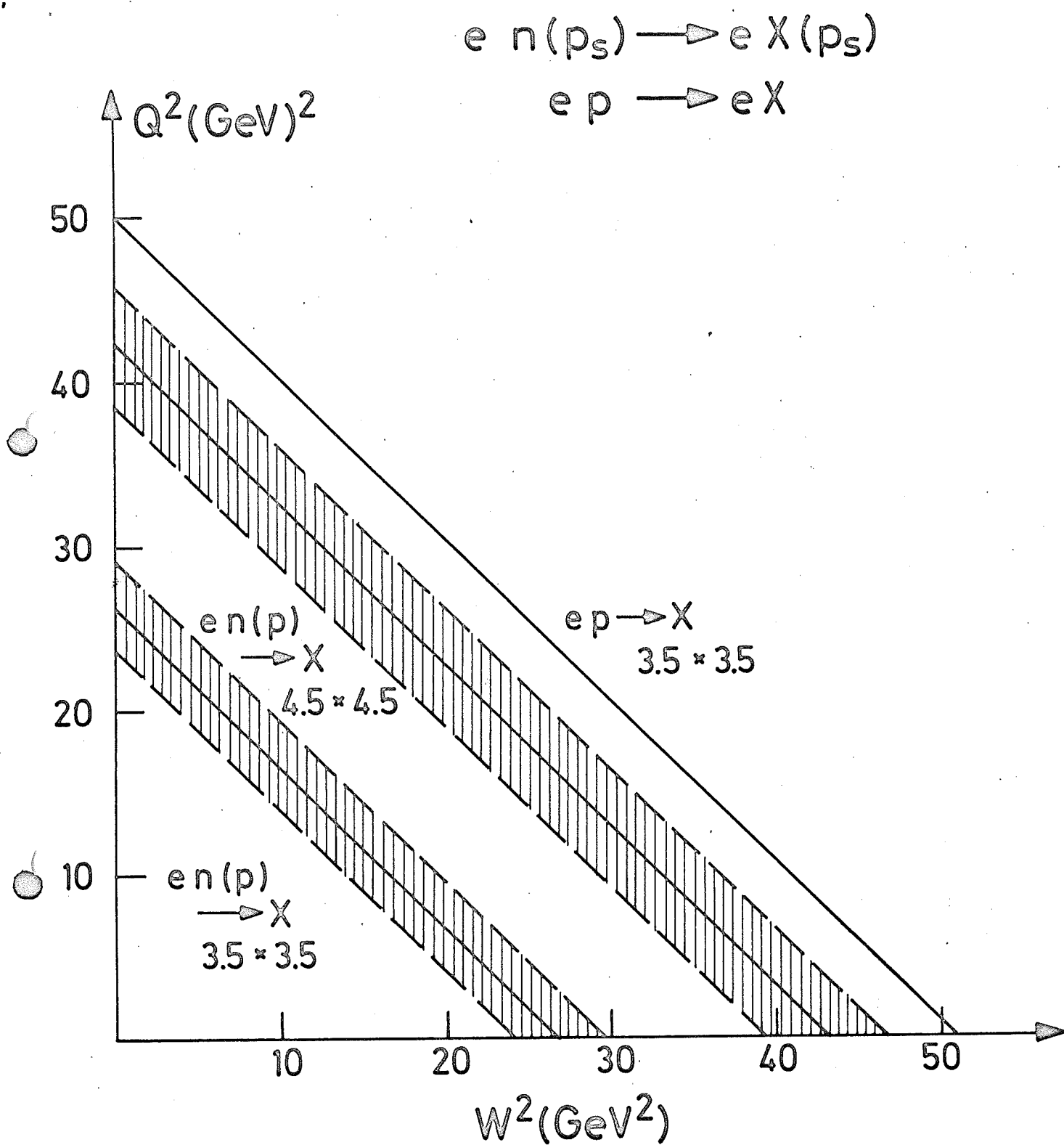


Fig. 16

Zusammenfassung

Mit der vorgeschlagenen Erweiterung von DORIS in einen Elektron-Proton-Speicherring können Messungen zur inelastischen Elektron-Proton-Streuung für $Q^2 \leq 20 \text{ GeV}^2$ und $W \leq 6 \text{ GeV}$ unternommen werden. Die Zählraten sind ausreichend um σ_L/σ_T für $Q^2 \leq 10 \text{ GeV}^2$ und $W \leq 6 \text{ GeV}$ zu bestimmen. Mögliche Abweichungen vom Ein-Photon-Austausch können mit hoher Genauigkeit durch einen Vergleich der e^-p und e^+p Wirkungsquerschnitte ermittelt werden.

Ein Elektron-Proton-Speicherring bietet besondere Vorteile für Vielteilchen-Experimente. Es kann experimentell bestimmt werden, wie sich das beobachtete Skalenverhalten des totalen Wirkungsquerschnitts aus den einzelnen Kanälen aufbaut. Die Multiplizitäten können in weiten Q^2 , W Bereichen bestimmt werden. Verschiedene theoretische Modelle sagen eine starke Änderung in das relative Verhältnis der verschiedenen Sekundärteilchen mit Q^2 voraus. Dies kann mit DORIS geprüft werden.

Die Messungen der verschiedenen inklusiven Wirkungsquerschnitte als Funktion von Q^2 und W können mit Voraussagen des Partonmodells verglichen werden. Diese und andere Messungen zur Vielteilchenphysik, die am DORIS durchgeführt werden können, werden wertvolle Hinweise auf die physikalischen Ursachen der Skaleninvarianz liefern.

Die erwartete Luminosität macht detaillierte Untersuchungen über die Elektroproduktion von Vektormesonen für $Q^2 \leq 5 \text{ GeV}^2$ möglich. Elektroproduktion der Pseudoskalaren Mesonen kann für $Q^2 \leq 1 \text{ GeV}^2$ und $W \leq 4 \text{ GeV}$ gemessen werden.

Ohne grössere Umbauten ist es möglich, Deuteronen in DORIS zu speichern und inelastische Elektron-Neutron-Streuung zu beobachten. Dies wäre in Zusammenhang mit einer Erhöhung der Endenergie des Speicherrings auf 4.5 GeV besonders interessant.

Das hier umrissene Messprogramm kann im wesentlichen mit den schon genehmigten Detektoren Pluto und DASP durchgeführt werden. Es wird lediglich ein nichtmagnetischer Elektronendetektor für Streuwinkel zwischen 15° und 45° benötigt. Die notwendigen Umbauten in DORIS und DESY ⁴⁾ werden voraussichtlich zwei Jahre in Anspruch nehmen, d.h. es wäre möglich, mit dem Messprogramm im Sommer 1975 zu beginnen.

Literatur :

- 1) H.Kendall - Proceedings of the 1971 International Symposium on
Electron and Photon Interactions at High Energies
- 2) C.Pellegrini et al. - Proc. of the International Accelerator
Conference (1971)
- 3) Ein Vorschlag DORIS als ep-Speicherring zu benutzen:
H.Gerke, H.Wiedemann, B.H.Wiik, G.Wolf - DESY H-72/22
An improved Mode of Operation of the proposed DESY ep colliding
beam Experiment
H.Wiedemann and B.H.Wiik - DESY F 35 - 72/3
- 4) The DESY Synchrotron as a Proton Injector for DORIS
DESY F 35 , H, S1 - 73/1
A.Febel, H.Gerke, G.Hemmie, H.Kumpfert, M.Tigner, H.Wiedemann, B.H.Wiik
DORIS as an ep colliding beam facility
A.Febel, H.Gerke, G.Hemmie, H.Kumpfert, M.Tigner, H.Wiedemann, B.H.Wiik
in Vorbereitung
- 5) E.Bloom and F.Gilman - Phys.Rev.Letters 25, 1140 (1970)
- 6) SBT - Blasenkammerkollaboration - Phys.Rev. D, 1603, 1972
- 7) A.Boyarski et al. - Proceedings 1971 International Symposium on
Electron and Photon Interactions at High Energies
- 8) Indem man die Kompensationsspule etwas grösser macht und in Richtung vom
Quadrupol versetzt, kann ein solcher Zähler in Pluto eingebaut werden.
E.Lohrmann - private Mitteilung

- 9) Diese Abbildung ist einer Arbeit von J.J.Sakurai - Phys.Rev. Letters, 30, 245, 1973 entnommen.
- 10) J.D.Bjorken - Proceedings 1971 International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies
- 11) S.D.Drell, A.Levy und T.M.Yan - Phys.Rev. 187, 2159 (1969)
- 12) S.S.Shei und D.M.Tow, - Phys.Rev.Letters 26, 470 (1971)
- 13) T.T.Chou and C.N.Yang - Phys.Rev. D4, 2005, (1971)
- 14) H.Cheng und T.T.Wu, Phys.Rev. 183, 1324 (1969)
- 15) J.Ballam et al. - Beitrag zur XVI International Conference on High Energy Physics, Chicago and Batavia, Illinois 1972
- 16) H.Burfeindt et al. - Beitrag zur XVI International Conference on High Energy Physics - Chicago and Batavia, Illinois, 1972
- 17) z.B. siehe C.F.A.Pantin - Nuclear Physics B 46, 205 (1972)
- 18) K.Berkelmann - Vortrag bei der XVI International Conference on High Energy Physics - Chicago and Batavia, Illinois, 1972
- 19) K.Schilling und G.Wolf - in Vorbereitung
- 20) S.T.B. Blasenkammerkollaboration - Phys.Rev.Letters 24, 955, 1970
- 21) M.Davier et al. SLAC PUB 666, 1969
H.H.Bingham et al. (SBT Kollaboration) - Phys.Lett. 41B, 635, 1972
C.Bacci et al. Phys.Lett. 38 B, 551, 1972
G.Barbarino et al. Lett.Nuovo Cim. 3, 689, 1972
- 22) R.P.Feynman, "Invited paper at the Neutrino 1972 Conference", Balatonfüred.