

DESY 71/28
Juni 1971

DESY-Bibliothek
6. JULI 1971

Experimente am e^+e^- Speicherring

von

D. Schildknecht, H. J. Willutzki und G. Wolf

D. Schildknecht

H.J. Willutzki

G. Wolf

Experimente am e^+e^- Speicherring

1. Einleitung
2. Prüfung der Quantenelektrodynamik
 - 2.1 Ergebnisse aus der Paarerzeugung und Bremsstrahlung an Kernen.
 - 2.2 QED Experimente an Speicherringen
3. Hadronerzeugung durch Einphotonenaustausch
 - 3.1 Allgemeiner Fall: $e^+e^- \rightarrow h\bar{h}$
 - 3.2 Baryon-Antibaryonerzeugung (Baryonformfaktoren)
 - 3.3 Mesonerzeugung (Mesonformfaktoren)
 - 3.4 Vielteilchenprozesse
 - 3.5 Totaler Wirkungsquerschnitt
 - 3.6 Messung eines Hadrons im Endzustand (Skaleninvarianz)
4. Hadronerzeugung durch Elektronenaustausch
5. $\gamma\gamma$ -Prozesse
 - 5.1 Auswahlregeln für $\gamma\gamma$ Streuung
 - 5.2 $\gamma\gamma \rightarrow A^+A^-$
6. Experimente zur schwachen Wechselwirkung

1. Einleitung

In dem vorliegenden Bericht wird versucht, einen Überblick über mögliche e^+e^- Speicherringexperimente zu gewinnen. Theoretische Gesichtspunkte werden kurz referiert und Abschätzungen von Wirkungsquerschnitten und Zählraten zusammengestellt: sie wurden zum Teil direkt aus der Literatur - vor allem aus den unter Ref.1-4 zitierten Arbeiten - entnommen.

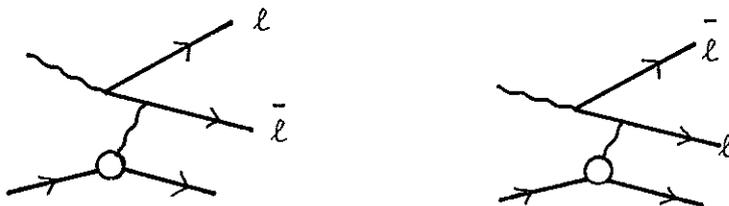
Abschnitt 2 und Teile von Abschnitt 5 behandeln die Lepton-Photon-Wechselwirkung, für die verlässliche Voraussagen möglich scheinen. Auf wesentlich unsicherer Grundlage stehen die Vorhersagen zur Hadronerzeugung in Abschnitt 3, die weitgehend auf Spekulationen beruhen.

2. Prüfung der Quantenelektrodynamik

Abschnitt 2.1 enthält eine kurze tabellarische Zusammenfassung der Ergebnisse, die zur Gültigkeit der QED aus Messungen der Weitwinkelpaarerzeugung und -bremsstrahlung an Kernen erhalten wurden. In Abschnitt 2.2 diskutieren wir am DESY Speicherring (DORIS) meßbare Reaktionen. Es werden numerische Auswertungen der Wirkungsquerschnitte angegeben und die erreichbaren Abschneideparameter Λ den bisher erzielten Ergebnissen gegenübergestellt. Vor- und Nachteile bestimmter Experimente werden kurz erörtert und die zu erwartenden Zählraten angegeben.

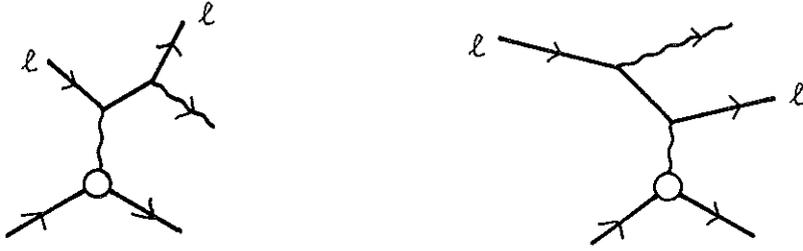
2.1 Ergebnisse aus der Paarerzeugung und Bremsstrahlung an Kernen

In der Weitwinkelpaarerzeugung wird die Form des Elektron- bzw. Muonpropagators für raumartige Viererimpulse geprüft. In der



Paarerzeugung

Weitwinkelbremsstrahlung treten raumartige und zeitartige Impulse des virtuellen Elektrons oder Muons auf.



Bremsstrahlung

Tabelle 1 gibt eine Übersicht über die aus solchen Experimenten erhaltenen Werte für die durch Λ parametrisierte Propagatorabänderung. Nur diejenigen Experimente werden aufgeführt, die den jeweils größten Wert von Λ geliefert haben. Eine vollständigere Zusammenfassung findet sich in Ref.5. Die Größe M in Tabelle 1 ist die invariante Masse des auslaufenden e^+e^- , $e^-\gamma$, oder $\mu^-\gamma$ Systems. Für die symmetrische Paarerzeugung ist $M^2 \approx 2|q^2|$, wobei q^2 das Quadrat des Viererimpulses des virtuellen Fermions bezeichnet. Wird die Abweichung von der QED mit q^2 statt mit M^2 parametrisiert, so ergeben sich entsprechend kleinere Werte für Λ was beim Vergleich mit dem Speicherringexperiment $e^+e^- \rightarrow 2\gamma$ in 2.2 zu beachten ist.

TABELLE 1

Experiment	Parametrisierung	Λ (95% c.l.) (GeV)
$\gamma + C \rightarrow C + e^+ + e^-$ 6)	$\frac{\sigma_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{Th}}} = 1 + \frac{M^4}{\Lambda^4}$	$\Lambda > 1.4$
$M_{e^+e^-} \leq 0.9$ GeV	$\frac{\sigma_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{Th}}} = 1 + \frac{q^4}{\Lambda^4}$	$\Lambda > 1$
$\gamma + C \rightarrow C + \mu^+ + \mu^-$ 7)	$\frac{\sigma_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{Th}}} = 1 - \frac{M^4}{\Lambda^4}$	$\Lambda > 1.5$
$M_{\mu^+\mu^-} = 1.225$ GeV	$\frac{\sigma_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{Th}}} = 1 - \frac{q^4}{\Lambda^4}$	$\Lambda > 1.06$
$e^- + C \rightarrow e^- + C + \gamma$ 8)	$\frac{\sigma_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{Th}}} = 1 + \frac{M^4}{\Lambda^4}$	$\Lambda > 1.5$
$M_{e\gamma} < 1.030$ GeV	$\frac{\sigma_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{Th}}} = 1 + \frac{M^4}{\Lambda^4}$	$\Lambda > 0.7$
$\mu^- + C \rightarrow \mu^- + C + \gamma$ 9)	$\frac{\sigma_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{Th}}} = 1 + \frac{M^4}{\Lambda^4}$	$\Lambda > 0.7$
$M_{\mu\gamma} = 0.65$ GeV	$\frac{\sigma_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{Th}}} = 1 + \frac{M^4}{\Lambda^4}$	$\Lambda > 0.7$

2.2 QED Experimente an Speicherringen

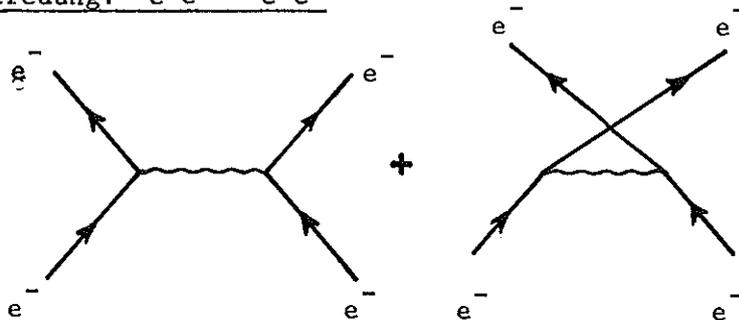
Mit dem DESY Speicherring DORIS können die Wirkungsquerschnitte der folgenden vier Reaktionen zur Prüfung der QED gemessen werden:

- 2.2.1 $e^- e^- \rightarrow e^- e^-$ (Møllerstreuung)
 2.2.2 $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$
 2.2.3 $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$ (Bhabha Streuung)
 2.2.4 $e^+ e^- \rightarrow \gamma\gamma$

In den Reaktionen 1,2,3 läßt sich der Photonpropagator im raumartigen und/oder zeitartigen Bereich, in 4 der Elektronpropagator im raumartigen Bereich des Viererimpulses untersuchen. Die Empfindlichkeit des Experiments gegen Abweichungen von der QED, d.h. die erreichbaren Werte für den die Abweichung von der QED charakterisierenden Parameter Λ , nehmen dabei - gleichbleibende Meßgenauigkeit vorausgesetzt - proportional zur Speicherringenergie zu.

Im folgenden wird mit E die Strahlenergie und mit Θ der Streuwinkel der Reaktionsprodukte im Schwerpunktsystem bezeichnet. Alle Formeln für differentielle Wirkungsquerschnitte beziehen sich auf die niedrigste Näherung der QED.

2.2.1 Møllerstreuung: $e^- e^- \rightarrow e^- e^-$



Die für DORIS vorgesehene Struktur erlaubt - im Gegensatz zu den meisten anderen Speicherringen - neben der $e^+ e^-$ Streuung auch die $e^- e^-$ -Streuung zu untersuchen, bei der nur raumartige Photonviererimpulse auftreten. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für $e^- e^- \rightarrow e^- e^-$ lautet:*

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{8\gamma^2} \left[\frac{q'^4 + s^2}{q^4} |F(q^2)|^2 + \frac{s^4}{q^2 q'^2} \operatorname{Re} \{ F^*(q^2) \cdot F(q'^2) \} + (q^2 \rightarrow q'^2) \right] \quad (2.1)$$

$$(\text{= } 0.26 \cdot 10^{-32} \frac{\text{cm}^2}{\text{sr}} \frac{1}{E^2} [\quad] , E \text{ in GeV})$$

*Die Møllerstreuung polarisierter Elektronen wird in Ref.10 behandelt.

mit

$$q^2 = -4E^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} ; q'^2 = -4E^2 \cos^2 \frac{\theta}{2} ; s = 4E^2 ; \gamma = E/m_e ;$$

$$F(q^2) = \frac{1}{1 - q^2/\Lambda^2} ; r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.82 \cdot 10^{-13} \text{ cm};$$

Die Winkelverteilung (nicht aber der Absolutwert des Wirkungsquerschnitts) wurde am Princeton-Stanford e^-e^- Speicherring bei $E = 0.55 \text{ GeV}$ zwischen 45° - 90° gemessen¹¹. Nach Ref.5 lassen sich die Ergebnisse dieses Experiments in folgenden Werten für den Abschneideparameter Λ zusammenfassen:

$$F(q^2) = (1 - q^2/\Lambda^2)^{-1} : \Lambda > 2.4 \text{ GeV mit } 95\% \text{ c.l.}$$

$$F(q^2) = (1 + q^2/\Lambda^2)^{-1} : \Lambda > 4.0 \text{ GeV mit } 95\% \text{ c.l.}$$

Der Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts für die Møllerstreuung (für $F(q^2) = F(q'^2) = 1$) ist in Abb.1. dargestellt. Für das Quadrat des Photonviererimpulses q^2 ergeben sich für DORIS Bedingungen die folgenden Werte:

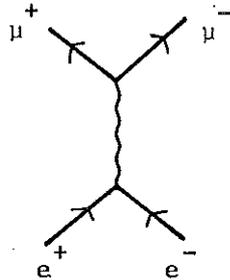
$E = 1 \text{ GeV}$	$\theta = 90^\circ$	$q^2 = -2 \text{ GeV}^2$
$E = 3 \text{ GeV}$	$\theta = 90^\circ$	$q^2 = -19 \text{ GeV}^2$

Abb.2a zeigt Λ als Funktion des Winkels θ für den der Wirkungsquerschnitt mit einem relativen Fehler ϵ gemessen wird. Bei der Ermittlung von Λ wurde Übereinstimmung zwischen der Messung und der QED Vorhersage innerhalb der durch ϵ gegebenen Fehlergrenzen vorausgesetzt. Die Messung erfordert einen genauen Strahlmonitor, der nach den bisherigen Erfahrungen am Speicherring in Frascati schwierig zu realisieren ist. Mit einem auf 5% genauen Experiment lassen sich, wie man aus Abb.2a entnimmt, folgende Werte für Λ erreichen:

$E = 1 \text{ GeV}$	$\theta = 90^\circ$	$\Lambda > 9 \text{ GeV mit } 70\% \text{ c.l.}$
		$\Lambda > 6 \text{ GeV mit } 95\% \text{ c.l.}$
$E = 3 \text{ GeV}$	$\theta = 90^\circ$	$\Lambda > 27 \text{ GeV mit } 70\% \text{ c.l.}$
		$\Lambda > 18 \text{ GeV mit } 95\% \text{ c.l.}$

Hierbei wurde für $F(q^2) = (1 - q^2/\Lambda^2)^{-1}$ gesetzt. Wegen der hohen Luminosität von DORIS kann bei den höchsten zur Verfügung stehenden Energien gemessen werden. Bei einem erfaßten Raumwinkel von $70^\circ < \Theta < 110^\circ$; $0 < \phi < 2\pi$ erhält man bei $E = 3 \text{ GeV}$ und einer angenommenen Luminosität $L = 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ (für e^+e^- -Speicherung) etwa 1000 Ereignisse pro Stunde.

2.2.2 Muon Paarerzeugung: $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$



Der Wirkungsquerschnitt ist gegeben durch:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{16\gamma^2} \beta_\mu [(1 + \cos^2\Theta) + (1 - \beta_\mu^2)\sin^2\Theta] |F(q^2)|^2 \quad (2.2)$$

$$(\approx 0.13 \cdot 10^{-32} \frac{\text{cm}^2}{\text{sr}} \frac{\beta_\mu}{E^2} [\quad], E \text{ in GeV})$$

$$q^2 = 4E^2, \quad F(q^2) = (1 + q^2/\Lambda^2)^{-1}, \quad \gamma = E/m_e,$$

$$\beta_\mu = \frac{|\vec{p}_\mu|}{E}.$$

Der Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts als Funktion des Erzeugungswinkels Θ ist in Abb.1 dargestellt. Sein besonderes Merkmal ist, daß er sich zwischen 0° und 180° nur um einen Faktor 2 ändert. Es treten nur winkelunabhängige zeitartige Photonviererimpulse auf. Diese Tatsache in Verbindung mit der schwachen Änderung des differentiellen Wirkungsquerschnitts erlaubt, die Messung bei experimentell bequem zugänglichen Winkeln durchzuführen; z.B. ist bei $\Theta = 90^\circ$ das Verhältnis zwischen $\mu^+\mu^-$ Erzeugung und elastischer e^+e^- Streuung $\approx 1/10$, dagegen in Vorwärtsrichtung um viele Größenordnungen ungünstiger. Eine Abänderung der QED durch Formfaktoren beeinflusst nur den Absolutwert des Wirkungsquerschnitts. Besondere Schwierigkeiten des Experiments sind:

- a) Man benötigt einen genauen Monitor zur Luminositätsmessung. Alle anderen QED-Experimente lassen sich auch als Relativmessungen durchführen wenn man die Gültigkeit der QED bei kleineren q^2 annimmt.
- b) Das Experiment hängt empfindlich von der Genauigkeit ab mit der der Absolutwert der Strahlungskorrekturen berechnet werden kann. Nach Ref.1 betragen diese für ein "typisches" Experiment (beispielsweise Geometrie des 1.40m Solenoids) mit einer Energieauflösung von einigen % und einer Winkelauflösung von 1% bei 3 GeV etwa 30-35%. Genaueres zu den Strahlungskorrekturen, z.B. zum Einfluß der Messung des Ladungsvorzeichens auf die Korrektur, findet man bei (12).
- c) Die Ereignisrate ist wesentlich kleiner als die für elastische e^+e^- -Streuung oder 2γ -Vernichtung $e^+e^- \rightarrow 2\gamma$. Für $E = 3$ GeV, eine Luminosität $L = 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ und einen erfaßten Raumwinkelbereich von $70^\circ < \theta < 110^\circ$, $0 < \phi < 2\pi$ (1.40 m Solenoid) erhält man etwa 200 $\mu^+\mu^-$ Paare pro Stunde (siehe Abb.3).

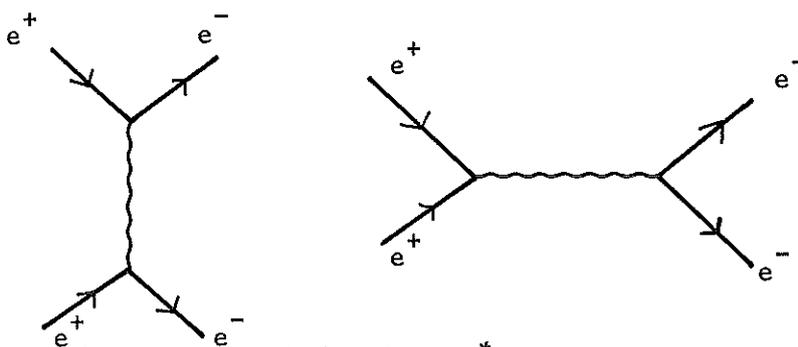
Aus Experimenten unter DORIS Bedingungen lassen sich bei 5% Genauigkeit in der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts folgende Werte für Λ gewinnen (siehe auch Abb.5)

$E = 1$ GeV : $\Lambda > 12.6$ GeV mit 70% c.l.; $\Lambda > 8.5$ GeV mit 95% c.l.

$E = 3$ GeV : $\Lambda > 38$ GeV mit 70% c.l.; $\Lambda > 25.5$ GeV mit 95% c.l.

Kombiniert man die Ergebnisse des $\mu^+\mu^-$ Experiments mit denen der elastischen e^+e^- -Streuung in Rückwärtsrichtung (siehe 2.2.3), in der ebenfalls zeitartige Impulsüberträge auftreten, so kann man die $(e^+e^-\gamma)$ und die $(\mu^+\mu^-\gamma)$ Vertexfunktionen vergleichen.

Wenn man die Gültigkeit der QED für die $\mu^+\mu^-$ Erzeugung voraussetzt, so liefert dieser Prozeß bis etwa 2 GeV Strahlenergie - darüber ist der Wirkungsquerschnitt zu klein - einen günstigen Monitor für andere Experimente, da Muonen von Elektronen und anderen Teilchen leicht mittels 30-40 cm Eisen (~ 20 Strahlungslängen) abgetrennt werden können.

2.2.3 Bhabhastreuung: $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ 

Der differentielle Wirkungsquerschnitt lautet*

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{8\gamma^2} \left[\frac{q'^4 + s^2}{q^4} |F(q^2)|^2 + \frac{2 \cdot q'^4}{q^2 \cdot s} \operatorname{Re}\{F(q^2) \cdot F^*(s)\} + \frac{q'^4 + q^4}{s^2} |F(s)|^2 \right] \quad (2.3)$$

$$\left(= 0.26 \cdot 10^{-32} \frac{\text{cm}^2}{\text{sr}} \frac{1}{E^2} [\quad], E \text{ in GeV} \right)$$

$$\text{mit: } q^2 = -4E^2 \sin^2 \frac{\Theta}{2}; \quad q'^2 = -4E^2 \cos^2 \frac{\Theta}{2}; \quad s = 4E^2; \quad \gamma = E/m_e$$

$$F(q^2) = (1 - q^2/\Lambda_r^2)^{-1}; \quad F(s) = (1 + s/\Lambda_z^2)^{-1}.$$

Der Verlauf des Wirkungsquerschnitts als Funktion von Θ (für $F = 1$) ist in Abb.1 wiedergegeben. Bei diesem Prozess treten als einzigem unter den Reaktionen (1)-(4) sowohl raumartige als auch zeitartige Photonviererimpulse auf, letztere in nennenswertem Maße nur in Rückwärtsrichtung. Das Verhältnis der Anteile der raum- und zeitartigen Diagramme (für $F = 1$) als Funktion des Streuwinkels ist in der folgenden Tabelle wiedergegeben (vgl. Abb.4, dort ist auch der Interferenzterm eingetragen²).

Θ	10°	30°	60°	90°	120°	150°	180°
$S(\Theta)/A(\Theta)$	$3.9 \cdot 10^4$	$4.8 \cdot 10^2$	40	10	3.1	1.3	1.0

*Die Bhabhastreuung polarisierter Elektronen bzw. Positronen wird in Ref.10 behandelt.

$$\text{mit: } S(\theta) = \frac{q'^4 + s^2}{q^4} \quad A(\theta) = \frac{q'^4 + q^4}{s^2} .$$

Die möglichen Experimente zur Bhabha-Streuung lassen sich in zwei Klassen einteilen:

- 1) das Ladungsvorzeichen von e^+ , e^- wird nicht bestimmt;
- 2) das Ladungsvorzeichen von e^+ , e^- wird bestimmt.

- 1) Im Fall 1 mißt man unter einem Winkel θ den Wirkungsquerschnitt

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{e^+e^-}(\theta) = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{e^+}(\theta) + \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{e^+}(180^\circ - \theta).$$

Die Messung der Bhabha-Streuung liefert dann gegenüber der Møller-Streuung keine wesentliche zusätzliche Information. Es trägt nur der Streugraph bei da dieser für alle Winkel um einen Faktor ≥ 6 größer ist als die Summe des Interferenzterms und des Annihilationsbeitrags. Eine ausführliche Monte-Carlo Untersuchung dieses Experiments findet man in Ref.13 für Frascati-Bedingungen. Die Autoren kommen zum Schluß, daß eine Messung des absoluten Wirkungsquerschnitts keine wesentlich größere obere Grenze für den Abschneideparameter Λ als die Messung der relativen Winkelverteilung liefert.

- 2) Wird die Ladung eines der gestreuten Teilchens bestimmt dann kann die Bhabha-Streuung in Rückwärtsrichtung auch für zeitartige Viererimpulse des Photons untersucht werden. Für Winkel $\theta > 90^\circ$ geht der Interferenzterm sehr schnell gegen null und die Beiträge des raumartigen bzw zeitartigen Diagramms werden vergleichbar (bei $\theta = 180^\circ$ exakt gleich). Die Bestimmung des Ladungsvorzeichens erfordert einen Analysiermagneten. Wenn θ der e^- Streuwinkel gegen den e^- Strahl ist dann variiert im Winkelbereich $110^\circ < \theta < 150^\circ$ das Verhältnis $N(e^+)/N(e^-)$ zwischen 4 und 200, d.h. man braucht für große Winkel einen Unterdrückungsfaktor $> 10^4$ für Teilchen mit dem falschen Ladungsvorzeichen. Für einen magnetischen Detektor mit der Akzeptanz $110^\circ < \theta < 150^\circ$, $0 < \phi < 2\pi$ erhält man bei $L = 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ für $E = 3 \text{ GeV}$ eine Zählrate von 700 e^- je Stunde.

Prinzipiell können die Abschneideparameter Λ_r und Λ_z verschieden sein; Λ_r läßt sich aus der Messung der Møllerstreuung entnehmen, so daß Λ_z dann aus der Bhabha-Streuung bestimmt werden kann.

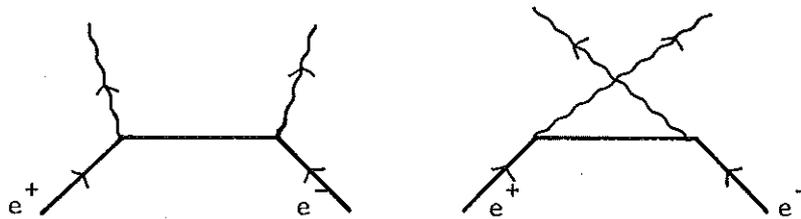
In Verbindung mit Experimenten zu $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$ und $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ liefert die Messung der Bhabha-Streuung eine zusätzliche Information³: Wenn $F(q^2)$ durch eine Messung der Møller-Streuung und $F(s)$ aus einer Messung von $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ bekannt sind, kann man die Bhabha-Streuung zur Bestimmung der relativen Phase δ von $F(q^2)$ und $F(s)$ heranziehen. Mit $|F(q^2)| = |F(s)| = 1$ läßt sich der Wirkungsquerschnitt schreiben als:

$$\sigma(\theta) = \sigma_{\text{QED}}(\theta) \{1 + a(\theta)(1 - \cos\delta)\} .$$

Dabei ist a ein kinematischer Faktor, der vom Streuwinkel θ abhängt und bei $\theta = 70^\circ$ seinen größten Wert hat ($a(70^\circ) = 0.2$). Eine auf 5% genaue Messung ergibt folgende Werte für δ :

$$E = 3 \text{ GeV} \quad \theta = 70^\circ \quad \begin{aligned} |\delta| &< 41^\circ \text{ mit } 70\% \text{ c.l.} \\ |\delta| &< 60^\circ \text{ mit } 95\% \text{ c.l.} \end{aligned}$$

2.2.4 Die Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$



Der Wirkungsquerschnitt ist gegeben durch

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{8\gamma^2} \left\{ \frac{q'^2}{q^2} |F(q^2)|^2 + \frac{q^2}{q'^2} |F(q'^2)| \right\} \quad (2.4)$$

$$(\approx 0.26 \cdot 10^{-32} \frac{\text{cm}^2}{\text{sr}} \frac{1}{E^2} [\quad], E \text{ in GeV})$$

mit $q^2 = -4E^2 \cdot \cos^2\theta/2$; $q'^2 = -4E^2 \cdot \sin^2\theta/2$; $\gamma = E/m_e$.

Der Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts ist in Abb.1 wiedergegeben. Bei diesem Prozess treten nur raumartige Elektronviererimpulse auf. Der Einfluß des Formfaktors wird maximal bei $\theta = 90^\circ$. Eine auf 5% genaue Messung liefert bei

$E = 1 \text{ GeV}$	$\theta = 90^\circ$	$\Lambda > 3.7 \text{ GeV}$ mit 70% c.l.
		$\Lambda > 3 \text{ GeV}$ mit 95% c.l.
$E = 3 \text{ GeV}$	$\theta = 90^\circ$	$\Lambda > 11 \text{ GeV}$ mit 70% c.l.
		$\Lambda > 9 \text{ GeV}$ mit 95% c.l.

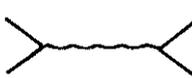
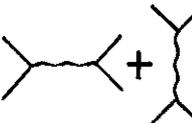
(siehe auch Abb.2b).

Die Ereignisrate beträgt bei $L = 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ und $70^\circ < \theta < 110^\circ$, $0 < \phi < 2\pi$ und $E = 3 \text{ GeV}$: 900 Ereignisse/Std.

2.2.5 Zusammenfassung

Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über die unteren Grenzen der Abschneideparameter, die bei einer auf 5% genauen Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte erreicht werden können. Zum Vergleich finden sich in der letzten Spalte die bisher gemessenen Werte von Λ .

TABELLE 2

Reaktion	E_{Strahl}	Streu- winkel	Abschneideparameter		Expt. Ergebnisse
			70% c.l.	95% c.l.	
$e^- e^- \rightarrow e^- e^-$ 	1 GeV 3 GeV	$\theta=90^\circ$ $\theta=90^\circ$	$\Lambda > 9 \text{ GeV}$ $\Lambda > 27 \text{ GeV}$	$\Lambda > 6 \text{ GeV}$ $\Lambda > 18 \text{ GeV}$	$\Lambda > 2.4 \text{ GeV}$ mit 95% c.l. Princeton-Stanford ¹¹ bei $E = .55 \text{ GeV}$
$e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 	1 GeV 3 GeV		$\Lambda > 12.6 \text{ GeV}$ $\Lambda > 38 \text{ GeV}$	$\Lambda > 8.5 \text{ GeV}$ $\Lambda > 25.5 \text{ GeV}$	$\Lambda > 3 \text{ GeV}$ mit 95% c.l. Frascati ¹⁴ bei $0.8 \text{ GeV} \leq E \leq 1.0 \text{ GeV}$
$e^+ e^- \rightarrow \gamma \gamma$ 	1 GeV 3 GeV	$\theta=90^\circ$ $\theta=90^\circ$	$\Lambda > 3.7 \text{ GeV}$ $\Lambda > 11 \text{ GeV}$	$\Lambda > 3 \text{ GeV}$ $\Lambda > 9 \text{ GeV}$	$\Lambda > 2.1 \text{ GeV}$ mit 95% c.l. Frascati ¹⁵ bei $0.8 \text{ GeV} \leq E \leq 1.0 \text{ GeV}$
$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$ 	3 GeV	$\theta=70^\circ$	$\delta < 41^\circ$	$\delta < 60^\circ$	

3. Hadronerzeugung durch Einphotonenaustausch

Die Untersuchung der Paarerzeugung von Hadronen,

$$e^+ e^- \rightarrow h \bar{h}$$

über Einphotonenaustausch (siehe Diag.1) bietet die Möglichkeit, ihre Formfaktoren für zeitartige Impulsüberträge ($q^2 > 0$) zu messen und, unter gewissen Annahmen, daraus ihre magnetischen Momente zu bestimmen.

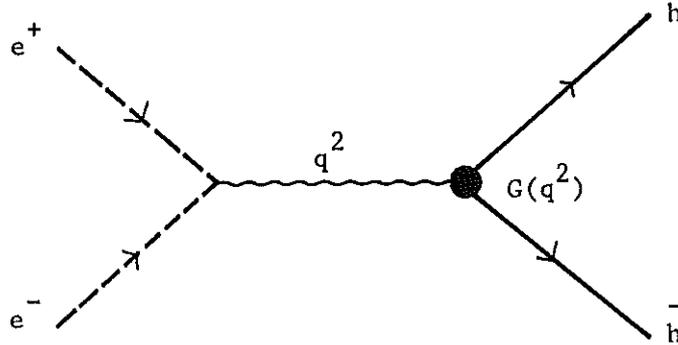


Diagramm 1

3.1 Allgemeiner Fall: $e^+ e^- \rightarrow h \bar{h}$

Wegen Invarianz gegen Lorentztransformationen und Raum- und Zeitspiegelungen ist für ein Teilchen mit Spin J die Zahl der linear unabhängigen elektromagnetischen Formfaktoren $2J + 1$. Diese sind für $q^2 = 0$ auf die statischen Momente des Teilchens normiert.

Die Erzeugungswinkelverteilung für $e^+ e^- \rightarrow h \bar{h}$ wird bestimmt durch zwei Funktionen $E(q^2)$ und $M(q^2)$, wobei $E(q^2)$ und $M(q^2)$ die Summe der Betragsquadrate der elektrischen bzw. magnetischen Formfaktoren sind, mit

$$E(q^2=0) = Q^2$$

Q elektrische Ladung

$$M(q^2=0) = \frac{J+1}{3J} \cdot \mu^2$$

μ magnetisches Dipolmoment

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist gegeben durch

a) J ganzzahlig:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (2J+1) \frac{\alpha^2 \beta^3}{8 q^2} \left\{ E(q^2) \sin^2 \theta + \frac{q^2}{4m^2} M(q^2) (1 + \cos^2 \theta) \right\} \quad (3.1)$$

$$[= 0.65 \cdot 10^{-33} \frac{\text{cm}^2}{\text{sr}} \cdot \frac{(2J+1)\beta^3}{E^2} \cdot \{ \quad \}, E \text{ in GeV}]$$

mit $q^2 = 4E^2$, $\beta = \frac{|\vec{P}_h|}{E_h}$.

b) J halbzahlig

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (2J+1) \frac{\alpha^2 \beta m^2}{2q^4} \left\{ E(q^2) \sin^2 \theta + \frac{q^2}{4m^2} M(q^2) (1 + \cos^2 \theta) \right\}$$

$$[= 0.65 \cdot 10^{-33} \frac{\text{cm}^2}{\text{sr}} \frac{(2J+1)\beta m^2}{E^4} \{ \quad \}, E \text{ in GeV}] \quad (3.2)$$

3.2 Baryon-Antibaryonerzeugung, $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$

In Tabelle 3 sind eine Reihe von $B\bar{B}$ Reaktionen mit zugehöriger Schwellenenergie und den auftretenden Endzuständen zusammengestellt.

Für Spin-1/2 Teilchen ist der Wirkungsquerschnitt nach (3.2):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 \beta m^2}{q^4} \left\{ |G_E|^2 \sin^2 \theta + \frac{q^2}{4m^2} |G_M|^2 (1 + \cos^2 \theta) \right\}$$

$$[= 1.3 \cdot 10^{-33} \frac{\text{cm}^2}{\text{sr}} \frac{\beta m^2}{E^4} \{ \quad \}, E \text{ in GeV}] \quad (3.3)$$

wobei $G_E(q^2)$ und $G_M(q^2)$ den elektrischen bzw. magnetischen Formfaktor nach Sachs bezeichnen.

TABELLE 3 Baryon-Antibaryonerzeugung

Reaktionstyp	Reaktion	Schwelle E (MeV)	Endzustand
$J^P \quad J^P$ $e^+e^- \rightarrow \frac{1}{2}^+ \frac{1}{2}^-$	$e^+e^- \rightarrow p \bar{p}$	938	$p \bar{p}$
	$\rightarrow n \bar{n}$	939	$n \bar{n}$
	$\rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$	1116	$p \pi^- \bar{p} \pi^+$ $\Lambda \bar{\Lambda} \begin{matrix} \nearrow p \pi^- (0,66) \\ \searrow n \pi^0 (0,33) \end{matrix}$
	$\rightarrow \Sigma^0 \bar{\Lambda} (\Sigma^0 \Lambda)$	1154	$\Lambda \bar{\Lambda} \gamma$ z.B. $p \pi^- \bar{p} \pi^+ \gamma$
	$\rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^+$	1190	$\Sigma^+ \begin{matrix} \nearrow p \pi^0 (0,5) \\ \searrow p \pi^+ (0,5) \end{matrix}$ $p \pi^0, \bar{p} \pi^0$ (od $n \pi^-, \bar{n} \pi^-$)
	$\rightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^-$	1197	$n \pi^- \bar{n} \pi^-$
	$\rightarrow \Sigma^0 \bar{\Sigma}^0$	1192	$\Lambda \bar{\Lambda} \gamma \gamma \rightarrow p \pi^- \bar{p} \pi^+ \gamma \gamma$
	$\rightarrow \Xi^- \bar{\Xi}^-$	1321	$\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^- \rightarrow p \pi^- \pi^- \bar{p} \pi^+ \pi^+$
	$\rightarrow \Xi^0 \bar{\Xi}^0$	1315	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0 \rightarrow p \pi^- \pi^0 \bar{p} \pi^+ \pi^0$
	$e^+e^- \rightarrow \frac{3}{2}^+ \frac{3}{2}^-$	$e^+e^- \rightarrow N^{*++} \bar{N}^{*++}$	1238
$\rightarrow N^{*+} \bar{N}^{*+}$		1238	$p \pi^0 \bar{p} \pi^0, n \pi^+ \bar{n} \pi^- \dots$ usw.
$\rightarrow Y^{*+} \bar{Y}^{*+}$		1385	$Y^{*+} \rightarrow \Lambda \pi^+ \rightarrow p \pi^- \pi^+ \bar{p} \pi^+ \pi^-$
$\rightarrow \Xi^* \bar{\Xi}^{*-}$		1530	$\Xi^* \rightarrow \Xi \pi \rightarrow p \pi^- \pi^- \pi^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+ \pi^0$
$\rightarrow \Omega^- \bar{\Omega}^-$		1672	$\Omega \rightarrow \Xi \pi \rightarrow \pi^- p \pi^0 \pi^0 \pi^+ \bar{p} \pi^0 \pi^0$
$\rightarrow N^* \bar{N}^{*0}$		1238	$p \pi^- \bar{p} \pi^+ \dots$ usw.
$e^+e^- \rightarrow \frac{1}{2}^+ \frac{3}{2}^-$ $\frac{1}{2}^- \frac{3}{2}^+$		$e^+e^- \rightarrow p \bar{N}^{*+}$	1088
	$\rightarrow n \bar{N}^{*0}$	1089	$n \bar{n} \pi^0$ oder $n \bar{p} \pi^+$
	$\rightarrow Y^{*+} \bar{\Sigma}^+$	1287	$p \pi^- \pi^+ \bar{p} \pi^0$
	$\rightarrow Y^{*0} \bar{\Sigma}^0$	1288	$p \pi^- \pi^0 \bar{p} \pi^+ \gamma$
	$\rightarrow Y^{*0} \bar{\Lambda}^0$	1250	$p \pi^- \pi^0 \bar{p} \pi^+$
	$\rightarrow \Xi^{*0} \bar{\Xi}^0$	1425	$p \pi^- \pi^- \pi^+ \bar{p} \pi^+ \pi^0$

Ausgedrückt in den Dirac- und Pauliformfaktoren F_1 und F_2 ist

$$G_E(q^2) = F_1(q^2) + \frac{q^2}{4m^2} \kappa F_2(q^2);$$

$$G_M(q^2) = F_1(q^2) + \kappa F_2(q^2)$$
(3.4)

Dabei ist $F_1(0) = Q$ die Ladung ($Q = 1$ für Protonen), $F_2(0) = 1$ und κ das anomale magnetische Moment ($\kappa_{\text{proton}} = 1.79276$, $\kappa_{\text{neut}} = -1.9157$).

Wie aus (3.3) hervorgeht, erlaubt die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts bei verschiedenen Winkeln $|G_E|^2$ und $|G_M|^2$ zu trennen. Messungen über einen gewissen q^2 -Bereich legen dort den Verlauf von σ_E , σ_M fest, wobei außerdem für G_E die Normierungsbedingung $G_E(0) = Q$ gilt. Falls G_M auch im Zeitartigen dieselbe q^2 -Abhängigkeit wie G_E besitzt, kann mit dem für G_E gefundenen Verlauf G_M an der Stelle $q^2 = 0$ bestimmt und daraus das magnetische Moment ermittelt werden.

Während die Formfaktoren im raumartigen Bereich reell sind, werden sie oberhalb $q^2 = 4m_\pi^2$ i. a. komplex. Die Phase kann durch Messung der Baryonpolarisation bestimmt werden (siehe unten).

Für eine Abschätzung der zu erwartenden Zählraten ist es nötig, Größe und q^2 -Verhalten der Formfaktoren wenigstens ungefähr zu kennen. Es folgt daher eine Diskussion der Formfaktoren.

Formfaktoren für zeitartige Impulsüberträge

An der Schwelle gilt unter der Annahme eines s-Wellen-Beitrags

$$E(4m^2) = M(4m^2)$$
(3.5)

(damit wird die Winkelverteilung isotrop, s. (3.1))

oder, für Spin 1/2 Teilchen

$$G_E(4m^2) = G_M(4m^2)$$
(3.6)

Andererseits hat man für Nukleonen im raumartigen Bereich ($q^2 < 0$) empirisch gefunden:

$$G_E(q^2) \approx G_M(q^2)/\mu_N \quad (3.7)$$

μ_N magnetisches Moment des Nukleons.

Falls (3.7) auch bei $q^2 = 4m^2$ gilt, folgt mit (3.6)

$$G_E(4m^2) = G_M(4m^2) = 0$$

Außer einer oberen Grenze für den Nukleonformfaktor¹⁶ bei $q^2 = 5$ und 7 GeV^2 ist experimentell über das Verhalten der Baryonformfaktoren im zeitartigen Bereich nichts bekannt.

Die Vorhersagen theoretischer Modelle für die Nukleonformfaktoren streuen über einen weiten Bereich:

- 1) Für große Impulsüberträge haben die Formfaktoren im zeitartigen Bereich denselben Verlauf wie im raumartigen¹⁷. In diesem Fall verhält sich $G(q^2)$ wie der Dipolformfaktor

$$G(q^2) = \frac{1}{\left(1 - \frac{q^2}{0.71}\right)^2} \quad (3.8)$$

- 2) Aus dem Vergleich von elastischer pp und ep Streuung schließen Wu und Yang¹⁸

$$G(q^2) \approx e \frac{-\sqrt{|q^2|}}{0.6} \quad (3.9)$$

- 3) Das Vektordominanzmodell (VMD) führt zu¹⁹

$$G(q^2) = F(q^2) \sum_{i=\rho,\omega,\phi} \frac{a_i}{m_i^2 + q^2} \quad (3.10)$$

wobei $F(q^2)$ ein Korrekturfaktor ist, der z.B. die Änderung der VNN Vertexfunktion mit q^2 berücksichtigt. Eine Anpassung an die Nukleonformfaktoren für $q^2 < 0$ liefert näherungsweise

$$F(q^2) \approx \frac{1}{1 + |q^2|} \quad (3.11)$$

- 4) Rechnungen im Rahmen eines relativistischen Quarkmodells für Mesonen von Böhm, Joos und Kramer²⁰ ergeben, daß unter der Voraussetzung von VDM $G(q^2)$ für $q^2 > 0$ schwächer als der VDM Formfaktor abfallen sollte.
- 5) Ansätze für den Verlauf des Formfaktors im Rahmen des Veneziano Modells werden in Ref. 21 gegeben.

Die verschiedenen Modelle liefern folgendes asymptotisches Verhalten (bei großen q^2):

Dipol		$G(q^2) \sim (q^2)^{-2}$
VDM	Massam et al	$G(q^2) \sim (q^2)^{-2}$
	King-Yuen	
	Wataghin	$G(q^2) \sim (q^2)^{-1}$
Venezianomodell		$G(q^2) \sim (q^2)^{-5/2}$

In Abb. 6 und Tabelle 4 ist der magnetische Formfaktor des Nukleons für einige Modelle wiedergegeben.³

Mit Hilfe der SU_3 -Symmetrie kann man aus den Nukleonformfaktoren zu Vorhersagen über andere Baryonformfaktoren gelangen.²²

Nach (3.1) hat der Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \rightarrow h h$ allgemein die Form (dies gilt auch für inel. Baryonerzeugung)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \sigma_E \sin^2\theta + \sigma_M(1+\cos^2\theta) \quad (3.12)$$

In Tabelle 5 sind σ_E , σ_M für verschiedene Baryonvertices zusammengestellt³.

Wirkungsquerschnitte und Zählraten für $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$

In Abb. 7 ist der Verlauf des Wirkungsquerschnitts für einige $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$ Reaktionen aufgetragen. Berechnet wurden diese Kurven für den Dipolformfaktor unter Verwendung der SU_3 Vorhersagen. Für $E > 2$ GeV liegen die Wirkungsquerschnitte unter 10^{-33} cm^2 .

Tabelle 4 q^2 -Abhängigkeit von $G_M^{\text{proton}}/\mu_p$ in verschiedenen Modellen.

E (GeV)	1	1.22	1.4	1.6	2	2.5	3
q^2 (GeV ²)	4	6	7.85	10.2	16	25	36
Dipol	$4.65 \cdot 10^{-2}$	$1.8 \cdot 10^{-2}$	10^{-2}	$5.6 \cdot 10^{-3}$	$2.1 \cdot 10^{-3}$	$0.85 \cdot 10^{-3}$	$0.4 \cdot 10^{-3}$
21a "Veneziano"	8.3	0.31	0.0966	0.04	$6.35 \cdot 10^{-3}$		
Wataghin	$6.7 \cdot 10^{-2}$	$2.1 \cdot 10^{-2}$	$1.3 \cdot 10^{-2}$	$7.7 \cdot 10^{-3}$	$2.4 \cdot 10^{-3}$		

Tabelle 5 SU_3 Vorhersagen für σ_E und σ_M , wobei $\sigma(e^+e^- \rightarrow B\bar{B})$

$\sim \sigma_E \sin^2 \Theta + \sigma_M (1 + \cos^2 \Theta)$. Die SU_3 -Vorhersagen gelten nur

innerhalb einer Spalte, z. B. $\sigma_M pp^- = \sigma_M \Sigma^+ \Sigma^+$

$\frac{1}{2}^+ \frac{1}{2}^+$	σ_E	σ_M	$\frac{3}{2}^+ \frac{3}{2}^+$	σ_E	σ_M	$\frac{3}{2}^+ \frac{1}{2}^+$	σ_E	σ_M
$p \bar{p}$	1	1	$N^{*++} \overline{N^{*++}}$	4	4	$\overline{N^{*+}} p$	1	1
$n \bar{n}$	0	4/9	$N^{*-} \overline{N^{*-}}$	1	1	$\overline{N^{*0}} n$	1	1
$\Sigma^+ \overline{\Sigma^+}$	1	1	$N^{*+} \overline{N^{*+}}$	1	1	$\overline{Y^{*+}} \Sigma^+$	1	1
$\Sigma^0 \overline{\Sigma^0}$	0	1/9	$Y^{*+} \overline{Y^{*+}}$	1	1	$\overline{Y^{*0}} \Sigma^0$	1/4	1/4
$\Lambda^0 \overline{\Lambda^0}$	0	1/9	$Y^{*-} \overline{Y^{*-}}$	1	1	$\overline{Y^{*0}} \Lambda^0$	3/4	3/4
$\Sigma^- \overline{\Sigma^-}$	1	1/9	$E^{*-} \overline{E^{*-}}$	1	1	$\overline{E^{*0}} E^0$	1	1
$E^0 \overline{E^0}$	0	4/9	$\Omega^- \overline{\Omega^-}$	1	1	$\overline{Y^{*-}} \Sigma^-$	0	0
$E^- \overline{E^-}$	1	1/9				$\overline{E^{*-}} E^-$	0	0
$\Sigma^0 \overline{\Lambda^0}$	0	1/3						

Baryonpolarisation in $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$

Wie bereits erwähnt werden die Baryonformfaktoren für $q^2 > 4 m_\pi^2$ i.a. komplex sein. Das führt zu einer Polarisation $P(\theta)$ der Baryonen in Richtung der Erzeugungsnormalen $\hat{n} \sim \hat{P}_B \times \hat{P}_{e^+}$, deren Messung die relative Phase der Formfaktoren zu bestimmen erlaubt.

Für Baryonspin $J = \frac{1}{2}$ gilt⁴:

$$P(\theta) = \frac{\frac{E}{m} \sin 2\theta \operatorname{Im}(G_E^* G_M)}{\sin^2 \theta |G_E|^2 + \frac{q^2}{4m^2} (1 + \cos^2 \theta) |G_M|^2} \quad (3.13)$$

Daraus wird für $G_E = \frac{G_M}{\mu_B} e^{i\phi}$

$$P(\theta) = -\frac{m}{\mu_B E} \frac{\sin 2\theta \sin \phi}{1 + \cos^2 \theta + \frac{m^2}{2E^2} \sin^2 \theta} \approx \frac{-m}{\mu_B E} \frac{\sin 2\theta \sin \phi}{1 + \cos^2 \theta} \quad (3.14)$$

$$\text{für } \frac{m}{E\mu_B} \ll 1$$

Bei fester Phase ϕ nimmt der Polarisationsgrad mit wachsender Energie wie $1/E$ ab. Als Funktion von θ hat $P(\theta)$ ein breites Maximum zwischen 45° und 70° . Abb.8 zeigt den Verlauf von $P(\theta = 60^\circ)$ mit E für den Fall der $p\bar{p}$ Erzeugung.

3.3 Mesonenerzeugung, $e^+e^- \rightarrow M\bar{M}$

Wie die $B\bar{B}$ Erzeugung liefert auch die Messung der Mesonenerzeugung über Einphotonenaustausch die Formfaktoren der entsprechenden Mesonenvertices.

Im folgenden wird die Erzeugung von Pseudoskalaren (P), Vektormesonen (V) und Photonen (γ) betrachtet:

$$\begin{aligned} e^+e^- &\rightarrow V \\ &PP \\ &VP \\ &\gamma P \\ &VV \end{aligned}$$

In Tabelle 6 werden Beispiele für solche Reaktionen angegeben.

3.3.1 $e^+e^- \rightarrow V$

Diese Reaktionen messen die Kopplung des Photons an Vektormesonen (Stärke der Kopplung, q^2 -Abhängigkeit). An der Stelle der Resonanzmasse ist der Wirkungsquerschnitt gegeben durch ^{1,4}:

$$\sigma_R(e^+e^- \rightarrow V) = \frac{12 \pi}{m_V^2} \frac{\Gamma_{V e^+ e^-}}{\Gamma_V} \quad (3.15)$$

$$[= 1.46 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2 \frac{1}{m_V^2} \frac{\Gamma_{V e^+ e^-}}{\Gamma_V}, m_V \text{ in GeV}]$$

mit Γ_V Gesamtbreite von V

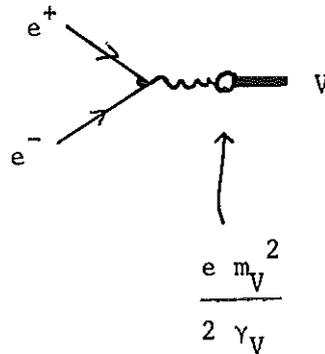
$\Gamma_{V e^+ e^-}$ partielle Breite für den Zerfall $V \rightarrow e^+e^-$ (z.B. ²³ $\Gamma_{\rho^0 e^+ e^-} = 7.5 \text{ KeV}$,

$\Gamma_{\omega e^+ e^-} = 0.8 \text{ KeV}$, $\Gamma_{\phi e^+ e^-} = 1.4 \text{ KeV}$).

Bei bekanntem Γ_V liefert die Messung des Wirkungsquerschnitts die partielle Breite $\Gamma_{V e^+ e^-}$. Im Vektormesondominanzmodell (VDM) ist $\Gamma_{V e^+ e^-}$ auf folgende Weise mit der γ -V Kopplungskonstanten γ_V verknüpft⁴:

Tabelle 6 Mesonerzeugung, $e^+e^- \rightarrow MM'$

Typ	Reaktion	Schwelle E (MeV)	Endzustand
$e^+e^- \rightarrow 1^{JP}$	$e^+e^- \rightarrow \rho^0$ $\rightarrow \omega^0$ $\rightarrow \phi^0$	~ 380 ~ 390 ~ 510	$\pi^+ \pi^-$ $\pi^+ \pi^- \pi^0$ $K^+ K^-, K_1^0 K_2^0, \pi^+ \pi^- \pi^0, \text{ usw.}$
$e^+e^- \rightarrow 0^-0^-$	$e^+e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$ $\rightarrow K^+ K^-$ $\rightarrow K_1^0 K_2^0$	~ 140 ~ 494 ~ 498	$\pi^+ \pi^-$ $K^+ K^-$ $K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \text{ od. } \pi^0 \pi^0$ $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0, \text{ usw.}$
$e^+e^- \rightarrow 1^-0^-$	$e^+e^- \rightarrow \rho^{\pm} \pi^{\mp}$ $e^+e^- \rightarrow \omega \pi$ $\phi \pi$ $e^+e^- \rightarrow \rho \eta$ $\omega \eta, \phi \eta$ $e^+e^- \rightarrow \pi^0 \gamma$ $\eta^0 \gamma$ $\chi^0 \gamma$	~ 450 ~ 460 ~ 580 ~ 650 $\sim 135/2$ $\sim 550/2$ $\sim 960/2$	$\pi^+ \pi^- \pi^0$ $\pi^+ \pi^- 2\gamma \text{ usw.}$ 3γ $3\gamma, \pi^+ \pi^- \pi^0 \gamma, \text{ usw.}$ $\eta \pi \pi \gamma, \pi^+ \pi^- \gamma \gamma$
$e^+e^- \rightarrow 1^-1^-$	$e^+e^- \rightarrow \rho^+ \rho^-$ $K^{*+} \overline{K^{*-}}$ $K^{*0} \overline{K^{*0}}$	~ 760 ~ 890 ~ 890	$\pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$ $K \pi K \pi$ " "
$e^+e^- \rightarrow 2^+0^-$	$e^+e^- \rightarrow A_2^+ \pi^-$ $A_2^- \pi^+$	~ 730	$\pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$ $\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$



$$\Gamma_{V e^+ e^-} = \frac{\alpha^2}{12} \frac{m_V}{\frac{\gamma_V}{4\pi}} + 0 \left[\frac{m_e^4}{m_V^4} \right], \quad (3.16)$$

wobei näherungsweise gilt

$$\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} = 0.5 \quad \text{und} \quad \frac{1}{\gamma_\rho} : \frac{1}{\gamma_\omega} : \frac{1}{\gamma_\phi} = 9 : 1 : 2.$$

Für den Zerfall in zwei 0^- Teilchen gilt:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} (e^+ e^- \rightarrow V \rightarrow PP) &= \frac{\alpha^2}{32} \frac{\beta^3}{E^2} \sin^2\theta |F_P(q^2)|^2 \\ \Gamma &= 0.65 \cdot 10^{-33} \frac{\text{cm}^2}{\text{Sr}} \frac{\beta^3}{E^2} \sin^2\theta |F_P(q^2)|^2, \quad E \text{ in GeV} \end{aligned} \quad (3.17)$$

mit θ , β Erzeugungswinkel und Geschwindigkeit von P

Dabei ist $F_P(q^2)$ der Formfaktor des pseudoskalaren Mesons. Näherungsweise gilt in der Umgebung der Resonanzmasse m_V^{24} :

$$F_P(q^2) = \frac{F_0 m_V^2}{m_V^2 - i m_V \Gamma_V - q^2} \quad (3.18)$$

Aus Vergleich von (3.18) mit (3.15) und (3.17) folgt:

$$|F_0|^2 = \frac{9}{2} \frac{\Gamma_{Ve^+e^-} \Gamma_{Vpp}}{\alpha^2} \frac{m_V}{\left(\frac{m_V^2}{4} - m_p^2\right)^{3/2}} \quad (3.19)$$

In Abb. 9 sind die Orsay- und Novosibirsk-Ergebnisse für $e^+e^- \rightarrow V$, $V = \rho^0, \omega, \phi$ zusammengestellt. Die Orsayergebnisse für die Wirkungsquerschnitte an der Resonanzstelle sind²⁵:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \rho^0) = (1.6 \pm 0.2) \mu\text{b}$$

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \omega) = (1.76 \pm 0.13) \mu\text{b}$$

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \phi) = (4.9 \pm 0.4) \mu\text{b}$$

3.2.2 $e^+e^- \rightarrow PP$ (z. B. $\pi^+\pi^-, K^+K^-, \dots$)

Der Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \rightarrow PP$ ist in Gleichung (3.17) angegeben. Man mißt den P-Formfaktor.

3.3.3 $e^+e^- \rightarrow PV$ (z. B. $\pi\rho, \eta\phi, \dots$)

Mit Hilfe der Reaktionen $e^+e^- \rightarrow PV$ können die PV Zerfallsbreiten und die zugehörigen Übergangsformfaktoren $F_{PV\gamma}$ gemessen werden. Der Wirkungsquerschnitt ist von der Form

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{\alpha^2}{8 m_p^2} \left[\frac{K_Y}{E} \right]^3 (1 + \cos^2\theta) |F_{PV\gamma}|^2, \quad (3.20)$$

wobei m_p, K_Y Masse und Impulsbetrag des pseudoskalaren Mesons sind.

3.3.4 $e^+e^- \rightarrow P\gamma$ (z. B. $\pi\gamma, \eta\gamma, \dots$)

Die Prozesse $e^+e^- \rightarrow P\gamma$ hängen mit den Strahlungszerfällen der pseudoskalaren Mesonen zusammen ($\pi \rightarrow 2\gamma, \eta \rightarrow 2\gamma, \dots$). Der Wirkungsquerschnitt ist gegeben durch^{1,4}:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\pi \alpha^3}{8 m_p^2} \left[\frac{K_Y}{E} \right]^3 (1 + \cos^2\theta) |F_{P\gamma\gamma}(q^2)|^2 \quad (3.21)$$

Der Übergangsformfaktor $F_{P\gamma\gamma}(q^2)$ an der Stelle $q^2 = 0$ beschreibt den 2γ Zerfall von P:

$$\Gamma(p \rightarrow 2 \gamma) = \frac{\pi \alpha^2}{4} m_p \left| F_{p\gamma\gamma}(0) \right| \quad (3.22)$$

Damit wird:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha}{2} \frac{\Gamma(p \rightarrow 2 \gamma)}{m_p^3} \left[\frac{K_Y}{E} \right]^3 (1 + \cos^2 \theta) \left| \frac{F_{p\gamma\gamma}(q^2)}{F_{p\gamma\gamma}(0)} \right|^2 \quad (3.23)$$

$$[= 1.4 \cdot 10^{-30} \frac{\text{cm}^2}{\text{sr}} \frac{\Gamma}{m_p^3} \quad \text{x...}, \quad \Gamma, m_p \text{ in GeV }]$$

3.3.5 $e^+e^- \rightarrow VV$ (z. B. $\rho^+\rho^-$, $K^{*+}K^{*-}$, ...)

Lorentzinvarianz und Invarianz gegen Raum- und Zeitspiegelungen führen zu drei unabhängigen Formfaktoren, F_0 , F_1 und F_2 , die bei $q^2 = 0$ auf die elektrische Ladung, das magnetische Dipolmoment und das elektrische Quadrupolmoment normiert sind. Der Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt ist⁴:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3 \alpha^2}{8 q^2} \beta^3 \left\{ \sin^2 \theta (|F_0(q^2)|^2 + \frac{q^4}{18 M_V^4} |F_2(q^2)|^2) \right. \\ \left. + (1 + \cos^2 \theta) \frac{q^2}{6 M_V^2} |F_1(q^2)|^2 \right\} \quad (3.24) \end{aligned}$$

$$[= 1.9 \cdot 10^{-33} \frac{\text{cm}^2}{\text{sr}} \frac{\beta^3}{E^2} \{ \}, \quad E \text{ in GeV }]$$

Wie man sieht, erlaubt eine Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts allein nicht, alle drei Formfaktoren getrennt zu bestimmen.

In Tabelle 7 und Abb. 10 sind die Wirkungsquerschnitte für die unter 3.3.2 bis 3.3.5 aufgeführten Reaktionen angegeben. Sie wurden mit einem VDM Ansatz für die Formfaktoren berechnet:

$$F(q^2) = g \left\{ c_\rho \frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 - q^2} + c_\omega \frac{m_\omega^2}{m_\omega^2 - q^2} + c_\theta \frac{m_\phi^2}{m_\phi^2 - q^2} \right\} \quad (3.25)$$

Die Wirkungsquerschnitte für $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ und $e^+e^- \rightarrow n\gamma$ wurden nach (3.23) unter

Verwendung der gemessenen²³ Partialbreiten $\Gamma_{\pi^0\gamma\gamma}$ und $\Gamma_{\eta\gamma\gamma}$ gerechnet.*
 Die Ergebnisse für die übrigen hadronischen Reaktionen stammen von Lo²⁶ und wurden unter der Annahme von SU_6 Symmetrie erhalten.

Tabelle 7 Zählraten in Ereignisse je Sekunde
 bei $L = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ und $: 45^\circ < \theta < 135^\circ$
 $0 < \theta < 2\pi$

Die Wirkungsquerschnitte für die hadronischen Endzustände wurden für einen Formfaktorverlauf nach VDM (3.3.25) berechnet. Die Werte für die Endzustände $\rho\rho$, $\overline{K^*} K^*$, $\rho\pi$ und $\phi\eta$ wurden von Lo²⁶ angegeben.

E (GeV)	1	1.5	2	3
$e^- e^-, e^+ e^+$	392	175	100	44
$e^+ e^-$	243	108	61	27
$\gamma\gamma$	35	16	8.8	3.9
$\mu^+ \mu^-$	13.6	5.8	3.4	1.5
$\pi^+ \pi^-$	$1.1 \cdot 10^{-1}$	$0.6 \cdot 10^{-2}$	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$1.3 \cdot 10^{-4}$
$K^+ K^-$	0.13	$0.8 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$1.8 \cdot 10^{-4}$
$K_1^0 K_2^0$	$0.9 \cdot 10^{-2}$	$0.4 \cdot 10^{-3}$	$0.9 \cdot 10^{-4}$	$0.6 \cdot 10^{-5}$
$\rho^+ \rho^-, K^{*+} K^{*-}$	9	5	3	1
$\overline{K^{*0}} K^{*0}$	0.2	0.15	0.1	$0.9 \cdot 10^{-1}$
$\rho\pi$	0.5	0.1	$0.4 \cdot 10^{-1}$	$9 \cdot 10^{-3}$
$\phi\eta$	2	0.9	0.3	$7 \cdot 10^{-2}$
$\pi^0 \gamma$	$1 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-5}$
$\eta \gamma$	$1.6 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$0.5 \cdot 10^{-5}$

* Allerdings stimmen die auf diese Weise errechneten Verzweigungsverhältnisse $B_\omega = (\omega \rightarrow \pi^0 \gamma) / (\omega \rightarrow \text{alle})$ und $B_\phi = (\phi \rightarrow \eta \gamma) / (\phi \rightarrow \text{alle})$ nicht mit den gemessenen Breiten überein: B_ω ist um einen Faktor 10-15 zu klein, B_ϕ um etwa denselben Faktor zu groß²⁷.

3.4 Vielteilchenerzeugung

Es wird ein kurzer Überblick über Arbeiten ²⁸⁻³¹ zur Erzeugung von Vielpion-systemen über Einphotonaustausch gegeben. Die von den Autoren betrachteten Prozesse sind von der Art:

$$\begin{array}{l}
 e^+ e^- \rightarrow A \quad B \\
 \quad \quad \quad \hookrightarrow n\pi \quad \quad \hookrightarrow m\pi \\
 \text{z. B.} \\
 e^+ e^- \rightarrow \omega \pi^0 \\
 \quad \quad \rightarrow A_1 \pi \\
 \quad \quad \rightarrow B \pi \\
 \quad \quad \rightarrow A_2 \pi \\
 \quad \quad \rightarrow (\rho, \omega, \phi) \epsilon
 \end{array} \quad (3.26)$$

Ein Teil der betrachteten Prozesse wurde bereits unter 3.3.2 bis 3.3.5 behandelt. Die Wirkungsquerschnitte für (3.20) werden unter der Annahme abgeschätzt, daß die Formfaktoren auch bei großen q^2 vom Rhomesonpol dominiert werden. Die verschiedenen Autoren ²⁸⁻³⁰ erhalten unterschiedliche Werte für die Wirkungsquerschnitte, stimmen aber darin überein, daß der Wirkungsquerschnitt für n Pionerzeugung mit $n \geq 4$ von der Größe 10^{-33} bis 10^{-32} cm^2 im Energiebereich 1.5 bis 3 GeV ist. Abb. 11 zeigt die Ergebnisse von Kramer, Uretsky und Walsh²⁹.

Bjorken und Brodsky³¹ haben qualitative Eigenschaften der Vielteilchenerzeugung, wie z. B. Pion-Multiplizitäten, untersucht. Sie finden, daß die Anzahl der erzeugten Pionen, n_π , nach Poisson verteilt ist (s. Abb.12) und daß die mittlere Anzahl, $\langle n_\pi \rangle$, stark mit der Energie anwächst (s. Abb.13):

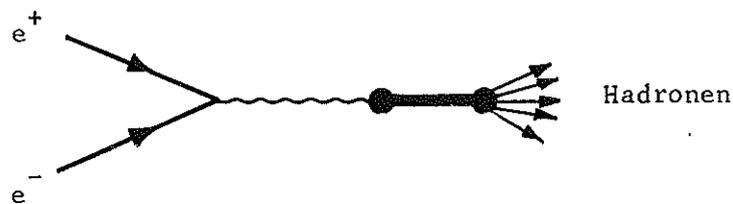
	E = 1,5 GeV	E = 3 GeV
Feuerball-Modell	$\langle n_\pi \rangle = 5$	10
Statistisches Modell	8 - 10	15 - 20

Die Vorhersagen des Feuerballmodells passen recht gut mit den Ergebnissen für $p\bar{p}$ Vernichtung in Pionen zusammen³²:

$E_{\text{cms}} \hat{=} 2E$ (GeV)	$2 \pi^{\pm}$ + $n\pi^0$	$4 \pi^{\pm}$ + $n\pi^0$	$6 \pi^{\pm}$ + $n\pi^0$	$8 \pi^{\pm}$ + $n\pi^0$
1.88	42.6 %	45.6 %	3.8 %	-
2.86	23 %	56 %	20 %	1 %
3.55	22 %	42 %	30 %	6 %
3.87	21 %	44 %	29 %	6 %

3.5 Totaler Wirkungsquerschnitt³³

Für das Verhalten des totalen Wirkungsquerschnitts für Hadronerzeugung über Einphotonenaustausch bei $q^2 \rightarrow \infty$ gibt es verschiedene sich widersprechende Vorhersagen.



a) Falls der Prozess nach dem Vektordominanzmodell, d.h. über eine endliche Anzahl von Vektormesonen abläuft, ergibt sich über die Strom-Feld-Identität aus der Existenz einer Spektraldarstellung für den Strompropagator die Vorhersage

$$q^4 \sigma_{\text{tot}}(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}) \rightarrow 0 \quad (3.27)$$

Verhält sich der elektromagnetische Strom wie ein freies Feld für $q^2 \rightarrow \infty$ dann erhält man die Aussage

$$q^6 \sigma_{\text{tot}}(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}) \rightarrow 0 \quad (3.28)$$

b) Geht man von einem Ausdruck für den Strom aus, der bilinear aus geladenen Feldern aufgebaut ist und fordert man auch im zeitartigen Bereich Skaleninvarianz, dann erhält man nach Drell, Levy und Yan³⁴ den viel schwächeren Abfall

$$q^2 \sigma_{\text{tot}}(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}) \rightarrow 0 \quad (3.29)$$

3.6 Messung eines Hadrons im Endzustand (Skaleninvarianz)

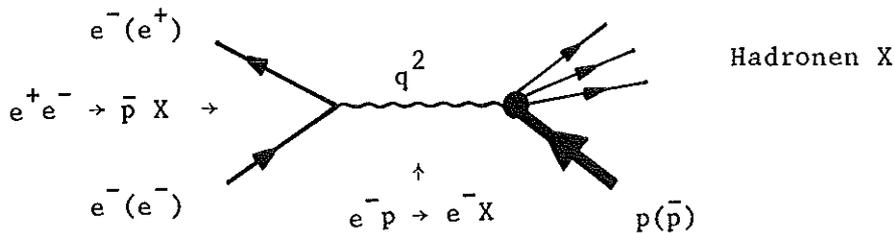
Durch die "crossing" Beziehungen sind im Rahmen der Feldtheorie die Amplituden für

$$e^+ e^- \rightarrow \bar{p} + \text{Hadronen}$$

(bzw. $e^+ e^- \rightarrow p + \text{Hadronen}$ bei Gültigkeit von C-Invarianz) verknüpft mit den Amplituden für

$$e^- p \rightarrow e^- + \text{Hadronen.}$$

Im folgenden werden 1. die kinematischen Bereiche für die beiden Prozesse erläutert; 2. die Folgerungen, die sich aus den "crossing" Beziehungen und der Hypothese der Skaleninvarianz für den Wirkungsquerschnitt ergeben, dargestellt. Überlegungen dieser Art wurden zuerst von Drell, Levy und Yan³⁴ angestellt und im Rahmen einer feldtheoretischen Fassung des Partonmodells untersucht.



Der Wertebereich der kinematischen Veränderlichen ist in Abb.14 dargestellt.

Für Elektronstreuung gilt (q_μ Viererimpuls des virtuellen Photons, P_μ Viererimpuls des Targetnukleons):

$$\begin{aligned} q &= P_e - P'_e \\ q^2 &= q^0{}^2 - \vec{q}^2 < 0, \text{ raumartig} \\ \nu &\equiv \frac{P \cdot q}{M} = q_{\text{Labor}}^0 = \text{Photonlaborenergie} \end{aligned} \quad (3.30)$$

(M Nukleonmasse)

$$\begin{aligned} \omega &\equiv \frac{-2P \cdot q}{q^2} = \frac{-2 M \nu}{q^2} \geq 1 \\ W^2 &\equiv s = (P + q)^2 \geq M^2 \end{aligned} \quad (3.31)$$

(W Masse des Hadronsystems X)

$$W^2 = M^2 - q^2(\omega - 1) = M^2 + \frac{2 M \nu}{\omega} (\omega - 1)$$

Für e^+e^- -Vernichtung ist:

$$\begin{aligned} q &= P_{e^-} + P_{e^+} \\ q^2 &= q^0{}^2 - \vec{q}^2 > 0, \text{ zeitartig} \end{aligned} \quad (3.32)$$

Im Laborsystem ($\vec{q} = 0$) ist $q^0 = 2 E$ ($E = \text{Strahlenenergie}$)

$$v \equiv \frac{P \cdot q}{M} = \frac{2 E}{M} \cdot P_{\text{Labor}}^0, \quad (3.33)$$

wobei $P_{\text{Labor}}^0 \equiv E_p$ die Energie des beobachteten auslaufenden Protons im Laborsystem ist. Im Ruhesystem des auslaufenden Nukleons wird

$$v = q_{\text{Ruhesystem des Nukleons}}^0, \quad (3.34)$$

d. h. v ist gleich der Photonenergie im Ruhesystem des auslaufenden Protons oder gleich der gesamten Energie, die im Ruhesystem des beobachteten Protons für das Hadronsystem X zur Verfügung steht. Es ist ferner

$$\omega \equiv \frac{-2 P \cdot q}{q^2} = \frac{-2 M v}{q^2} = \frac{-E_p}{E} \quad (3.35)$$

und daher $\omega = -1$ für $p\bar{p}$ Erzeugung.

Die untere Grenze für $-\omega$ erhält man, wenn das erzeugte Proton im Laborsystem ruht:

$$\omega = \frac{-M}{E} = \frac{-2 M}{\sqrt{q^2}}; \quad (q^2 \geq 4 M^2) \quad (3.36)$$

Es ist also für $e^+e^- \rightarrow p + \text{Hadronen}$:

$$-1 \leq \omega \leq \frac{-2 M}{\sqrt{q^2}} \quad (3.37)$$

oder

$$\frac{2 M}{\sqrt{q^2}} \leq -\omega \leq 1. \quad (3.38)$$

Für die Masse W des Hadronsystems X gilt:

$$W^2 \equiv s = (q - P)^2 = M^2 + q^2(1 + \omega) \geq M^2 \quad (3.39)$$

Für $e^- p \rightarrow e^- + \text{Hadronen}$ läßt sich der Wirkungsquerschnitt als Funktion der Strukturfunktionen $W_1(q^2, \nu)$ und $W_2(q^2, \nu)$ darstellen, die durch die folgende Zerlegung des Tenors $W_{\mu\nu}$, aus dem sich der Wirkungsquerschnitt errechnet, definiert sind:

$$\begin{aligned}
 W_{\mu\nu} &= 4 \pi^2 \frac{E}{M} \sum_N \langle P | J_\mu(0) | n \rangle \langle n | J_\nu(0) | P \rangle (2\pi)^4 \delta^4(q + P - P_n) \\
 &= - (q_\mu q_\nu - \frac{q_\mu q_\nu}{2}) W_1(q^2, \nu) + \frac{1}{M^2} (P_\mu - \frac{P \cdot q}{2} q_\mu) (P_\nu - \frac{P \cdot q}{2} q_\nu) W_2(q^2, \nu)
 \end{aligned}
 \tag{3.40}$$

Um die Hypothese der Skaleninvarianz zu formulieren, führt man Funktionen F_1 und F_2 durch folgende Definitionen ein:

$$\begin{aligned}
 MW_1(q^2, \nu) &\equiv F_1(\omega, s) \\
 \nu W_2(q^2, \nu) &\equiv F_2(\omega, s)
 \end{aligned}
 \tag{3.41}$$

Skaleninvarianz für die inelastische Streuung bedeutet dann

$$\begin{aligned}
 \lim_{\nu \rightarrow \infty} MW_1(q^2, \nu) &= \lim_{s \rightarrow \infty} F_1(\omega, s) = F_1(\omega) \\
 \omega = \text{const} & \quad \omega = \text{const}
 \end{aligned}
 \tag{3.42}$$

und

$$\begin{aligned}
 \lim_{\nu \rightarrow \infty} \nu W_2(q^2, \nu) &= \lim_{s \rightarrow \infty} F_2(\omega, s) = F_2(\omega) \quad , \\
 \omega = \text{const} & \quad \omega = \text{const}
 \end{aligned}
 \tag{3.43}$$

d. h. für hinreichend großes s (bzw. $-\nu$) bei festem ω hängen die Strukturfunktionen nur noch von ω ab.

Der Wirkungsquerschnitt für $e^- p \rightarrow e^- + \text{Hadronen}$ ist gegeben durch:

$$\frac{d^2\sigma}{dE' d\cos\theta} = \frac{8 \pi \alpha^2}{(q^2)^2} E'^2 \left\{ W_2(q^2, \nu) \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2W_1(q^2, \nu) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\}
 \tag{3.44}$$

Aus den Experimenten bei SLAC und DESY ergibt sich bekanntlich, daß Skaleninvarianz bereits bei relativ kleinen Werten von $|q^2| \gtrsim 1 \text{ GeV}^2$ erfüllt zu sein scheint.

Für Paarvernichtung $e^+ e^- \rightarrow p + \text{Hadronen}$ definieren wir Strukturfunktionen

$\bar{W}_{1,2}$ vermöge:

$$\begin{aligned} \bar{W}_{\mu\nu} &\equiv 4 \pi^2 \frac{E_P}{M} \sum_n \langle 0 | J_\mu(0) | P, n \rangle \langle n, P | J_\nu(0) | 0 \rangle (2\pi)^4 \delta^4(q - P - P_n) \\ &= - \left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) \bar{W}_1(q^2, \nu) + \frac{1}{M^2} \left(P_\mu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\mu \right) \left(P_\nu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\nu \right) \bar{W}_2(q^2, \nu) \end{aligned} \quad (3.45)$$

Im Rahmen der Feldtheorie sind die Amplituden für den oben diskutierten Streuprozeß und die Paarvernichtung durch "crossing" Relationen verknüpft. Es gilt die Substitutionsregel:

$$\bar{W}_{\mu\nu}(q, P) = - W_{\mu\nu}(q, -P), \quad (3.46)$$

woraus folgt

$$\begin{aligned} M \bar{W}_1(q^2, \nu) &= - M W_1(q^2, -\nu) = -F_1(-\omega, s) \\ \nu \bar{W}_2(q^2, \nu) &= - \nu W_2(q^2, -\nu) = -F_2(-\omega, s) \end{aligned} \quad (3.47)$$

Dabei sind F_1 und F_2 für $\frac{2M}{\sqrt{q^2}} \leq -\omega \leq 1$ auszuwerten, um $\bar{W}_{1,2}$ im Variablenbereich der Paarvernichtung zu erhalten. Die Bereiche, in denen (für konstantes s) im Streuprozeß und in der Paarvernichtung die Funktionen F_1 und F_2 auszuwerten sind, stoßen bei $\omega = 1$ zusammen, obgleich die Bereiche in der q^2, ν Ebene getrennt liegen. Zweckmässigerweise führt man die Variable w ein:

$$w \equiv \begin{cases} -\omega & \text{für } -1 \leq \omega \leq -\frac{2M}{\sqrt{q^2}} \\ \omega & \text{für } \omega > 1 \end{cases} \quad (3.48)$$

Dann sind die Funktionen $F_{1,2}(w, s)$ in der Streuung für $w \geq 1$, $s \geq M^2$ und in der Paarvernichtung für $\frac{2M}{\sqrt{q^2}} \leq w \leq 1$ und $s \geq M^2$ auszuwerten.

Die Hypothese der Skaleninvarianz für Paarvernichtung besagt, daß F_1, F_2 für $s \rightarrow \infty$ ($q^2 \rightarrow \infty$) bei $w = \text{const}$ einem endlichen Grenzwert zustreben, d. h.

$$\left. \begin{array}{l}
 \lim_{s \rightarrow \infty} F_1(w, s) = F_1(w) \neq 0 \\
 w = \text{const} \\
 \lim_{s \rightarrow \infty} F_2(w, s) = F_2(w) \neq 0 \\
 w = \text{const}
 \end{array} \right\} \text{für } \frac{2M}{\sqrt{q^2}} \leq w \leq 1 \quad (3.49)$$

In dem von Drell, Levy, Yan vorgeschlagenen feldtheoretischen Modell gilt Skaleninvarianz im raum- und zeitartigen Bereich des Photonviererimpulses. Es ist aber zu bemerken, daß die Aussagen über die Skaleninvarianz ein Ergebnis dieses speziellen feldtheoretischen Modells (mit Begrenzung des Transversal-Impulses der Hadronen) sind.

Für den Wirkungsquerschnitt von $e^+e^- \rightarrow p + \text{Hadronen}$

$$\begin{aligned}
 \frac{d^2\sigma}{dE_p d\cos\theta} &= \frac{4\pi\alpha^2}{(q^2)^2} \frac{M^2 v}{\sqrt{q^2}} \sqrt{1 - \frac{q^2}{v^2}} \left\{ 2 \bar{W}_1(q^2, v) \right. \\
 &\quad \left. + \frac{2Mv}{q^2} \left(1 - \frac{q^2}{v^2}\right) \frac{v\bar{W}_2(q^2, v)}{2M} \sin^2\theta \right\} \quad (3.50)
 \end{aligned}$$

(θ = Protonerzeugungswinkel)

gilt, falls Skaleninvarianz erfüllt ist:

$$\frac{d^2\sigma}{dw d\cos\theta} = \frac{3}{2} \sigma_e \left\{ -F_1(w) + \frac{1}{4} w F_2(w) \sin^2\theta \right\} w \quad (3.51)$$

mit

$$\sigma_e = \frac{1}{3} \frac{4\pi\alpha^2}{q^2} \quad (\text{Querschnitt für } \mu\text{-Paarerzeugung}) \quad (3.52)$$

$$\left\{ = 2.2 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^2 \frac{1}{E^2}, \quad E \text{ in GeV} \right\}$$

Der Wirkungsquerschnitt fällt also wie der (punktförmige) Wirkungsquerschnitt für μ -Paarerzeugung nämlich wie $1/E^2$ ab. Durch Messung des Wirkungsquerschnitts für eine Schar von Speicherringenergien $E^{(1)}, E^{(2)}, \dots$ bei festen Werten von

$w = E_p/E$ lässt sich die Gültigkeit der Skaleninvarianz prüfen: Der Wirkungsquerschnitt sollte dann nur wie $\frac{1}{E^2}$ abfallen im Gegensatz z. B. zum Abfall des Wirkungsquerschnitts der $p\bar{p}$ Erzeugung, der für den Dipolformfaktor wie E^{-10} abfällt. Die absolute Größe des Wirkungsquerschnitts liegt nicht fest, da es keine zuverlässigen Voraussagen für $F_1(w)$ und $F_2(w)$ für Paarvernichtung gibt.

Nach D.Y.L. liefert ein Vergleich mit der tiefinelastischen ep Streuung in $1.1 < w < 1.3$ für den Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \rightarrow p + X$ im Bereich $0.7 < w < 0.9$ und für $E = 3 \text{ GeV}$ ($2.1 < E_p < 2.7 \text{ GeV}$, $2.1 < \sqrt{s} < 3.4 \text{ GeV}$):

$$\Delta\sigma = 10^{-2} \Delta w \frac{4 \pi \alpha^2}{q^2} \simeq 10^{-35} \text{ cm}^2$$

Zum Vergleich: Der Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$, den man nach dem Dipolformfaktor für dieselbe Energie erwartet, ist von der Größenordnung $2 \cdot 10^{-39} \text{ cm}^2$.

Wegen der Positivität des Wirkungsquerschnitts (3.51) vermuten D.L.Y. falls die Wechselwirkung des Photons

a) mit dem Nukleon dominiert:

$$F_1(w) = \frac{w}{2} F_2(w) \text{ und } F_2(w) \sim (w-1)^{2n+1}, \quad n = 0, 1, \dots$$

b) mit dem Pion dominiert:

$$F_1(w) = 0 \quad \text{und} \quad F_2(w) \sim (w-1)^{2n}, \quad n = 0, 1, \dots$$

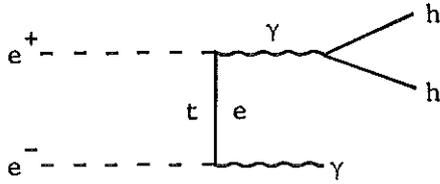
Mittels Symmetriebetrachtungen können entsprechende Aussagen für

$$\begin{aligned} e^+e^- &\rightarrow \Sigma + \dots \\ &\Xi + \dots \\ &K + \dots \\ &\pi + \dots \end{aligned}$$

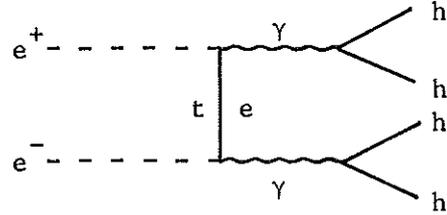
erhalten werden.

4. Hadronerzeugung durch Elektronenaustausch

4.1 Wir betrachten die folgenden Feynmandiagramme:



(a)



(b)

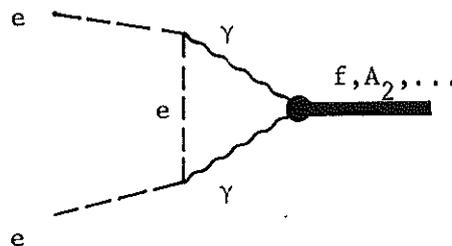
Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ fällt wie $1/E^2$ ab; dennoch ist der Gesamtquerschnitt im Bereich einiger GeV ungefähr konstant, da für größere Energien kleinere Impulsüberträge $|t|$ erreicht werden. Die Reaktionen (a), (b) sind von der Ordnung α^3 bzw. α^4 . Da aber die auftretenden Formfaktoren von der Größenordnung eins sind, ist zu erwarten, daß diese Reaktionen bei hohen Energien die Einphotonenaustauschprozesse (von der Ordnung α^2) überholen werden.

Rechnungen für $e^+e^- \rightarrow \rho^0\gamma$ und $e^+e^- \rightarrow \rho^0\rho^0$ ergeben (Wolf), daß für $E \approx 1 - 3$ GeV

$$\begin{aligned}\sigma_T(e^+e^- \rightarrow \rho^0\gamma) &\approx 10^{-33} \text{ cm}^2 \\ \sigma_T(e^+e^- \rightarrow \rho^0\rho^0) &\approx 2 \cdot 10^{-36} \text{ cm}^2.\end{aligned}$$

Die Diagramme (a), (b) erlauben eine Vielzahl von Reaktionen. Entsprechende theoretische Rechnungen wären für die Planung von Experimenten im Bereich $E > 2$ GeV sehr nützlich.

4.2 Die Erzeugung von $C=+$, $J=2$ Mesonen (z. B. f , A_2 , f' (1514)) kann über folgendes Diagramm ablaufen



Für den Zerfall in 2π 's ist die Pionwinkelverteilung von der Form

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim (A + B \cos\theta + C \cos^2\theta) \sin^2\theta . \quad (1)$$

Der Wirkungsquerschnitt für die f Erzeugung ist nach Gatto von der Größenordnung 10^{-33} cm^2 .

5. $\gamma\gamma$ -Prozesse

Bei hinreichend hoher Energie ($E \geq 2 \text{ GeV}$) lassen sich im e^+e^- Speicherring $\gamma\gamma$ Prozesse beobachten. Diese Prozesse laufen bei kleinen Leptonstreuwinkeln nach Diagramm I ab und sind von höherer Ordnung in α als die bisher betrachteten Einphotonaustauschprozesse. Da die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen I aber im Gegensatz zum Einphotonaustausch mit der Energie (logarithmisch) ansteigen, dominieren sie schließlich den e^+e^- Vernichtungsquerschnitt. Während $\gamma\gamma$ Reaktionen bei e^+e^- Vernichtung zusätzlich zu Einphotonprozessen auftreten, lassen sie sich in der e^-e^- Streuung ohne Paarvernichtungsuntergrund beobachten.

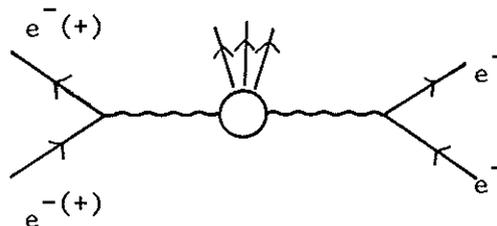


Diagramm der Art I

5.1 Auswahlregeln für $\gamma\gamma$ Streuung

Die Quantenzahlen des durch $\gamma\gamma$ -Wechselwirkung erzeugten Systems sind folgendermaßen eingeschränkt:

$$C = + 1$$

Das ergibt für die G-Parität

$$G = (-1)^T ; \quad T = \text{Isospin}$$

Mesonen X, die über den Prozess $\gamma\gamma \rightarrow X$ erzeugt werden können, sind z. B.

π^0 (135)	ϵ (~ 700)	A_1 (1070)	f (1260)	A_2 (1300)
η^0 (549)	π_N (1016)		f' (1514)	
X^0 (958)	η_{0+} (1060)			
E (1420)				

Für Prozesse $\gamma\gamma \rightarrow A^+A^-$ (A Meson mit Spin 0) gilt zusätzlich für die Quantenzahlen des A^+A^- -Systems

$$C = P(-1)^J = +1, \text{ also}$$

$$J^P = 0^+, 2^+, \dots$$

Es ist bemerkenswert, daß die Erzeugung des ϵ ohne Störung durch ρ^0 Erzeugung untersucht werden kann. Die Reaktionen

$$\begin{aligned} \gamma\gamma &\rightarrow \pi^0 (135) \\ &\quad \eta (549) \\ &\quad \eta' (958) \end{aligned}$$

erlauben eine weitere Bestimmung der $\gamma\gamma$ Zerfallsbreiten $\Gamma_{\gamma\gamma}$ (s. Abschnitt 3.3.4) und der auftretenden Formfaktoren.

Die Reaktionen

$$\begin{aligned} \gamma\gamma &\rightarrow e^+e^- \\ &\rightarrow \mu^+\mu^- \end{aligned}$$

gestatten die Prüfung der $e\mu$ Universalität.

5.2 $\gamma\gamma \rightarrow A^+A^-$

Die Abb. 15 und 16 zeigen den Wirkungsquerschnitt $\gamma\gamma \rightarrow A^+A^-$ als Funktion der invarianten Masse M des erzeugten Paares bei fester Speicherringenergie E für $(A^+A^-) = (e^+e^-), (\mu^+\mu^-), (\pi^+\pi^-), (K^+K^-)$. Aus den Abbildungen ist ersichtlich, daß wenigstens für kleine Leptonstreuwinkel θ (θ einige mrad) die Beiträge der Diagramme II, die von gleicher Ordnung in α sind wie I, vernachlässigt werden

können: Für $\theta < \theta_{\max} = 3^\circ$, Unterdrückung um etwa Faktor 10 oder mehr, für $\theta < \theta_{\max} = 0.228^\circ = 0.004 \text{ rad}$ Unterdrückung um Faktor 10^4 . 35,36,37

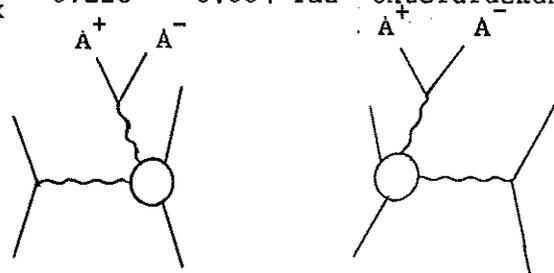


Diagramme der Art II

A fortiori vernachlässigbar sind die Diagramme III, die nur bei e^+e^- Streuung auftreten:

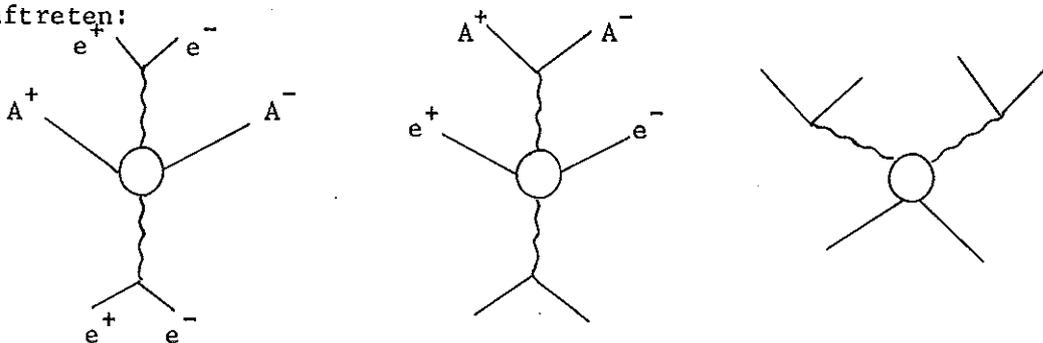


Diagramme der Art III

Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte für $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$ wurde die 1. Bornsche Näherung benutzt. Die $\pi^+\pi^-$ Erzeugung wurde auf Grund der Diagramme IV abgeschätzt. Der Einfluß des Austauschs schwerer Teilchen im t-Kanal sowie der Einfluß von s-Kanal Resonanzen wurden nicht berücksichtigt (Diagramme V). Die Aussagen über die Größe des $\pi^+\pi^-$ Wirkungsquerschnitts sind daher als erste Abschätzungen zu betrachten

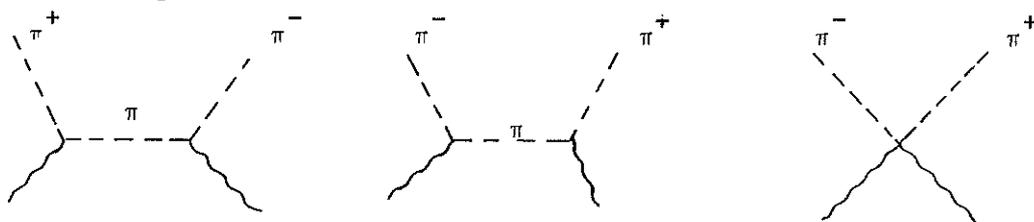


Diagramme IV



Diagramme V

Eine Abschätzung des totalen Hadronerzeugungsquerschnitts, falls eines der Elektronen unter großem Winkel zum Primärstrahl beobachtet wird ($e\gamma$ Streuung) und Skaleninvarianz gilt, wurde von T. Walsh gegeben³⁹.

Die Abb. 17, 18 zeigen die Energieabhängigkeit des über die invariante Masse M integrierten Wirkungsquerschnitts für $ee \rightarrow eeA^+A^-$ ³⁸. Zum Vergleich ist der Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ und $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ über Einphotonaustausch eingetragen. Der Anstieg der Wirkungsquerschnitte rührt von logarithmischen Faktoren her; z. B. ist

$$\sigma_{ee \rightarrow ee\pi^+\pi^-} \sim \left(\log \frac{E}{m_e}\right)^2 \log \frac{E}{m_\pi} .$$

Die Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ($ee \rightarrow ee\pi^+\pi^-$) von den Erzeugungswinkeln Θ (Winkel eines π -Mesons gegen den primären Strahl) und Φ ($180 - \Phi =$ Winkel des zweiten π -Mesons gegen die Richtung des ersten; $\Phi = 0$ entspricht $\vec{q}_{\pi^+} = -\vec{q}_{\pi^-}$, d. h. Impulse entgegengesetzt) für $E = 1$ GeV ist aus Abb. 19 zu ersehen³⁸. Die Summe der Impulse der beiden erzeugten π -Mesonen liegt in einer Ebene mit dem Primärstrahl; die beiden π -Mesonen sind aber i. a. nicht kollinear. Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist am größten, wenn zumindest eines der π -Mesonen unter möglichst kleinem Winkel gegen den Primärstrahl beobachtet wird. Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Erzeugungswinkel Φ eines der beiden erzeugten Teilchen, falls nur dieses beobachtet wird, ist aus Abb. 20 zu ersehen. Als Ordinate ist $\frac{d\sigma}{d\Omega}/\sigma$ aufgetragen, so daß die über den vollen Raumwinkel integrierte Größe auf 1 normiert ist.

5.3 Zusammenfassung

1. Da das Spektrum der bei ee Wechselwirkung erzeugten Photonen bei kleinen Energien sein Maximum hat, lassen sich die Reaktionen $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$, K^+K^- vor allem in der Nähe der Schwelle beobachten.
2. Die gestreuten Elektronen bzw. Positronen sind sehr stark in Strahlrichtung gebündelt.
3. Um bei der Untersuchung von Einphotonprozessen den durch $\gamma\gamma$ -Reaktionen verursachten Untergrund korrekt abtrennen zu können, ist die Möglichkeit der e^-e^- Speicherung wesentlich.

6. Experimente zur schwachen Wechselwirkung

6.1 $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$ und Suche nach dem CP verletzenden 3π Zerfall des K_S^0

Nachgewiesen werden müssen K_2^0 und π^+ , π^- . Möglicherweise ist es vorteilhaft, im ϕ Bereich zu messen, um große Zählraten zu erreichen, da

$$e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow K_L^0 K_S^0 \quad .$$

6.2 Paarerzeugung von Vektorbosonen

Nach Marshak, Riazuddin und Ryan⁴⁰ ist der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von geladenen Vektorbosonen der Masse m_W gegeben durch

$$\sigma(q^2, m) = \frac{\alpha^2 \pi}{24 m^4} \beta \left\{ q^2 - 7 m^2 + \frac{18 m^4}{q^2} \right\} \quad (6.1)$$

$$[= 2.7 \cdot 10^{-33} \text{ cm}^2 \frac{\beta}{m^4} \{ \} ; q, m \text{ in GeV}]$$

β Geschwindigkeit der Vektorbosonen

Für $E = 3 \text{ GeV}$, $m = 2 \text{ GeV}$ erhält man $\sigma \approx 2 \cdot 10^{-33} \text{ cm}^2$; allerdings liefern die Neutrinoexperimente $m > 2.8 \text{ GeV}$.

6.3 Erzeugung einzelner Vektorbosonen

Berends und West⁴¹ und Mikaelian und Smith⁴² betrachten die Erzeugung einzelner Vektorbosonen W über

$$e^+e^- \rightarrow e^+W^- \nu_e \quad (6.2)$$

Diese Reaktion hat gegenüber der Paarerzeugung von W 's den Vorteil, daß bei gegebener Speicherringenergie eine doppelt so große W Masse erzeugt werden kann. Der Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt von (6.2) ist länglich und wird hier nicht wiedergegeben. Tab. 8 zeigt den Gesamtquerschnitt für verschiedene Werte von E und m_W nach Ref. 41.

Tabelle 8 Wirkungsquerschnitte für $e^-e^+ \rightarrow e^+ + W^- + \nu_e$ in 10^{-38} cm^2

M_W (GeV) \ / $2 \cdot E$ (GeV)	3	3.5	4	4.5	5	5.5	6	6.5	7
1.5	3.61	6.95	11.3	16.4	22.3	28.6	35.4	42.5	49.8
2	0.740	1.92	3.76	6.25	9.35	13.0	17.0	21.5	26.3
2.5	$8.55 \cdot 10^{-2}$	0.453	1.17	2.30	3.87	5.87	8.27	11.0	14.1
3		$5.56 \cdot 10^{-2}$	0.303	0.785	1.54	2.60	3.97	5.64	7.60
4				$2.75 \cdot 10^{-2}$	0.160	0.417	0.817	1.38	2.11
5						$1.56 \cdot 10^{-2}$	$9.56 \cdot 10^{-2}$	0.255	0.501
6								$9.75 \cdot 10^{-3}$	$6.22 \cdot 10^{-2}$

Schriftenverzeichnis

1. R. Gatto, Proc. of the International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, 1965,
herausgegeben von G. Höhler u.a., Vol. I, 106.
2. Vorschlag zum Bau eines 3 GeV Elektron-Positron-Doppelspeicherringes für DESY,
DESY interner Bericht 1967.
3. Projet d'anneaux de collisions electron-positron d'energie maximale
3 GeV a charge d'espace compensée, COPPELIA-Bericht, Orsay 1969.
4. M. Gourdin, CERN Bericht CERN TH-1238 (1970).
5. S. Brodsky, in Proc. of the International Symposium on Electron and
Photon Interactions at High Energies, Liverpool, England, 1969,
herausgegeben von D. W. Braben, S.3.
6. H. Alvensleben u.M., Phys. Rev. Letts. 21, 1501 (1968)
7. S. Hayes u. M., Phys. Rev. Letts. 22, 113 (1969);
Eine vorläufige Auswertung für höhere invariante $\mu^+\mu^-$ Massen liefert
 $\Lambda > 2.2$ GeV (siehe Zitat 117 in Ref. 5)
8. R.H. Siemann u. M., Phys. Rev. Letts., 22, 421 (1969)
9. A.D. Liberman u.M., Phys. Rev. Letts., 22, 663 (1969)
10. K. Böckmann, G. Kramer und W.R. Theis, Zeits. f. Physik 150, 201 (1958)
11. W.C. Barber u. M., Phys. Rev. Letts. 16, 1127 (1966), und Beitrag zur
Wien Konferenz 1968
12. H.D. Schulz, DESY Interner Bericht F39, 70/1 (1970)
13. U. Arnoldi u. M., Istituto Superiore di Sanita I SS 66/1, 66/2

14. B. Bartoli u. M., Nuovo Cimento 70, 603 (1970)
15. R. Baldini-Celio u.M., Beitrag zur Kiev Konferenz 1970.
16. M. Conversi u. M., Nuovo Cimento 40A, 690 (1965);
B. Barish u. M., Proc. of the XIIIth Int. Conf. on High Energy Physics, 6-a/III, Berkeley (1966);
D.L. Hartill u. M., Vorabdruck CALT/68-175, California Institute of Technology, Pasadena (1968)
17. A.A. Logunov u. M., Soviet Physics JETP 19, 732 (1964)
18. T.T. Wu, C.N. Yang, Phys. Rev. 137B, 708 (1965)
19. B. Dudelzak, Proc. Int. Symp. on Electron and Photon Int. at High Energies, Hamburg (1965), Vo. II, 127;
R. Wilson, ibid. Vol. I, 3;
S.D. Drell, Proc. Int. Symp. on Electron and Photon Int. at High Energies, Stanford (1967), S. 3;
T. Massam u. M., Nuovo Cimento 43A, 1137 (1966);
N.G. King-Yuen, Phys. Rev. 170, 1435 (1968);
V. Wataghin, Nuovo Cimento 54A, 805 (1968)
20. M. Böhm, H. Joos und M. Kramer, DESY-Bericht DESY 71/10 (1971)
21. a) A. Jengo, E. Remiddi, Lettres Nuovo Cimento 1, 922 (1969);
b) P. Di Vecchia, F. Drago, ibid. 1, 917 (1969)
22. E. Celeghini, R. Gatto, Nuovo Cimento 57A, 549 (1968)
23. Particle Data Group, Phys. Lett. 33 B, 1 (1970)
24. Eine verbesserte Fassung des Pionformfaktors $F_{\pi}(q^2)$ in der Nähe der Rhomasse wurde von G.J. Gounaris, J.J. Sakurai, Phys. Rev. Letters 21, 244 (1968), angegeben.

25. Ergebnisse zitiert bei J. Perez-Y-Yorba, Daresbury Study Weekend No. 1, DNPL/7 (1970)
26. S.Y. Lo, Phys. Rev. 148, 1431 (1966)
27. Wir danken Dr. T. Walsh für eine Diskussion über diesen Punkt.
28. F.M. Renard, Nuovo Cimento 62A, 473 (1969)
29. G. Kramer, J.L. Uretsky, T.F. Walsh, DESY-Bericht DESY 70/44 (1970), und private Mitteilung
30. J. Layssac, F.M. Renard, Montpellier, Vorabdruck PM 70/4 (1970)
31. J. Bjorken, S. Brodsky, SLAC-Bericht SLAC-PUB-662 (1969)
32. High Energy Physics, herausgegeben von E.H.S. Burhop, Academic Press (New York and London), 1969, Band IV, S. 231
33. Siehe z. B. die Diskussion von J.J. Sakurai in Proceedings of the International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Liverpool, England, 1969, herausgegeben von D.W. Braben, S. 89, und die dort angegebene Literatur.
J.J. Sakurai in "Quanta, Essays in Theoretical Physics Dedicated to Gregor Wentzel", (herausgegeben von P.G.O. Freund u.a., University of Chicago Press, Chicago 1970), S. 247.
34. S.D. Drell, D.J. Levy, T.-M. Yan, SLAC-PUB-606, 645 und 685 (1969).
Siehe ferner: J. Pestian und P. Roy, Phys. Letters 30B, 483 (1969).
35. N. Arteaga-Romero, A. Jaccarini, P. Kessler and J. Parisi, "Photon-photon collisions, a new field in high energy physics", Vorabdruck Collège de France, Paris, Phys. Rev. D3, 1669 (1971),
36. A. Jaccarini, N. Arteaga-Romero, J. Parisi, P. Kessler, Lettre al Nuovo Cimento 4, 933 (1970);
J. Parisi, N. Arteaga-Romero, A. Jaccarini, P. Kessler, (1971),

erscheint in Lettre al Nuovo Cimento.

A. Jaccarini, Etude des processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \pi^+\pi^-$ et $e^+e^- \rightarrow k^+k^-$,
la Faculté des Sciences de Paris, (1970), Doktorarbeit.

J. Parisi, Etude des processus $ee \rightarrow ee (o^-)$ ibid, (1970), Doktorarbeit.

37. V.M. Budnev, I.F. Ginzburg, "High energy $\gamma\gamma$ scattering", Vorabdruck
Novosibirsk TP-55 (1970)

38. S.J. Brodsky, T. Kinoshita, H. Terazawa, Phys. Rev. Letters 25,
972 (1970)

39. T. Walsh, DESY-Bericht DESY 71/15 (1971).

40. R.E. Marshak, Riazuddin, C.P. Ryan, Theory of Weak Interactions in
Particle Physics, Wiley - Interscience, Vol 24, 1967.

41. F.A. Berends, G.B. West, Cambridge Electron Accelerator, Vorabdruck (1969).

42. K.O. Mikaelian und J. Smith, Stony Brook University (1971), Vorabdruck.

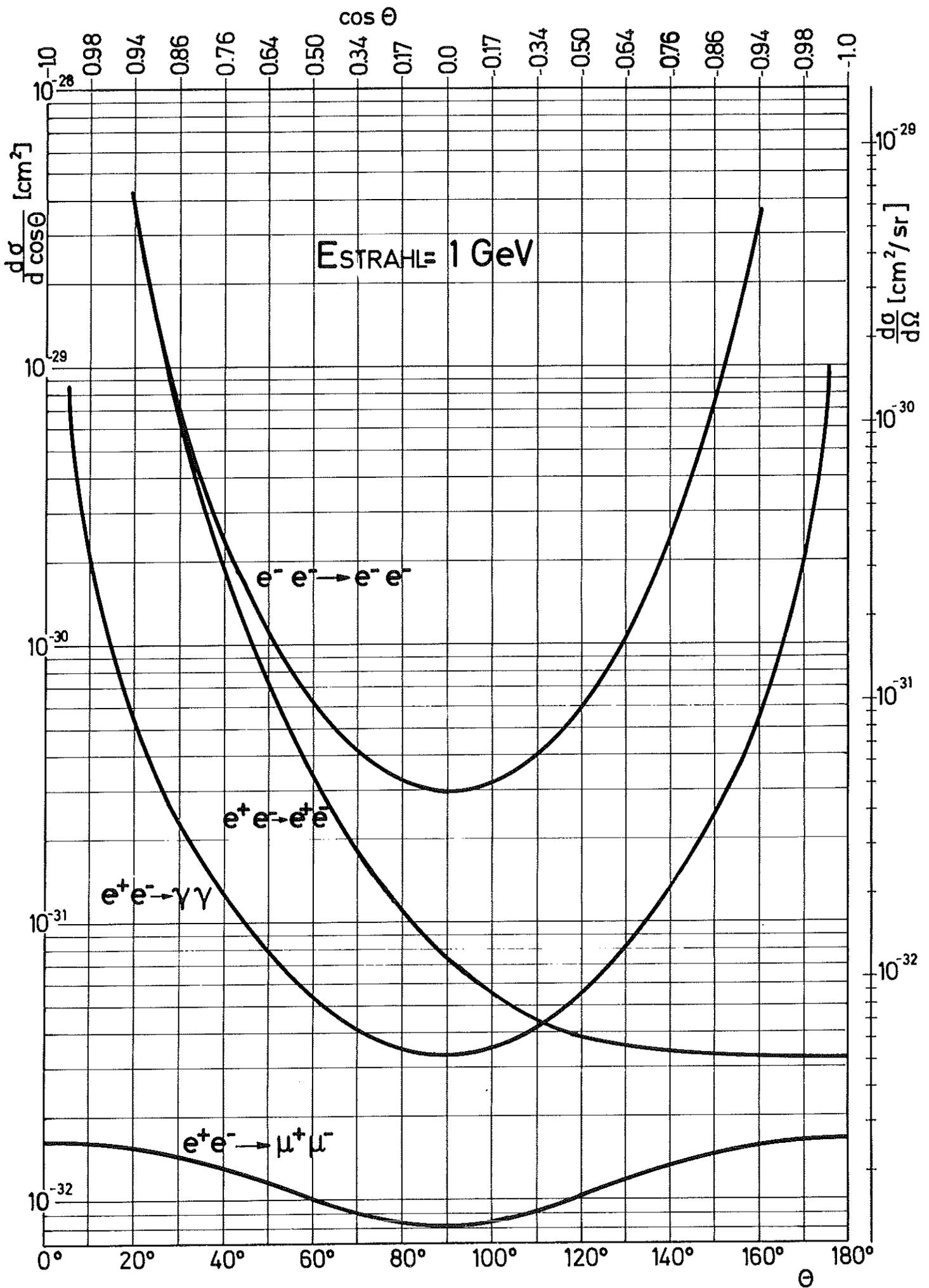
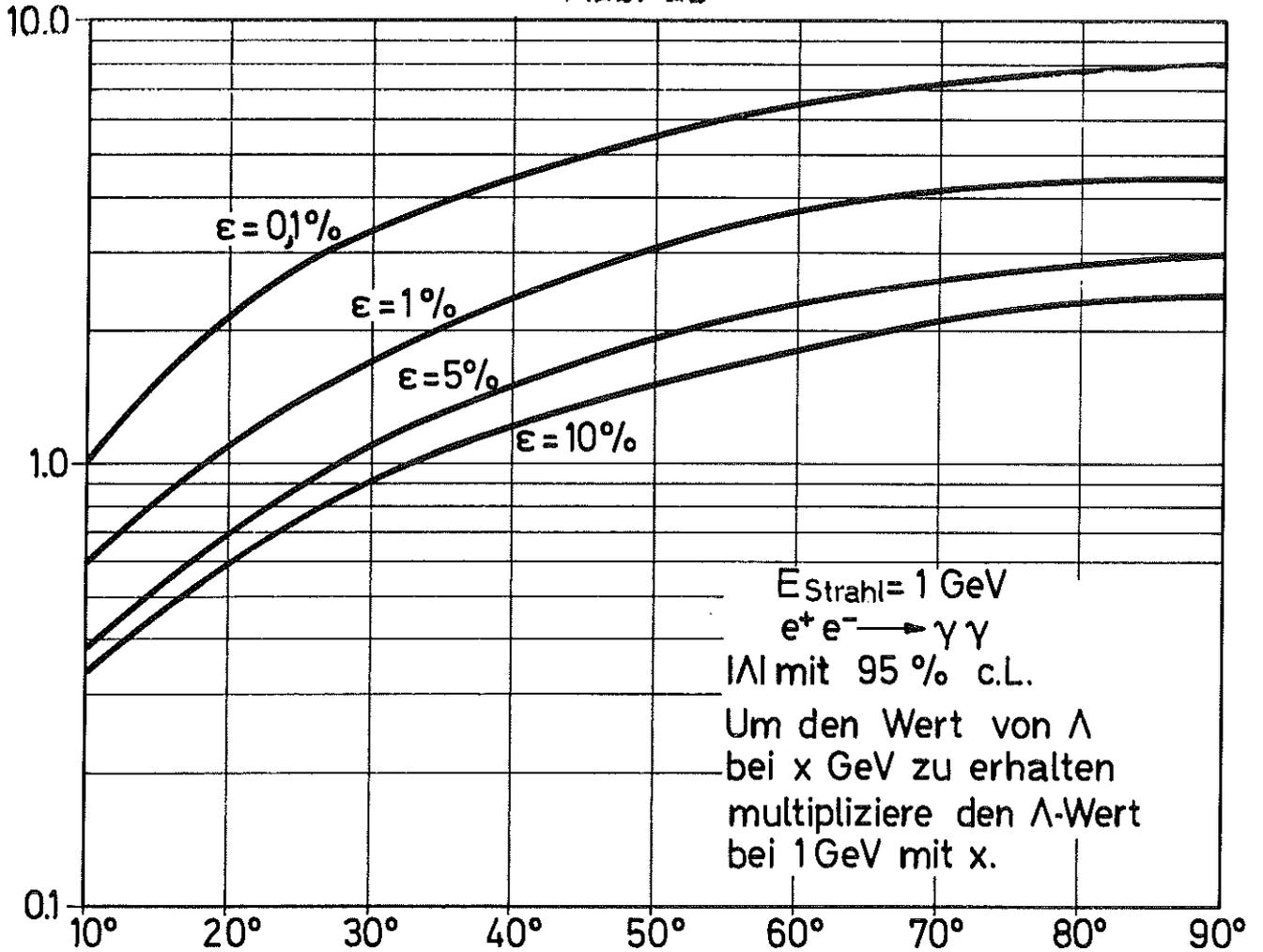


Abb. 1 Beachte: Wirkungsquerschnitt für den Fall, daß e^- bzw. γ oder μ^- in Richtung $\theta = 0$ erzeugt wird.

$|\Lambda|$ [GeV]

Abb. 2b



$|\Lambda|$ [GeV]

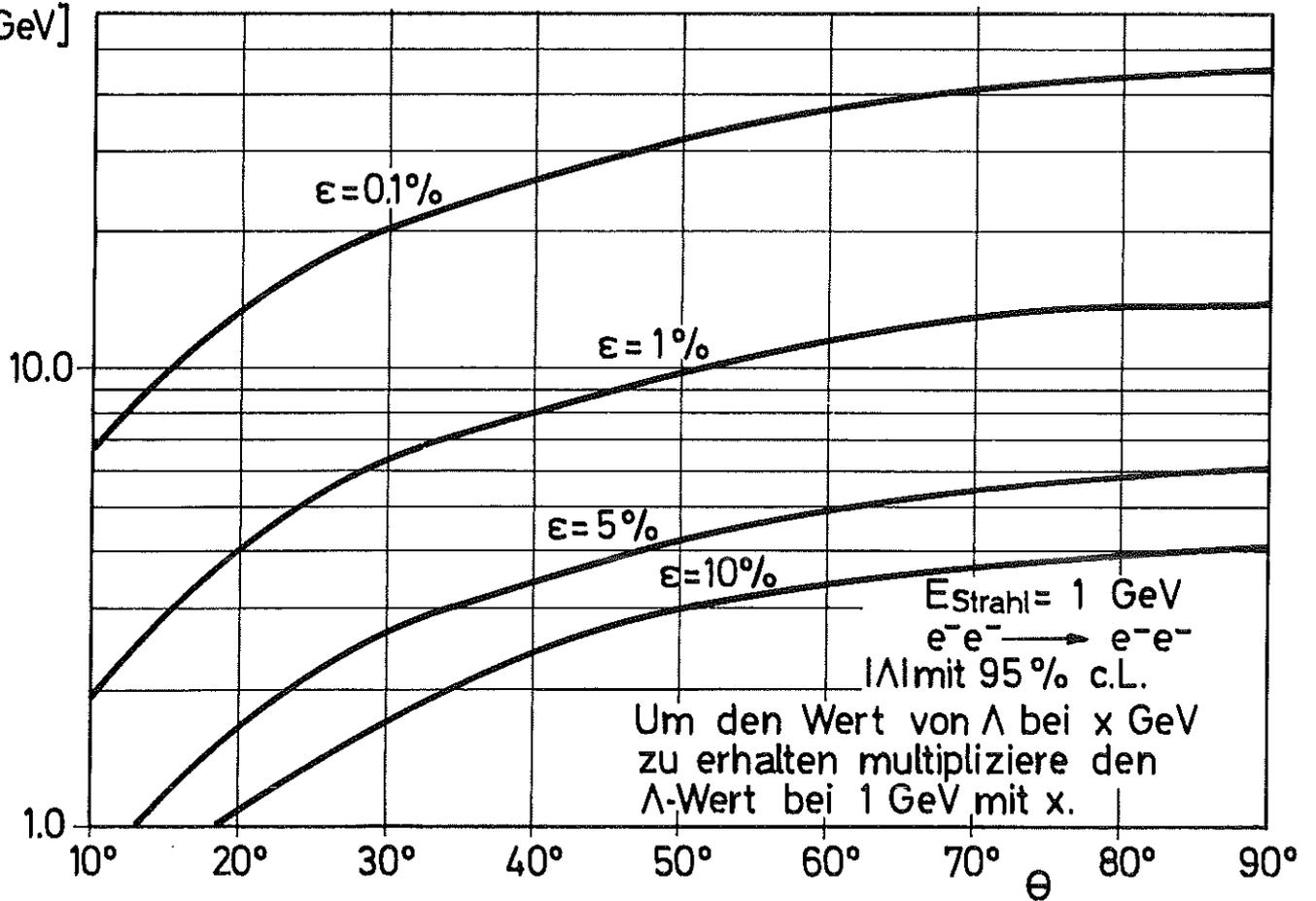


Abb. 2 a

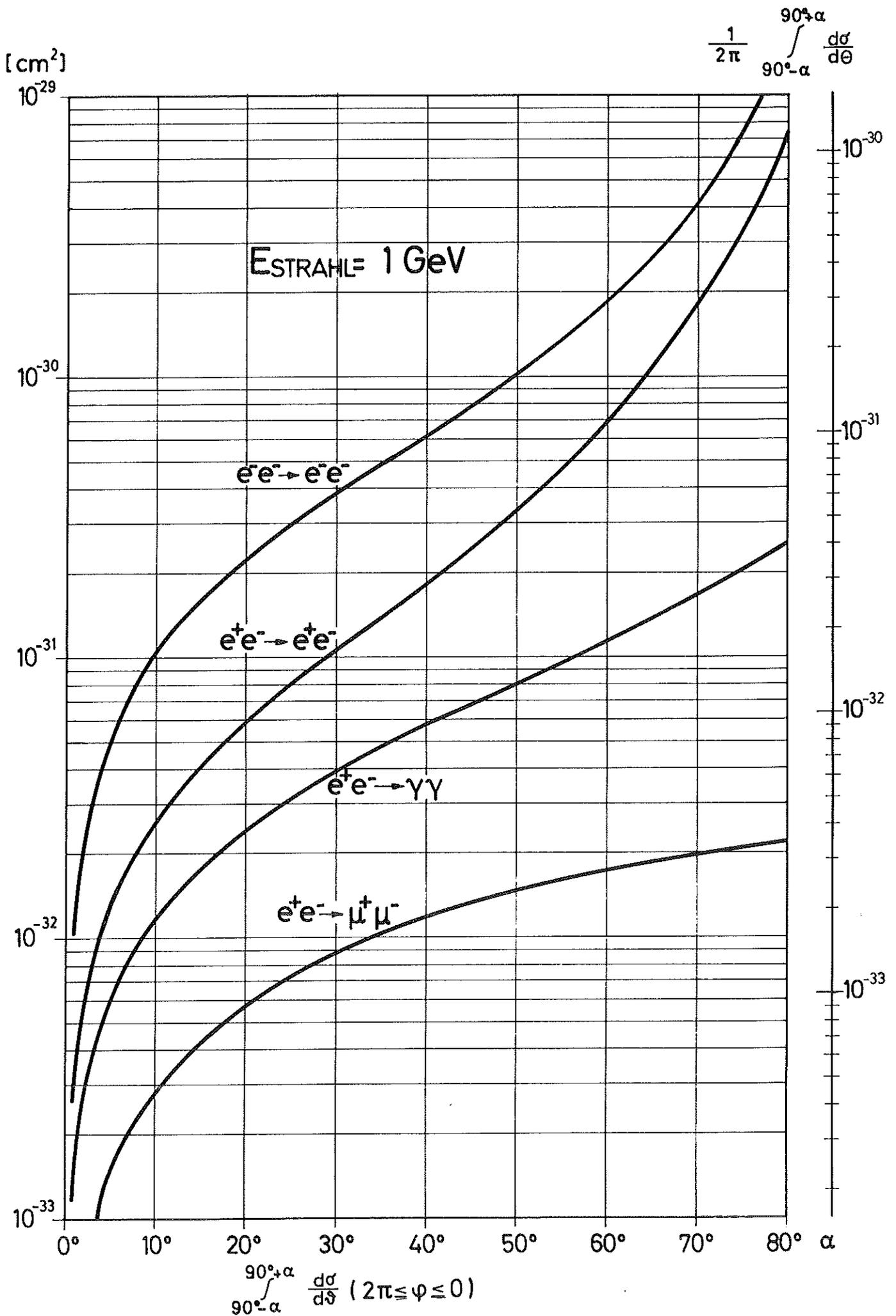


Abb. 3

Beachte: Wirkungsquerschnitt für den Fall, daß e^- bzw. γ oder μ^- in Richtung θ , φ erzeugt wird.

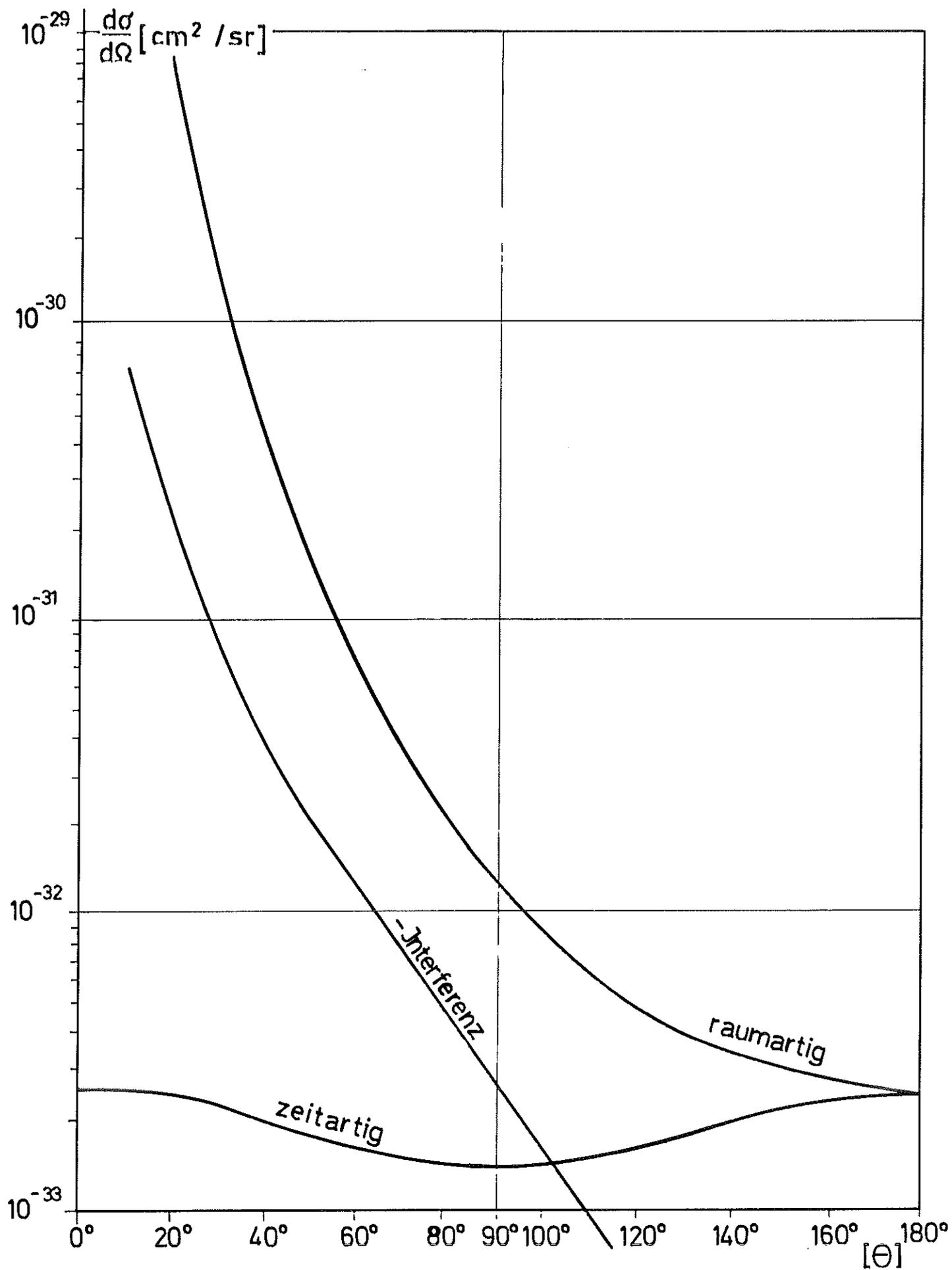


Abb. 4 Die verschiedenen Beiträge zu $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ für $E = 1 \text{ GeV}$

$|\Lambda|$ [GeV]

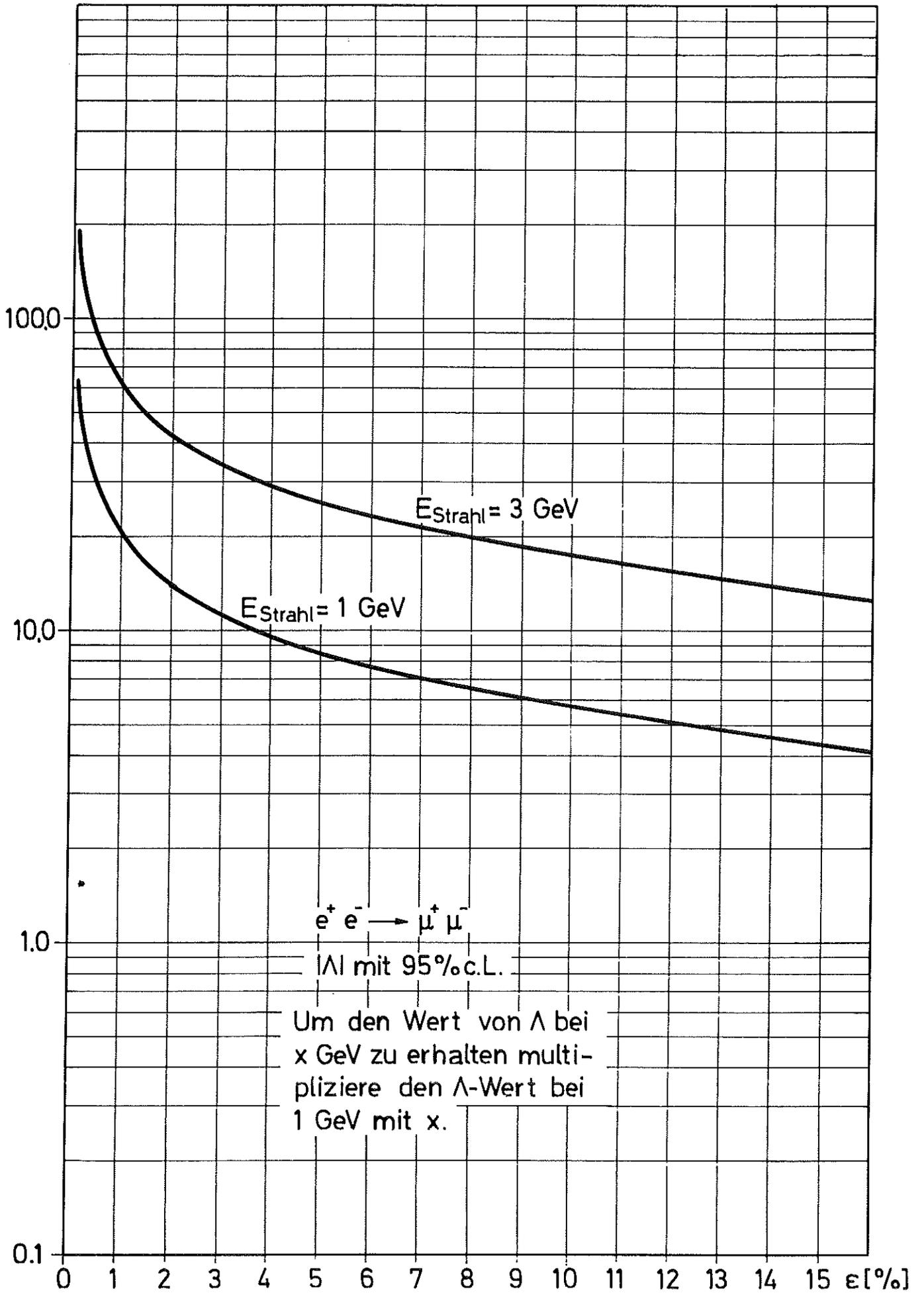


Abb. 5

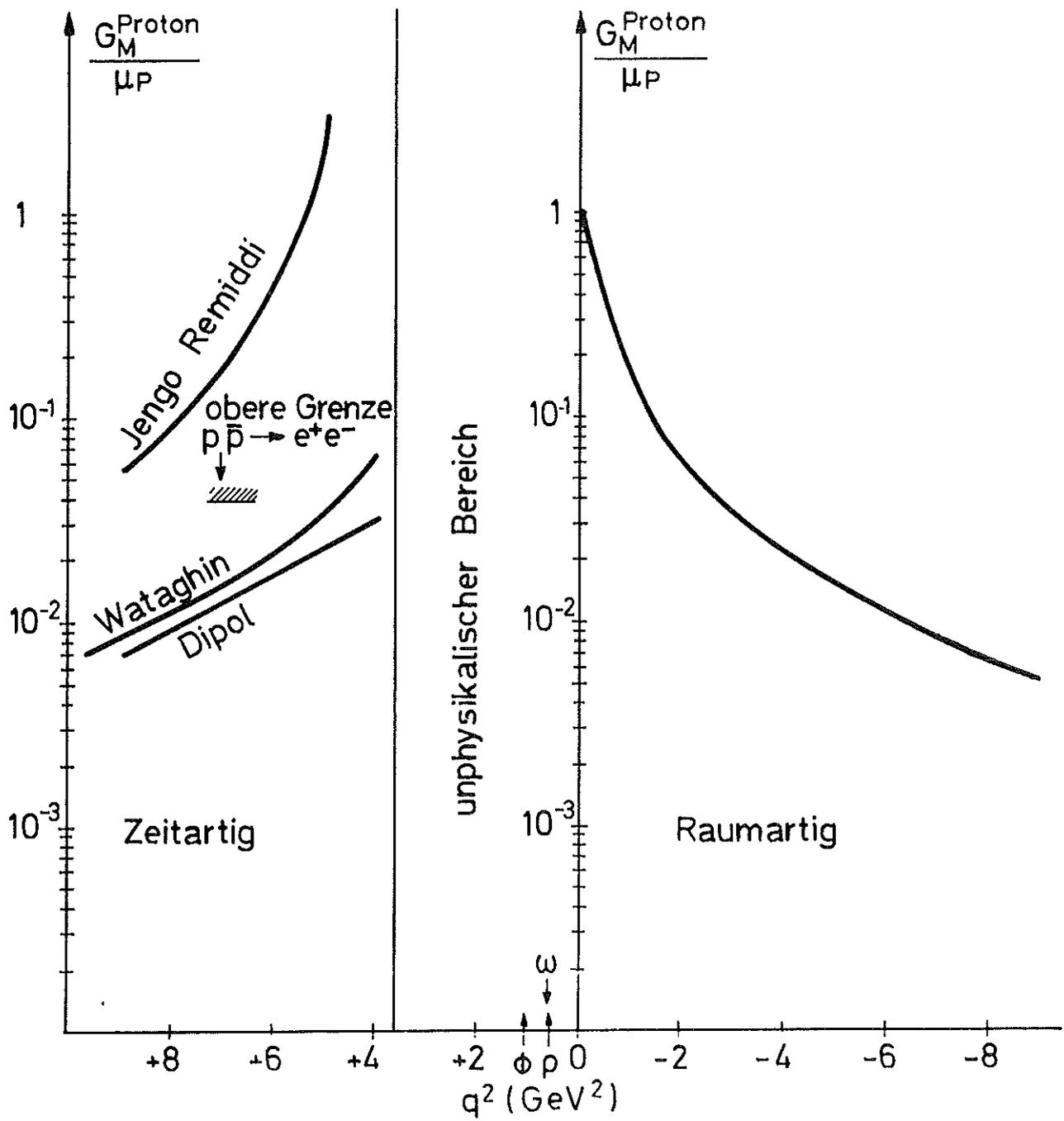


Abb.6 Magnetischer Formfaktor des Protons

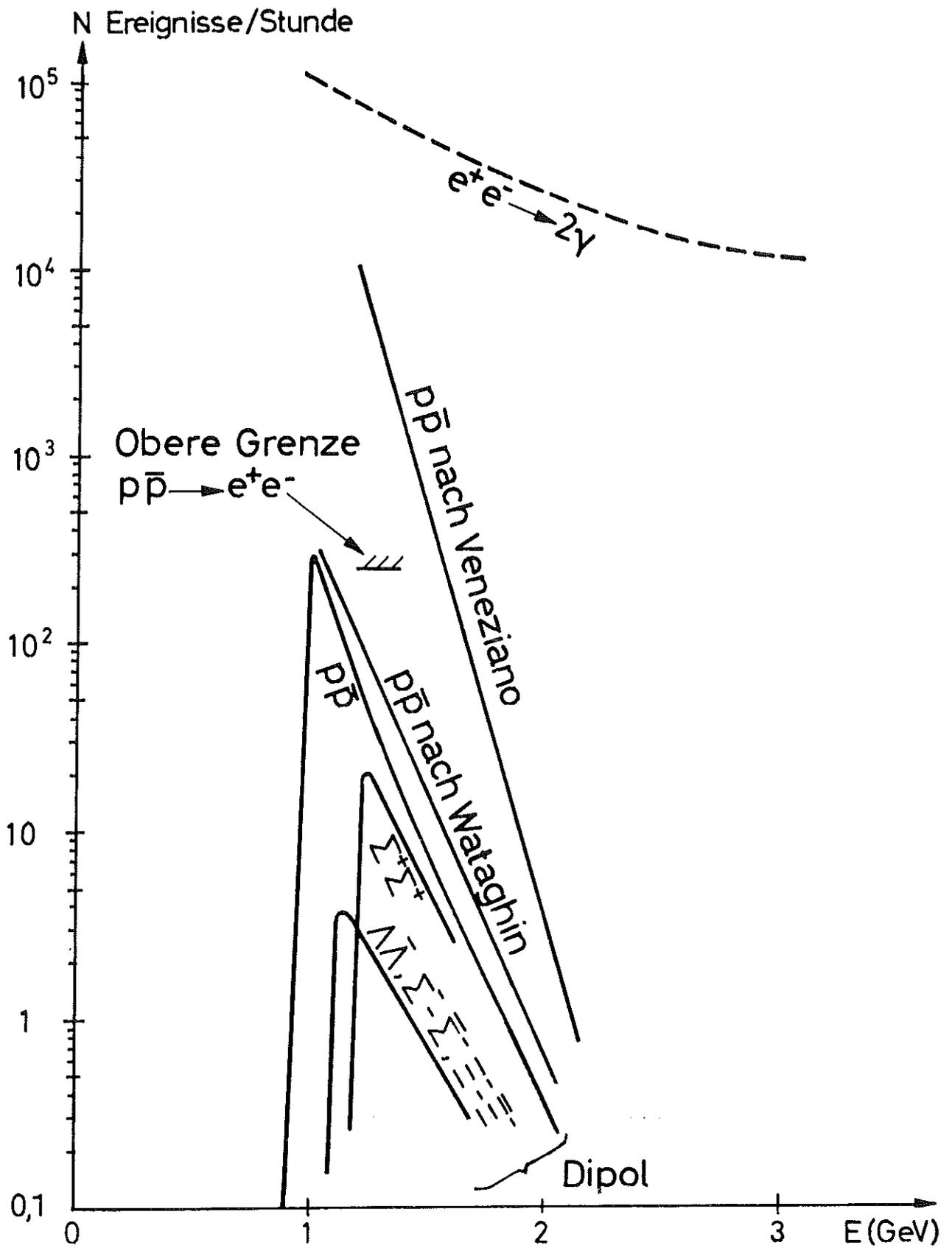


Abb. 7

Zählraten für $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$ für $L = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$,
 $45^\circ < \theta < 135^\circ$, $0 < \varphi < 2\pi$ und $G_E(q^2) \equiv 0$

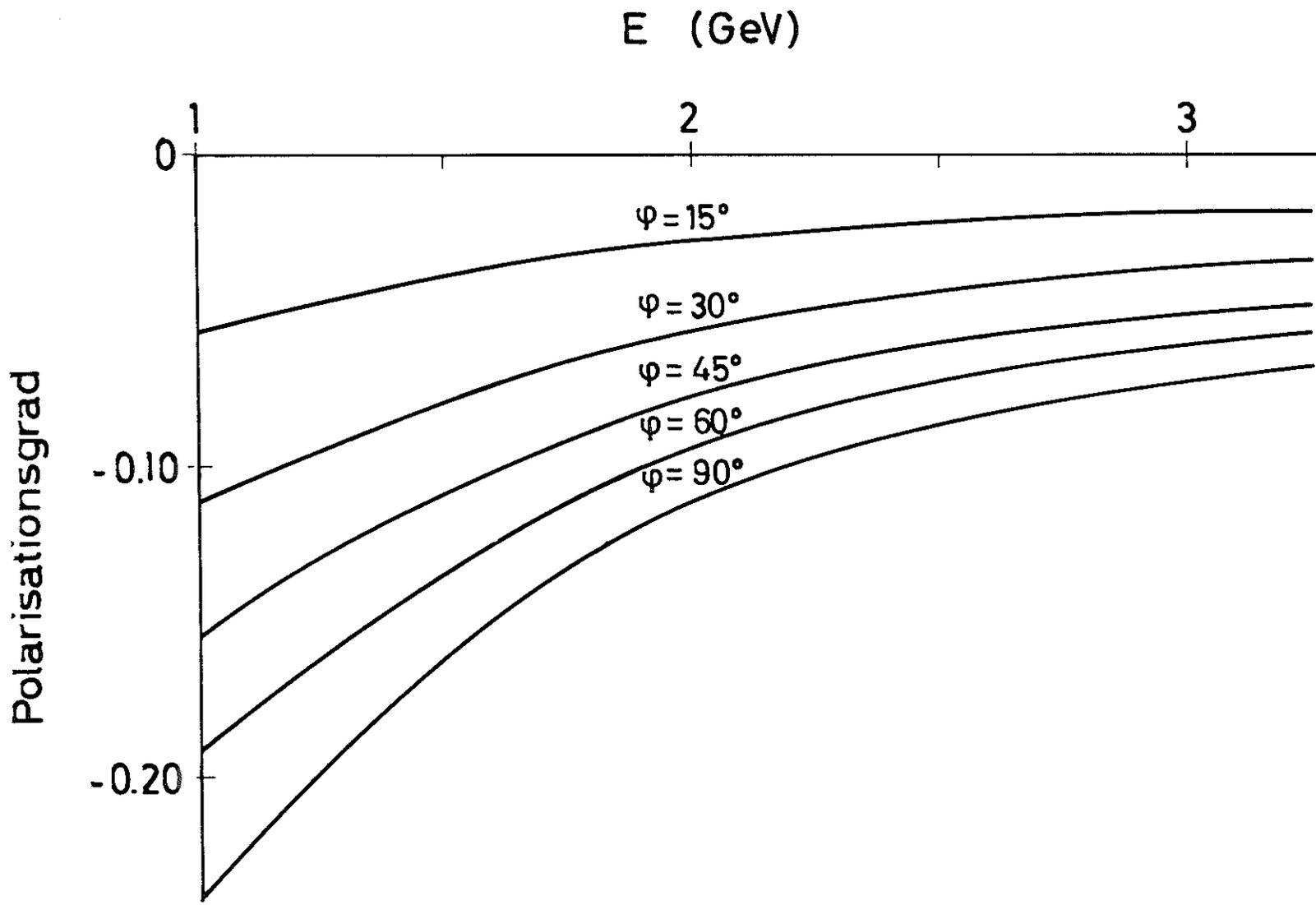


Abb. 8 $e^+ e^- \rightarrow p \bar{p}$: Protonpolarisation bei $\theta = 60^\circ$ unter der Annahme $G_E = G_M \frac{M}{\mu_E} e^{i\varphi}$

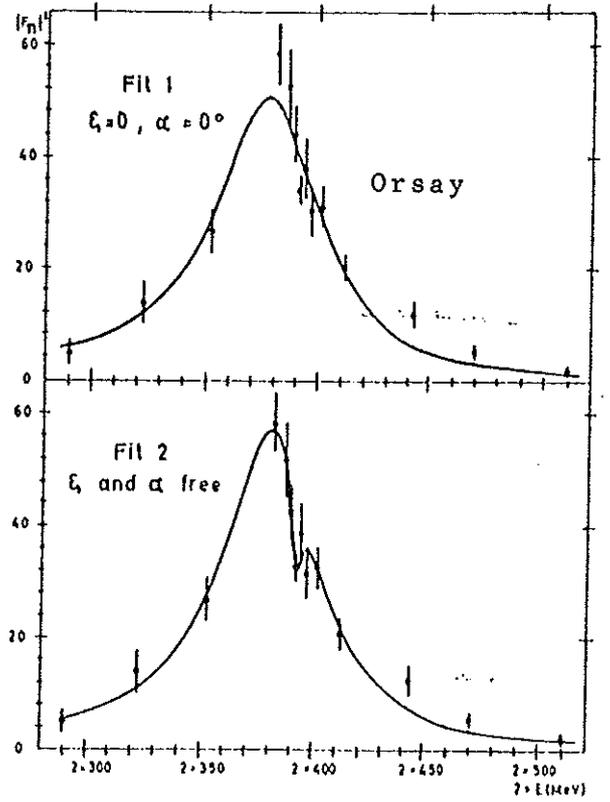
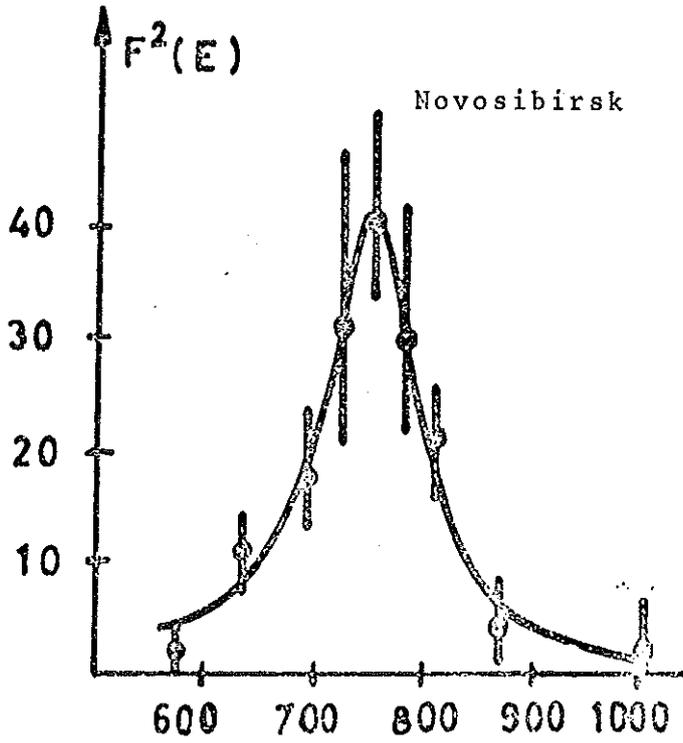


Abb. 9 a $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$

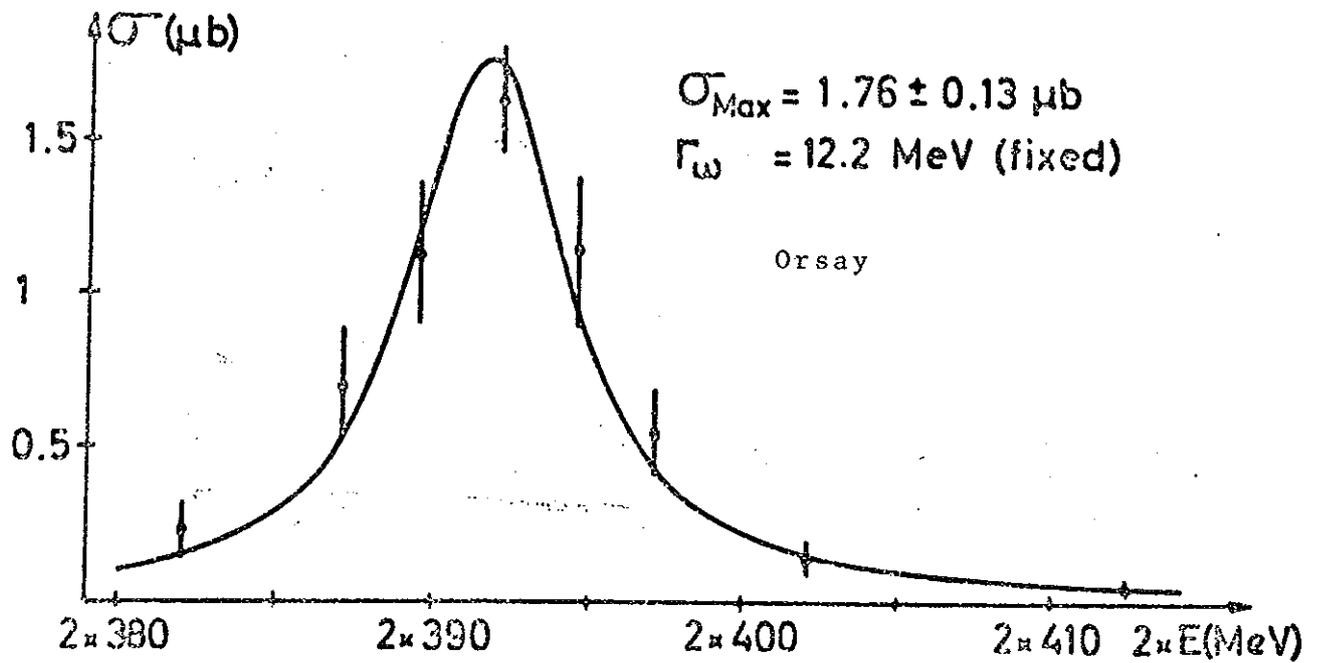


Abb. 9 b $e^+e^- \rightarrow \omega$

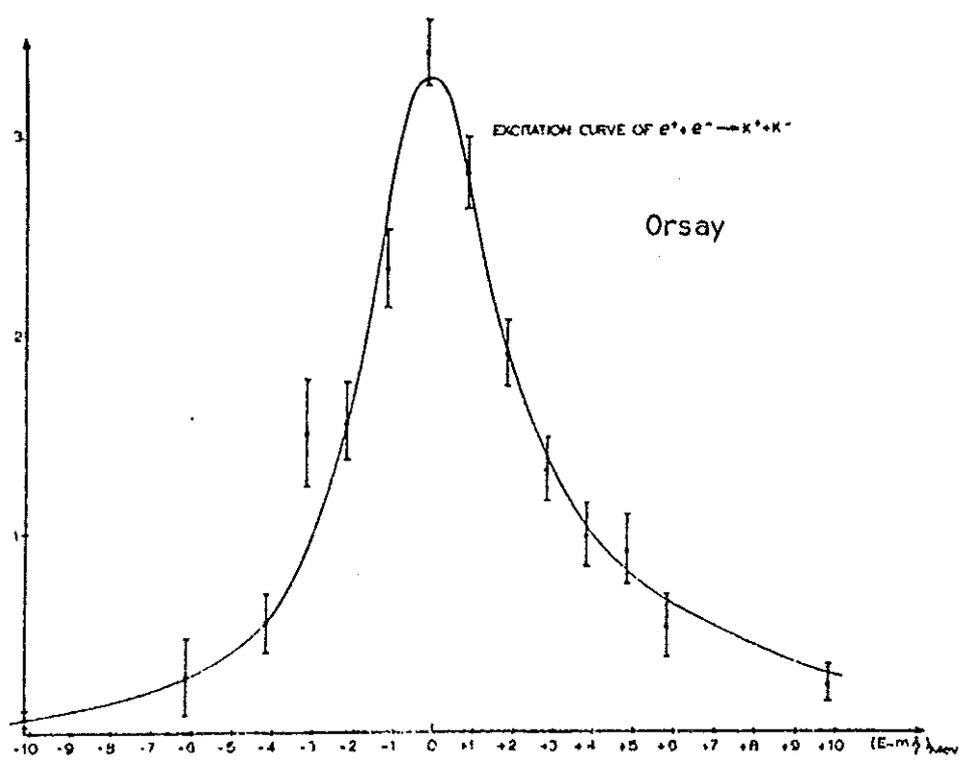
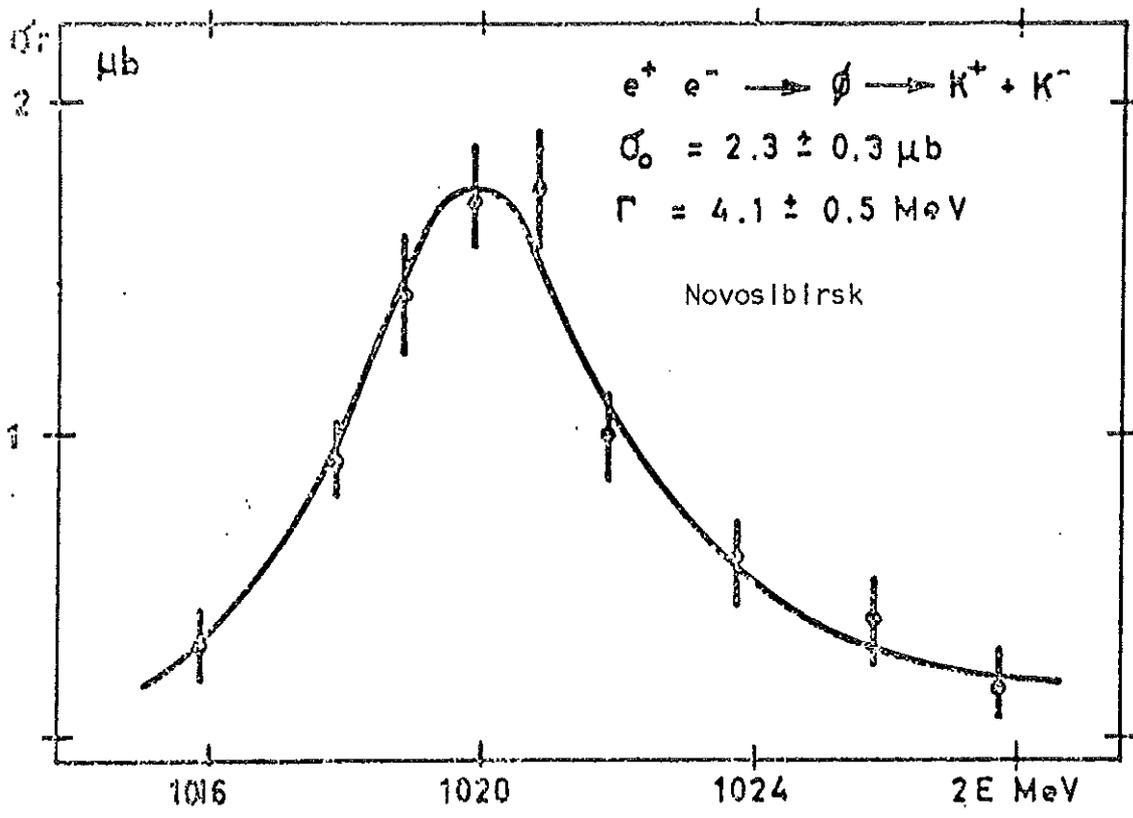


Abb. 9 c $e^+ e^- \rightarrow K^+ K^-$

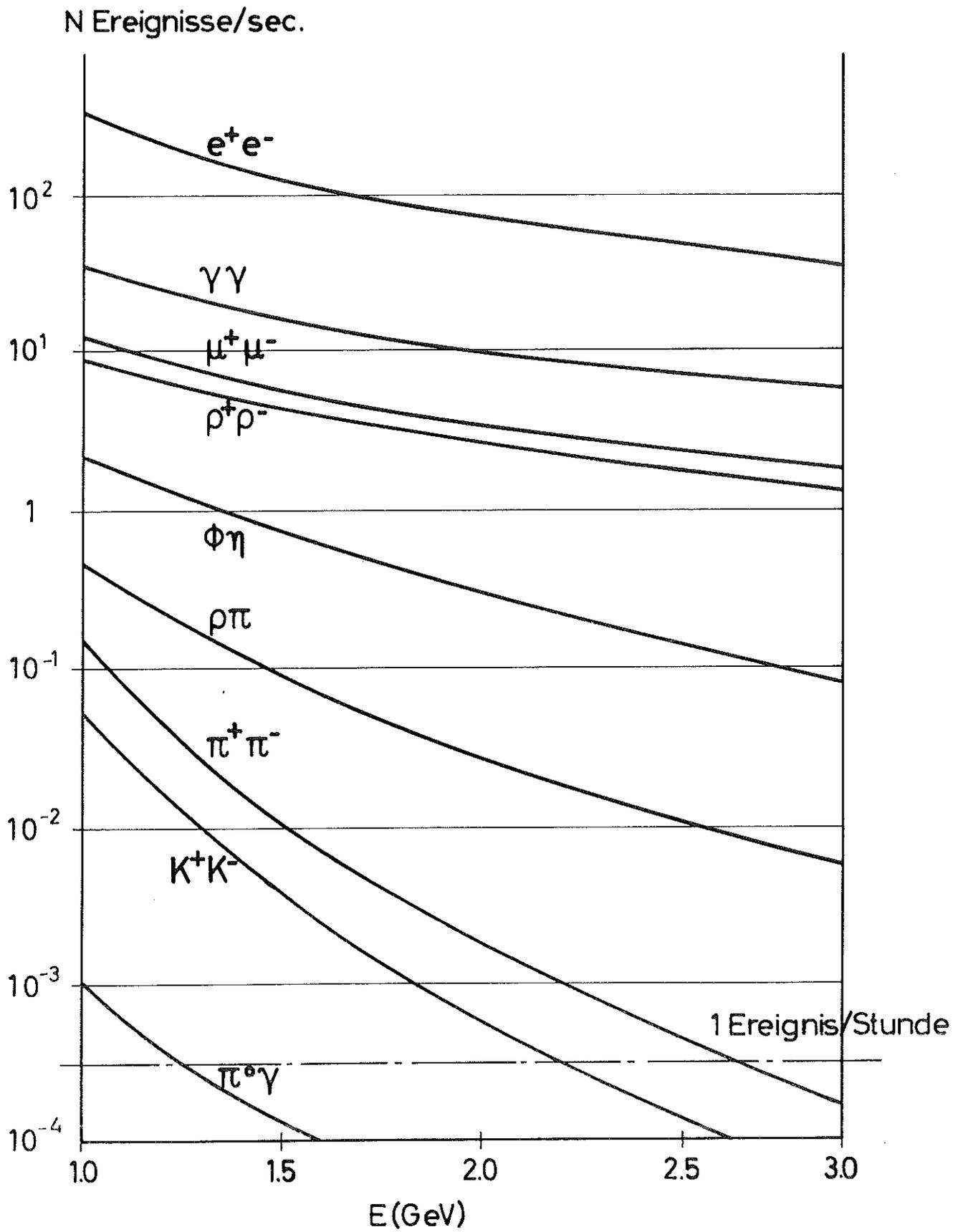


Abb. 10 Zählraten nach Ref. 3, 26 für $L = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ und $45^\circ < \theta < 135^\circ$, $0 < \varphi < 2\pi$.

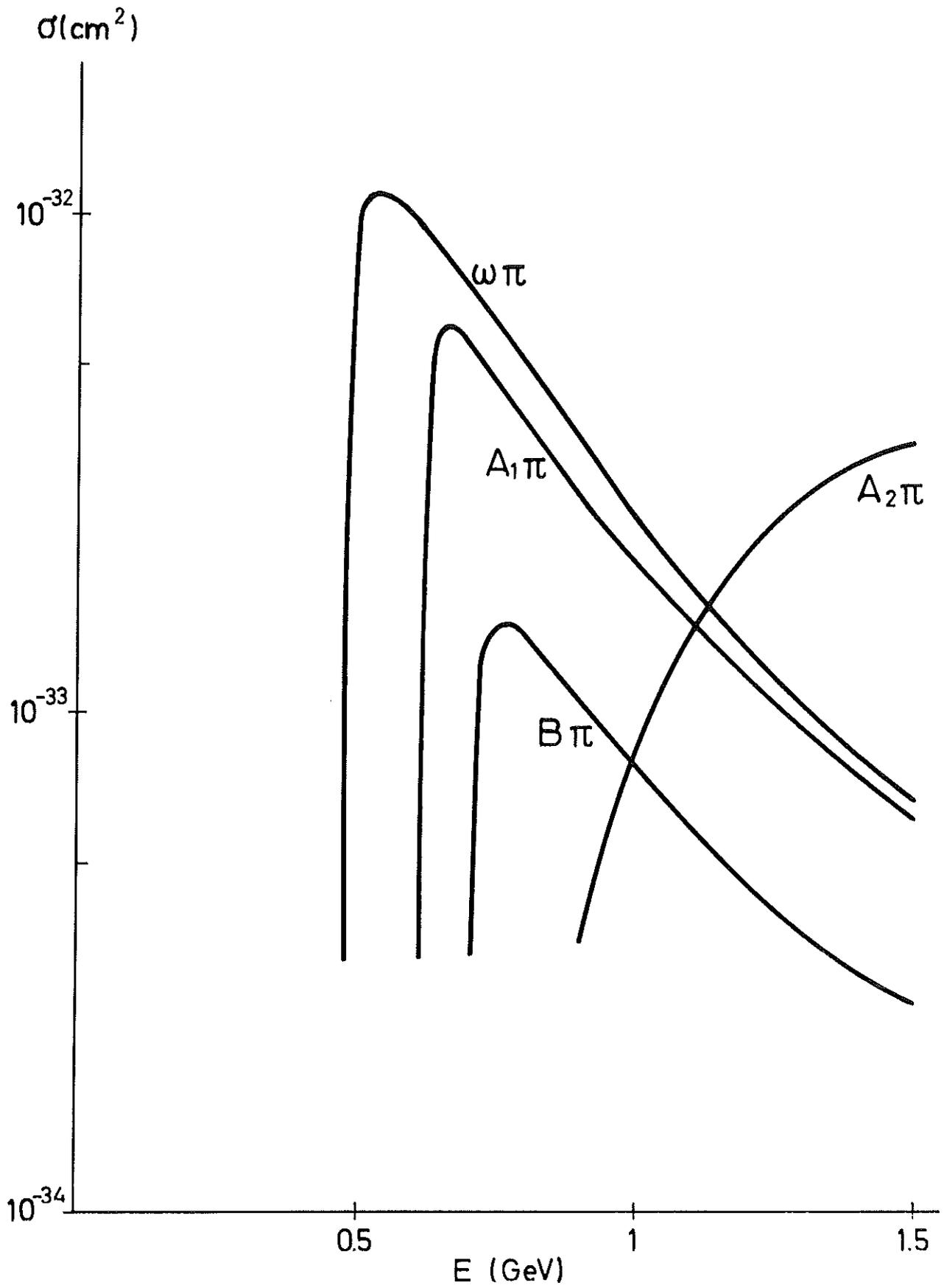


Abb. 11 Wirkungsquerschnitte für $e^+e^- \rightarrow M M'$ nach Kramer,
 Uretsky und Walsh ²⁹

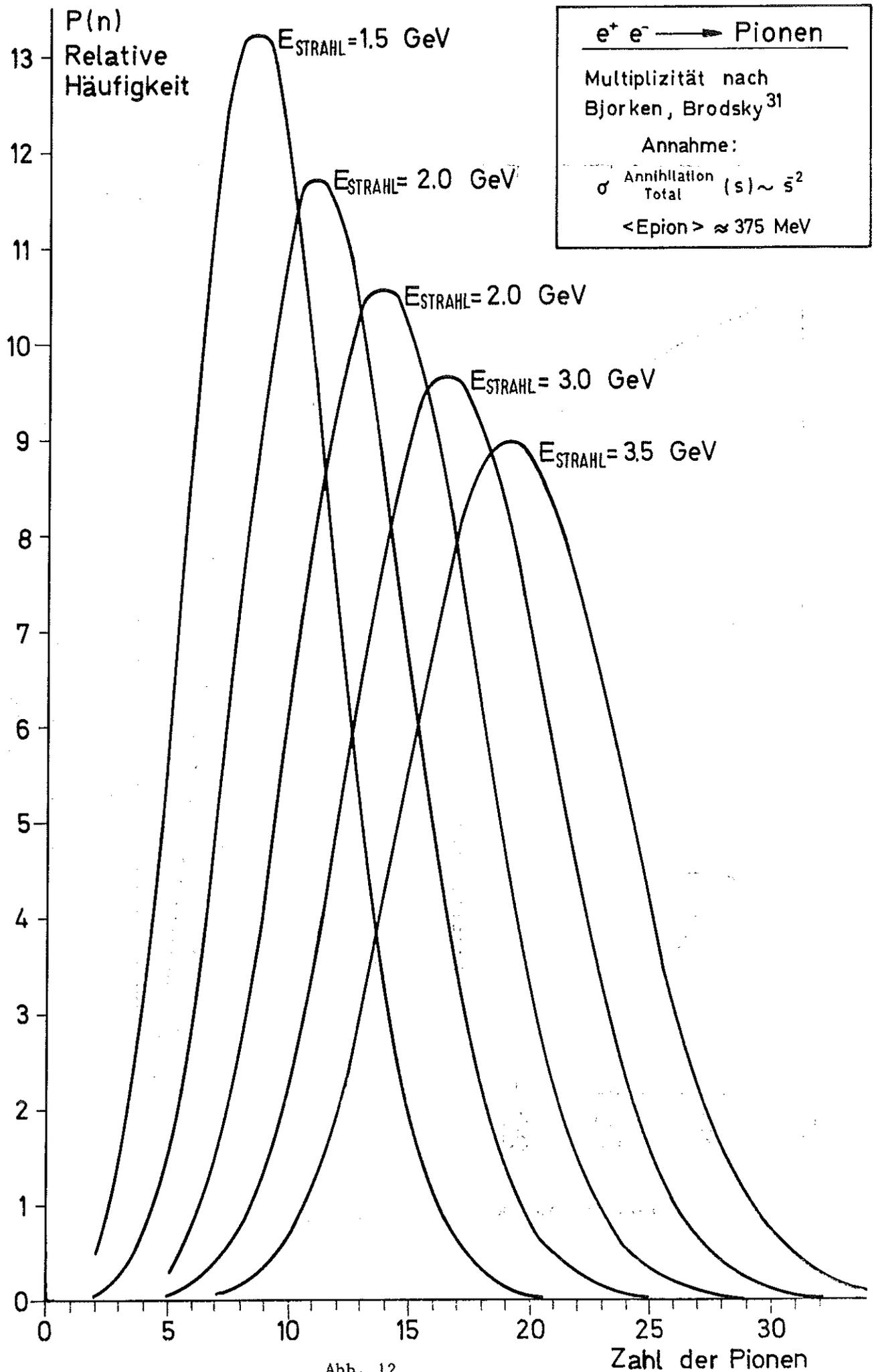


Abb. 12

Multiplizität geladener Pionen

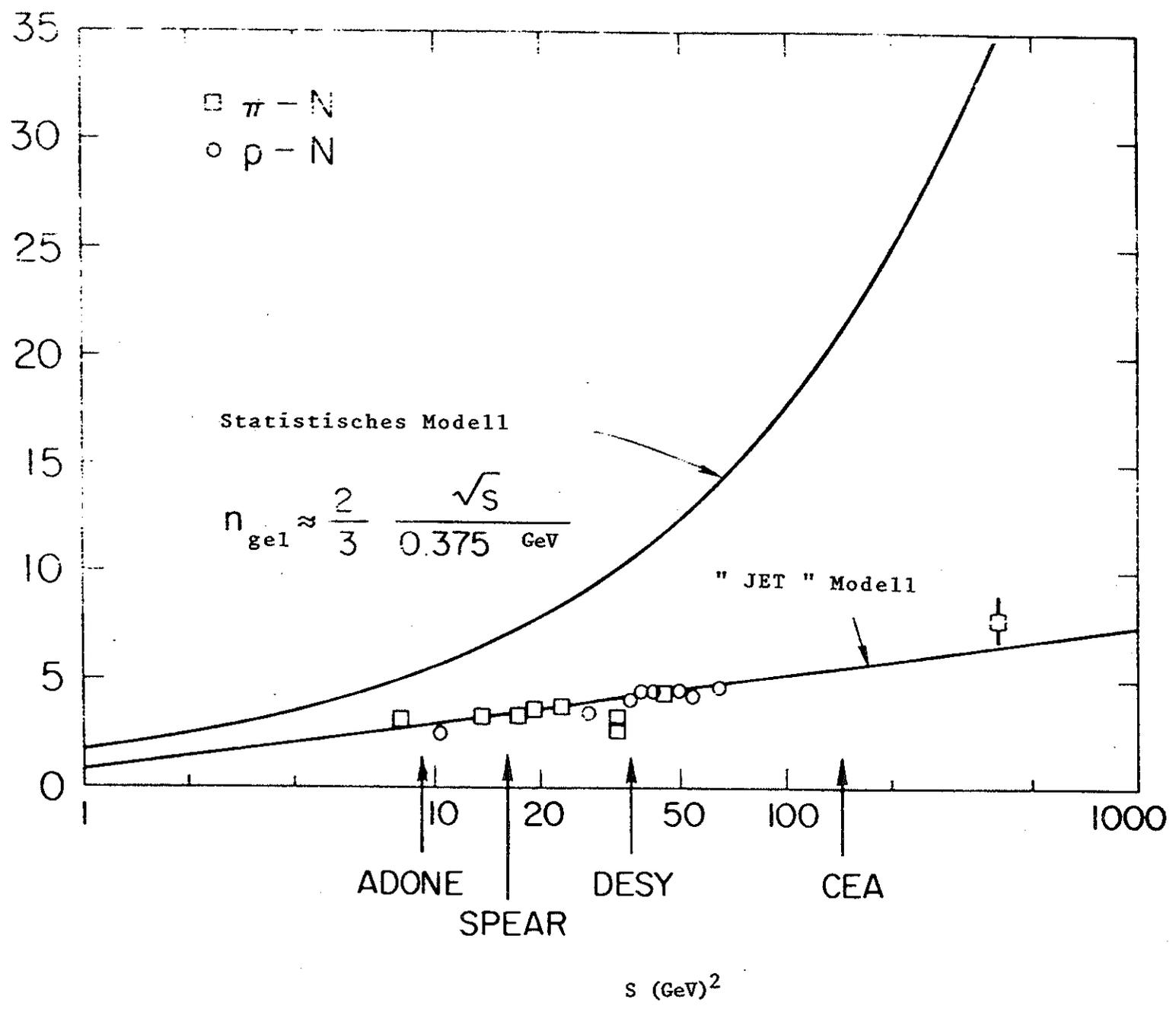


Abb. 13

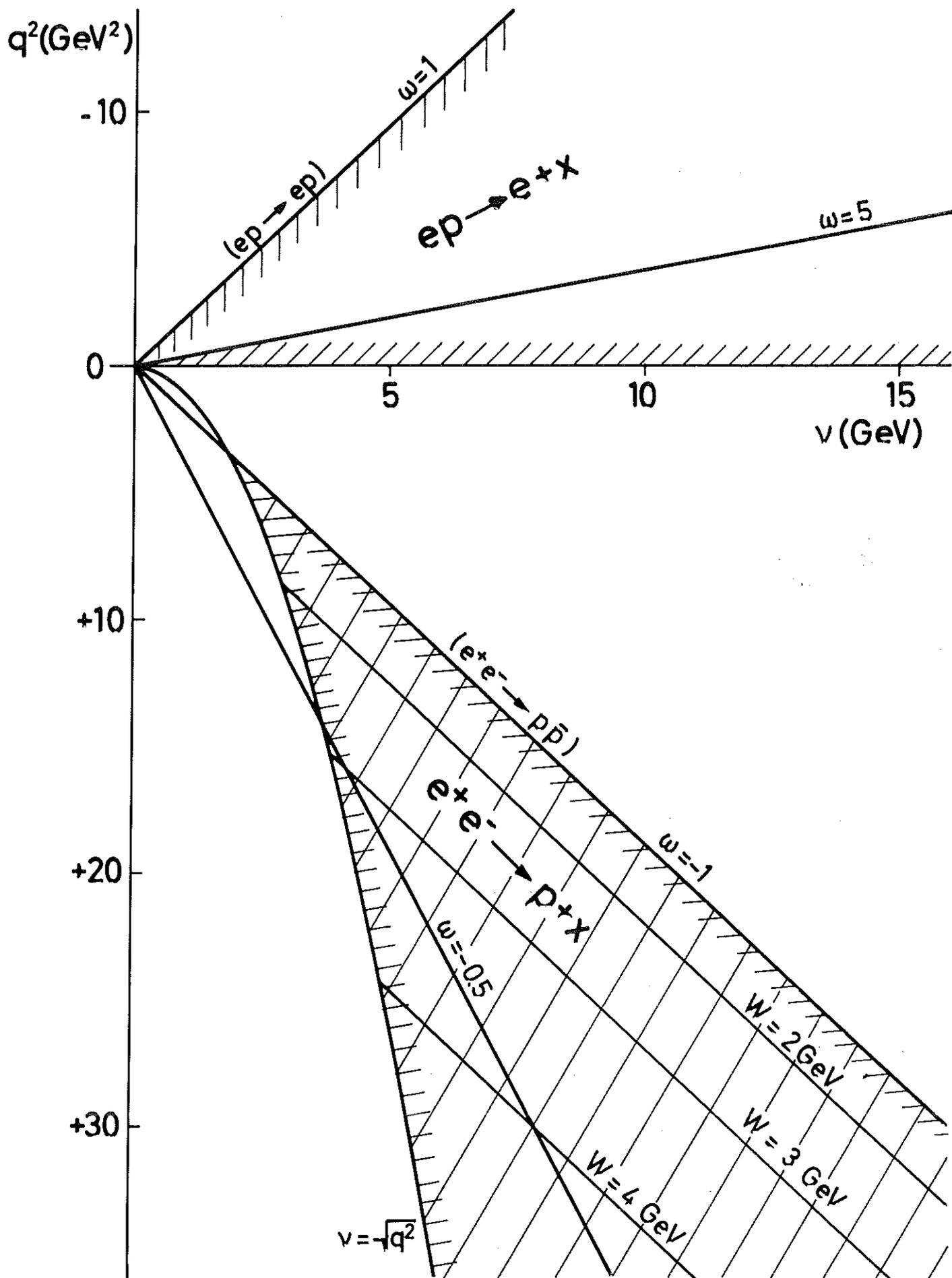


Abb. 14

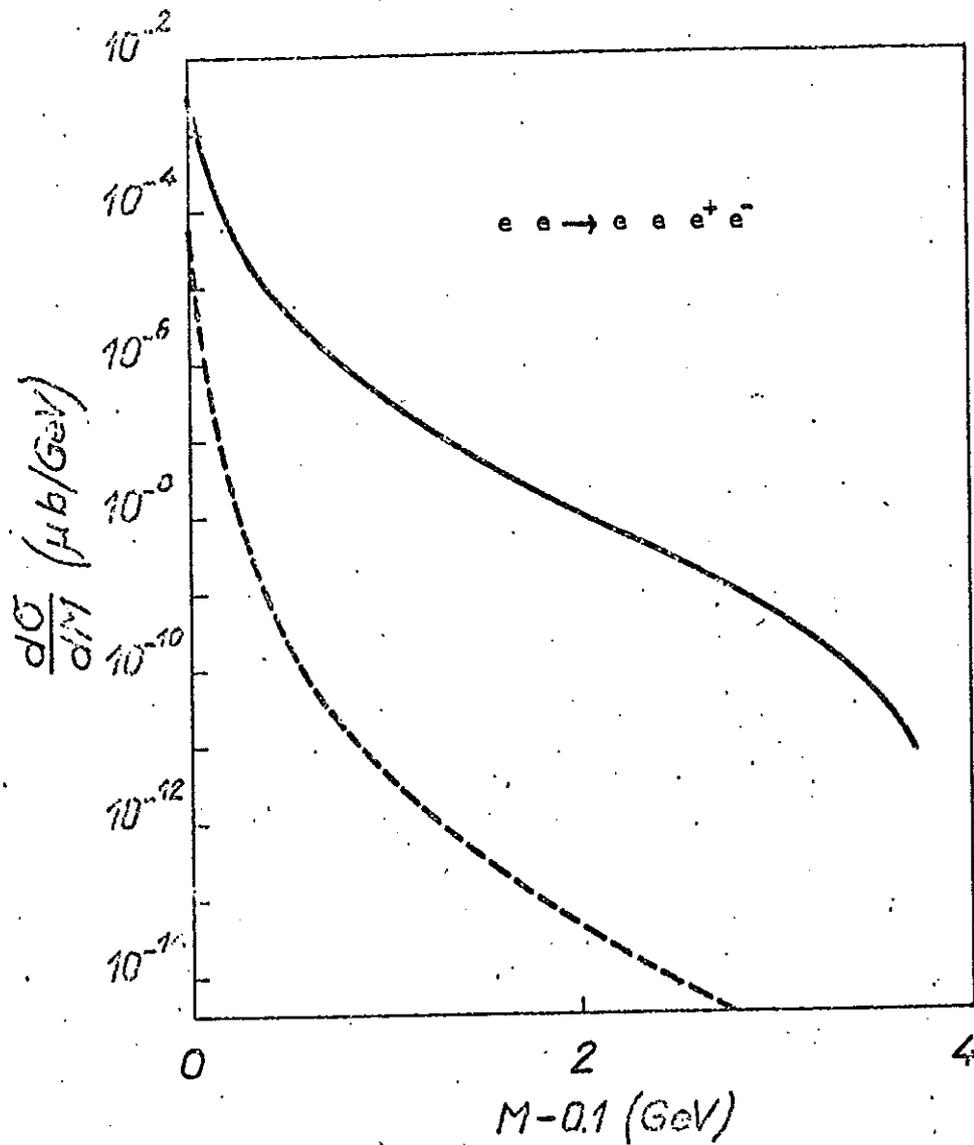


Abb. 15 a

Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dM$ in Abhängigkeit von $(M - 2m_A)$, (M Masse des A^+A^- Paares; m_A Masse von A) für $E = 2$ GeV, Abschneidewinkel $\theta_{\max} = 4$ mr.

- Beitrag von Diagramm I $\times 10^{-4}$
- Beitrag der Diagramme II

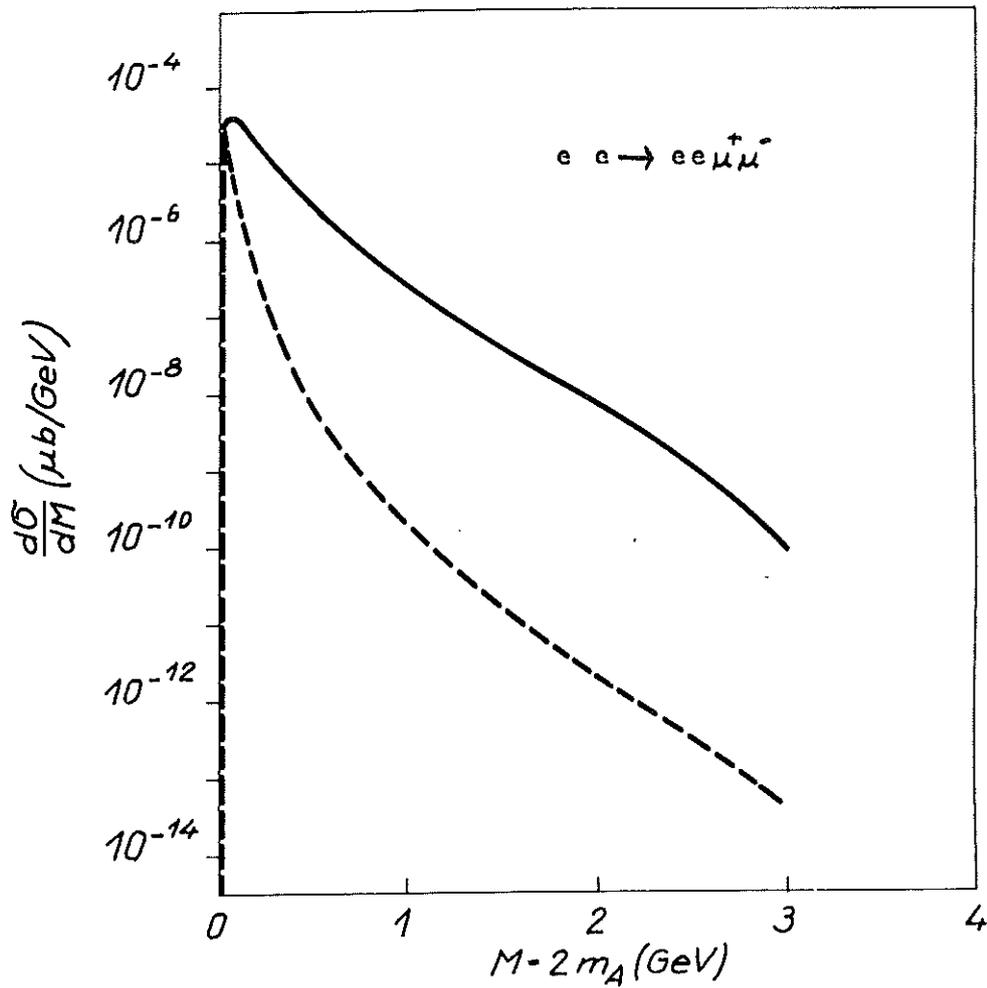


Abb. 15b Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dM$ in Abhängigkeit von $(M-2m_A)$, (M Masse des A^+A^- Paares; m_A Masse von A) für $E = 2$ GeV, Abschneidewinkel $\theta_{\max} = 4$ mr.

———— Beitrag von Diagramm I $\times 10^{-4}$
 - - - - - Beitrag der Diagramme II

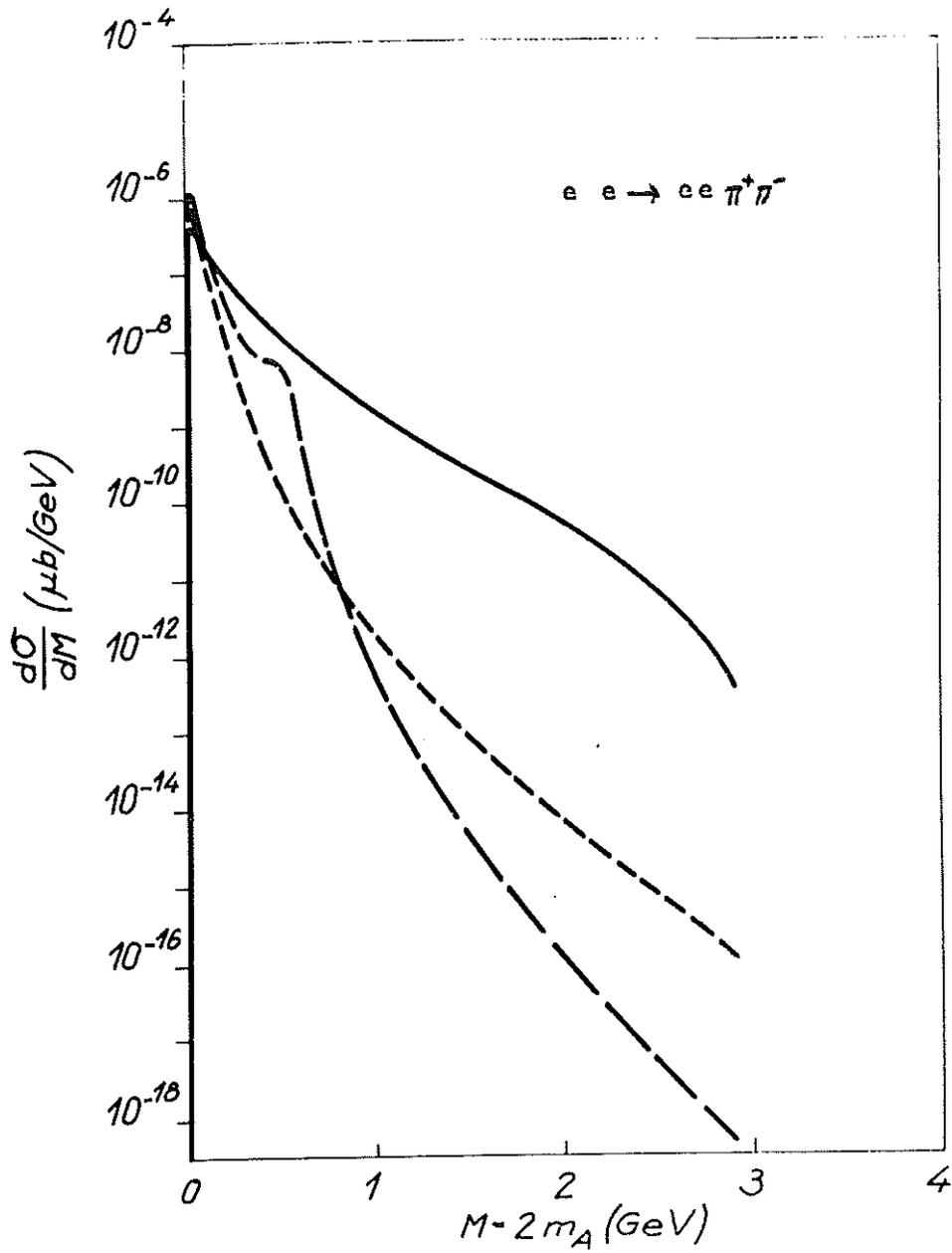


Abb. 15c

Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dM}$ in Abhängigkeit von $(M-2m_A)$, (M Masse des A^+A^- Paares; m_A Masse von A) für $E=2$ GeV, Abschneidewinkel $\theta_{\max} = 4$ mr.

- Beitrag von Diagramm I $\times 10^{-4}$
- Beitrag der Diagramme II nach QED
- - - - Beitrag der Diagramme II mit resonantem g

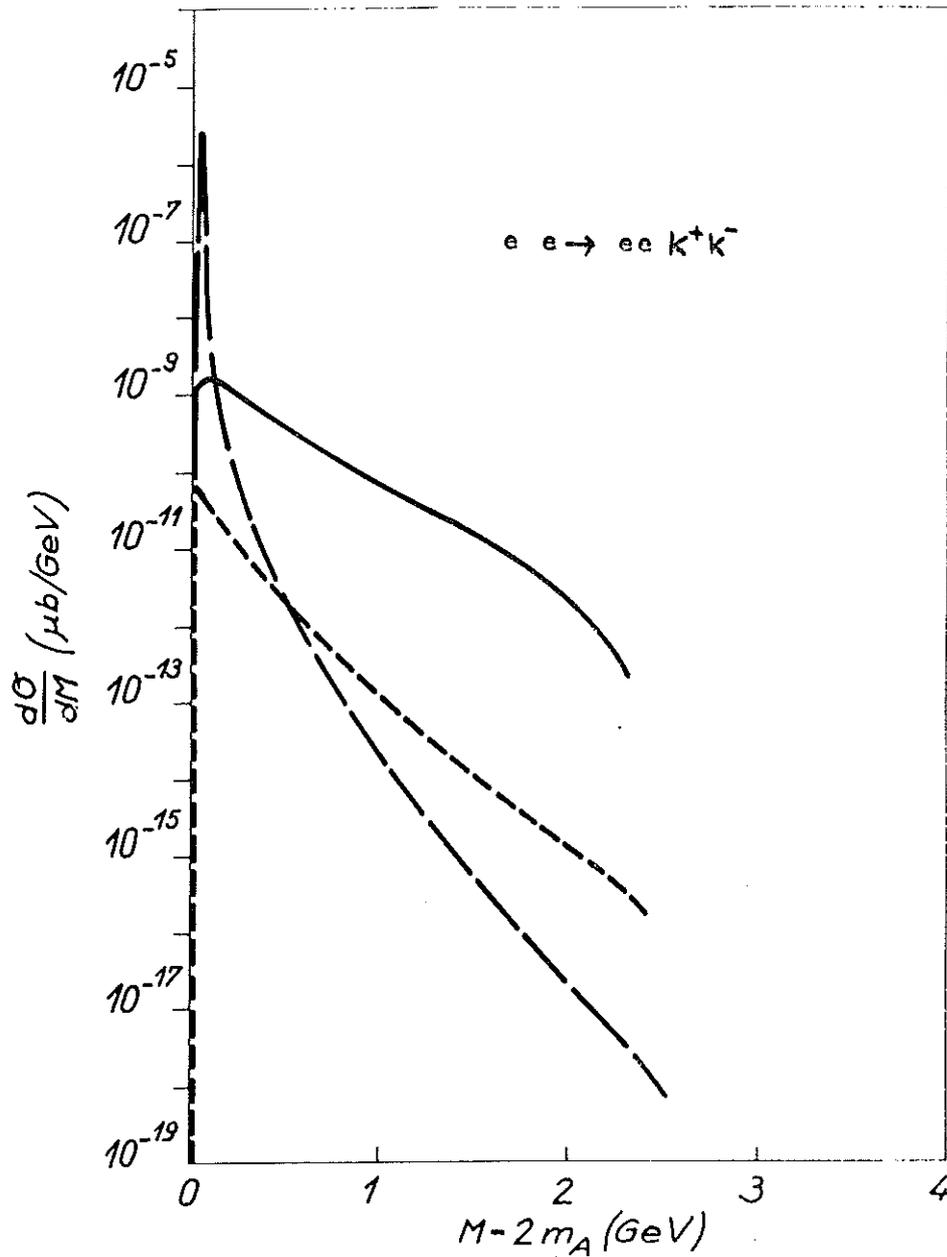


Abb. 15d Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dM}$ in Abhängigkeit von $(M - 2m_A)$, (M Masse des $A^+ A^-$ Paares; m_A Masse von A) für $E = 2$ GeV, Abschneidewinkel $\theta_{\max} = 4$ mr.

————— Beitrag von Diagramm I $\times 10^{-4}$
 - - - - - Beitrag der Diagramme II nach QED
 - · - · - Beitrag der Diagramme II mit resonantem ϕ

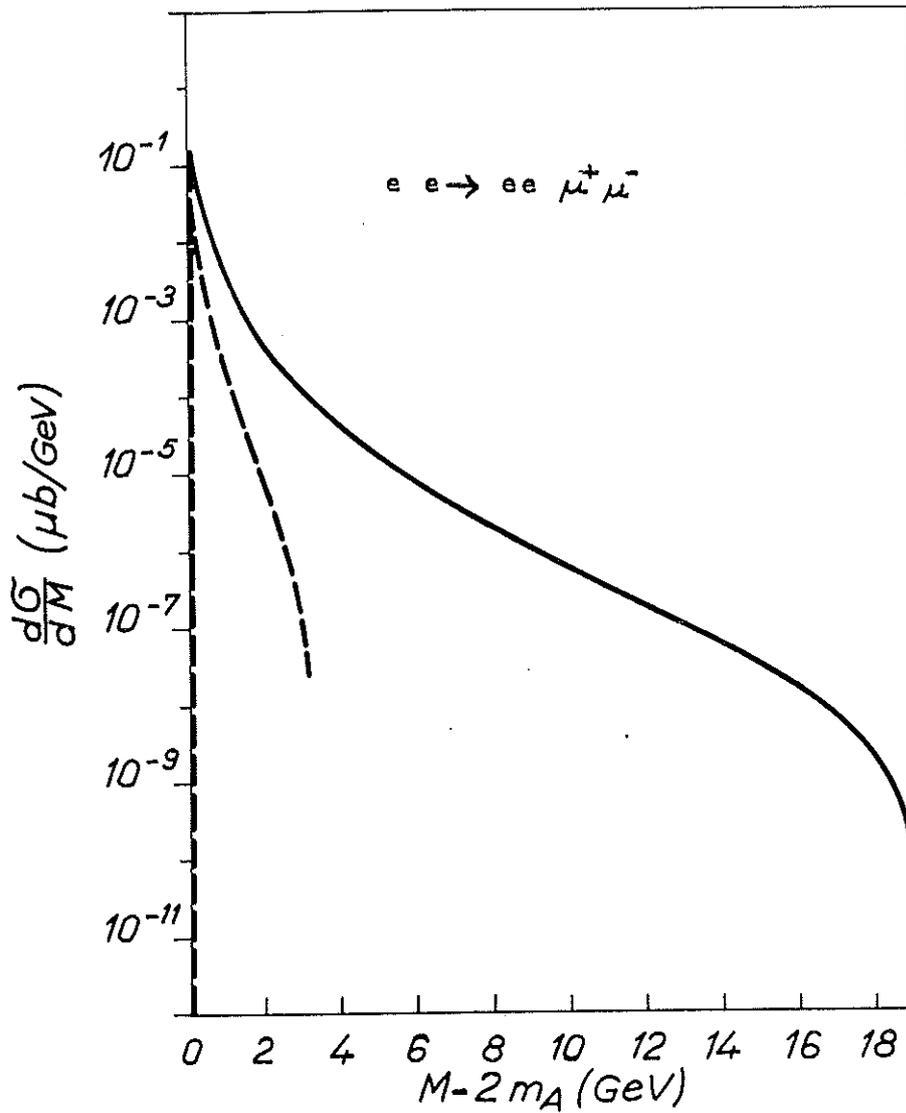


Abb.16a Differentieller Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von $(M-2m_A)$ bei $E = 10$ GeV (—) und $E = 2$ GeV (----), Abschneidewinkel $\theta_{\max} = 4$ mr.

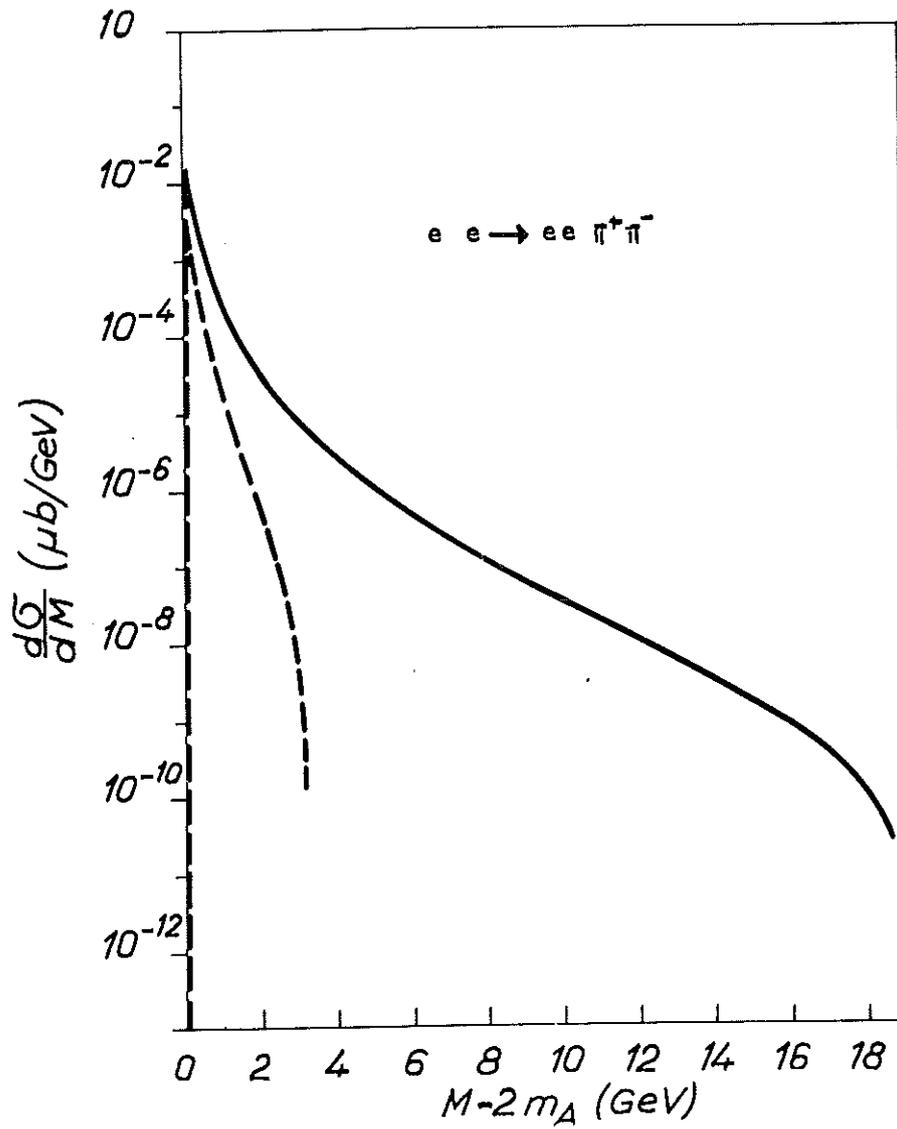


Abb. 16b Differentieller Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von $(M - 2m_A)$ bei $E = 10$ GeV (—) und $E = 2$ GeV (----). Abschneidewinkel $\theta_{\max} = 4$ mr.

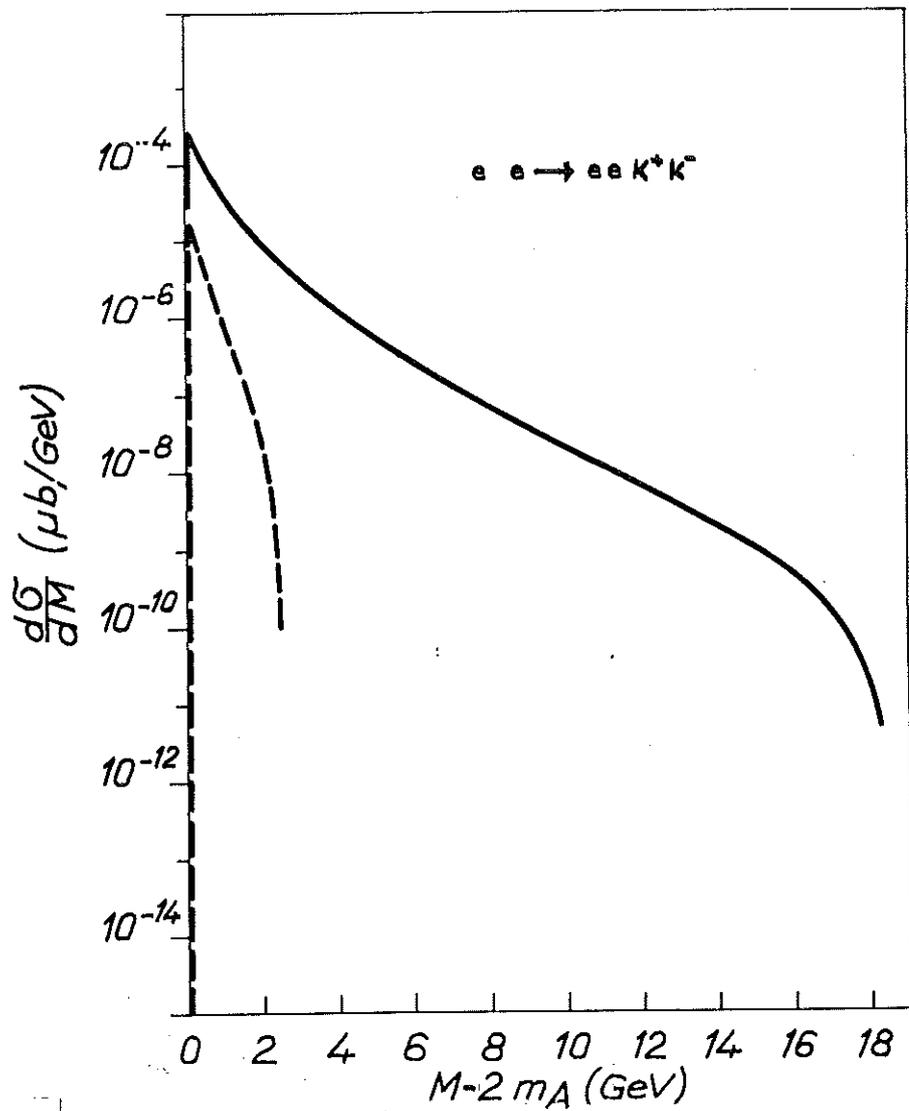


Abb. 16c. Differentieller Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von $(M - 2m_A)$ bei $E = 10$ GeV (—) und $E = 2$ GeV (----). Abschneidewinkel $\theta_{\max} = 4$ mr.

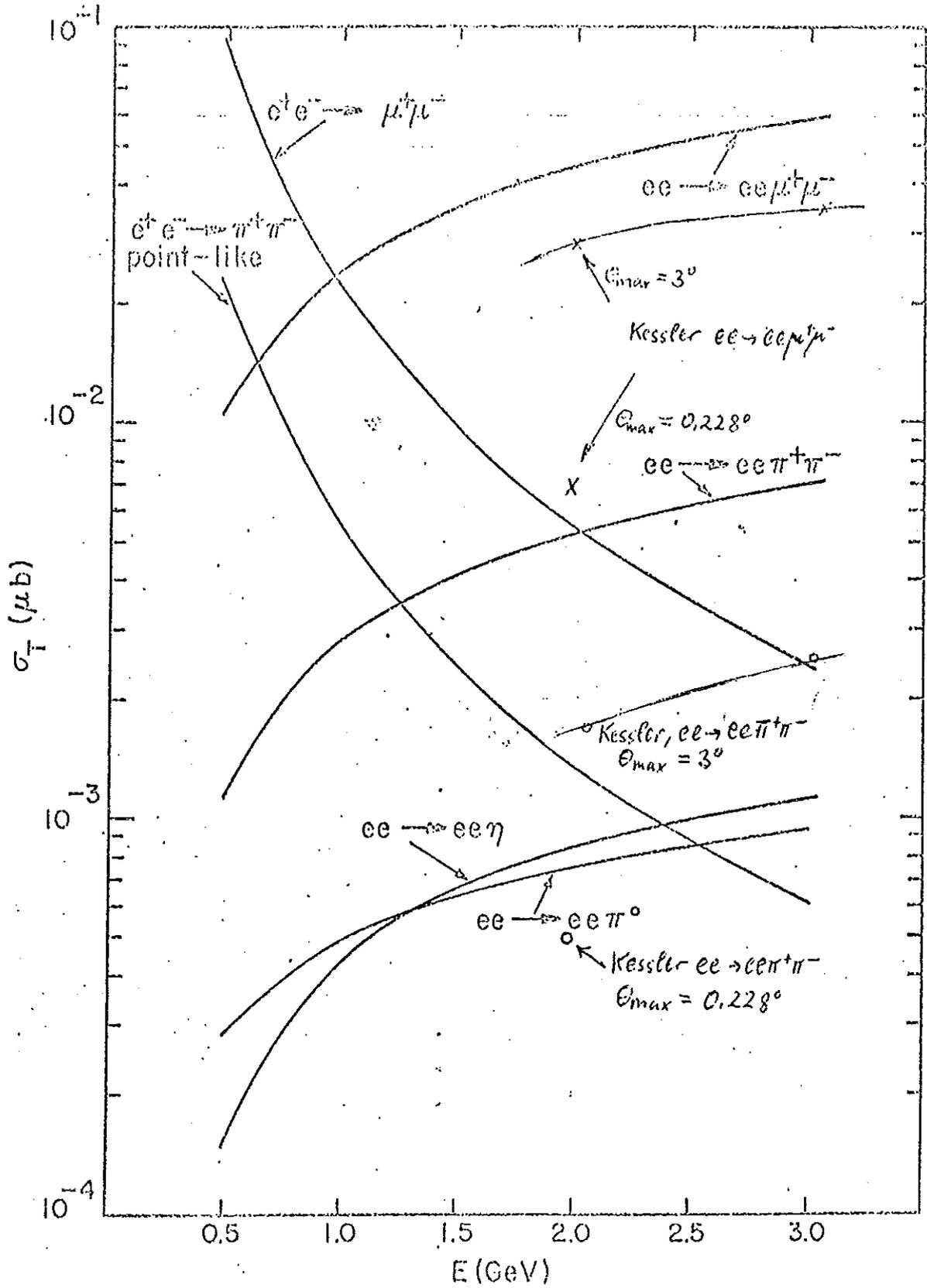


Abb. 17 Gesamtwirkungsquerschnitte (nach Brodsky u.M., 38)

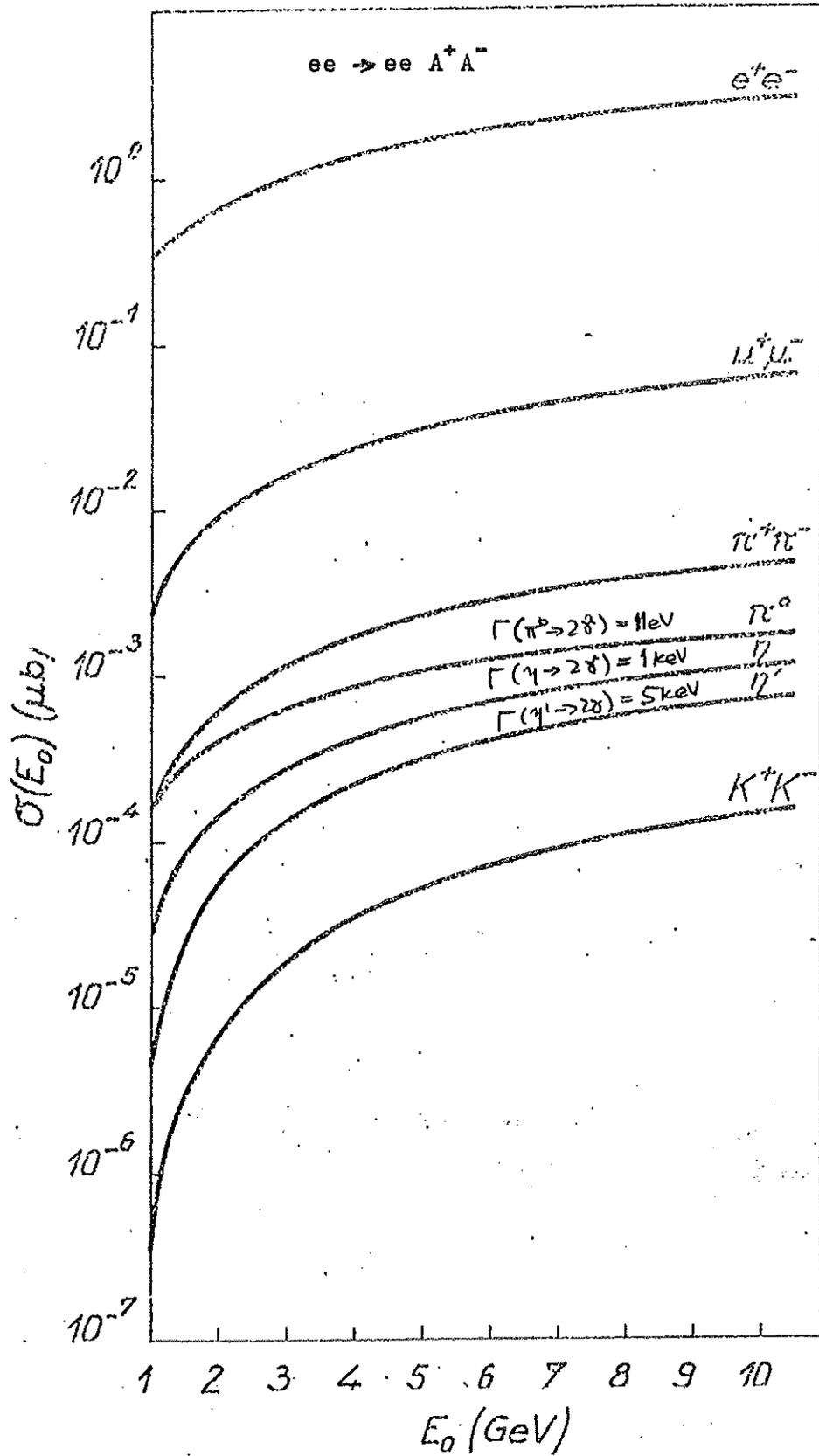


Abb. 18 Nach Ref. 35

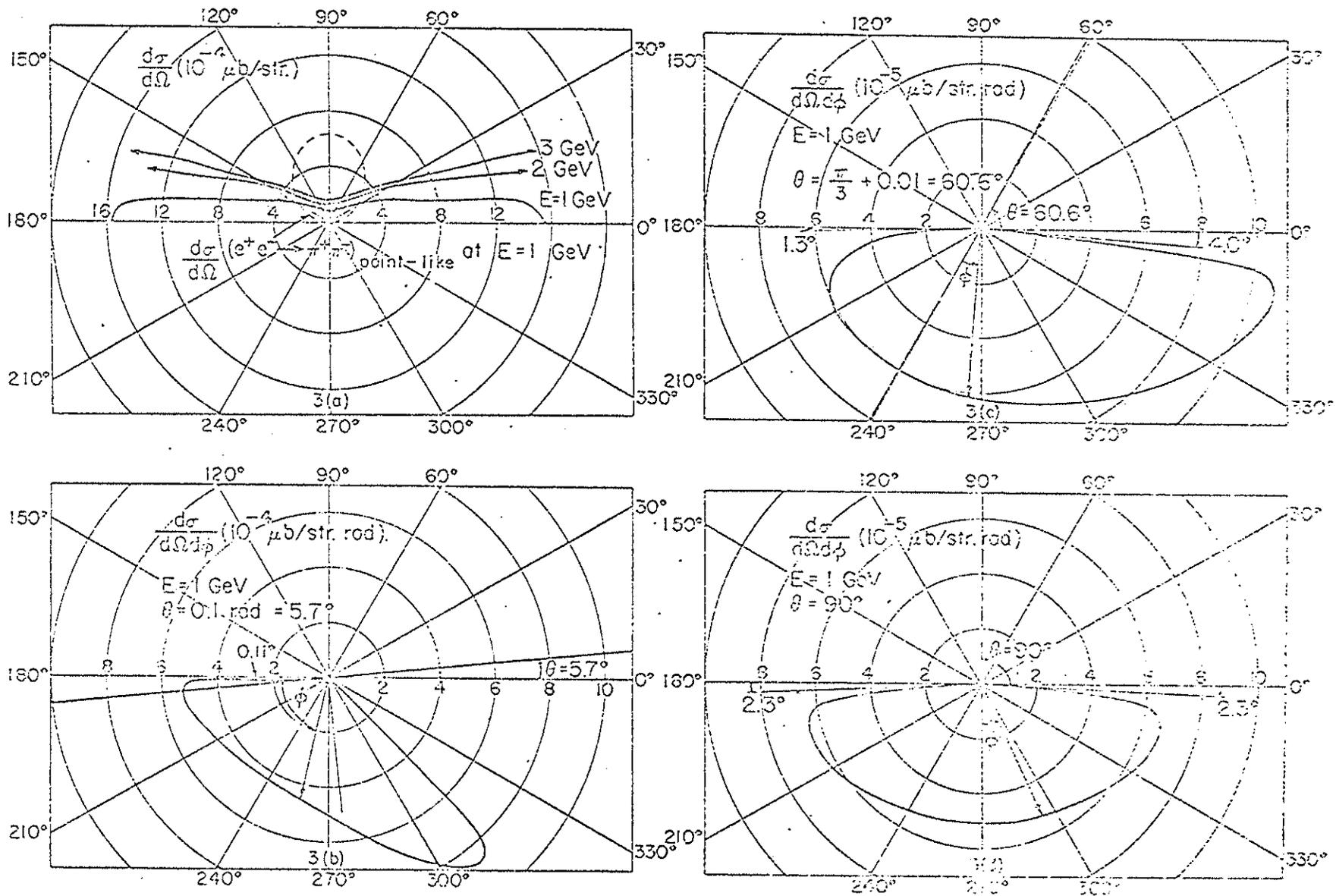


Abb. 19 Differentielle Wirkungsquerschnitte für Pionpaarerzeugung über 2γ Vernichtung. Die Pfeillänge ist dem differentiellen Wirkungsquerschnitt proportional. Definition der Winkel: θ Streuwinkel, $180^\circ - \phi$ Winkel zwischen π^+ und π^- . In Abb. b, c wird ϕ von der jeweiligen θ Geraden aus gezählt. (Aus Ref. 38).

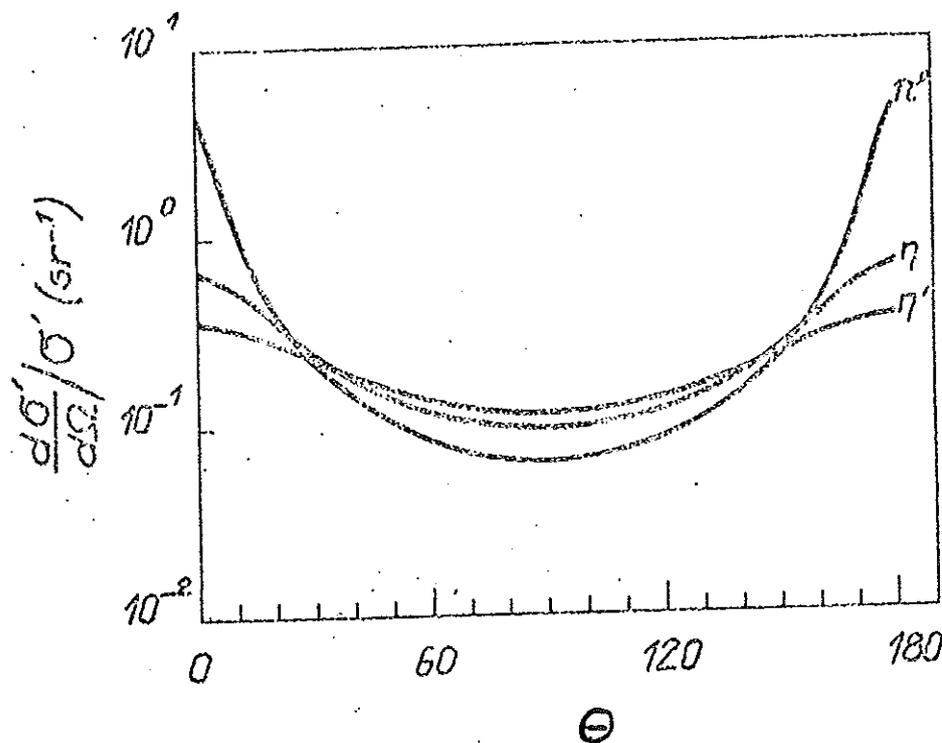
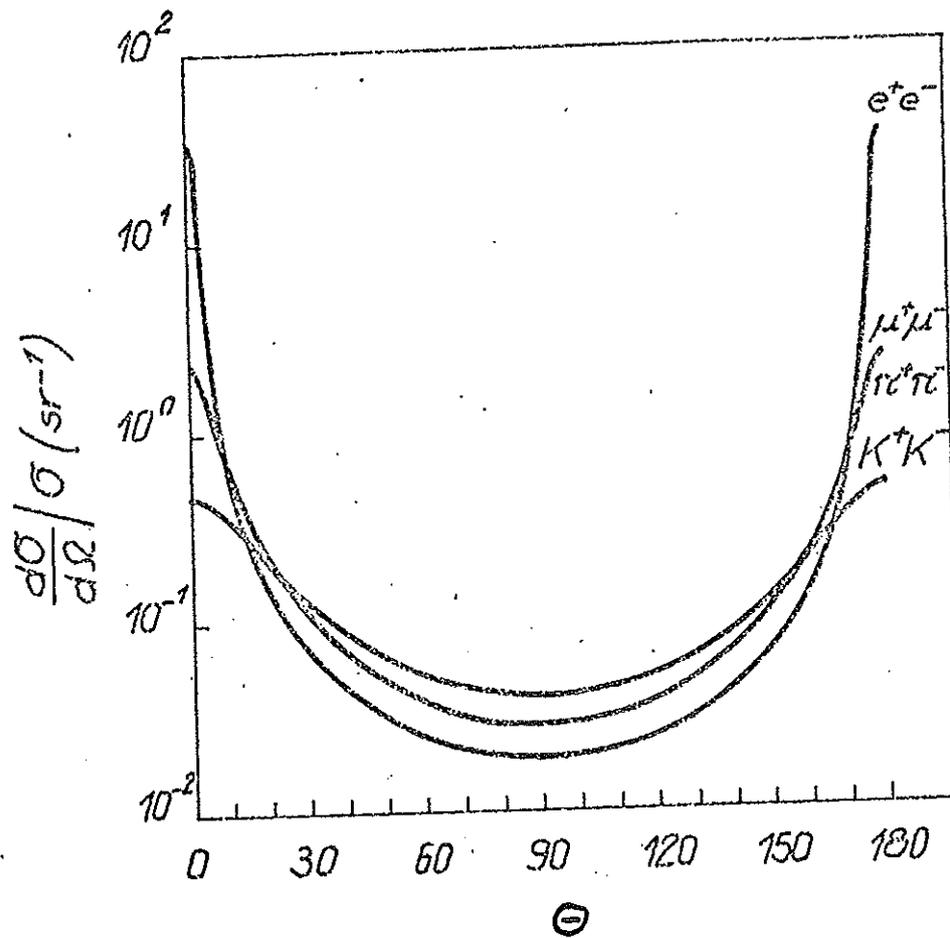


Abb. 20 Winkelverteilung von e , μ , π , k bzw. γ bezgl. Strahlrichtung in den Prozessen $ee \rightarrow ee$, e^+e^- , $\pi^+\pi^-$, k^+k^- , $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ (Aus Ref.35).

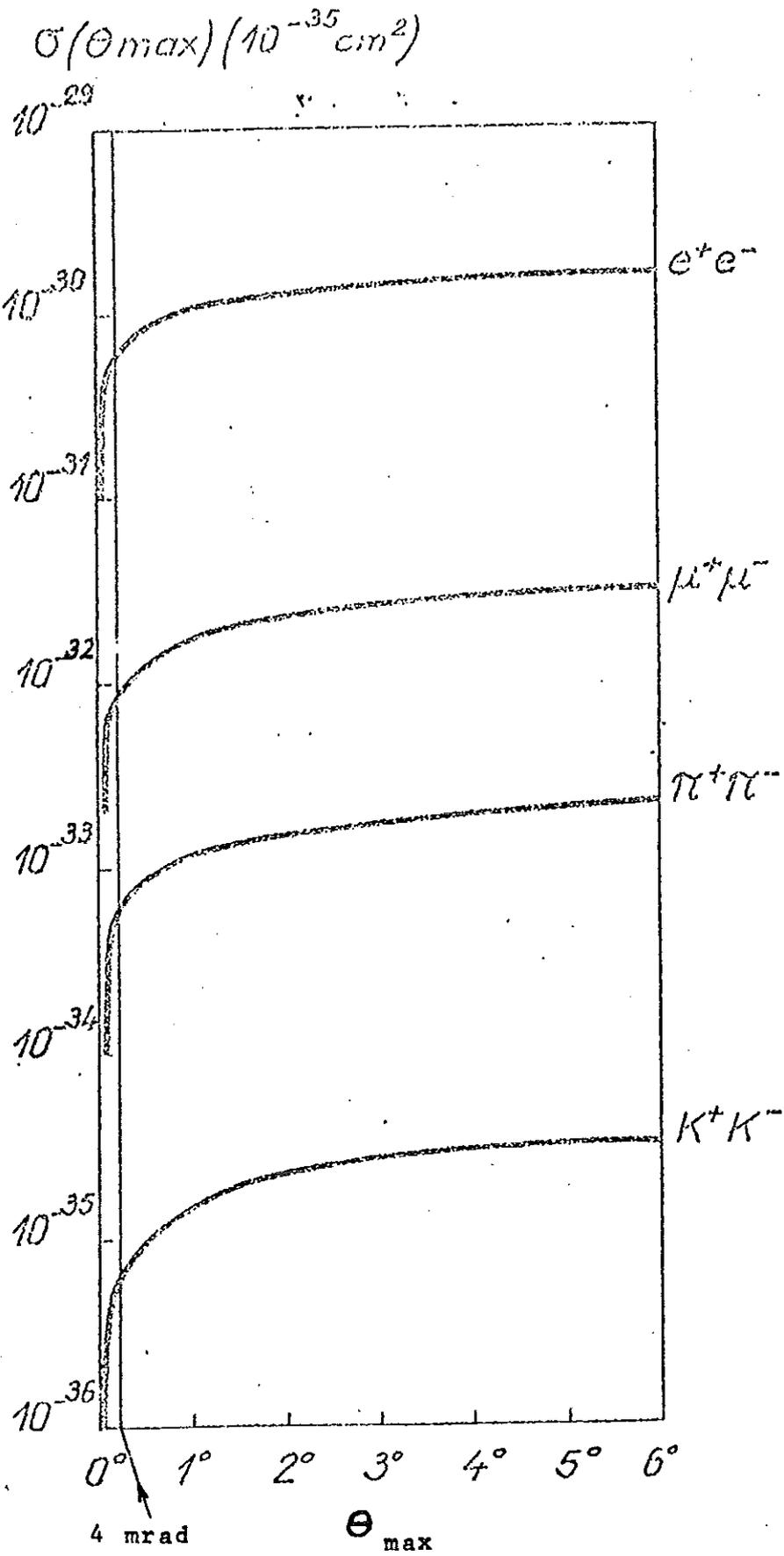


Abb. 21 Wirkungsquerschnitte für $e^+e^- \rightarrow e^+e^-A^+A^-$ für den Fall, daß e^+ und e^- unter Winkel $\theta < \theta_{\max}$ gestreut werden.